

Электронно-топологический переход в сплавах $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ и его влияние на температуру сверхпроводящего перехода

Т.А. Игнатъева, А.Н. Великодный

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
ул. Академическая, 1, г Харьков, 61108, Украина

E-mail: tikhonovsky@kipt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 мая 2003 г., после переработки 5 декабря 2003 г.

Исследованы особенности изменения температуры сверхпроводящего перехода T_c сплавов $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ в интервале концентраций C до 5 ат.% Мо (в пределах твердого раствора) под давлением P до 10 кбар. Наблюдается нелинейное увеличение T_c до ≈ 5 К при добавлении примеси $C \approx 4,7$ ат.% Мо с перегибом при $C \approx 2,35$ ат.% Мо. Зависимость $(\partial T_c / \partial P)(C)$ имеет минимум при той же концентрации Мо. Это свидетельствует о наличии критической энергии $E_c < E_F^0$ в электронном спектре Re. Примесь Мо, электроотрицательная относительно Re, понижает энергию Ферми E_F^0 Re и при пересечении E_c — вершины заполненной d -зоны, ниже уровня Ферми происходит электронно-топологический переход (ЭТП) под действием примеси Мо при концентрации $C \approx 2,35$ ат.%. Минимум и асимметрия $(1/T_c)(\partial T_c / \partial P)(C)$ соответствуют появлению новой дырочной полости поверхности Ферми. На уровень Ферми выходят d -электроны с высокой плотностью электронных состояний, что дает существенный вклад в увеличение T_c . При количественном сравнении теории с экспериментом определено расстояние $E_F^0 - E_c \approx 0,017$ эВ, а также другие параметры ЭТП.

Досліджено особливості змінювання температури надпровідного переходу T_c сплавів $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ в інтервалі концентрацій C до 5 ат.% Мо (у межах твердого розчину) під тиском P до 10 кбар. Спостерігається нелінійне збільшення T_c до ≈ 5 К при додаванні домішки $C \approx 4,7$ ат.% Мо з перегибом при $C \approx 2,35$ ат.% Мо. Залежність $(\partial T_c / \partial P)(C)$ має мінімум при цій же концентрації Мо. Це свідчить про наявність критичної енергії $E_c < E_F^0$ в електронному спектрі Re. Домішка Мо, електроотрицательна відносно Re, зменшує енергію Фермі E_F^0 Re та при перетинанні E_c — вершини заповненої d -зони, нижче рівня Фермі здійснюється електронно-топологічний перехід (ЕТП) під дією домішки Мо при концентрації $C \approx 2,35$ ат.%. Мінімум та асиметрія $(1/T_c)(\partial T_c / \partial P)(C)$ відповідають появі нової діркової порожнини поверхні Фермі. На рівень Фермі виходять d -електрони з високою густиною електронних станів, що дає значний вклад у підвищення T_c . При кількісному порівнянні теорії з експериментом визначено віддал $E_F^0 - E_c \approx 0,017$ еВ, а також інші параметри ЕТП.

PACS: 72.15.-v, 72.15.Jf, 74.62.Yb

1. Введение

Интерес к изучению особенностей электронного спектра Re возник не случайно. Рений — переходный металл со сложной электронной структурой [1], влияющей на физические свойства. Повышение температуры сверхпроводящего перехода T_c рения под действием примесей отрицательной валентности (Mo, W) в области твердого раствора рассматривалось в работе [2] как результат возможного существо-

вания критической энергии E_c [3,4] в электронном спектре Re ниже уровня Ферми E_F^0 . Экспериментальных доказательств не было. Это и определило задачу настоящей работы — исследовать особенности электронного спектра рения в интервале энергий, меньших E_F^0 , определить наличие E_c по электронно-топологическому переходу (ЭТП), найти критические значения параметров ЭТП, в том числе и расстояние $E_F^0 - E_c$, из количественного сравнения теории [4,5]

с экспериментом, сопоставить ЭТП в Re под влиянием примесей различных валентностей с изменениями T_c .

Для исследований были выбраны сплавы $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ в пределах твердого раствора и в качестве метода определения критической энергии в электронном спектре при ЭТП — исследование экстремума производной $(\partial T_c / \partial P)(P, C)$ [4,6], здесь P — давление, C — концентрация примеси. В основе этого метода лежит изучение особенностей в плотности электронных состояний $\delta v \approx (E_F^0 - E_c)^{1/2}$, предсказанных Лифшицем [3], возникающих в электронном спектре металла при наличии E_c близкой к уровню Ферми. Такие особенности проявляются при условии $E_F^0 \approx E_c$ как один из четырех возможных типов электронно-топологических переходов, изменяющих топологию поверхности Ферми (ПФ) [3,4]. Это условие можно реализовать, изменяя E_F^0 под действием давления в чистых металлах [3] либо, как следует из работ [4–16], давления и примеси в сплавах. Впервые ЭТП наблюдали по особенностям сверхпроводящих характеристик в Tl и его твердых растворах с небольшими добавками примесей [6] и теоретически обосновали в работе [4]. В этих работах установили связь $\delta v \approx (E_F^0 - E_c)^{1/2}$ с нелинейностью $T_c(P, C)$ и $\delta \delta v / \delta E$ с экстремумом производной $(\partial T_c / \partial P)(P, C)$ при электронно-топологических переходах. В работе [4] были определены типы ЭТП в соответствии с асимметрией зависимости $(\partial T_c / \partial P)(P, C)$ и знаками параметров ЭТП. В работах [7–9,12] было показано, что, варьируя одновременно два параметра, изменяющие E_F^0 , можно максимально близко приблизить E_F^0 к особой точке электронного спектра путем добавления примеси (сравнительно резко), а под действием давления, плавно изменяя E_F^0 , пройти особенность E_c в узком интервале энергий, либо определить производную измеряемой характеристики по давлению для заданной концентрации примеси. Валентность добавляемой примеси определяет область исследуемых энергий: $E > E_F^0$ или $E < E_F^0$.

Результаты исследований ЭТП по сверхпроводящим характеристикам для Tl, In, Mo, Re, α -U, Cd и их сплавов были количественно сопоставлены с теорией Макарова, Барьяхтара [4,5] в работах [7–10,12]. Для этих металлов определены значения параметров ЭТП: $\pm (E_F^0 - E_c)$, критические значения концентрации примеси либо давления, при которых происходит ЭТП, и другие параметры. Позже теоретически [17,18] и экспериментально [13,19] было показано, что для нормальных металлов экстремум, соответствующий $\delta \delta v / \delta E$ при ЭТП, проявляется в термоэдс $(\alpha/T)(P, C)$. Сплавы таллия, индия [7,8,19], Mo–Re, Mo–Re–Nb [12,13] были исследованы как в сверхпроводящем, так и в нормальном состояниях и установле-

но соответствие экстремумов $(1/T_c)(\partial T_c / \partial P)(P, C)$ и $(\alpha/T)(P, C)$ при ЭТП в обоих случаях. Результаты этих работ показали, что изучение характера поведения $(1/T_c)(\partial T_c / \partial P)(P, C)$ и термоэдс $(\alpha/T)(P, C)$ может быть эффективным методом нахождения критических точек электронного спектра, расположенных близко к энергии Ферми, и однозначным критерием ЭТП. Экстремумы $(1/T_c)(\partial T_c / \partial P)(P, C)$ и термоэдс $(\alpha/T)(P, C)$ всегда определяются на фоне плавного изменения самой величины и фактически совпадают с E_c или критическим значением параметра, под действием которого происходит ЭТП. Что же касается особенности $\delta v \approx (E_F^0 - E_c)^{1/2}$, которая проявляется как нелинейность в $T_c(C)$, теплоемкости и т. д., то на фоне плавного изменения самой величины ее трудно идентифицировать. В то же время в совокупности с $(1/T_c)(\partial T_c / \partial P)(P, C)$ эти данные помогают определить тип перехода, а при количественном сравнении с теорией увеличивают число обрабатываемых экспериментальных точек, что повышает надежность полученных значений параметров. Один из важных параметров, определенных по результатам исследований ЭТП при сравнении теории с экспериментом [7–10,12,13], — это расстояние от энергии Ферми до критической точки $\pm (E_F^0 - E_c)$. Значение этой величины для различных металлов составляет 10^{-2} – 10^{-3} эВ и находится в пределах точности теоретических расчетов зонной структуры электронного спектра. Поэтому сравнение этих результатов с теоретическими расчетами зонной структуры может быть лишь качественным. Кроме того, необходимо обратить внимание на то, что термодинамические и кинетические характеристики содержат интегральную плотность электронных состояний и выделить направление, в котором происходят изменения ПФ при исследованиях ЭТП, в соответствии с особенностью $\delta v(E_F)$ невозможно. Поэтому сравнение результатов данной работы с расчетами [1] можно рассматривать как качественное, а численные значения $\pm (E_F^0 - E_c)$, полученные из данных для ЭТП, — как дополнительные данные.

Вернемся к рассмотрению электронной структуры рения. Теоретические расчеты электронного спектра Re и сравнение их с результатами экспериментальных исследований поверхности Ферми подробно проведены в работе [1]. Топология больших участков поверхности Ферми Re достаточно хорошо изучена и расчеты [1] согласуются с экспериментом, топология малых участков ПФ вдоль линий AL и ГМ в соответствии с расчетами [1] очень чувствительна к значению E_F^0 и недостаточно точно определена. Эти расчеты показали, что незначительное увеличение E_F^0 приблизительно на 0,05 эВ приводит к существенным изменениям ПФ рения в 8- либо 9-й (10-й) зонах Брюллюэна. Эти теоретиче-

ские предпосылки указывали на возможные изменения топологии ПФ рения при малых изменениях энергии Ферми в чистом рении под влиянием внешних воздействий. В работах [2,15], в которых изучены зависимости $T_c(P,C)$ и $(\partial T_c/\partial P)(P,C)$ для Re и его сплавов в области энергий выше E_F^0 , наблюдали нелинейную зависимость $T_c(P)$ Re и сильную чувствительность этой зависимости к небольшим добавкам примесей, а также экстремум зависимости $(\partial T_c/\partial P)(P,C)$ в сплавах Re–Os. Эти результаты объяснены как проявление электронно-топологического перехода в Re при $E_F^0 \approx E_{c1}$. В результате сравнения экспериментальных данных [15] с теорией [4] в работе [9] определены значения параметров ЭТП в Re, в том числе расстояние E_F^0 до новой полости ПФ (E_{c1}), которое составило $\approx 0,001$ эВ.

В интервале энергий $E < E_F^0$ получены зависимости $T_c(P)$ лишь для нескольких концентраций сплавов рения с малыми добавками примесей Mo и W [2,15], указывающих на нетривиальное поведение T_c под действием примесей меньшей валентности, но не дающих информации об ЭТП в этой области энергий.

Эта область энергий изучена в настоящей работе. Подробно исследованы особенности сверхпроводящих характеристик $T_c(C)$ и $(\partial T_c/\partial P)(P,C)$ сплавов $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ в интервале концентраций 0–5 ат.% Mo (область твердого раствора) и давлений 0–10 кбар. Для нескольких концентраций измерены значения термоэдс. Обнаружен минимум $(\partial T_c/\partial P)(P,C)$, коррелирующий с нелинейным увеличением $T_c(C)$ и результатами по термоэдс. Используя ранее развитые представления об ЭТП, полученные результаты рассмотрены как следствие электронно-топологического перехода в области энергий меньших E_F^0 . Определены количественные характеристики ЭТП при сравнении экспериментальных данных с теорией [4,5,9]. Рассмотрено влияние ЭТП на изменения T_c рения под действием примесей.

2. Приготовление образцов и методика измерений

Сплавы $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ приготовлены методом электронно-лучевой плавки в вакууме 10^{-6} торр. Исходные заготовки сечением 6×8 мм и длиной 60 мм формировали прессованием смеси порошков Re и Mo высокой степени чистоты с определенным весовым соотношением, затем плавил. Количество проходов зоны плавления (6–8) в двух противоположных направлениях обеспечивало хорошую однородность распределения примеси по образцу. Напряжения устраняли отжигом заготовок при температуре ≈ 800 °С. Для измерений вырезали образцы вдоль направления дви-

жения «зоны» размерами 1×0,5×77 мм. Однородность распределения примеси по образцу контролировали по ширине свехпроводящего перехода, которая составляла 0,05–0,1 К. Концентрацию примеси определяли по спектрам характеристического излучения с точностью до 3%. Измерения сверхпроводящих характеристик проводили обычным потенциометрическим методом в криостате для промежуточных температур. Давление создавали в мультипликаторе высоких давлений [20] и определяли по манганиновому датчику, используя коэффициенты $\partial \ln R/\partial P = 2,48 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$ при температуре 300 К и $\partial \ln R/\partial P = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$ при 4,2 К, известные из литературы. Об однородности давления судили по параллельному смещению перехода образцов в сверхпроводящее состояние под давлением относительно $P = 0$. Методика эксперимента подробно описана в работе [21].

3. Результаты измерений

На рис. 1 представлены результаты измерений $T_c(C)$, $T_c(P)$, $(\partial T_c/\partial P)(C)$, остаточного сопротивления ρ образцов $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ с различным содержанием примеси (0–5 ат.%) и термоэдс для нескольких концентраций (0,5; 2,3; 4,7 ат.%) Mo. Как видно на рис. 1,а, добавление к Re примеси Mo приводит к нелинейному росту $\rho(C)$ и $T_c(C)$ от 1,7 К для чистого Re до ≈ 5 К для $\text{Re}_{0,953}\text{Mo}_{0,047}$ с точкой перегиба в зависимостях $T_c(C)$ и $\rho(C)$ при $\approx 2,3$ ат.% Mo. На рис. 1,б показаны зависимости $\Delta T_c(P)$ для сплавов $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ различного состава в интервале давлений 0–10 кбар, они линейны и производная по давлению отрицательна для всех концентраций примеси. Зависимость $(\partial T_c/\partial P)(C)$ построена по данным $T_c(P)_{P \rightarrow 0}$ для исследованных сплавов и представлена в шкале электронных концентраций N на рис. 1,в. Здесь наблюдается минимум при $N \approx 6,977$ электронов/атом, что соответствует 2,3 ат.% Mo. На рис. 1,г приведены значения термоэдс при 6,2 К для образцов Re–Mo трех концентраций (0,5; 2,3; 4,7 ат.%) Mo, измеренные одновременно. Приведенные значения отрицательны, причем минимальному соответствует $C \approx 2,3$ ат.% Mo. Величина термоэдс для чистого рения, по литературным данным, сильно колеблется, на нашем графике приведено значение из таблицы в [22]. Нелинейный рост T_c с перегибом при $C \approx 2,3$ ат.% Mo в зависимостях $T_c(C)$ и остаточного сопротивления $\rho = R_{4,2\text{К}}/(R_{300\text{К}} - R_{4,2\text{К}})$ от концентрации примеси коррелирует с минимумом $(\partial T_c/\partial P)(C)$ и минимальным значением $(\alpha/T)(C)$ при этой же концентрации, что свидетельствует об их единой природе. Согласно представлениям о связи особенностей сверхпроводящих и нормальных характеристик с ЭТП под действием примеси и давления

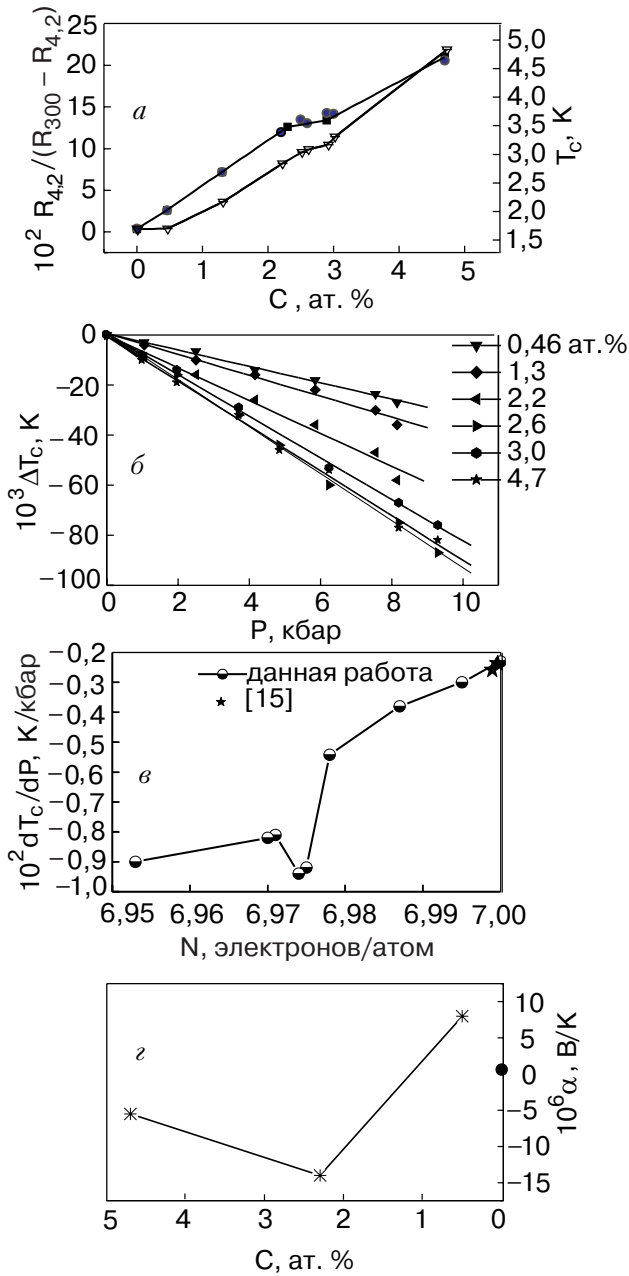


Рис. 1. а – Концентрационные зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c (∇) и остаточного сопротивления $R_{4,2}/(R_{300} - R_{4,2})$ (\blacksquare, \bullet) для системы Re–Mo; б – зависимости изменения T_c от давления для Re–Mo с различными концентрациями примеси Mo (концентрации указаны на графике); в – концентрационная зависимость dT_c/dP ; г – термоэдс Re–Mo с концентрациями 0,5; 2,3; 4,7 ат.% Mo при $T \approx 6$ К.

[4,17], их можно отнести к изменениям топологии поверхности Ферми под влиянием примеси. Минимум и асимметрия в зависимости $(\partial T_c/\partial P)(C)$, согласно теории [4], соответствуют образованию дырочной полости ПФ при уменьшении E_F^0 под действием примеси. Знак и минимальное значение термоэдс для сплава с концентрацией 2,3 ат.% Mo относительно двух дру-

гих (рис. 1,г) коррелирует с результатами зависимости $(\partial T_c/\partial P)(C)$ и подтверждает, что изменения топологии ПФ относятся к появлению дырочной полости ПФ.

4. Сравнение теории с экспериментом

Для сравнения теории с экспериментом рассматривали зависимости $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ и $T_c(C)$ для систем Re–Mo (результаты данной работы) и Re–Os [2,15], представленные на рис. 2.

Особенности этих зависимостей, с точки зрения ранее развитых представлений об ЭТП в металлах и сплавах [4,5,9], соответствуют электронно-топологическим переходам в рении под действием примесей. Эти особенности проявляются на фоне плавных составляющих T_c и ее производной, которые определяются плавными изменениями электронного и фононного спектров.

Рассматривая результаты данной работы, необходимо заметить, что достаточно большие концентрации примесей исследуемых сплавов могут влиять на фононный спектр. Экспериментально, по данным нейтронографии, наблюдается смягчение фононного спектра [23], которое, по теоретическим оценкам T_c для Re, Re–Mo, деформированного Re [23], вносит незначительные изменения в $T_c(C)$ по сравнению с изменениями за счет электронного спектра. В данной работе $T_c(C)$ рассматривается как результат изменений плавной составляющей $T_c^0(C)$ и топологической δT_c , связанной с особенностью в плотности электронных состояний $\delta\nu \approx (E_F^0 - E_c)^{1/2}$. Изменения фононного спектра сказываются на плавной составляющей T_c^0 , но определяющими предполагаются изменения плотности электронных состояний. Влияние на T_c примеси как рассеивающего центра учитывается через параметр затухания Γ согласно теории [16].

Сравнение теории с экспериментом проведено методом наименьших квадратов. Найдены значения параметров, определяющие электронно-топологический переход в рении под действием примеси Mo. Подгонку параметров проводили, используя одновременно экспериментальные данные для $T_c(C)$ и $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$, так как они описываются одними и теми же параметрами. Это увеличило число обрабатываемых данных и обеспечило лучшую надежность полученных значений параметров.

В настоящей работе использовано выражение (2.15) из работы [9] с подходом, изложенным в [5,10], принимая во внимание достаточно большие концентрации примеси. В этом случае существенное изменение плавной составляющей $T_c^0(C)$ под действием примеси необходимо учитывать как

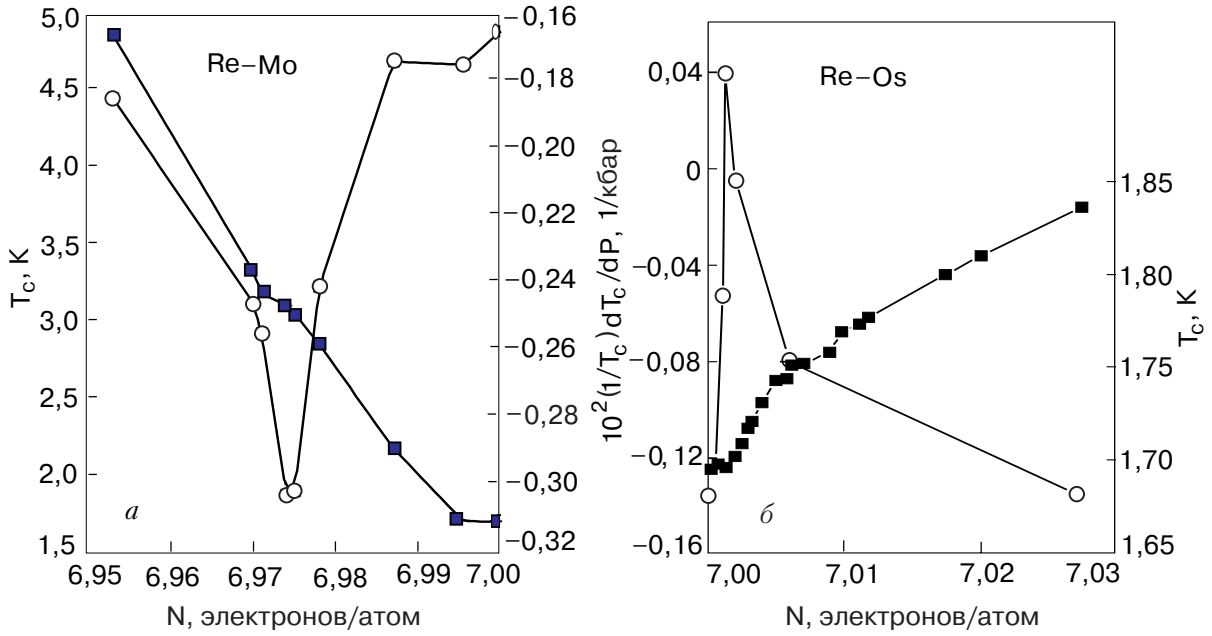


Рис. 2. Экспериментальные концентрационные зависимости $T_c(N)$ (■) и $(1/T_c)(dT_c/dP)(N)$ (○) для систем Re–Mo (данная работа) (а) и Re–Os [2,15] (б).

$\ln T_c^0(C) = \ln [T_c^* + (\partial T_c^0 / \partial C) \Delta C]$, оставляя $T_c^0(C)$ под знаком \ln . Здесь T_c^* – температура сверхпроводящего перехода чистого металла. С учетом этих замечаний выражение для сравнения теории с экспериментом имеет вид формулы (1), приведенной ниже. В предельном случае малых концентраций эта формула принимает вид выражения (7) из работы [10], где рассматривалось изменение T_c под давлением и зависимость $\ln T_c^0(P)$ была представлена в виде

$$\ln T_c^* + \ln \left(1 + \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial P} \Delta P \right) = \ln T_c^* + KP,$$

где коэффициент $K = (1/T_c^*)(\partial T_c^0 / \partial P) < 1$, и $\ln (1 + (1/T_c^*)(\partial T_c^0 / \partial P) \Delta P)$ можно записать как KP . В настоящей работе учтено, что примесь влияет на T_c значительно эффективнее давления [9,12]. В этом случае $(1/T_c^*)(\partial T_c^0 / \partial C) \Delta C$ при сравнительно больших концентрациях примеси может быть близким к 1, тогда $\ln T_c^0(C)$ корректнее представлять в виде

$$\ln T_c^* + \ln \left(1 + \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial P} \Delta P \right).$$

Выражение для сравнения теории с экспериментом в таком приближении имеет вид

$$\ln \frac{T_c}{T_c^0}(C) = \frac{V}{2} I(\beta), \quad \text{где } T_c^0(C) = T_c^* + \frac{\partial T_c^0}{\partial C} \Delta C;$$

$$V = \frac{\delta v(E_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(E_F^0)} = \frac{a\sqrt{2T_c^*}}{v_0^*(E_F^0)} \quad (\text{см. [9]}),$$

$$\beta = E_F^0 - E_c, \quad \ln \frac{T_c}{T_c^*}(C) = \ln \left(1 + \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial C} \Delta C \right) + \frac{1}{2} \frac{\delta v(E_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(E_F^0)} I(\beta);$$

$$I(\beta) = \int_{-\beta}^{\infty} \left| F \left(\frac{y}{SK_F} \right) \right|^2 \times \sqrt{\beta + y + \sqrt{(\beta + y)^2 + (\Gamma/2)^2}} \frac{\text{th}(y/T_c)}{y} dy,$$

или, нормируя подынтегральное выражения на $2T_c^*$, $I(\beta)$ принимает вид

$$I(\beta, \lambda) = \sqrt{2T_c^*} \int_{-\beta}^{\infty} \left| F \left(\frac{2T_c^*}{SK_F} y \right) \right|^2 \sqrt{\frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial \beta}{\partial C} \Delta C + y + \sqrt{\left(\frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial \beta}{\partial C} \Delta C + y \right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4T_c^*} \right)^2}} \frac{\text{th} \frac{y}{\lambda}}{y} dy,$$

где

$$\pm \frac{\partial \beta}{\partial C} \Delta C = \pm \frac{\partial(E_F^0 - E_c)}{\partial C} \Delta C, \quad \frac{\Gamma}{4T_c^*} = B_6 \rho, \quad \lambda = \frac{T_c}{2T_c^*}.$$

$$B_1 = V \sqrt{2T_c^*} = \frac{\delta v(E_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(E_F^0)} \sqrt{2T_c^*},$$

Тогда

$$\ln \frac{T_c}{T_c^*}(C) = \ln \left(1 + \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial C} \Delta C \right) + \frac{1}{2} \frac{\delta v(E_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(E_F^0)} I(\beta, \lambda). \quad (1)$$

Здесь T_c^0 — плавная составляющая изменения T_c под действием примеси без учета электронно-топологического перехода; T_c^* — температура сверхпроводящего перехода чистого металла без учета внешних воздействий; $\beta = (E_F^0 - E_c)$ — расстояние от уровня Ферми до критической энергии в электронном спектре; Γ — параметр затухания, учитывающий процессы рассеяния на примесях, $\Gamma \approx \rho$, где $\rho = R_{4,2K} / (R_{300K} - R_{4,2K})$ — остаточное сопротивление. Зависимость $\rho(C)$ экспериментально определена (см. рис. 1, а) и используется при количественных расчетах; $|F(T_c^* y / SK_F)|$ — ядро эффективного электрон-электронного притяжения. В настоящей работе приведено сравнение результатов для ядра Фрелиха—Дебая [9] и реального ядра [10].

Заметим, что формула (1) данной работы обобщает случаи изменения T_c под действием примесей и давления, но ограничена линейным приближением изменения T_c^0 .

Введем обозначения параметров:

где

$$J(\beta, \lambda) = \int_{-\beta}^{\infty} \left| F \left(\frac{2T_c^*}{SK_F} y \right) \right|^2 \sqrt{\frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial \beta}{\partial C} + y + \sqrt{\left(\frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial \beta}{\partial C} + y \right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4T_c^*} \right)^2}} \operatorname{ch}^{-2} \frac{y}{\lambda} dy.$$

Используя табулированные значения $J(\beta, \lambda)$ в заданных пределах интегрирования, можно оценить знаменатель формулы (3), который для системы Re—Mo приблизительно равен единице. Тогда упрощенное выражение для производной имеет вид

$$\frac{1}{T_c} \frac{\partial T_c}{\partial P} = \frac{\frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial P} + \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial^2 T_c^0}{\partial C \partial P} \Delta C}{1 + \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial C} \Delta C} + \left(\frac{1}{2} \frac{\delta v(E_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(E_F^0)} \sqrt{2T_c^*} \right) \frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial(E_F^0 - E_c)}{\partial C} \frac{\partial C}{\partial P} I'_{\beta}(\beta, \lambda).$$

Все обозначения со знаком «*» относятся к чистому рению без учета топологии.

Используя введенные ранее параметры B_1, B_3, B_4, B_5, B_6 , а также $B_2 = (1/T_c^*) (\partial^2 T_c^0 / \partial C \partial P)$;

V — относительное изменение плотности электронных состояний, когда $E_F^0 = E_c + 2T_c^*$; $B_3 = (1/T_c^*) (\partial T_c^0 / \partial C)$ — изменение плавной составляющей T_c^0 под действием примеси; $B_4 = (1/2T_c^*) \times \partial(E_F^0 - E_c) / \partial C$ — скорость изменения $(E_F^0 - E_c)$ под действием примеси при ЭТП; $B_5 = C_{cr}$ — критическая концентрация примеси, при которой происходит ЭТП; $B_6 = \Gamma / 4T_c^* \rho$ — коэффициент пропорциональности между $\Gamma \approx 1/\tau$ и $\rho = R_{4,2K} / (R_{300K} - R_{4,2K})$. Тогда формулу (1) запишем в виде

$$\ln \frac{T_c}{T_c^*}(C) = \ln(1 + B_3 \Delta C) + \frac{B_1}{2} \int_{-\beta}^{\infty} \left| F \left(\frac{2T_c^*}{SK_F} y \right) \right|^2 \times \sqrt{B_4 \Delta C + y + \sqrt{(B_4 \Delta C + y)^2 + (B_6 \rho)^2}} \operatorname{th} \frac{y}{\lambda} \frac{dy}{y}. \quad (2)$$

Выражение для $(1/T_c) (\partial T_c / \partial P)(C)$, полученное дифференцированием формулы (1) с учетом того, что T_c и другие параметры являются функциями P и C , имеет вид

$$\frac{1}{T_c} \frac{\partial T_c}{\partial P} = \frac{\frac{1}{T_c^0} \frac{\partial T_c^0}{\partial P} + \frac{B_1}{2} \frac{\partial \beta}{\partial C} \frac{\partial C}{\partial P} I'_{\beta}(\beta, \lambda)}{1 + \frac{V}{2\lambda} J(\beta, \lambda)}, \quad (3)$$

$B_7 = \partial C / \partial P$ — сравнительная эффективность воздействия примеси и давления на энергию Ферми; $B_8 = (1/T_c^*) \partial T_c^0 / \partial P$ — изменение плавной состав-

ляющей T_c^0 под действием давления, формулу (3) можно переписать в виде

$$\frac{1}{T_c} \frac{\partial T_c}{\partial P} = \frac{B_8 + B_2 \Delta C}{1 + B_3 \Delta C} + \frac{1}{2} B_1 B_4 B_7 I'_{\beta} (\beta, \lambda). \quad (4)$$

В результате сравнения теории по формулам (2), (4) с экспериментом (рис. 2) были получены значения параметров ЭТП для систем Re–Mo ($E < E_F^0$) и Re–Os ($E > E_F^0$), приведенные в таблице. В этой же таблице приведены также параметры для сплавов Re–Os, полученные в работе [9] при сравнении теории [4] с экспериментом [15]. По данным таблицы можно количественно сопоставить особенности электронного спектра рения по обе стороны от энергии Ферми.

Для всей совокупности экспериментальных данных для Re и его сплавов (по различным работам) общим параметром является $B_8 = (1/T_c^*) (\partial T_c^0 / \partial P)$, значение которого, как видно из таблицы, по различным данным совпадает с точностью до 15–20 %. Для Re–Os также видно хорошее количественное соответствие результатов расчетов данной работы и работы [9], хотя в расчетах использовали различные экспериментальные результаты. Это показывает, что

выбранное теоретическое приближение зависимостей $\ln [T_c/T_c^*(C)]$ и $(1/T_c) (\partial T_c / \partial P)(C)$ (формулы (2), (4)) является неплохой аппроксимацией экспериментальных результатов.

С учетом значений параметров B_4 и B_5 (см. таблицу) определены расстояния E_F^0 до критических точек E_{c1} и E_{c2} : $E_F^0 - E_{c2} = 0,017$ эВ для Re–Mo; $E_{c1} - E_F^0 = 0,001$ эВ для Re–Os.

Таким образом, видно, что E_{c2} находится ниже уровня Ферми E_F^0 , а E_{c1} выше E_F^0 . Параметр $B_7 = \partial C / \partial P \approx 10^{-2}$ показывает, что наличие примеси изменяет энергию Ферми значительно эффективнее, чем давление. Знак параметра B_7 показывает, что изменение давления смещает энергию Ферми рения в том же направлении, что и добавление примеси Os (большей валентности), и в противоположном – при добавлении примеси Mo (меньшей валентности). Параметр $B_1 = \delta v(E_F^0 + 2T_c^*) \sqrt{2T_c^*} / v_0^*(E_F)$ в обоих случаях положителен, откуда следует, что плотность электронных состояний по обе стороны от E_F^0 при электронно-топологическом переходе увеличивается при добавлении примесей любой валентности и топологические добавки $\delta T_c(C)$ положительны. С учетом

Таблица

Параметры ЭТП для систем Re–Mo и Re–Os

Параметры	Размерность	Re–Mo		Re–Os	
		Ядро Фрелиха	Реальное ядро	Ядро Фрелиха	Ядро Фрелиха [9]
$B_1 = \frac{\delta v(E_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(E_F)} \sqrt{2T_c^*}$	$\text{K}^{1/2}$	$B_1 = (19,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ $V = 10,8 \cdot 10^{-3}$	$23,3 \cdot 10^{-3}$	$V = B_1 / \sqrt{2T_c^*} =$ $= (5,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	$V = B_1 / \sqrt{2T_c^*} =$ $= (6,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$
$B_2 = \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial^2 T_c^0}{\partial C \partial P}$	$1 / (\text{ат.}\% \cdot \text{кбар})$	$(-1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$		$(4,9 \pm 1,7) \cdot 10^{-5}$	
$B_3 = \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial C}$	$1 / \text{ат.}\%$	$(22,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$	$18,8 \cdot 10^{-2}$	$-(8,68 \pm 2,0) \cdot 10^{-2}$	
$B_4 = \frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial(E_F - E_C)}{\partial C}$	$1 / \text{ат.}\%$	$18,9 \pm 4,0$	$20,5 \pm 6,0$	-25 ± 3 или $\frac{\partial(E_F - E_C)}{\partial C} =$ $= -9,3 \cdot 10^{-3} \text{эВ} / \text{ат.}\%$	$\frac{\partial(E_F - E_C)}{\partial C} =$ $= -9 \cdot 10^{-3} \text{эВ} / \text{ат.}\%$
$B_5 = C_{\text{ст}}$	$\text{ат.}\%$	$2,35 \pm 0,03$		$0,125$	
$B_6 = \frac{\Gamma}{4T_c \rho}$	K^{-1}	6	5		
$B_7 = \frac{\partial C}{\partial P}$	$\text{ат.}\% / \text{кбар}$	$-(8,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-3}$	$-(7,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$	$(16,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-3}$	$16,9 \cdot 10^{-3}$
$B_8 = \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial P}$	$1 / \text{кбар}$	$-(1,58 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$	$-1,7 \cdot 10^{-3}$	$-(2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	$-2,35 \cdot 10^{-3}$
T_c^*	K	$1,57$	$1,66$	$1,67$	

знака и величины плавной составляющей T_c^0 это соответствует тому, что E_F^0 чистого Re находится в минимуме плотности электронных состояний (см. разд. 5).

Результаты количественного сравнения экспериментальных данных и теоретических зависимостей $T_c(C)$ и $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ с различными ядрами электрон-фононного взаимодействия для системы Re–Mo представлены на рис. 3 и 4 соответственно.

Из таблицы и приведенных графиков ясно, что тип ядра электрон-фононного взаимодействия не оказывает существенного влияния на соответствие эксперимента и теории, различие количественных характеристик находится в пределах ошибки определения параметров. Количественное соответствие теории и эксперимента для зависимостей $T_c(C)$ и $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ сплавов $Re_{1-x}Mo_x$ с учетом ЭТП при одних и тех же значениях параметров свидетельствует о единой природе особенностей этих характеристик.

В следующем разделе рассмотрим влияние электронно-топологических переходов на изменение T_c рения под действием примесей различных валентностей.

5. Обсуждение результатов

Один из основных результатов данной работы — это обнаружение электронно-топологического перехода для системы $Re_{1-x}Mo_x$ по положению минимума $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$. Согласно теории [4], минимум, асимметрия зависимости $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ и знак параметров B_1 и B_4 (см. таблицу) связаны с появлением новой дырочной полости поверхности Ферми при уменьшении E_F^0 рения под действием Mo. Отрицательный знак и изменение термоэдс в

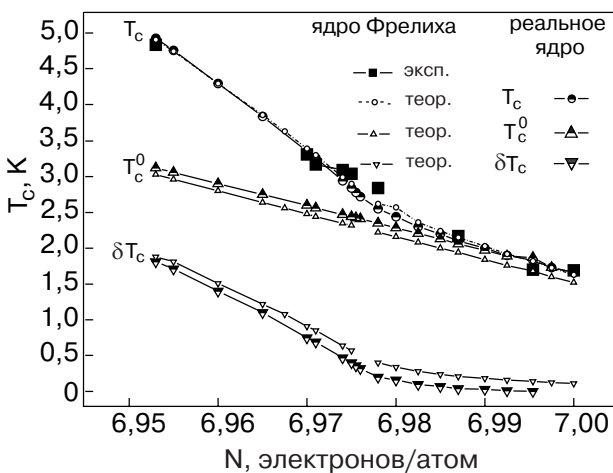


Рис. 3. Результаты сравнения теории с экспериментом (■) для зависимости $T_c(N)$ в системе Re–Mo с различными ядрами электрон-фононного взаимодействия.

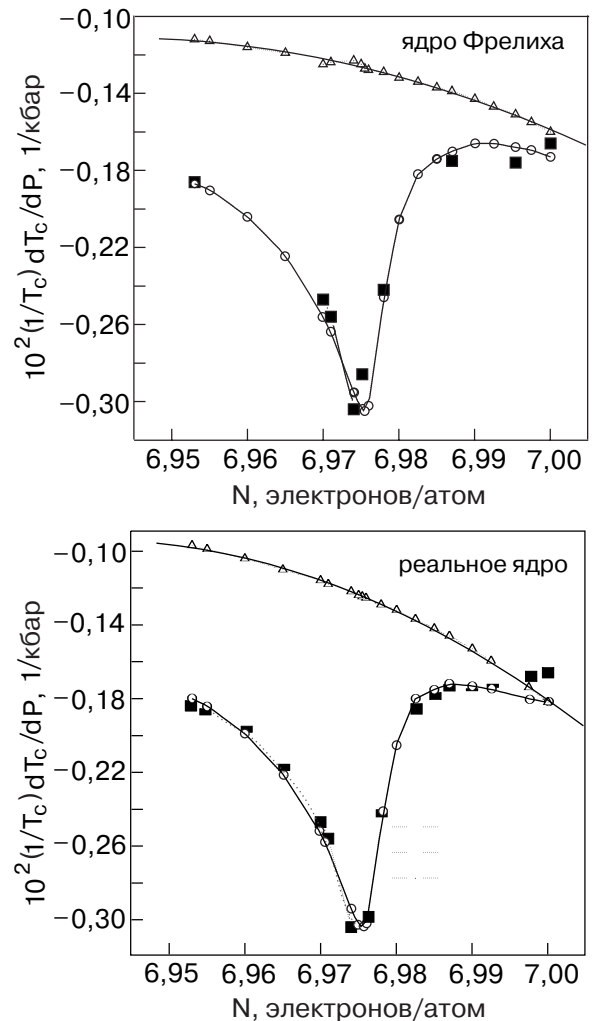


Рис. 4. Результаты сравнения теории (○) с экспериментом (■) для зависимости $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(N)$ в системе Re–Mo с различными ядрами электрон-фононного взаимодействия (Δ — теоретический расчет для T_c^0).

зависимости от состава для приведенных концентраций (рис. 1,2) также соответствуют изменениям в топологии дырочных полостей ПФ.

Рассмотрим эти результаты в совокупности с более ранними экспериментальными данными и их теоретической обработкой для чистого рения и его слабых растворов. Из экспериментальных результатов [15] следует, что E_F^0 чистого рения фактически попадает в область энергий, где уже частично проявляется такая топологическая особенность, как нелинейность $T_c(P)$ чистого Re при сравнительно малых давлениях. Экстремум $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ (см. рис. 2) при малых добавках осмия $\sim 0,125$ ат.% соответствует появлению электронной группы при увеличении E_F^0 под действием примеси Os [2,9,15]. Такая особенность в рении, как и в случае таллия [7], проявляется как две части аномалии: нелинейность $T_c(P)$ в чистом металле при энергиях выше

E_F^0 , включая интервал энергий с E_{c1} , и продолжение аномалии как «плечо» либо «крыло» особенности в области энергий ниже E_F^0 . Это определяет чувствительность зависимости $T_c(P)$ чистого рения к малым добавкам примесей различных валентностей [15], когда, смещая E_F^0 путем изменения концентрации примеси, можно попадать на разные участки нелинейной зависимости $T_c(P)$. Проявление «крыла» особенности, связанной с малой электронной группой выше уровня Ферми при энергиях меньших E_F^0 , может быть одним из механизмов, приводящих, как видно по результатам данной работы, к излому в зависимостях $T_c(C)$ и $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ для системы $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ при малых концентрациях Мо (рис. 2,а). В работах [2,9,15] сделан вывод о наличии критической энергии $E_{c1} > E_F^0$, соответствующей дну новой полости ПФ, отстоящей от E_F^0 на $\approx 0,001$ эВ [9]. Значение $E_{c1} - E_F^0 \approx 0,001$ эВ меньше ошибки теоретических расчетов [1]. Это вносит ясность в дискуссию [1] о наличии или отсутствии в чистом рении электронной полости в 8-, 9-, 10-й зонах Брюллюэна. По результатам настоящей работы можно предположить, что ниже уровня Ферми имеется еще одна критическая энергия E_{c2} , отстоящая от E_F^0 на $\approx 0,017$ эВ. Она соответствует вершине зоны, при пересечении которой уровнем Ферми появляется новая дырочная полость ПФ под действием примеси Мо. Это качественно сопоставимо с теоретическими расчетами, согласно которым ниже уровня Ферми имеется несколько d -зон [1] с высокой парциальной плотностью электронных состояний [24]. Можно предположить, что E_{c2} , экспериментально наблюдаемая по ЭТП, соответствует вершине одной из них. Количественные оценки расстояния $E_F^0 - E_{c2}$, полученные при исследовании сплавов Re–Mo в настоящей работе, дополняют сведения о тонкой структуре электронного спектра рения ниже уровня Ферми.

В работе проведены оценки влияния ЭТП на температуру сверхпроводящего перехода рения, согласно [9]. Обратим внимание на то, что примесь меньшей валентности (Мо) повышает T_c от 1,7 К для чистого рения до ≈ 5 К при $C \approx 4,7$ ат.% Мо, а примесь большей валентности (Os) — всего до $\approx 1,9$ К при $C \approx 5$ ат.% Os [2]. Для установления связи изменений T_c с валентностью добавляемой примеси (с учетом и знака, и концентрации) необходимо определить знаки и величины вкладов изменений плавной $\Delta T_c^0 = T_c^0 - T_c^*$ и топологической δT_c составляющих в результирующем изменении $\Delta T_c(C) = \Delta T_c^0 + \delta T_c$. На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости $T_c(N)$ и результаты теоретической обработки для систем $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ и $\text{Re}_{1-y}\text{Os}_y$ в шкале электронных концентраций. Зависимости $T_c(N)$ разделены на плавную T_c^0 и топологическую δT_c составляющие для

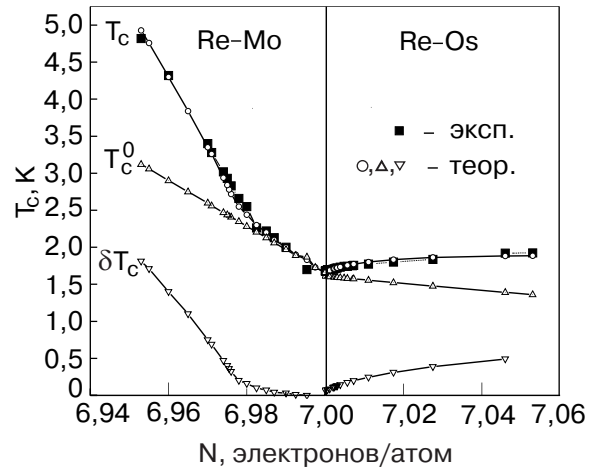


Рис. 5. Концентрационные зависимости T_c , T_c^0 , δT_c^0 (теория) для систем Re–Mo и Re–Os: экспериментальные точки $T_c(N)$ (■) для Re–Mo — результаты настоящей работы, а для Re–Os — данные [2].

сплавов с примесями различных валентностей в соответствии со значениями параметров (см. таблицу) и формулой (2). Из рис. 5 следует, что топологические добавки $\delta T_c(C)$ положительны по обе стороны от E_F^0 , а изменение плавной составляющей $\Delta T_c^0 > 0$, когда $E < E_F^0$, и $\Delta T_c^0 < 0$ при $E > E_F^0$. Соотношение двух составляющих определяет знак и величину результирующего изменения ΔT_c : под действием примеси Мо обе составляющие ($\delta T_c(C)$ и ΔT_c^0) имеют одинаковые знаки и усиливают друг друга, а под действием примеси Os, имея разные знаки, частично компенсируют друг друга. Это соответствует существенному количественному различию изменений T_c Re под действием примесей Мо и Os.

Остановимся более подробно на определении знака изменений плавной составляющей ΔT_c^0 под влиянием внешних воздействий примеси и давления. Напомним, что ΔT_c^0 рассматриваются в предположении незначительного изменения фононного спектра и преимущественной роли влияния на T_c плотности электронных состояний. Изменение T_c^0 под действием примеси можно представить как

$$T_c^0(C) = \frac{\partial T_c^0}{\partial C} \Delta C = \frac{\partial T_c^0}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial C} \Delta C,$$

в случае воздействия давлением —

$$T_c^0(P) = \frac{\partial T_c^0}{\partial P} \Delta P = \frac{\partial T_c^0}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial P} \Delta P.$$

В обоих случаях предполагается $\partial T_c^0/\partial E \approx \partial v_0/\partial E$ и знак $\partial T_c^0/\partial E$ определяется знаком $\partial v_0/\partial E$ независимо от вида воздействия на энергию Ферми чистого Re ($\partial v_0/\partial E$ соответствует электронной структуре чистого металла). При изменении E_F^0 в ус-

ловиях всестороннего сжатия всегда $(\partial E/\partial P)\Delta P > 0$. Следовательно, знак $\partial T_c^0/\partial P$ определяется знаком $\partial T_c^0/\partial E$ или, что то же самое, $\partial v_0/\partial E$. Этот вывод интересен сам по себе, так как $\partial T_c/\partial P$ — экспериментально измеряемая величина, и, сопоставляя знаки $\partial T_c/\partial P|_{P \rightarrow 0}$ и $\partial v_0/\partial E$, можно судить о характере проводимости чистого материала (электронная, дырочная). Знак $\partial T_c/\partial P|_{P \rightarrow 0}$ для чистого рения отрицателен, он определен экспериментально в работе [15] и как параметр $B_8 = (1/T_c^*)(\partial T_c/\partial P)$ в данной работе (см. таблицу). Тогда изменения δT_c , связанные с нелинейными добавками по обе стороны от энергии Ферми E_F , нужно рассматривать на фоне отрицательного хода $\partial v_0/\partial E$ чистого Re, т.е. на фоне дырочных полостей. Такое представление согласуется с работой [1], где в соответствии с зонной структурой Re приведена теоретическая зависимость $v(E)$, которая имеет отрицательную производную при энергиях $E \approx E_F^0$.

С учетом изложенного выше рассмотрим знак изменения плавной составляющей ΔT_c^0 под влиянием примесей, который определяется произведением $(\partial T_c^0/\partial E)(\partial E/\partial C)\Delta C$. Знак $\partial T_c^0/\partial E$ для рения уже определен как отрицательный при любом изменении энергии Ферми E_F^0 . Знак $(\partial E/\partial C)\Delta C$ соответствует валентности добавляемой примеси. Если за начало отсчета принять E_F^0 , то $\Delta E > 0$ при добавлении примеси Os и $\Delta E < 0$ при добавлении примеси Mo. Тогда для Re знак изменения плавной составляющей ΔT_c^0 (знак произведения) отрицателен при добавлении примеси большей валентности (Os) и положителен при добавлении примеси меньшей валентности (Mo) (рис. 5). Учет знаков топологической и плавной составляющих в результирующем изменении T_c для примесей различных валентностей приводит в соответствие их количественное различие. В системе Re–Mo изменение ΔT_c существенно больше, чем в Re–Os. Из результатов данной работы следует, что в рении малые полости ПФ, возникшие при ЭТП, оказывают существенное влияние на изменение T_c , соизмеримое с основными группами. Кроме того, положительный знак результирующего изменения T_c Re под действием примесей различных валентностей соответствует тому, что E_F^0 чистого рения находится в минимуме плотности электронных состояний.

Топологические особенности плотности электронных состояний рения $(\delta v/v_0)(E_F)$ и их соответствие топологическим составляющим $\delta T_c/T_c^0$ для систем $Re_{1-x}Mo_x$ и $Re_{1-y}Os_y$ можно оценить, используя формулы (2.7), (2.8) из работы [9] и параметр B_1 из таблицы. Зависимости $(\delta v/v_0)(E_F)$ как функции $E - E_F^0$ в интервале энергий $E \leq E_F^0$ и $E \geq E_F^0$ рассчитаны для систем Re–Os и Re–Mo и представлены на рис. 6,а с указанием критических энергий E_{c1} и

E_{c2} . Отсчет энергии $(E - E_F^0)$ ведется от E_F^0 чистого рения. Эти результаты показывают, что особенности изменений $(\delta v/v_0)(E_F)$ при любом изменении E_F^0 положительны и количественно соответствуют изменениям $\delta T_c/T_c^0$ (рис. 6,б). Согласно результатам работы [24], ниже уровня Ферми d -электроны имеют высокую парциальную плотность электронных состояний. Следовательно, можно предположить, что при понижении E_F^0 , когда образуется новая дырочная полость ПФ под действием примеси Mo, на уровень Ферми выходят d -электроны с высокой плотностью электронных состояний и вносят существенный

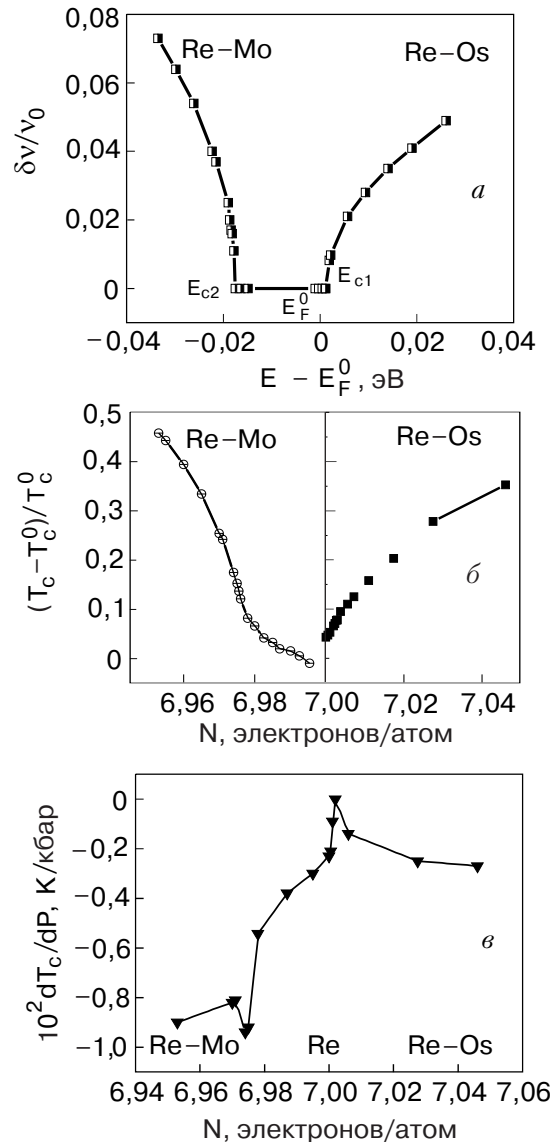


Рис. 6. а — Относительное изменение топологической добавки плотности электронных состояний как функции $E - E_F^0$ для систем Re–Mo, Re–Os с указанием критических энергий (расчет по (2.7), (2.8) из работы [9] с параметрами B_1); б — относительное изменение топологической добавки $\delta T_c(N)/T_c^0$ (теория); в — экспериментальная зависимость $(dT_c/dP)(N)$ для систем Re–Mo (данная работа) и Re–Os [2].

вклад в увеличение T_c . Знак изменения T_c , как мы видели, находится в соответствии с валентностью примеси, если учесть электронно-топологические переходы.

Вопрос о причинах повышения T_c обсуждался и ранее при исследовании спектров электрон-фононного взаимодействия методом микроконтактной (МК) спектроскопии. В этих экспериментах наблюдали появление нового пика в МК спектрах сплавов Re–Mo, начиная с концентраций $C \approx 3$ ат.% Mo и выше [23]. Аналогичные особенности получены в МК спектрах системы Re–W и вначале трактовались как появление квазилокальных колебаний в фононном спектре. Однако нейтронографические исследования показали лишь плавное изменение плотности фононных состояний $g(\omega)$ в низкочастотной области спектра, поэтому количественные оценки изменения T_c , учитывающие лишь изменения фононного спектра, не объясняли повышения T_c рения. Если при оценках T_c использовать параметр электрон-фононного взаимодействия $\lambda_{\text{eff}} \sim g(\omega)v(E)$ (где $v(E)$ — плотность электронных состояний), экспериментально определенный из МК спектров, то наблюдается количественное соответствие с экспериментальными данными по T_c [23]. Авторы [23] пришли к выводу, что особенности МК спектров и повышение T_c связаны с особенностями электронного спектра. Результаты нашей работы — наблюдение ЭТП при $C \approx 2,35$ ат.% Mo в Re — можно рассматривать как экспериментальное подтверждение такого предположения.

6. Выводы

1. В системе $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ при концентрации $C \approx 2,35$ ат.% Mo найден минимум производной $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$. В соответствии с теорией ЭТП [4] минимум, асимметрия производной и знаки параметров B_1, B_4 соответствуют электронно-топологическому переходу — образованию дырочной полости поверхности Ферми.

2. Определены параметры электронно-топологического перехода системы $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ при количественном сравнении теории [4] с экспериментом: расстояние от уровня Ферми до критической точки составляет $E_F^0 - E_{c2} \approx 0,017$ эВ, критическая концентрация, при которой изменяется топология ПФ, $C_{\text{cr}} \approx 2,35$ ат.% Mo.

3. Установлена корреляция нелинейных изменений температуры сверхпроводящего перехода Re под действием примесей с экстремумом $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ в сплавах $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ и $\text{Re}_{1-y}\text{Os}_y$. Изменения T_c в этих системах рассматриваются с учетом электронно-топологических переходов при E_{c2} в интервале энергий $E < E_F^0$ для $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ и

при E_{c1} в интервале энергий $E > E_F^0$ для $\text{Re}_{1-y}\text{Os}_y$. Показано существенное влияние этих переходов на T_c рения.

4. В рамках теории ЭТП разделены вклады плавной и топологической составляющих изменения T_c для систем $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ и $\text{Re}_{1-y}\text{Os}_y$ в соответствии с параметрами ЭТП, приведенными в таблице. Показано, что они количественно сопоставимы. Проведены оценки $(\delta v/v_0)(E_F)$ согласно теории [4,9] с учетом значений параметров V для сплавов Re–Os и Re–Mo (см. таблицу). Показано, что изменения $(\delta v/v_0)(E_F) > 0$ при добавлении примесей любой валентности и находятся в соответствии с изменениями $\delta T_c/T_c^0$ в обоих случаях.

5. Показано, что результирующее изменение $T_c > 0$ по обе стороны от энергии Ферми. Это соответствует тому, что E_F^0 находится близко к минимуму плотности электронных состояний. Из всей совокупности экспериментальных данных по исследованию ЭТП следует, что E_F^0 почти совпадает с E_{c1} . Это качественно согласуется с теоретическими расчетами плотности электронных состояний [24] и количественно сопоставимо с изменениями температуры сверхпроводящего перехода.

6. Показано, что учет знака и величины изменений T_c плавной и топологической составляющих рениевых сплавов приводит в соответствие изменения $T_c(C)$ с валентностью добавляемой примеси.

1. L.F. Mattheiss, *Phys. Rev.* **151**, 464 (1966).
2. C.W. Chu, W.L. McMillan, and H.L. Luo, *Phys. Rev.* **B3**, 3757 (1971).
3. И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1569 (1960); L. Van Hove, *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953).
4. В.И. Макаров, В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **48**, 1717 (1965).
5. В.И. Макаров, *ФНТ* **3**, 1 (1977).
6. Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, В.И. Макаров, Т.А. Игнатъева, *ЖЭТФ* **48**, 1065 (1965); Н.Б. Брандт, Н.И. Гинзбург, Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, В.И. Макаров, Т.А. Игнатъева, *ЖЭТФ* **49**, 85 (1965).
7. Т.А. Игнатъева, Ю.А. Черевань, В.И. Макаров, *ЖЭТФ* **67**, 94 (1974).
8. И.Я. Волынский, В.И. Макаров, В.В. Ганн, *ЖЭТФ* **69**, 1019 (1975).
9. В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, В.И. Макаров, Т.А. Игнатъева, *ЖЭТФ* **62**, 1118 (1972).
10. В.И. Макаров, В.З. Клейнер, Т.А. Игнатъева, *ФНТ* **5**, 1022 (1979).
11. C.L. Watlington, J.W. Cook, and M.J. Skove, *Phys. Rev.* **B15**, 1370 (1977).
12. Т.А. Игнатъева, В.В. Ганн, А.Н. Великодный, *ФНТ* **20**, 1133 (1994).
13. Т.А. Игнатъева, А.Н. Великодный, *ФНТ* **28**, 569 (2002).
14. М.А. Кривоглаз, Тю-Хао, *Физика металлов и металловедение* **21**, 817 (1966).

15. C.W. Chu, T.F. Smith, and W.B. Gardner, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 198 (1968); C.W. Chu, T.F. Smith, and W.B. Gardner, *Phys. Rev.* **B1**, 214 (1970).
16. В.И. Макаров, В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, *ЖЭТФ* **67**, 168 (1974).
17. В.Г. Вакс, А.В. Трефилов, С.В. Фомичев, *ЖЭТФ* **80**, 1613 (1981).
18. А.А. Варламов, А.В. Панцулая, *ЖЭТФ* **89**, 2188 (1985); А.А. Абрикосов, А.В. Панцулая, *ФТТ* **28**, 2140 (1986).
19. В.С. Егоров, А.Н. Федоров, *ЖЭТФ* **85**, 1647 (1983); Н.В. Заварицкий, В.И. Макаров, А.А. Юргенс, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 148 (1985).
20. Е.С. Ицкевич, *ПТЭ* **4**, 148 (1963); Н.Б. Брандт, Я.Г. Пономарев, *ЖЭТФ* **55**, 1215 (1968).
21. Т.А. Игнатьева, А.Н. Великодный, *ВАНТ Серия: Вакуум, чистые металлы, сверхпроводники* **5**, 78 (2003).
22. Ф.Дж. Блатт, П.А. Шредер, К.Л. Фойлз, Д. Грейг, *Термоэлектродвижущая сила*, Москва, Металлургия (1980), с. 247.
23. Н.А. Тулина, *ФНТ* **5**, 499 (1983); А.В. Белушкин, М.Г. Землянов, И. Натканец, Н.А. Тулина, С. Хабрыло, Ю.Л. Шитиков, *ИАЭ им И.В. Курчатова*, ФТТ АН СССР, Москва, *Препринт* Р14-87-644, Дубна (1987).
24. В.В. Немошкаленко, В.Н. Антонов, Вл.Н. Антонов, *ДАН СССР* **260**, 72 (1981).

Electron-topological transition in $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ alloys and its influence on superconducting transition temperature

T.A. Ignatyeva and A.N. Velikodny

The peculiarities of superconducting transition temperature T_c in the $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ alloys of concentrations up to 5% (within the solid solution) have been studied under pressure P up to 10 kbar. A nonlinear increase of T_c to ≈ 5 K when adding the impurity of $C \approx 4.7$ at.% Mo with a bend at $C \approx 2.35$ at.% Mo is observed. The derivative $(\partial T_c / \partial P)(C)$ has a minimum at the same Mo concentration. It evidences for the presence of critical energy E_c in the electronic spectrum of Re. The Mo impurity, being electron-negative relative to pure Re, produces a decrease in the Fermi energy E_F^0 of Re. In the case of intersecting E_c (the top of a filled d -zone) lying below the Fermi level, there occur a electron-topological transition (ETT) at the Mo concentration of $C \approx 2.35$ at.%. The minimum of $(1/T_c)(\partial T_c / \partial P)(C)$ and the asymmetry of the derivative correspond to the appearance of a new hole-cavity at the Fermi surface. d -electrons with a high density of electronic states reach the Fermi level resulting in a considerable increase in T_c . The quantitative comparison of the theory and experiment was used to obtain the energy interval $E_F^0 - E_c$ of about 0.017 eV and to estimate other ETT parameters.