

О локализации электронов при электронно-топологическом переходе в сплавах Mo—Re

© Т.А. Игнатьева

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ Национальной академии наук Украины, 61108 Харьков, Украина

E-mail: tikhonovsky@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 16 июня 2006 г.)

В сплавах $\text{Mo}_{1-x}\text{—Re}_x$ на фоне особенностей, связанных с электронно-топологическим переходом (ЭТП), наблюдаются осцилляции температуры сверхпроводящего перехода $\Delta T_C(P)$, критического магнитного поля $\Delta H_C(P)$, термоэдс $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ и удельного сопротивления $\rho(T)$ при низких температурах (P — давление). Осцилляции чувствительны к концентрации примеси. Они усиливаются, когда концентрация примеси Re близка к критической C_C , при которой происходит ЭТП. В зависимостях температурного коэффициента удельного сопротивления $\frac{\partial \rho}{\partial T}(C)$ и производной термоэдс $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$ сплавов $\text{Mo}_{1-x}\text{—Re}_x$ также наблюдаются осцилляции при низких температурах. Показана корреляция этих особенностей. Предполагается, что такие особенности являются следствием ЭТП и могут быть связаны с локализацией той части электронов, которая заполняет новую полость поверхности Ферми при этом переходе.

PACS: 71.18.+y, 71.20.Gj

1. Введение

Электронно-топологические переходы (ЭТП) 2.5 рода, предсказанные теоретически для чистых металлов при упругих деформациях в [1], впервые экспериментально наблюдали по сверхпроводящим характеристикам в условиях всестороннего сжатия в непереходных металлах с малыми добавками примеси в работе [2]. Эти исследования явились началом развития нового направления, которое привело к получению ряда фундаментальных теоретических и экспериментальных результатов [3–11]. В этих работах теоретически обосновано проявление ЭТП в особенностях сверхпроводящих характеристик металлов и сплавов [3,4]; получены количественные параметры ЭТП для некоторых систем [5–9]; показана корреляция особенностей проявления ЭТП в сверхпроводящих и нормальных свойствах металлов и сплавов [8,9]; отмечены особенности влияния процессов рассеяния на ЭТП [10,11].

Многочисленные исследования показали, что топология поверхности Ферми при ЭТП изменяется при любом внешнем воздействии на энергию Ферми, когда ее значение достигает критической точки электронного спектра (это воздействие давления, примеси, магнитного поля).

При исследовании сплавов с большими концентрациями примеси оказалось, что определяющим при ЭТП является влияние примеси на плотность электронных состояний $\nu(E)$; действие примеси как рассеивающего центра приводит к незначительному понижению эффекта, связанного с ЭТП [8,9]. Температура также неоднозначно влияет на особенности электронного спектра. С одной стороны, температуру, как и давление, можно рассматривать в качестве параметра, изменяющего уровень Ферми [12], влияющего на тонкие эффекты электрон-фононного взаимодействия, что в большей

степени проявляется при низких температурах [13]; с другой — температура размывает особенности, связанные с тонкой структурой электронного спектра при $T > 30\text{ K}$ [11].

На примере сплавов Mo—Re можно заметить, что ЭТП приводит к изменению практически всех свойств исходного металла (см. [8,9,14]). Этот факт не тривиален и требует обоснования.

Цель настоящей работы — обратить внимание на то, что при ЭТП появляются и другие (более тонкие) особенности, связанные с появлением локализованных состояний электронов [15] малой электронной группы на фоне сплошного электронного спектра и являющиеся следствием ЭТП. Эти эффекты малы по сравнению с особенностями топологического перехода, и их наблюдение требует достаточно чувствительных методик. При топологическом переходе [1,3] речь идет об особенностях в плотности электронных состояний — $\delta\nu \approx (E_F - E_C)^{1/2}$ [1], вклад в плотность электронных состояний от локальных уровней составляет $\delta\nu \approx \delta(E - E_0)$ [15] (ν — плотность электронных состояний, E_C — край новой зоны, E_F — энергия Ферми, E_0 — локальный уровень). Несмотря на то что изменения в плотности электронных состояний, связанные с квазидискретным спектром, малы, локализованные электроны могут приводить к дополнительным механизмам электрон-фононного взаимодействия, существенно изменяя свойства материалов. Как будет видно из настоящей работы, эти особенности оказываются существенными для сплавов на основе переходных металлов.

Комплексные исследования ЭТП системы Mo—Re позволили наблюдать проявление квазилокального состояния электронов при низких температурах в виде осцилляций по нескольким физическим характеристикам: по изменению T_C под давлением P [16], по температурной

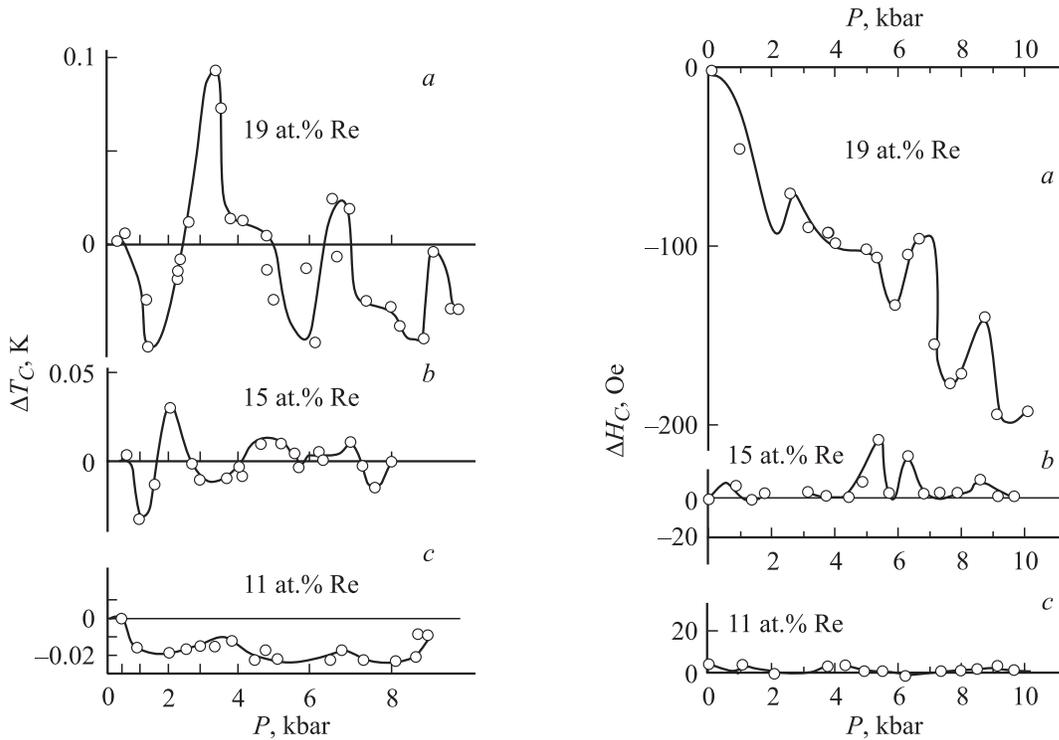


Рис. 1. Зависимости изменения температуры сверхпроводящего перехода ΔT_C и критического магнитного поля ΔH_C под давлением для сплавов $\text{Mo}_{1-x}\text{Re}_x$ с концентрациями Re 19 (a), 15 (b) и 11 at.% (c).

зависимости термоэда $\frac{\alpha}{T}$ (T^2) [9], по температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ (настоящая работа). Зависимости температурного коэффициента сопротивления $\frac{\partial \rho}{\partial T}$ (C) и производной термоэда $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}$ (C) при $T = \text{const}$ также имеют осцилляционный характер.

В настоящей работе проведено сопоставление осцилляций, наблюдаемых по различным характеристикам, под действием внешних параметров, изменяющих энергию Ферми E_F . Показана их корреляция.

2. Образцы и методики измерений

Все результаты, приведенные в настоящей работе, получены на образцах, вырезанных из одних и тех же слитков сплавов Mo–Re. Результаты измерения удельного сопротивления и термоэда относятся к одним и тем же образцам. Приготовление образцов и методика измерений подробно описаны в работе [9]. Образцы представляют собой совершенные кристаллы с ОЦК-решеткой в области твердого раствора замещения.

Относительно применявшихся методик отметим лишь их разрешающую способность, что существенно при рассмотрении результатов: температура сверхпроводящего перехода измерялась с точностью до $\sim (1-3) \cdot 10^{-3}$ K; удельное сопротивление и термоэд при низких температурах измерялись с применением СКМПП в качестве нуля-прибора с чувствительностью $\sim 10^{-13}$ [9]. Высокая разрешающая способность применяемых методик опре-

делила возможность наблюдения на фоне ЭТП более тонких эффектов, связанных с электронным переходом, но имеющих другую природу. В дальнейшем эти явления будут определены как локализация электронов в неупорядоченном твердом растворе при ЭТП.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Температура сверхпроводящего перехода. ЭТП — появление малой электронной группы в сплавах Mo–Re при $C_C \sim 10$ at.% Re — наблюдался по экстремуму производной $\frac{\partial T_C}{\partial P}$ (C) [8] и термоэда $\frac{\alpha}{T}$ (C) [9]. При изучении сверхпроводящих характеристик энергия Ферми E_F изменялась под действием двух параметров: примеси и давления. Примесь Re, увеличивая число электронов по отношению к исходному металлу, достаточно грубо приближает E_F к критической энергии E_C электронного спектра Mo; давление является тонким „шупом“, позволяющим пройти шкалу энергий мелким „шагом“. Такой метод исследования позволил наряду с топологическим переходом (экстремум в зависимости $\frac{\partial T_C}{\partial P}$ (C)) наблюдать в сплавах Mo–Re более тонкие изменения T_C под давлением — осцилляции $T_C(P)$ при фиксированной концентрации Re. Впервые такие осцилляции в сплавах Mo–Re наблюдались в работе [16] при концентрациях $C \geq C_C$.

На рис. 1 приведены дополнительные экспериментальные данные по зависимостям $\Delta T_C(P)$ и $\Delta H_C(P)$

для нескольких характерных концентраций Re (11, 15, 19 at.%) в сплавах Mo–Re, не опубликованные ранее; обозначение Δ соответствует разности измеряемых величин при $P \neq 0$ и $P = 0$. Для сплава с концентрацией Re ≈ 11 at.%, соответствующей ЭТП, амплитуда осцилляций невелика и составляет ≈ 0.02 K; для концентрации Re 19 at.% выше точки ЭТП амплитуда осцилляций достигает заметного значения ≈ 0.1 K и уменьшается с повышением давления.

На этих же образцах для каждого заданного давления кроме температуры сверхпроводящего перехода T_C измерялось критическое магнитное поле H_C . Измерения T_C и H_C проводились в разных криостатах без перемонтажа образцов, T_C измерялась в приборе для промежуточных температур, H_C — в жидком гелии в сверхпроводящем соленоиде до поля 20 kOe.

Результаты изменений $\Delta T_C(P)$ и $\Delta H_C(P)$ под давлением для одних и тех же образцов качественно соответствуют друг другу, что свидетельствует об их достоверности. Осцилляционный характер изменений сверхпроводящих характеристик не укладывается в рамки рассмотрения с точки зрения ЭТП. В то же время наблюдаемый эффект является следствием наличия в электронном спектре критической энергии E_C , при которой происходит ЭТП. В работе [16] было высказано предположение, что осцилляции зависимостей $\Delta T_C(P)$ соответствуют квазидискретному электронному спектру плотности электронных состояний, который появляется на фоне сплошного спектра в небольшом интервале энергий, близких к E_C .

Наблюдаемые особенности можно сопоставить с локальными электронными уровнями в неупорядоченных системах, подробно рассмотренными для случая малых концентраций примесей в работе И.М. Лифшица [15]. В этой работе теоретически было показано, что появление локальных энергетических уровней в неупорядоченной системе с примесями связано с появлением случайного решеточного потенциала, создающего „ловушки“, в которых локализуются электроны. Сначала локальные уровни проявляются как δ -образные особенности в плотности электронных состояний, а по мере увеличения концентрации примеси уровни уширяются и, перекрываясь, образуют „примесную“ электронную зону квазидискретного спектра на фоне сплошного электронного спектра основного металла. Качественно локальные уровни энергии такой зоны и их концентрационное размытие показаны на рис. 1 работы [15].

В нашем случае реализуются несколько другие условия появления локальных уровней. Первое отличие — это большие концентрации примеси. В сплавах Mo–Re область твердого раствора достигает 30 at.%. Осцилляции появляются при концентрациях Re более ~ 10 at.%, когда энергия Ферми под действием примеси достигает дна ранее не заполненной зоны [8,9] и происходит ЭТП. Можно предположить, что при заполнении новой электронной зоны возникают новые состояния электронов, которые в соответствии с законом дисперсии [17]

отличаются от основных групп тяжелыми массами и малыми скоростями. В этом случае на фоне плавного изменения плотности электронных состояний $\nu_0(E)$ появляются особенности двух типов: 1) связанные с ЭТП — $\delta\nu \approx (E_F - E_C)^{1/2}$ [1,3]; 2) связанные с локализацией электронов новой группы у дна зоны (E_C) — δ -образные пики в $\nu(E)$ [15].

В предыдущих работах не обращали внимания на то, что электроны, заполняющие новую зону при ЭТП, могут отличаться от электронов сплошного спектра, что может быть причиной их локализации. В Mo в соответствии с законом дисперсии [17] это d -электроны, для которых свойственна локализация [18]. Это может быть характерно и для других переходных металлов со сложной электронной структурой и поверхностью Ферми.

В сплавах Mo–Re фактически происходит два последовательных электронных перехода, сопровождающие друг друга: появление новой полости поверхности Ферми и частичная локализация электронов, относящихся к новой группе. Следует также обратить внимание на то, что из-за процессов рассеяния локализованные состояния могут проявиться раньше пересечения критической энергии уровнем Ферми [19]. Такая перестройка электронного спектра может существенно повлиять на фонный спектр [20,21], электрон-фононное взаимодействие [22] и появление сверхструктуры [14] в этих сплавах.

Если предположить, что при ЭТП происходит частичная локализация электронов и создается неравномерное распределение плотности электронных состояний в решетке, то появление сверхструктуры, наблюдаемой методом каналирования [14] на фоне совершенной кристаллической структуры ОЦК-решетки твердого раствора Mo–Re, можно объяснить малым смещением атомов в направлении, соответствующем неравновесным электронным состояниям. Связь сверхструктуры с волновой зарядовой плотности для ряда систем обсуждалась в [23]. Проводя аналогию с работой [15] сверхструктуру в сплавах Mo–Re можно рассматривать как возмущающий потенциал на фоне периодического потенциала твердого раствора. Это создает дополнительные условия для локализации электронов при $C \geq C_C$.

По рассеянию рентгеновского излучения для аналогичных сплавов также наблюдали появление структурных изменений — кластеров — еще до появления новой фазы на границе твердого раствора [24]. По данным нейтронографии [21] и микроконтактной спектроскопии [22] наблюдается смягчение фонного спектра в этих же сплавах в области концентраций примеси $C \geq C_C$.

Такая взаимосвязь особенностей электрон-фононной системы приводит к заключению, что в данной системе электронный переход играет существенную роль во всех свойствах сплава и является первопричиной наблюдаемых особенностей. Мы предполагаем, что это связано с появлением локализованных состояний электронов

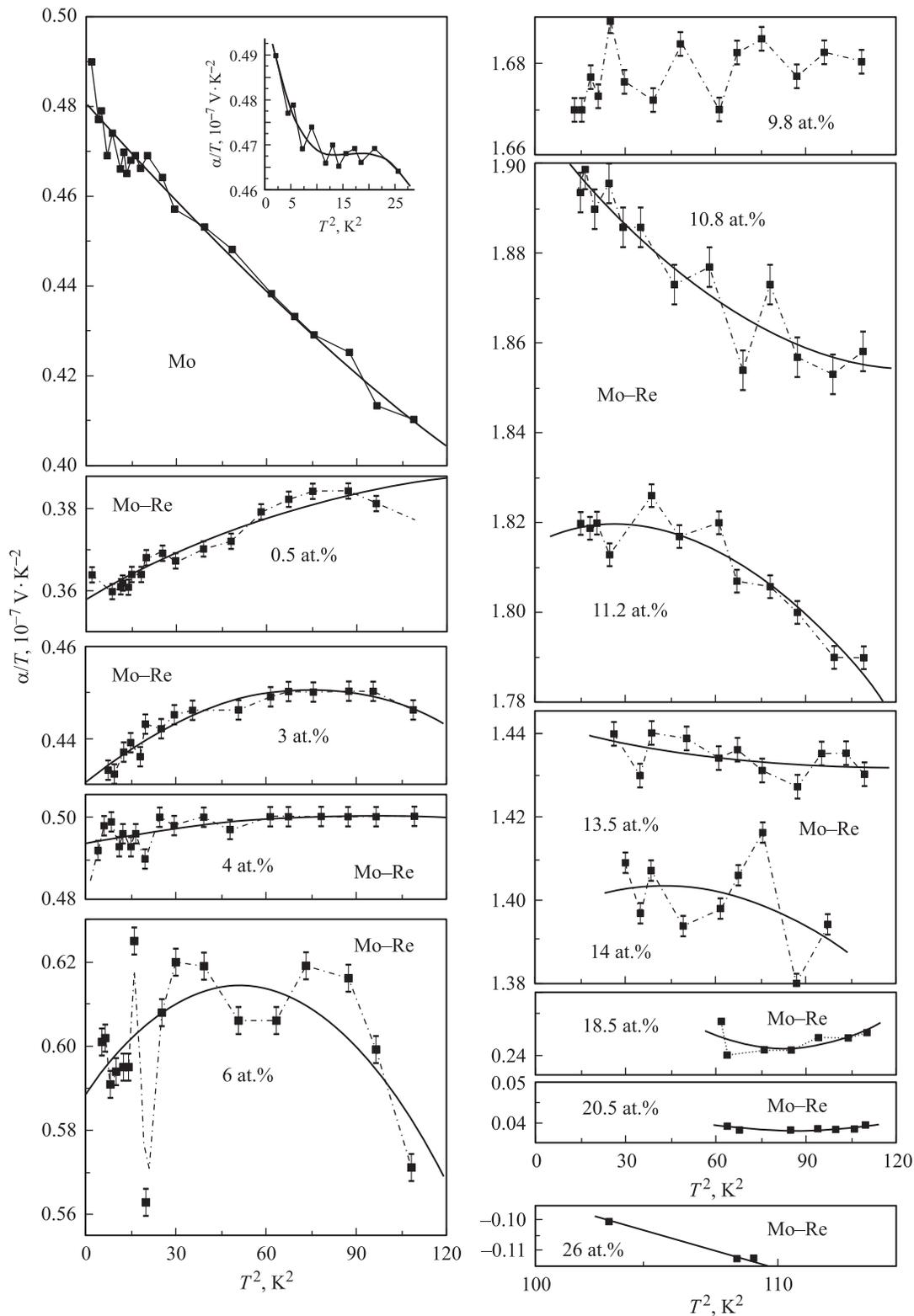


Рис. 2. Зависимости термоэдс $\alpha/T(T^2)$ сплавов $\text{Mo}_{1-x}\text{-Re}_x$. Атомные концентрации Re указаны на графиках. Точки — эксперимент [9], сплошные линии соответствуют следующим квадратичным полиномам (для 26 at.% — линейный). Mo: $Y = 0.48 - 7.54 \cdot 10^{-4}X + 9.35 \cdot 10^{-7}X^2$; Mo-Re: 0.5 at.% — $Y = 0.358 + 4.068 \cdot 10^{-4}X - 1.37 \cdot 10^{-6}X^2$, 3 at.% — $Y = 0.43 + 5.62 \cdot 10^{-4}X - 3.79 \cdot 10^{-6}X^2$, 4 at.% — $Y = 0.494 + 1.4 \cdot 10^{-4}X - 7.52 \cdot 10^{-7}X^2$, 6 at.% — $Y = 0.586 + 11 \cdot 10^{-4}X - 1.037 \cdot 10^{-5}X^2$, 9.8 at.% — $Y = 1.67 + 2.2 \cdot 10^{-4}X - 1.295 \cdot 10^{-6}X^2$, 10.8 at.% — $Y = 1.82 + 2.85 \cdot 10^{-4}X - 5.13 \cdot 10^{-6}X^2$, 11.2 at.% — $Y = 1.91 - 8.85 \cdot 10^{-4}X + 3.49 \cdot 10^{-6}X^2$, 13.5 at.% — $Y = 1.44 - 1.85 \cdot 10^{-4}X + 7.78 \cdot 10^{-7}X^2$, 14 at.% — $Y = 1.396 + 3.6 \cdot 10^{-4}X - 4.267 \cdot 10^{-6}X^2$, 18.5 at.% — $Y = 0.28 - 9.8 \cdot 10^{-4}X + 5.95 \cdot 10^{-6}X^2$, 20.5 at.% — $Y = 0.05 - 2.88 \cdot 10^{-4}X + 1.67 \cdot 10^{-6}X^2$, 26 at.% — $Y = 0.1342 - 0.00227X$.

при ЭТП. По всей вероятности, такие состояния создают кроме высокой плотности электронных состояний новые механизмы электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия [13].

Наблюдаемые по сверхпроводящим характеристикам осцилляции, как и сам ЭТП [8,9], проявляются также в нормальных свойствах этих сплавов.

При исследовании термоэдс и удельного сопротивления этих же сплавов с применением высокочувствительной методики, позволяющей измерять напряжение 10^{-13} В [9], при низких температурах также наблюдались осцилляции, которые можно отнести к тонким эффектам локализации электронов.

3.2. Термоэдс. При изучении ЭТП в сплавах Mo–Re по особенностям термоэдс $\frac{\alpha}{T}(C)$ [9] обратили внимание на особенности температурной зависимости величины $\frac{\alpha}{T}(T^2)$, которые малы по сравнению с особенностью $\frac{\alpha}{T}(C)$, но чувствительны к концентрации примеси и температуре. Зависимости $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ в работе [9] приведены без подробного обсуждения.

В настоящей работе показано, что осцилляции температурной зависимости термоэдс сплавов Mo–Re $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ коррелируют с осцилляционной зависимостью $\Delta T_C(P)_{C=\text{const}}$ и аналогичными особенностями удельного сопротивления $\rho(T, C)$ и температурного коэффициента удельного сопротивления $\frac{\partial \rho}{\partial T}(T, C)$. Эти особенности рассматриваются как следствие локализации электронов при ЭТП.

На рис. 2 приведены зависимости термоэдс $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ [9] сплавов Mo–Re и квадратичный полином $Y(X)$ для каждой из концентраций, который можно рассматривать как плавную зависимость $\frac{\alpha}{T}(T^2)$, на фоне которой видны осцилляции. Здесь Y — это α/T ; X — это T^2 .

Сопоставляя $Y(X)$ с выражением для термоэдс $\alpha/T = A + BT^2$, можно построить зависимость $A(C)$ (диффузная часть термоэдс) при $T = 1$ (рис. 3, *a*) и сравнить ее с экспериментальными данными для $\frac{\alpha}{T}(C)$ при $T = \text{const}$ [9]. Экстремум зависимости на рис. 3, *a* отражает ЭТП и находится в соответствии с [9]. Коэффициент B при T^2 связан с электрон-фононным увлечением [25], и его особенности отражают особенности электрон-фононного взаимодействия при ЭТП. Зависимость $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ для различных концентраций (рис. 2) соответствует $B(T)_{C=\text{const}}$ — второму слагаемому полинома. Зависимость $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$ при $T = 1$ К, приведенная на рис. 3, *b*, отвечает зависимости $B(C)_{T=\text{const}}$. В обоих случаях наблюдаются осцилляции. Амплитуда осцилляций $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ чувствительна к электронной концентрации сплава, она достигает максимального значения, приближаясь к критической концентрации ЭТП (~ 10 – 11 at.%); при дальнейшем увеличении концентрации примеси амплитуда уменьшается (рис. 2).

Из рис. 3 хорошо видны количественные соотношения изменений коэффициентов термоэдс — A и B — под влиянием примеси; эти изменения существенно меньше для B .

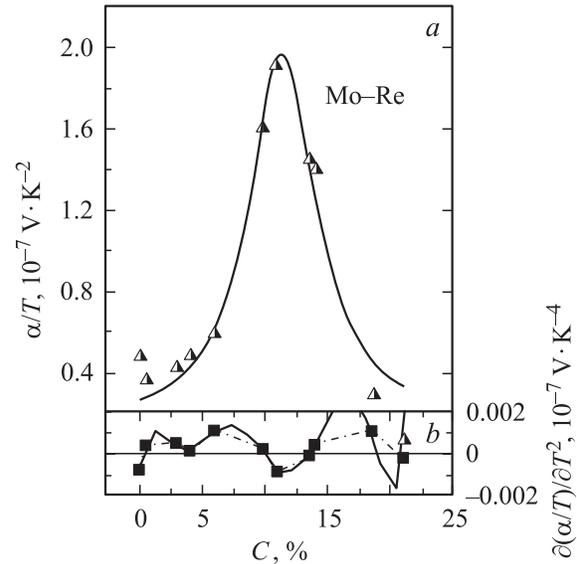


Рис. 3. Результаты обработки экспериментальных данных, представленных на рис. 2, для сплавов Mo–Re с использованием полиномов $Y(X)$ (рис. 2). Y — это $\frac{\alpha}{T}$, X — это T^2 . *a* — концентрационная зависимость диффузной части термоэдс $\frac{\alpha}{T}(C)_{T=1\text{ К}}$ или $A(C)$ (первый член полинома) при $T = 1$ К для $\text{Mo}_{1-x}\text{--Re}_x$, точки соответствуют значениям первого члена полинома и совпадают с экспериментом (см. [9]); *b* — зависимость коэффициента второго члена полинома при X от концентрации при $T = 1$ К или $B(C) = \frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)_{T=1\text{ К}}$ для $\text{Mo}_{1-x}\text{--Re}_x$.

Значение диффузной части термоэдс α/T в экстремуме для двойных систем при ~ 11 at.% Re почти в 5 раз больше, чем в чистом Mo (рис. 3, *a*). В этой же области концентраций наблюдаются осцилляции $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ (рис. 2) и $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$ (рис. 3, *b*).

Осцилляции $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$ хотя и малы, но отражают природу состояний самих электронов при ЭТП. Качественно такие особенности термоэдс можно сопоставить с результатами, полученными для сверхпроводящих характеристик, приведенных на рис. 1, и рассматривать как следствие локализации электронов новой малой группы, появившейся в результате ЭТП.

Экспериментальным подтверждением электронной природы наблюдаемых осцилляций являются зависимости $\frac{\alpha}{T}(C)$ и $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$ для тройных систем ($\text{Mo}_{0.83}\text{--Re}_{0.17}$) $_{1-y}\text{--Nb}_y$ с эффективными электронными концентрациями, равными концентрациям для двойных систем $\text{Mo}_{1-x}\text{--Re}_x$ [9]. Такие зависимости приведены на рис. 4. Они получены так же, как и для двойных сплавов $\text{Mo}_{1-x}\text{--Re}_x$, с использованием зависимостей $\frac{\alpha}{T}(T^2)$, аппроксимированных квадратичным полиномом $Y(X)$ для каждой эффективной концентрации примеси тройных систем. Зависимость $\frac{\alpha}{T}(C)$ при $T = 1$ К, представленная на рис. 4, *a*, соответствует диффузной части термоэдс, отражающей ЭТП в тройных системах, и совпадает

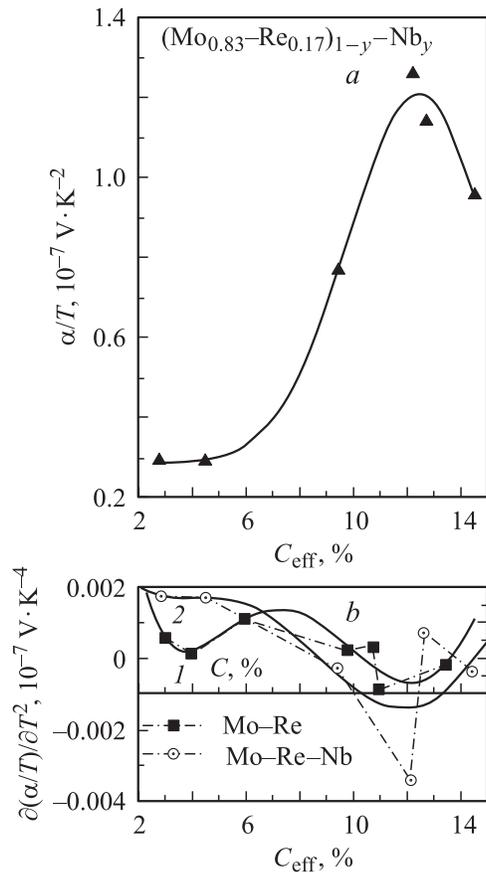


Рис. 4. *a*) Зависимость $\frac{\alpha}{T}(C)_{T=1\text{K}}$ для тройных систем $(\text{Mo}_{0.83}\text{-Re}_{0.17})_{1-y}\text{-Nb}_y$ (диффузная часть термоэдс, полученная по аналогии с двойными системами). *b*) Зависимости $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)_{T=1\text{K}}$ для сплавов Mo–Re и Mo–Re–Nb или $B(C)$ (коэффициентов при T^2) в шкале эффективных концентраций, соответствующих электронным. Эффективные концентрации тройных систем получены с учетом валентностей примесей рения и ниобия относительно Мо [9]. Сплошные линии соответствуют полиномам: 1 — для Mo–Re, 2 — для Mo–Re–Nb.

с экспериментальными результатами работы [9]. Зависимость $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$ при $T = 1\text{K}$ для тройных систем имеет осцилляционный характер и соответствует коэффициенту $B(C)_{T=\text{const}}$, связанному с фоновым увлечением. Сравнение зависимостей $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$ для двойных и тройных систем в одной и той же шкале атомных концентраций Re (эффективных для тройных систем [8]), приведенное на рис. 4, *b*, показывает, что эти зависимости находятся в соответствии друг с другом (особенности проявляются при одних и тех же электронных концентрациях), что подтверждает их электронную природу. Осцилляции в двойных и тройных системах малы по сравнению с особенностью ЭТП в области топологического перехода. При одних и тех же электронных концентрациях двойных и тройных систем в тройных сплавах остаточное сопротивление больше [8,9] и соответственно осцилляции выражены слабее. Высо-

кая чувствительность методики эксперимента позволяет наблюдать тонкие эффекты, связанные с локализацией электронов в сплавах Mo–Re также по температурным зависимостям удельного сопротивления $\rho(T)$ при низких температурах.

3.3. Удельное сопротивление. Температурные зависимости удельного сопротивления сплавов Mo–Re, полученные с той же чувствительностью, что и результаты изучения термоэдс, представлены на рис. 5. Зависимости $\rho(T)$ для всех исследуемых сплавов $\text{Mo}_{1-x}\text{-Re}_x$ приведены в одном и том же масштабе. Отчетливо видно, что амплитуда осцилляций увеличивается с приближением к концентрации $C_C \sim 10\text{--}11\%$ Re и становится слабо заметной при 21 at.% Re. Приведенные экспериментальные данные можно аппроксимировать полиномом n -й степени. На графиках (рис. 5) для каждой концентрации приведено квадратичное приближение в виде полинома $Y(X)$, показанное сплошной линией. Здесь Y — удельное сопротивление, X — температура. Эти полиномы соответствуют температурной зависимости удельного сопротивления, которую можно представить как $\rho(T) = \rho_0 + \frac{\partial\rho}{\partial T}\Delta T + \frac{\partial^2\rho}{\partial T^2}\Delta T^2$ (ρ_0 — остаточное сопротивление, $\frac{\partial\rho}{\partial T}$ — температурный коэффициент сопротивления).

Такое приближение хотя и усредняет наблюдаемые осцилляции при изменении температуры, но позволяет представить зависимости всех членов разложения как функцию концентрации примеси при фиксированной температуре. Зависимости первого члена разложения $\rho_0(C)$ и коэффициентов второго $\frac{\partial\rho}{\partial T}(C)$ при $T = 1\text{K}$ как функции концентрации примеси приведены соответственно на рис. 6, *a* и *b*. Зависимости остаточного сопротивления $\rho_0(C)$ и его производной (вставка на рис. 6, *a*) отражают особенность ЭТП и находятся в соответствии с результатами работы [9].

Зависимость температурного коэффициента $\frac{\partial\rho}{\partial T}(C)$ имеет осцилляционный характер. При сравнении зависимостей $\rho(T)$ (рис. 5) и $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ (рис. 2) видна корреляция особенностей, которые отражают предполагаемую локализацию электронов при ЭТП.

Необходимо отметить еще одну интересную особенность зависимостей $\rho(T)$ и $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ (рис. 2, 5). Видно, что кроме мелких осцилляций, которые носят случайный характер, имеет место глубокий провал при $T \sim 4\text{--}8\text{K}$, который отчетливо виден для 6, 9.8 и 11 at.% примеси Re. Вероятно, это можно сопоставлять с расщеплением локального уровня E_0 при его совпадении с E_C . В работе [15] рассматривается такой (квантовый) случай для локального уровня, которому соответствуют провал в спектральной плотности $\rho(E) \approx \nu(E, C)$ при $E_0 = E_C$ и максимумы по обе стороны от E_0 . Такая теоретическая зависимость $\rho(E)$ показана на рис. 2 работы [15].

Таким образом, полученные результаты можно сопоставлять с изменением электронного спектра следующим образом: под действием внешних параметров на фоне изменения „зазора“ $E_F - E_C$ сплошного спектра,

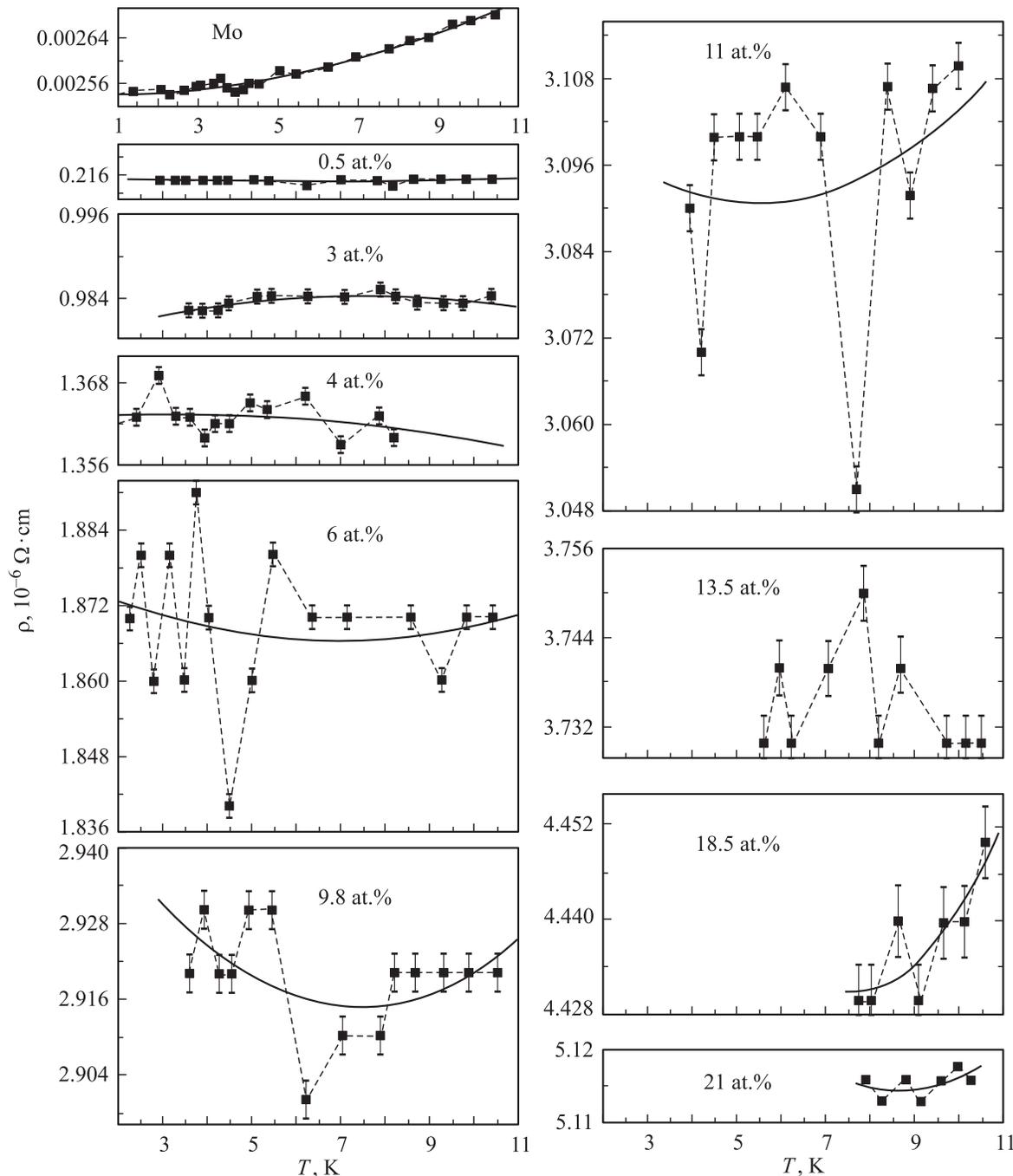


Рис. 5. Зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ при $T < 10$ K для сплавов $\text{Mo}_{1-x}\text{-Re}_x$. Атомные концентрации примеси Re указаны на графиках. Точки — эксперимент, сплошные линии для каждой концентрации соответствуют следующим квадратичным полиномам. Mo: $Y = 0.0025 - 1.7 \cdot 10^{-6}X + 1.47 \cdot 10^{-6}X^2$, Mo-Re: 0.5 at.% — $Y = 0.216 + 3.87 \cdot 10^{-4}X + 2.79 \cdot 10^{-5}X^2$, 3 at.% — $Y = 0.97 + 0.0022X - 1.45 \cdot 10^{-4}X^2$, 4 at.% — $Y = 1.363 + 5.027 \cdot 10^{-4}X - 8.21 \cdot 10^{-5}X^2$, 6 at.% — $Y = 1.88 - 0.0035X + 2.5 \cdot 10^{-4}X^2$, 9.8 at.% — $Y = 2.96 - 0.0124X + 8.37 \cdot 10^{-4}X^2$, 11 at.% — $Y = 3.12 - 0.0069X + 6.414 \cdot 10^{-4}X^2$, 13.5 at.% — $Y = 3.64 + 0.026X - 0.0017X^2$, 18.5 at.% — $Y = 4.547 - 0.03X + 0.00197X^2$, 21 at.% — $Y = 5.188 - 0.017X + 9.87 \cdot 10^{-4}X^2$.

когда при условии $E_F = E_C$ реализуется ЭТП, происходит движение появившихся локальных уровней квазилокального спектра относительно E_C . В результате наблюдаются „гигантская“ особенность, связанная с изменением плотности электронных состояний при ЭТП,

и на ее фоне малые (по сравнению с ней) осцилляции, связанные с пересечением локальных уровней квазидискретного спектра критической энергии E_C .

Из совокупности приведенных результатов видно, что смесь давление и температуру можно рассматривать

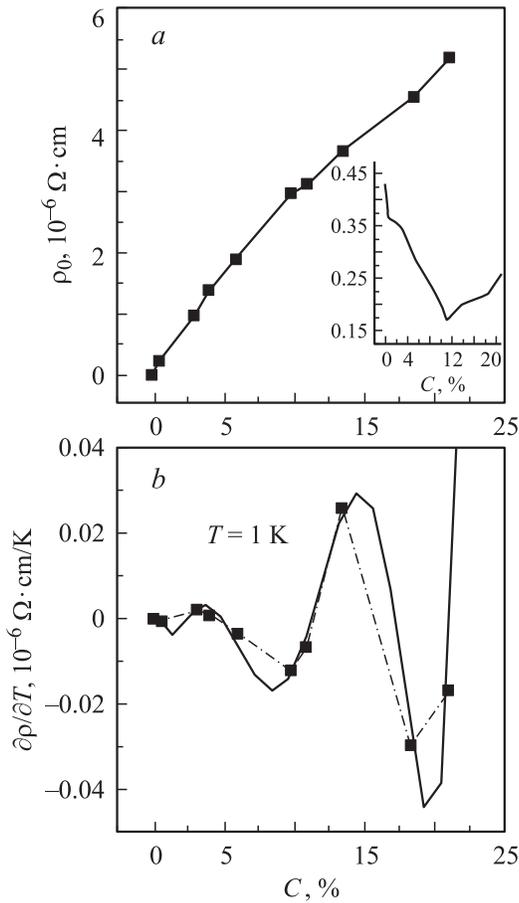


Рис. 6. а) Зависимость ρ_0 сплавов Мо–Ре от концентрации Re при $T = 1$ К. На вставке — $\frac{\partial \rho_0}{\partial C_r}(C_r)$. б) Зависимость температурного коэффициента $\frac{\partial \rho}{\partial T}(C_r)$ для Мо–Ре при $T = 1$ К. Графики построены по коэффициентам квадратичных полиномов, представленных на рис. 5, точки соответствуют значениям коэффициентов.

как аналоги воздействия на энергию Ферми либо на локальные уровни при низких температурах. Если представить параметры примеси, давления и температуры в энергетической шкале, можно сравнить эффективность их воздействия на энергию Ферми.

По данным работы [26], изменение энергии Ферми под давлением для Мо составляет $\frac{\partial E_F}{\partial P} \approx 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ eV/Kbar}$. Расстояние от энергии Ферми до критической ($E_F - E_C$), по данным работы [9], составляет 0.017 eV, концентрация C_C , при которой E_F достигает E_C , равна $\sim 10 \text{ at.}\%$ Re, тогда $\frac{\partial E_F}{\partial C} \approx 17 \cdot 10^{-4} \text{ eV/at.}\%$. Энергия Ферми E_F для Мо составляет 0.82 Ry [17] или 11.15 eV, что соответствует $1.14 \cdot 10^5 \text{ K}$, тогда

$$\frac{\partial E_F}{\partial T} = \frac{11.15 \text{ eV}}{1.14 \cdot 10^5 \text{ K}} = 9.78 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K} \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}.$$

Из этих оценок следует, что в Мо энергетический „зазор“ $E_F - E_C = 17 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, т.е. можно наблюдать особенности ЭТП, изменяя температуру на $\approx 170 \text{ K}$ у

чистого Мо, или изменяя концентрацию примеси Re до $\approx 10 \text{ at.}\%$ при $T = \text{const}$, или воздействуя давлением $\approx 30 \text{ kbar}$ при $T = \text{const}$ (при низких температурах).

Если приблизить энергию Ферми к E_C , на фоне особенности, связанной с ЭТП, появляются более тонкие эффекты электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий, обусловленные, как мы предполагаем, локализацией той части электронов, которая формирует новую малую полость поверхности Ферми. Из приведенных оценок видно, что температура изменяет энергию Ферми, в то же время она является и параметром фононной системы. Можно предположить, что локализация электронов в свою очередь может влиять на электрон-фононное взаимодействие и приводить к существенным изменениям характеристик материалов как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии.

4. Выводы

1) Наблюдаются осцилляции термодинамических и кинетических характеристик сплавов Мо–Ре в сверхпроводящем и нормальном состоянии при низких температурах: $\Delta T_C(P)_{C=\text{const}}$, $\Delta H_C(P)_{C=\text{const}}$, $\frac{\alpha}{T}(T^2)$, $\frac{\partial(\alpha/T)}{\partial T^2}(C)$, $\rho(T)$, $\frac{\partial \rho}{\partial T}(C)$. Предполагается, что наблюдаемые осцилляции являются следствием ЭТП в сплавах Мо–Ре и связаны с локализацией электронов, заполняющих новую полость поверхности Ферми при ЭТП. Это соответствует появлению δ -образной особенности в плотности электронных состояний, на два порядка меньшей по сравнению с корневой топологической особенностью $\delta v \approx (E_F - E_C)^{1/2}$. Осцилляции, связанные с локализацией электронов, наблюдаются на фоне топологической особенности сплошного спектра.

2) Предполагается, что локализация электронов при ЭТП связана с d -характером электронов новой электронной группы. Локализация приводит к неравновесной плотности электронных состояний и дальнейшей перестройке электрон-фононной системы — появлению сверхструктуры или неоднородного потенциала решетки. Это в свою очередь создает дополнительные условия для локализации электронов в неупорядоченных системах.

3) Появление качественно новых — локализованных — состояний электронов в сплавах Мо–Ре коррелирует со смягчением фононного спектра и усилением электрон-фононного взаимодействия. Возможно, что такие изменения электрон-фононной системы приводят к новым механизмам электрон-фононного взаимодействия, которые важны для параметров сверхпроводимости фононного увлечения в нормальных свойствах.

4) Из результатов работы следует, что ЭТП необходимо рассматривать в совокупности с особенностями, присущими электронам новой группы носителей. Это справедливо для переходных металлов со сложной поверхностью Ферми и узкими зонами.

Автор благодарит А.Н. Великодного за участие в проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] И.М. Лифшиц. ЖЭТФ **38**, 1569 (1960).
- [2] Н.Б. Брандт, Н.И. Гинзбург, Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, В.И. Макаров, Т.А. Игнатъева. ЖЭТФ **49**, 85 (1965).
- [3] В.И. Макаров, В.Г. Барьяхтар. ЖЭТФ **48**, 1717 (1965).
- [4] М.А. Кривоглаз, Тю-хао. ФММ **21**, 817 (1966).
- [5] В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, В.И. Макаров, Т.А. Игнатъева. ЖЭТФ **62**, 1118 (1972).
- [6] Т.А. Игнатъева, В.И. Макаров, Ю.А. Черевань. ЖЭТФ **67**, 994 (1974).
- [7] И.Я. Волынский, В.И. Макаров, В.В. Ганн. ЖЭТФ **69**, 1019 (1975).
- [8] Т.А. Игнатъева, В.В. Ганн, А.Н. Великодный. ФНТ **20**, 1133 (1994).
- [9] Т.А. Игнатъева, А.Н. Великодный. ФНТ **28**, 569 (2002).
- [10] В.И. Макаров, В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн. ЖЭТФ **67**, 168 (1974); И.Я. Волынский. Металлофизика **9**, 50 (1987).
- [11] В.Г. Вакс, А.В. Трефилов, С.В. Фомичев. ЖЭТФ **80**, 1613 (1981); А.А. Варламов, А.В. Панцулая. ФТТ **30**, 102 (1988).
- [12] Е.Т. Крылов, А.Т. Бурков, М.В. Ведерников. ФТТ **29**, 2152 (1987).
- [13] M.A. Howson, B.L. Gallagher. Physics Reports. Review Section of Physics Letters **170**, 265 (1988).
- [14] Н.П. Дикий, Т.А. Игнатъева. ФТТ **48**, 28 (2006).
- [15] И.М. Лифшиц. ЖЭТФ **44**, 1723 (1963).
- [16] Т.А. Игнатъева, Ю.А. Черевань. Письма в ЖЭТФ **31**, 389 (1980).
- [17] R.J. Iverson, L. Hodges. Phys. Rev. B **8**, 1429 (1973).
- [18] Н.Ф. Мотт. Переходы металл–изолятор. Наука, М. (1979).
- [19] А.А. Абрикосов, А.В. Панцулая. ФТТ **28**, 2140 (1986).
- [20] B.M. Powell, P. Martel, A.D.B. Woods. Can. J. Phys. **55**, 1601 (1977).
- [21] H.G. Smith, N. Wakabayashi, M. Mostoller. Phonon anomalies in transition metals, alloys and compounds. Superconductivity in *d*- and *f*-band metals. Plenum. Press, N.Y. (1976). P. 233.
- [22] N.A. Tulina, S.V. Zaitsev. Solid State Commun. **86**, 55 (1993).
- [23] Л.Н. Булаевский. УФН **120**, 259 (1976).
- [24] Н.Н. Апаров, И.В. Лисоцкий, Ю.Д. Тяпкин, В.Е. Панин. ФММ **40**, 354 (1975).
- [25] Н.В. Заварицкий. ЖЭТФ **75**, 1873 (1978).
- [26] E. Posternak, W.E. Wachter, E. Gressen, W. Joss, V. Jander, W. Wejnard. J. Low Temp. Phys. **21**, 41 (1975).