

УДК 539.21

PACS: 71.20.Gj, 72.10.Di.

Характеристики спектра электрон-фононного взаимодействия в $\text{Mo}_{0.9}\text{Re}_{0.1}$

С.В. Морлок, Б.Л. Конопацкий, Т.А.Игнатьева*, А.В. Хоткевич

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Украина

** Национальный научный центр, «Харьковский физико-технический институт» НАН Украины*

E-mail: khotkevich@ilt.kharkov.ua

При низких температурах методом микроконтактной спектроскопии исследован спектр электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в сплаве $\text{Mo}_{0.9}\text{Re}_{0.1}$. При температуре 1,5 К были измерены вторые производные вольт-амперных характеристик притисковых точечных контактов в нормальном состоянии и восстановлены спектральные функции ЭФВ. Отримані числові значення інтегральних характеристик спектру ЕФВ: константа ЕФВ, середні частоти фононів та ін.

Ключові слова: микроконтактная спектроскопия, электрон-фононное взаимодействие, вольт-амперная характеристика, точечные контакты.

При низких температурах методом микроконтактной спектроскопии исследован спектр электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в сплаве $\text{Mo}_{0.9}\text{Re}_{0.1}$. При температуре 1,5 К были измерены вторые производные вольт-амперных характеристик прижимных точечных контактов в нормальном состоянии и восстановлены спектральные функции ЭФВ. Получены численные значения интегральных характеристик спектра ЭФВ: константа ЭФВ, средние частоты фононов и др.

Ключевые слова: микроконтактная спектроскопия, электрон-фононное взаимодействие, вольт-амперная характеристика, точечные контакты.

Study of electron-phonon interaction (EPI) spectrum in $\text{Mo}_{0.9}\text{Re}_{0.1}$ by point-contact spectroscopy method at low temperatures is presented. The second derivatives of current-voltage characteristic of a sliding point contacts in normal state were measured and EPI spectral functions were recovered. Numerical values of such integral characteristics of the spectrum as the EPI constant, mean phonon frequencies, etc. has been obtained.

Keywords: point-contact spectroscopy, electron-phonon interaction, current-voltage characteristic, point contacts.

Среди наблюдаемых аномалий физических свойств системы сплавов MoRe [1] следует отметить весьма существенный рост критической температуры сверхпроводящего перехода T_c , когда при добавлении примеси Re к Mo величина T_c возрастает от 0,9 К для чистого Mo до 11 К при 30 ат. % Re. Соответствующие этому изменения спектральных функций электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) экспериментально исследовались (для малых концентраций Re) в [2] методом туннельного эффекта в сверхпроводниках [3], а также в [4] методом неупругой микроконтактной спектроскопии в нормальном состоянии [5, 6]. Наблюдалось увеличение относительной интенсивности низкочастотной части спектра ЭФВ, которое трактовалось как следствие квазилокальных колебаний атомов Re в матрице Mo. Однако, в настоящее время известно [1], что аномалии свойств MoRe обусловлены электронно-топологическим переходом при образовании новой электронной полости поверхности Ферми. Кроме того неясно, каким образом в сообщении [4] получены значения константы ЭФВ в

случае рассеяния электронов на примесях Re в сплаве.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование методом микроконтактной спектроскопии ЭФВ в MoRe при содержании Re 10 ат. %, отвечающем наибольшей скорости изменения T_c при вариации концентрации примеси, когда наиболее явно и по сути впервые удастся наблюдать на спектре ЭФВ влияние перестройки электронного энергетического спектра, а также определение численных характеристик ЭФВ в $\text{Mo}_{0.9}\text{Re}_{0.1}$ и сопоставление результатов с данными для чистого Mo.

Был использован монокристаллический образец сплава, полученный ранее [1]. Исследовались электрические характеристики точечных контактов скользящего типа [5] между двумя электродами в форме параллелепипедов 0,5х0,5х5 мм³, соприкасавшихся боковыми гранями. Электрический контакт между электродами и измерительной цепью – механический. Поверхности электродов электрополировались в смеси серной и соляной кислоты с этиловым и метиловым спиртом, и

промывалась в водном растворе аммиака. Отсутствие селективного травливания какой либо компоненты сплава устанавливалось по независимости экспериментальных результатов от времени электрополировки электродов. При температуре 1,5 K сверхпроводимость образцов разрушалась постоянным внешним магнитным полем и измерялась зависимость напряжения второй гармоники сигнала модулирующего тока от напряжения на контакте в нормальном состоянии, пропорциональная второй производной вольт-амперной характеристики (ВАХ) $V_2(V) \sim d^2V/dI^2(V)$ (микроконтактный спектр

ЭФВ). Определялись зависимость первой гармоники модулирующего сигнала $V_1(V) \sim RV$, где

$R \equiv dV/dI$ – дифференциальное сопротивление

контакта, и сопротивление контакта $R_0 = R$ при $V =$

0, совпадающее со значением статического сопротивления при нулевом смещении, а также величина $V_{1,0} = V_1$ при $V = 0$. Схема измерения напряжения второй гармоники позволяла детектировать сигналы субмикровольтового уровня. Условия измерения микроконтактных спектров отвечали разрешению по энергии не хуже 1 мэВ.

Один из измеренных микроконтактных спектров приведен на рис. 1. Приведенная величина V_{2max} отвечает абсолютному максимуму микроконтактного

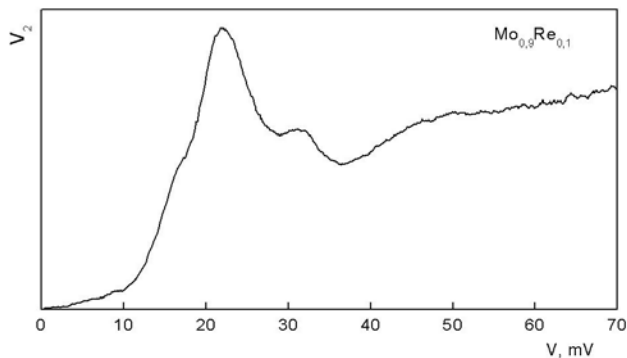


Рис. 1. Микроконтактный спектр ЭФВ в $\text{Mo}_{0,9}\text{Re}_{0,1}$. $R_0 = 1,55 \text{ Ом}$, $V_{1,0} = 326 \text{ мкВ}$, $V_{2max} = 0,29 \text{ мкВ}$.

спектра.

Из экспериментальных данных восстанавливался график спектральной микроконтактной функции ЭФВ $g_{pc}(\omega)$. При этом использовалось основное соотношением теории микроконтактной спектроскопии [5,6], которое можно записать как

$$g_{pc}(\omega) + B(\omega) = C \cdot \tilde{V}^2 (eV) \cdot V_{1,0}^{-2} \cdot R_0^{1/2} \quad (1)$$

Здесь величина напряжения $\tilde{V}_2$ пропорциональна

второй производной ВАХ контакта $d^2I/dV^2(V)$ и

подсчитывается по $V_2(V)$ и $V_1(V)$, e – элементарный заряд, ω – круговая частота фонона, а функция фона $B(\omega)$ отражает тот факт, что экспериментально определенные вторые производные ВАХ при $V > \hbar\omega_{max}/e$ (где ω_{max} – максимальная частота однофононной части спектра) отличны от нуля (см., напр., рис. 1), тогда как функция ЭФВ равна нулю за границей фононного спектра. Размерная константа C может быть определена на практике только для точечного контакта в модели чистого отверстия [5] и только для квадратичного изотропного закона дисперсии электронов:

$$C = -\frac{3}{8} \cdot \left(\frac{\hbar}{2 \cdot \pi} \right)^{1/2} \cdot v_F \cdot k_F \quad (2)$$

(v_F , k_F – скорость Ферми и фермиевский волновой вектор). Однако все отклонения реальных точечных контактов от модели чистого отверстия приводят только к уменьшению абсолютных значений $g_{pc}(\omega)$ и константы ЭФВ, подсчитанных в этой модели по измеренным характеристикам контактов [7]. Поэтому достоверные значения $g_{pc}(\omega)$ определялись нами из наиболее интенсивных микроконтактных спектров. Поскольку для переходных металлов и их сплавов нельзя признать полностью оправданным приближение квадратичного закона дисперсии электронов, нами предлагается приближенно учитывать эффекты зонной структуры путем использования эффективного заряда иона Z_{ef} (эффективного числа валентных электронов на атом) при подсчете электронных характеристик, фигурирующих в выражении (2).

Подсчитывались также значения средней и среднеквадратичной частот фононов $\langle \omega \rangle$ и $\langle \omega^2 \rangle$. Следует отметить, что средние частоты фононов не зависят от нормировки функции ЭФВ и могут быть определены из данных микроконтактной спектроскопии с высокой точностью.

На рис. 2 приведена функция $g_{pc}(\omega)$ для Mo , восстановленная в соответствии с (1) из микроконтактного спектра ЭФВ, полученного нами ранее (см. рис. 4 в [8]). Абсолютные значения $g_{pc}(\omega)$ отвечают $Z_{ef} = 6,0$ [9]. Константа ЭФВ $\lambda_{pc} = 0,43$, подсчитанная непосредственно по $g_{pc}(\omega)$, хорошо соответствует известной величине 0,44 [3]. В то же время константа λ_{pc} для $\text{Mo}_{0,9}\text{Re}_{0,1}$, определенная из экспериментальных микроконтактных спектров, оказывается заниженной по сравнению со случаем Mo в связи с сильным импульсным рассеянием электронов в сплаве. (При расчете было принято $Z_{ef} = 6,1$ [1], постоянная ОЦК решетки $\text{Mo}_{0,9}\text{Re}_{0,1}$ взята из [10]). Тем не менее, по известной величине $T_c = 3,1 \text{ К}$ и полученным в работе значениям $\langle \omega \rangle$ (табл. 1), на основе формулы Макмиллана может быть уточнена оценка константы

ЭФВ $\lambda_{pc McM} = 0,58$. Именно этой величине отвечают абсолютные значения функции $g_{pc}(\omega)$ для $Mo_{0,9}Re_{0,1}$ на рис. 2, восстановленной из микроконтактного спектра, приведенного на рис. 1. При подсчете $\lambda_{pc McM}$ учитывалось значение кулоновского псевдопотенциала $\mu^* = 0,13$.

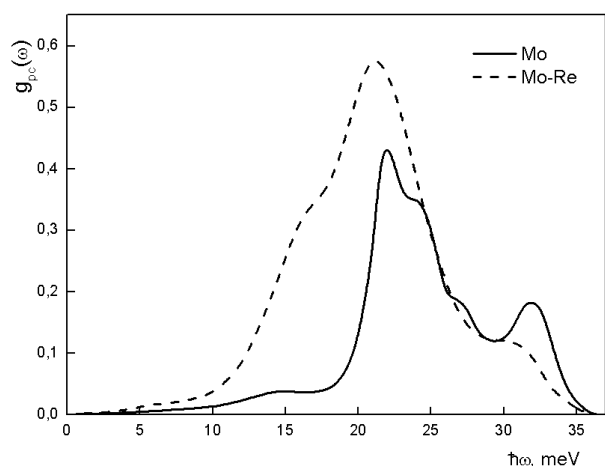


Рис. 2. Микроконтактные функции ЭФВ: 1 – $Mo_{0,9}Re_{0,1}$; 2 – Mo.

Таким образом, отличия спектра ЭФВ $Mo_{0,9}Re_{0,1}$ в сравнении с $g_{pc}(\omega)$ для чистого Mo проявляются в возрастании абсолютной интенсивности спектра ЭФВ, существенном увеличении относительной интенсивности низкочастотной части спектра и смещении абсолютного максимума спектра сплава в сторону меньших частот (рис. 2). Количественно эти различия характеризуются уменьшением средней частоты фононов (табл. 1) и увеличением константы ЭФВ по сравнению с полученными для Mo. Оценка температуры Дебая из соотношения [11]

$$\Theta_D = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \langle \omega^2 \rangle} \text{ дает для } Mo_{0,9}Re_{0,1} \text{ значение, равное}$$

279 К.

В заключение отметим, что высокие значения константы ЭФВ и заметное примесное рассеяние электронов в MoRe делают эти сплавы удобным объектом для упругой микроконтактной спектроскопии сверхпроводников [7].

Таблица 1

Средние частоты фононов		
	$\langle \omega \rangle$, мэВ	$\langle \omega^2 \rangle^{1,2}$, мэВ
$Mo_{0,9}Re_{0,1}$	18,5	19,6
Mo	22,4	23,4

1. Т.О. Игнатъева. Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. Харків (2007) 32 с.
2. D.P. Shum, A. Bevolo, J.L. Staudenmann, E.L. Wolf. Phys. Rev. Lett, 57, 2987 (1986).
3. Е.Л. Вольф. Принципы электронной туннельной спектроскопии, Наук. Думка, Киев (1990), 454 с.
4. N.A. Tulina, S.V. Zaitsev. Solid State Comm., 86, 55 (1993).
5. A.V. Khotkevich, I.K. Yanson. Atlas of point contact spectra of electron-phonon interactions in metals, Kluwer Academic Publishers, Boston-Dordrecht-London (1995), 168 p.
6. Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson. Pint-contact spectroscopy, Springer, New York (2004), 300 p.
7. А.В. Хоткевич. Автореф. дисс. ... докт. физ.-мат. наук. Харьков (1990) 29 с.
8. В.В. Фисун, А.В. Хоткевич, С.В. Морлок, Б.Л. Конопацкий, Ю.Л. Александров, Г.В. Камарчук. ФНТ, 34, 208 (2008).
9. В.В. Немошкालенко, В.Н. Антонов. Методы вычислительной физики в теории твердого тела. Зонная теория металлов, Наук. думка Киев (1985), 408 с.
10. Н.В. Агеев, В.Ш. Шехтман. Изв. АН СССР, сер. физ., XXIII, № 5, 650 (1959).
11. F.J. Pinski, P.B. Allen, W.H. Butler. Phys. Rev., B15, 2943 (1977).