

Микроконтактные исследования размерного эффекта Кондо в магнитном поле на сплавах CuMn, CuCr и AuFe

В. В. Фисун, И. К. Янсон

*Физико-технический институт низких температур им Б. И. Веркина НАН Украины,
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fisun@ilt.kharkov.ua*

J. M. van Ruitenbeek and J. A. Mydosh

*Kamerlingh Onnes Laboratorium Leiden University,
PO Box 9504, NL-2300, RA Leiden, the Netherlands*

Статья поступила в редакцию 1 октября 2001 г.

Исследовано расщепление в магнитном поле кондо-пика на зависимости дифференциального сопротивления от напряжения на микроконтактах различного диаметра из сплавов CuMn, CuCr и AuFe. Получены эмпирические формулы, позволяющие учесть изменение энергетического положения максимумов расщепленного кондо-пика от температуры эксперимента и кондо-температуры, а также при уменьшении диаметра контактов, как во внешнем, так и внутреннем (состояние спинового стекла) магнитных полях.

Досліджено розщеплення у магнітному полі кондо-піка на залежності диференціального опору від напруги на мікроконтактах різного діаметра із сплавів CuMn, CuCr та AuFe. Отримано емпіричні формули, які дозволяють врахувати зміну енергетичного положення максимумів розщепленого кондо-піка від температури експерименту та кондо-температури, а також при зменшенні діаметра контактів, як в зовнішньому, так і внутрішньому (стан спінового скла) магнітних полях.

PACS: 72.15.Qm, 75.20.Hr

В настоящее время с помощью метода микроконтактной спектроскопии (МКС) исследованы характеристики различных разбавленных сплавов, в которых наблюдается эффект Кондо [1–5]. В интервале смещений порядка ± 10 мВ на зависимостях дифференциального сопротивления от напряжения ($dV/dI(V)$) на микроконтактах наблюдается кондо-пик при $V = 0$ (рис. 1). При смещениях выше 10 мВ происходит резкое увеличение дифференциального сопротивления, связанное с рассеянием электронов проводимости на фононах матричного металла Cu или Au. Зависимость дифференциального сопротивления от напряжения при малых смещениях имеет вид $dV/dI(V) \propto -\lg V$. Она подобна зависимости удельного сопротивления от температуры для

массивного кондо-сплава $\rho(T) \propto -\lg T$ (рис. 1). Различие состоит в том, что в методе МКС взаимодействие электронов проводимости с парамагнитными примесями и фононами изучается как функция напряжения V на микроконтакте при низкой температуре $k_B T < eV$ (k_B – постоянная Больцмана). Максимальная энергия при неупругом рассеянии электронов проводимости равна eV с точностью несколько $k_B T$. Обычно исследуются микроконтакты с баллистическим пролетом электронов.

Сплавы с низкой температурой Кондо, такие как CuMn, AuMn, AuFe, при увеличении концентрации примеси в результате взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ) переходят в состояние спинового стекла, которое

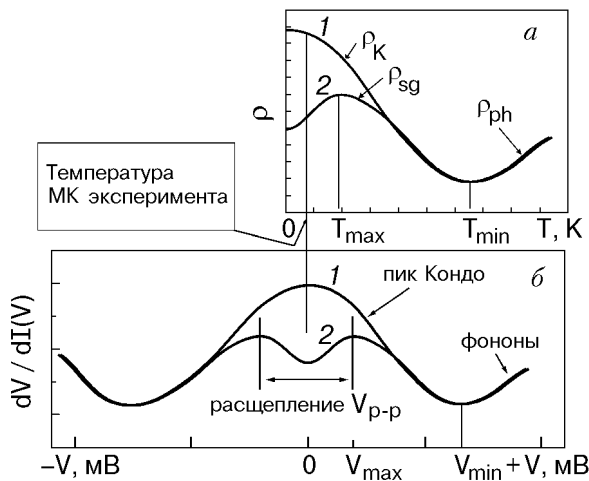


Рис. 1. Схематическая диаграмма температурной зависимости удельного электросопротивления (а) и зависимости дифференциального сопротивления от приложенного напряжения на микроконтакте (б) кондо-сплава: 1 — без магнитного поля, 2 — во внешнем или внутреннем магнитных полях.

характеризуется внутренним магнитным полем. На зависимостях $\rho(T)$ таких сплавов наблюдается максимум при характерном значении температуры T_{\max} (рис. 1,а). В случае МКС на $dV/dI(V)$ -характеристиках наблюдается максимум при некотором конечном смещении V_{\max} , при этом спектр кондо-пика расщепляется (рис. 1,б, кривая 2) с энергетическим значением V_{p-p} этих максимумов.

Во внешнем магнитном поле \mathbf{H} в парамагнитном состоянии также наблюдается максимум на зависимостях $\rho(T)$. Появление этого максимума обусловлено энергией Зеемана $E_Z = g\mu_B H$ (g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора), которая препятствует перевороту спина магнитной примеси при взаимодействии с электроном проводимости. Спины, зафиксированные внешним магнитным полем, не участвуют в кондо-рассеянии, что и приводит к уменьшению сопротивления при $T \rightarrow 0$. Для указанных выше сплавов на $dV/dI(V)$ -характеристиках также происходит расщепление кондо-пика (рис. 1,б, кривая 2) во внешнем магнитном поле. Хотя природа этого расщепления во внешнем и внутреннем магнитном полях различна, но качественно их микроконтактные спектры $dV/dI(V)$ подобны. Поэтому на рис. 1,б они представлены одной кривой 2.

Наблюдение расщепления кондо-пика в микроконтактных спектрах как во внешнем, так и во внутреннем магнитных полях возможно только

при температуре ниже температуры максимума T_{\max} на зависимостях $\rho(T)$. Очевидно, что одновременное присутствие в МК эксперименте как внутреннего, так и внешнего полей также приводит к расщеплению кондо-пика. Изменение величины температурного интервала между T_{\max} и T_{\min} МК эксперимента должно приводить к изменению значения V_{p-p} (рис. 1). Чем меньше величина этого температурного интервала, тем меньше должно быть и значение V_{p-p} , так как для МК спектроскопии качественно $V \propto T$. На самом же деле в МК экспериментах во внешнем магнитном поле для сплавов с неэкранированными спинами, а именно такие сплавы были исследованы [1–5], в определенных температурных пределах (при $k_B T < g\mu_B H$) происходит обратный процесс, связанный с размытием ферми-распределения электронов проводимости по энергиям, а также с тем, что эксперимент проводили при $T \ll T_{\max}$.

В работе [3] методом МК спектроскопии изучено поведение нескольких кондо-сплавов в зависимости от внешнего магнитного поля как в состоянии спинового стекла, так и в парамагнитном состоянии. Из энергетического положения максимумов расщепленного кондо-пика определяли g -фактор, который всегда превышал значение 2. С другой стороны, в работе [6] приведена теория для расчета зависимостей $dV/dI(V)$ для микроконтактов с магнитными примесями во внешнем магнитном поле. Сравнение теоретических зависимостей $dV/dI(V)$ с экспериментальными, проведенное для сплава AuFe (0,1 ат.%Fe) в поле 3 Тл при температуре 1,5 К [6], показывает, что расстояние между максимумами расщепленного кондо-пика V_{p-p} на теоретических зависимостях меньше, чем на экспериментальных, но все же больше, чем значение $2g\mu_B H$ при $g = 2$, что свидетельствует о том, что теория не в полной мере описывает расщепление.

В настоящее время отсутствует теория, в которой была бы предсказана связь значений V_{p-p} с внутренним и внешним магнитными полями при различных температурах эксперимента и кондо-температуры. Представлены эмпирические зависимости, в которых значение V_{p-p} определяется перечисленными физическими величинами, а также МК характеристиками кондо-сплавов CuMn, CuCr и AuFe различных диаметров*. К этим формулам мы пришли на основании наших экспериментов и экспериментов других авторов [2–6], установив, что положение максимумов расщеплен-

* Диаметры микроконтактов (d , нм) определяли по формуле Шарвина: $d \approx 30/\sqrt{R_0}$ (для Cu) и $u = d \approx 28/\sqrt{R_0}$ (для Au). R_0 — измеряется при $V = 0$.

ного кондо-пика на МК зависимости $dV/dI(V)$ определяется не только энергией Зеемана, как считалось ранее, но и температурой эксперимента и кондо-температурой. Важную роль играет также то, находится ли исследуемый сплав в состоянии спинового стекла. Установлено, что расстояние между максимумами расщепленного кондо-пика во внешнем магнитном поле в состоянии спинового стекла на зависимости $dV/dI(V)$ описывается простой эмпирической формулой для сплавов с незранированными магнитными примесями ($T \gg T_K$; $k_B T \ll g\mu_B H$):

$$V_{p-p} = 2[g\mu_B H + 3,63k_B(T + T_K)] + V_{p-p}^{sg}, \quad (1)$$

здесь $g = 2$. Коэффициент $3,63k_B$ соответствует аналогичному коэффициенту для микроконтактов в тепловом пределе $eV = 3,63k_B T_0$, T_0 — температура в центре контакта при напряжении V и температуре ванны, равной нулю [7]; V_{p-p}^{sg} — расстояние между максимумами на МК характеристиках кондо-сплава в состоянии спинового стекла в нулевом магнитном поле при данной температуре. В случае малых концентраций магнитной примеси, когда спиновое стекло не наблюдается, $V_{p-p}^{sg} = 0$. Можно положить $T_K = 0$ для сплавов с пренебрежимо малой температурой Кондо в массивном состоянии, если диаметр контакта достаточно велик, как, например, для CuMn при $d \leq 300$ нм и температуре Кондо $T_K^{\text{bulk}} = 0,01$ К. Формула применима только в случае расщепления кондо-пика внешним полем или внутренним и внешним одновременно. Если пик расщеплен только внутренним полем (при $H = 0$), тогда $V_{p-p} = V_{p-p}^{sg}$.

Из формулы (1) следует, что только для сплава с низкой T_K при $T = 0$ в парамагнитном состоянии ($V_{p-p}^{sg} = 0$) $V_{p-p} \equiv 2g\mu_B H$. Формула (1) проверена нами для сплавов CuMn, AuMn и AuFe.

Исследованные сплавы были изготовлены в лаборатории Камерлинга Оннеса Лейденского университета. Там же проведены исследования МК спектров с использованием технологии «разломных» контактов [11]. Низкие температуры достигались при помощи откачки паров ^3He . Измерения МК спектров проводили по стандартной методике с использованием мостовой схемы для большего разрешения. Особое внимание уделяли гомогенизации образцов, а также защите полученных микроконтактов после их разрыва от воздействия механических и тепловых нагрузок. Учитывали также то, что многократное циклирование сопротивления микроконтактов от больших до малых величин приводит обычно к нарушению баллистического пролета электронов через такой

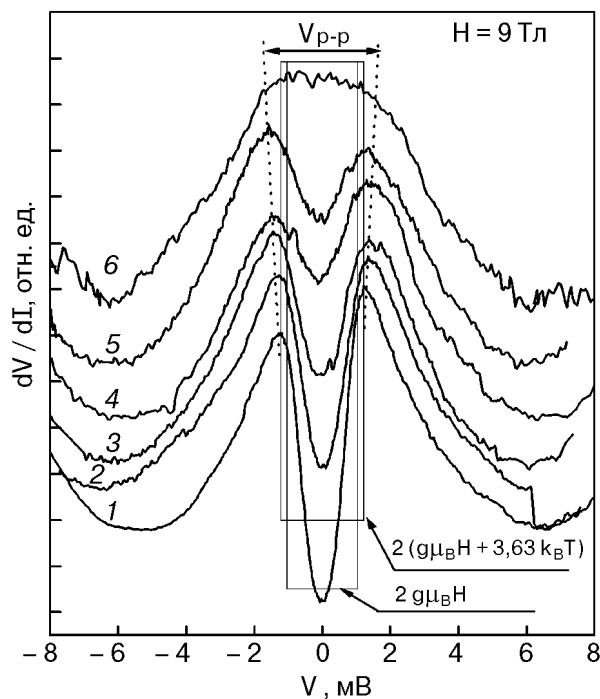


Рис. 2. $dV/dI(V)$ -зависимости микроконтакта сплава CuMn (0,1 ат.% Mn) при $T = 0,6$ К, находящегося в парамагнитном состоянии. Диаметры микроконтактов, нм: 26,3 (1); 10,5 (2); 8,4 (3); 6,97 (4); 6,4 (5); 4,4 (6).

микроконтакт. К тому же эффекту приводит и увеличение температуры эксперимента выше 10 К.

Справедливость предлагаемой формулы мы иллюстрируем ниже на микроконтактных спектрах сплава CuMn в парамагнитном состоянии (рис. 2), а также сплава AuFe, который находится в состоянии спинового стекла при той же температуре (рис. 3). Представленные экспериментальные данные, а также результаты других авторов [2,3,5], с хорошей точностью соответствуют формуле (1), что указывает на ее применимость в интервале температур $T < T_{\text{max}}$ (рис. 1).

Особый случай представляет сплав CuCr с температурой Кондо равной 2 К, который при гелиевой температуре переходит в состояние спинового стекла при концентрации 0,5 ат.% Cr [8]. Ранее для этого сплава во внешнем магнитном поле наблюдали лишь уменьшение сопротивления на зависимости $\rho(T)$ [9]. Отрицательное магнитосопротивление наблюдается и на микроконтактных спектрах CuCr (0,1 ат.% Cr) в полях до 5 Тл [10]. В этом сплаве магнитные примеси экранированы электронами проводимости, так как $T \leq T_K$.

Рассмотрим приведенные на рис. 2 $dV/dI(V)$ -характеристики микроконтактов различного диаметра для сплава CuMn при температуре 0,6 К во внешнем магнитном поле $H = 9$ Тл. Величина

V_{p-p} расщепленного кондо-пика в поле 9 Тл при диаметре микроконтакта 26,3 нм превышает значение $2g\mu_B H$ и хорошо совпадает при учете температуры эксперимента со значением, определяемым формулой (1). Для наглядности величины $2g\mu_B H$ и $2(g\mu_B H + 3,63k_B T)$ представлены в виде прямоугольников. Следовательно, при учете температуры эксперимента по предлагаемой формуле (1) значение V_{p-p} соответствует микроконтакту наибольшего диаметра. Температурой Кондо для этого диаметра мы пренебрегали. На представленных МК характеристиках (рис. 2) хорошо видно, что уменьшение диаметра контакта приводит к увеличению значения V_{p-p} (пунктирная линия), которое связано с увеличением температуры Кондо. Ранее [4] нами было показано, что уменьшение диаметра микроконтакта для этого сплава приводит к увеличению T_K , что соответствует формуле (1). На рисунке видно, что при $d = 4,4$ нм происходит разрушение расщепления кондо-пика, так как суммарная температура ($T + T_K$) становится больше T_{max} . Таким образом, температура эксперимента и температура Кондо приводят к увеличению энергетического положения максимумов расщепленного кондо-пика во внешнем магнитном поле. Чем выше эти температуры, тем больше расщепление V_{p-p} .

Справедливость предложенной формулы продемонстрируем для сплава AuFe, находящегося в состоянии спинового стекла при температуре эксперимента 0,6 К. На рис. 3 представлены $dV/dI(V)$ -характеристики микроконтактов различного диаметра для сплава AuFe (0,1 ат.% Fe) при $T = 0,6$ К и $H = 0$ (три нижних спектра) и $H = 5$ Тл (пять верхних спектров). При этой температуре массивный сплав AuFe находится в состоянии спинового стекла, так как на спектрах контактов большого диаметра кондо-пик расщеплен (кривые 1, 2) за счет внутреннего поля. Уменьшение диаметра микроконтакта приводит к разрушению спинового стекла, что видно по исчезновению расщепления кондо-пика на $dV/dI(V)$ -характеристиках (рис. 3, кривая 3). На рисунке видно, что под действием размерного эффекта происходит разрушение спинового стекла с сохранением положения V_{p-p}^{sg} . Казалось бы, размерный эффект должен приводить к увеличению V_{p-p}^{sg} при уменьшении диаметра микроконтакта, как это происходит с расщеплением кондо-пика во внешнем магнитном поле (рис. 2). Аналогичное поведение V_{p-p}^{sg} при уменьшении диаметра микроконтакта наблюдалось нами и для сплава CuMn в состоянии спинового стекла.

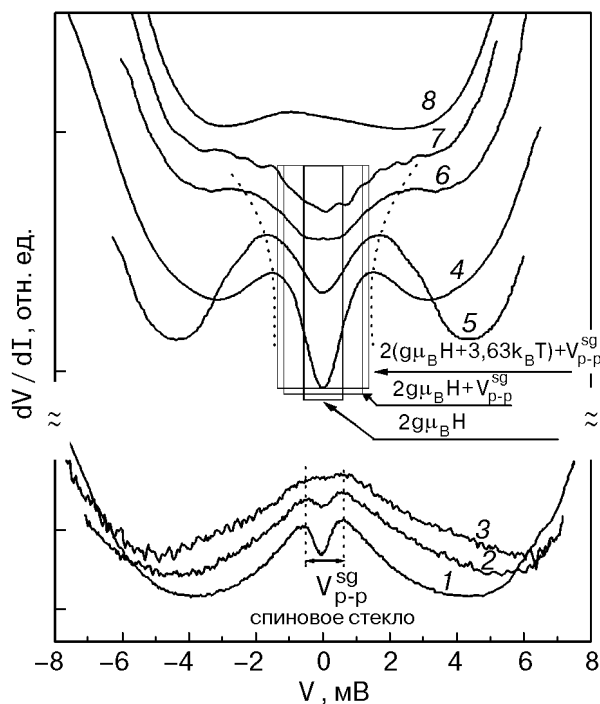


Рис. 3. $dV/dI(V)$ -зависимости микроконтактов различного диаметра сплава AuFe (0,1 ат.% Fe) при $T = 0,6$ К, находящегося в состоянии спинового стекла. Внешнее магнитное поле $H = 0$ (1–3) и 5 Тл (4–8). Диаметры микроконтактов: 23,1 (1); 10,2 (2); 6,7 (3); 12,7 (4); 6,5 (5); 5,3 (6); 4,8 (7); 3,8 (8) нм.

Из-за отсутствия теории размерного эффекта в микроконтактах, находящихся в состоянии спинового стекла, мы предполагаем, что такое поведение положения максимумов V_{p-p}^{sg} связано с тем, что относительное (по сравнению с объемом) количество кондо-примесей, находящихся на поверхности контакта, возрастает при уменьшении его диаметра. Согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям [13,14], на поверхности сплава спин кондо-примеси не рассеивает электроны проводимости. Следовательно, поверхностные кондо-примеси не принимают участия в формировании спинового стекла в области контакта. Этот эффект эквивалентен некоторому уменьшению концентрации кондо-примесей, которые формируют спиновое стекло в области контакта, а это, в свою очередь, должно приводить к сдвигу расщепления максимумов V_{p-p}^{sg} в область меньших значений с уменьшением диаметра. Одновременно при уменьшении диаметра в результате размерного эффекта должно происходить смещение положения максимумов V_{p-p}^{sg} в область больших значений. Возможно, конкуренция этих двух эффектов приводит к тому, что значение

V_{p-p}^{sg} остается приблизительно постоянным с уменьшением диаметра.

Во внешнем магнитном поле 5 Тл (рис. 3, кривые 4–8) кондо-пик сплава AuFe (0,1 ат.% Fe) расщепляется и значение V_{p-p} значительно превышает $2g\mu_B H$. Этот сплав при температуре 0,6 К находится в состоянии спинового стекла, т.е. одновременно присутствуют внутреннее и внешнее поля. Следовательно, значение V_{p-p} , согласно (1), определяется энергией Зеемана, температурой эксперимента и температурой Кондо, а также V_{p-p}^{sg} . Для наглядности значения этих величин представлены на рис. 3 в виде прямоугольников. Видно, что только учет всех величин, входящих в формулу (1), отвечает экспериментальному значению V_{p-p} (пунктирные линии). При этом необходимо учитывать и температуру Кондо в массивном сплаве T_K^{bulk} (AuFe) = 0,2 К. При уменьшении диаметра микроконтакта происходит увеличение значения V_{p-p} в постоянном поле (рис. 3, кривые 4–7), так как $T_K = T_K^{bulk} + \delta T_K$. При малых диаметрах наблюдается полное разрушение расщепления (кривая 8). Размерный эффект Кондо на этом сплаве был исследован нами ранее при $T = 1,6$ К [10]. При этой температуре спиновое стекло отсутствует. Было показано, что уменьшение диаметра микроконтакта приводит к увеличению температуры Кондо. Следовательно, именно увеличение температуры Кондо при уменьшении диаметра микроконтакта приводит к росту значения V_{p-p} .

В противоположность увеличению V_{p-p} в сплавах с неэкранированными примесями CuMn и AuFe в магнитном поле, значение расстояния между максимумами расщепленного кондо-пика в сплавах CuCr (0,1 ат.% Cr) меньше, чем значение $2g\mu_B H$. На рис. 4 представлены зависимости МК спектров микроконтактов CuCr различного диаметра в магнитном поле 9 Тл при температуре 0,5 К (кривые 1, 2, 4, 5) и температуре 1,5 К для контакта диаметром 24,1 нм (кривая 3). Из сравнения положения V_{p-p} спектров 1 и 3 видно, что чем выше температура проведения эксперимента, тем больше расхождение со значением $2g\mu_B H$ в сторону уменьшения V_{p-p} .

Как показано на рис. 1,а, увеличение температуры эксперимента уменьшает интервал между T_{max} и T эксперимента, что приводит к уменьшению значения V_{p-p} . Это хорошо согласуется с тем, что для МКС качественно $V \propto T$. Из сравнения положения V_{p-p} спектров 1 и 2 (рис. 4) можно сделать вывод, что чем меньше диаметр контакта, тем меньше V_{p-p} . Эта тенденция противоположна той, которая наблюдается для спла-

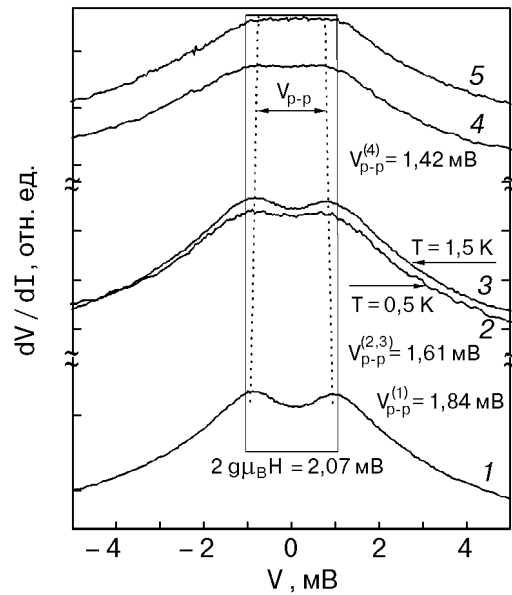


Рис. 4. $dV/dI(V)$ -зависимости микроконтактов различного диаметра сплава CuCr при $T = 0,5$ К (за исключением кривой 3 при $T = 1,5$ К) во внешнем магнитном поле $H = 9$ Тл. Диаметры микроконтактов в нм: 21,8 (1); 10,5 (2); 24,1 (3); 9 (4); 9,7 (5).

вов с неэкранированными кондо-примесями (CuMn, AuMn, AuFe). Ранее нами в работах по изучению размерного эффекта на сплаве CuCr [10] было показано, что уменьшение диаметра микроконтакта приводит к росту температуры Кондо (T_K для кривой 2 выше, чем для 1). Таким образом, температура эксперимента и кондо-температура приводят к уменьшению значения V_{p-p} .

Для сплава CuCr ранее было установлено [9], что изменение относительного магнитосопротивления от $(T + T_K)$ близко к линейному. Используя это наблюдение, мы предлагаем для сплавов с экранированными магнитными примесями эмпирическую формулу:

$$V_{p-p} = 2 \left\{ g\mu_B H - 3,63k_B \left[\frac{(T + \delta T_K)T_K}{T + T_K + \delta T_K} \right] \right\}, \quad (2)$$

где δT_K — прирост температуры Кондо относительно T_K массивного образца в результате размерного эффекта. Формула применима только в случае расщепления кондо-пика во внешнем магнитном поле.

Из представленных на рис. 4 экспериментальных зависимостей видно, что в поле $H = 9$ Тл кривые 2 и 3 имеют одинаковые значения V_{p-p} , при этом кривая 3 получена при температуре на 1 К выше, чем кривая 2 для микроконтакта меньшего диаметра. Согласно формуле (2), это озна-

чает, что теперь T_K для кривой 2 на 1 К выше, чем для кривой 1. Учитывая большой диаметр контакта, для кривой 1 можем принять $T_K = 2$ К, как для массивного сплава.

В настоящее время нам не известны МК эксперименты по изучению размерного эффекта Кондо в магнитном поле для сплава CuCr, находящегося в состоянии спинового стекла, поэтому член V_{p-p}^{sg} в формуле (2) отсутствует.

Из анализа МК характеристик и представленных формул следует, что энергетическое положение максимумов расщепленного кондо-пика во внешнем магнитном поле зависит от T и T_K различным образом в зависимости от экранировки спина парамагнитной примеси. Для сплавов с неэкранированными спинами увеличение температуры T и T_K приводит к росту значения V_{p-p} . Ранее для сплава CuMn мы могли пренебречь малым значением T_K и учитывать только температуру эксперимента. Для сплавов с экранированными спинами увеличение T или T_K приводит к уменьшению значения V_{p-p} . Такое поведение хорошо согласуется с проявлением кондо-пика на МК спектрах по аналогии с зависимостью $\rho(T)$ (рис. 1). Но при этом T и T_K входят в формулу таким образом, что в этом случае их нельзя учитывать независимо, так как малое значение одной из температур приводит к тому, что их общее влияние на значение V_{p-p} будет еще меньше.

Используя предложенные формулы, можно определить увеличение T_K в микроконтактах сплавов CuMn, AuFe и CuCr с уменьшением диаметра, если известны V_{p-p} для данного значения внешнего магнитного поля. На рис. 5 представлены эти зависимости, полученные из спектров расщепления кондо-пика во внешнем магнитном поле при различных значениях параметров, входящих в формулы (1), (2). Подобное увеличение температуры Кондо при уменьшении диаметров микроконтактов для этих сплавов качественно соответствует результатам, представленным в работах [4,10], в которых T_K была систематически выше приведенных на рис. 5. Таким образом, нами исследован размерный эффект Кондо на сплавах, состоящих из различных металлов (Cu, Au) с магнитными примесями (Mn, Cr, Fe) как в состоянии спинового стекла, так и в случае его отсутствия. Температуры Кондо этих сплавов находятся в интервале от 0,01 до 2 К. Магнитные примеси в сплавах CuMn, AuFe не экранированы, а в CuCr экранированы электронами проводимости, но, несмотря на это, во всех сплавах наблюдается размерный эффект как в магнитном поле, так и без него [4,10]. Следует заметить, что в нулевом маг-

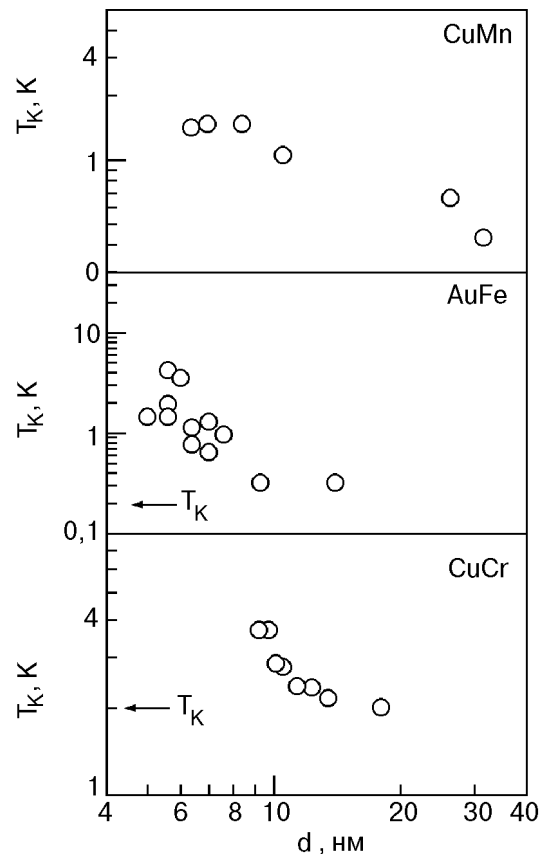


Рис. 5. Зависимость температуры Кондо от диаметра микроконтакта. Значения получены с использованием формулы (1) для сплавов CuMn и AuFe и формулы (2) для сплава CuCr.

нитном поле для всех перечисленных сплавов, а также и для сплава CuFe [13], в результате размерного эффекта происходит энергетическое уширение кондо-пика, которое связано с увеличением T_K в микроконтакте. Размерный эффект Кондо в микроконтактах с баллистическим пролетом электронов приводит к усилению взаимодействия электронов проводимости с парамагнитными примесями, т.е. знак размерного эффекта противоположен наблюдаемому на пленках и нанопроволочках как в состоянии спинового стекла, так и в парамагнитном состоянии [14–19].

Во внешнем магнитном поле расщепление кондо-пика V_{p-p} ведет себя по-разному в зависимости от экранировки спина. Для сплавов CuMn, AuFe и AuMn с неэкранированными спинами значение $V_{p-p} \geq 2g\mu_B H$, тогда как для сплава CuCr с экранированными спинами $V_{p-p} \leq 2g\mu_B H$. Пока нет ясного ответа, почему для сплавов с неэкранированными спинами во внешнем магнитном поле значение $V_{p-p} \geq 2g\mu_B H$, что противоречит рассмотрению МК характеристик по аналогии с зависимостью $\rho(T)$, так как для МК спектроскопии

качественно $V \propto T$. Возможно, это обусловлено стимуляцией спинового стекла внешним магнитным полем.

Разумеется, представленные эмпирические формулы не могут претендовать на полноту описания расщепления кондо-пика на МК характеристиках во внешнем или внутреннем магнитных полях, а также в случае размерного эффекта. Некоторым оправданием их использования может служить тот факт, что в руках экспериментаторов нет формул, описывающих кондо-характеристики микроконтактов различного диаметра во внешнем или внутреннем магнитных полях, как, скажем, в случае фононов [20]. Надеемся, что дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования приведут к более глубокому пониманию наблюдаемых микроконтактных характеристик.

1. A. A. Lysykh, I. K. Yanson, O. I. Shklyarevski, and Yu. G. Naydyuk, *Solid State Commun.* **35**, 987 (1980); A. G. M. Jansen, A. P. van Gelder, P. Wyder, and S. Sraessler, *J. Phys.* **F11**, L15 (1981); Ю. Г. Найдюк, О. И. Шкляревский, И. К. Янсон, *ФНТ* **8**, 725 (1982).
2. D. C. Ralph, *Thesis Cornell Univ.* (1994) (*unpublished*).
3. A. Duif, *Thesis Kath. Univ. Nijmegen* (1983) (*unpublished*).
4. I. K. Yanson, V. V. Fisun, R. Hesper, A. V. Khotkevich, J. M. Krans, J. A. Mydosh, and J. M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 302 (1995).
5. F. Roche, *Thesis, Grenoble High Magnetic Field Laboratory*, Max-Planck-Institut (1995) (*unpublished*).
6. N. d'Ambrumenil and R. W. White, *J. Appl. Phys.* **53**, 2052 (1982).
7. B. I. Verkin, I. K. Yanson, I. O. Kulik, O. I. Shklyarevskii, A. A. Lysykh, and Yu. G. Naidyuk, *Solid State Commun.* **30**, 215 (1979).
8. K. R. Lane, M. Park, J. F. DiTusa, M. S. Isaacson, and J. M. Parpia, *J. Low Temp. Phys.* **93**, 7 (1993).
9. M. D. Daybell and W. A. Steyert, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 195 (1968).
10. V. V. Fisun, I. K. Yanson, J. A. Mydosh, and J. M. van Ruitenbeek, *Fiz. Nizk. Temp.* **26**, 681 (2000).
11. C. J. Muller, J. M. van Ruitenbeek, and L. J. de Jongh, *Physica* **C191**, 485 (1992).
12. O. Ujsaghy, A. Zawadowski, and B. L. Gyorffy, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2378 (1996); O. Ujsaghy and A. Zawadowski, *Phys. Rev.* **B57**, 11598 (1998).
13. I. K. Yanson, V. V. Fisun, J. A. Mydosh, and J. M. van Ruitenbeek, *Proc. of NATO ARW, Size Effect in Magnetic Scattering*, V. Chandrasekhar (ed.), Hungary (2001): *cond-mat/008055*.
14. T. M. Jacobs and N. Giordano, *Europhys. Lett.* **44**, 74 (1998).
15. J. F. DiTusa, K. Lin, M. Park, M. S. Isaacson, and J. M. Parpia, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 678 (1992).
16. G. Chen and N. Giordano, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 209 (1998).
17. C. Strun, M. Henny, and C. Schonenberger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2982 (1998).
18. V. Chandrasekhar, P. Santhaman, N. A. Penebe, R. A. Webb, H. Vloeberghs, C. Van Haesendonck, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2053 (1994).
19. K. R. Lane, M. Park, M. S. Isaacson, and J. M. Parpia, *Phys. Rev.* **B51**, 945 (1995).
20. И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, Р. И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977).

Point-contact investigation of size effect in
Kondo alloys CuMn, CuCr and AuFe in
magnetic field

V. V. Fisun, I. K. Yanson, J. M. van Ruitenbeek,
and J. A. Mydosh

The splitting of the Kondo maximum in the voltage dependence of differential resistivity characteristics of CuMn, CuCr and AuFe point contacts is investigated as a function of contact diameter. The empirical formulas obtained make it possible to determine the energy position of the Kondo splitting maximum with varying the experimental and Kondo temperatures and with reducing point contact diameter both in external and (spin glass states) magnetic fields.