

Особенности температурных зависимостей электросопротивления в сверхпроводниках $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ ($x = 0,5, 0,7$ и $0,9$)

А. В. Терехов^{1,2}, И. В. Золочевский¹, Л. А. Ищенко¹, А. Залеский²,
Е. П. Хлыбов³, С. А. Лаченков⁴

¹Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины
Харьков, 61103, Украина
E-mail: terekhov.andrii@gmail.com

²W. Trzebiatowski Institute for Low Temperatures and Structure Research PAS, Wrocław 50-422, Poland

³Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Троицк, 142190, Россия

⁴Институт металлургии и металловедения им. А. А. Байкова РАН, Москва, 119991, Россия

Статья поступила в редакцию 20 июня 2020 г., опубликована онлайн 21 августа 2020 г.

Впервые в соединениях $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ ($x = 0,5, 0,7, 0,9$) исследованы температурные $\rho(T)$ и магнитополевые $\rho(H)$ зависимости электросопротивления в интервале температур 2–300 К и магнитных полях до 9 Тл. В соединениях $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ в отсутствие магнитного поля обнаружены особенности $\rho(T)$ (максимум и минимум для $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и перегиб для $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$) в некоторых областях температур. Для $Gd_{0,5}Pb_{0,5}Mo_6S_8$ зависимость $\rho(T)$ монотонна во всем исследуемом интервале температур. Установлено наличие небольшого положительного магнитосопротивления (до 2 %), которое максимально при температурах существования особенностей. Показано, что на зависимости намагниченности $M(T)$ в исследуемой области температур отсутствуют особенности, связанные с магнитными дальнедействующими превращениями. Высказано предположение о том, что особенности на $\rho(T)$ в $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ могут быть обусловлены перестройкой зонной структуры и появлением двух каналов носителей заряда, ответственных за полупроводниковый и металлический ход температурных зависимостей электросопротивления.

Ключевые слова: сверхпроводящие тройные халькогениды молибдена, температурные и магнитополевые зависимости, соединения $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$.

Введение

Сверхпроводящие тройные халькогениды молибдена с магнитными редкими землями имеют регулярную подрешетку магнитных моментов, что делает возможным изучение в них особенностей влияния магнетизма на сверхпроводимость [1–3]. Одним из таких соединений является $GdMo_6S_8$, в котором сверхпроводимость появляется при $T_c \approx 1,4$ К, а при более низкой температуре $T_N \approx 0,8$ К возникает антиферромагнетизм [4]. Позже были синтезированы псевдотройные соединения $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$, в которых Gd частично замещался Pb ($x = 0, 0,1, 0,2, 0,3$) [5], при этом наблюдалось возрастание температуры сверхпроводящего перехода

вплоть до $T_c \approx 15$ К в $PbMo_6S_8$ [6]. Детальное изучение электрических и магнитных свойств таких соединений при температурах выше температуры сверхпроводящего перехода является важным, поскольку поможет ответить на вопрос о механизме сверхпроводящего спаривания (электрон-фононный, спин-флуктуационный или какой-то другой).

В настоящей работе впервые исследуется поведение электросопротивления соединений $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ с высокой концентрацией гадолиния ($x = 0,5, 0,7, 0,9$) в области температур 2–300 К и магнитных полях до 9 Тл. Проведены измерения температурных зависимостей намагниченности в области температур 70–300 К. Основное внимание уделено областям температур выше

сверхпроводящего перехода. Обсуждены особенности, появляющиеся на температурной зависимости электросопротивления в соединениях с $x = 0,7$ и $0,9$.

Образцы и методика измерений

Псевдотройные халькогениды молибдена синтезированы из достаточно чистых порошков Gd (99,95 %), Pb (99,999 %), S (99,998 %) и Mo (99,95 %) в кварцевой ампуле в атмосфере гелия. Реакция происходила при $1000\text{ }^\circ\text{C}$ и выдержке в течение 12 ч. Затем образцы спрессовывались в таблетки и проводился их гомогенизационный отжиг при $1000\text{ }^\circ\text{C}$ в течение суток. Для измерения электросопротивления образцы вырезались вдоль основания таблетки в виде параллелепипедов $7 \times 1,5 \times 1,5$ мм.

Результаты рентгеноструктурного анализа показали, что соединения имеют ромбоэдрическую элементарную ячейку с параметрами $a \approx 6,50\text{ \AA}$ и $\alpha \approx 90^\circ$.

Резистивные и магниторезистивные измерения выполнялись с использованием стандартной четырехзондовой схемы на автоматизированном комплексе Quantum Design PPMS-9. Токовые и потенциальные контакты создавались с применением серебряной пасты. Электросопротивление измерялось на переменном токе ($I = 5\text{ mA}$, $f = 17\text{ Гц}$). Измерения выполнялись как при охлаждении ($300\text{--}2\text{ K}$), так и нагрее ($2\text{--}300\text{ K}$) образца с одной и той же скоростью (2 K/мин) в отсутствие магнитного поля и магнитном поле 9 Тл , приложенном перпендикулярно измеряемому току.

Измерения намагниченности проводили с помощью вставки с вибрационным магнитометром на базе автоматизированного комплекса Quantum Design PPMS-9 в интервале температур $70\text{--}300\text{ K}$.

Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом с постоянным источником тока.

Результаты и обсуждение

Исследование электросопротивления

На рис. 1 представлены температурные зависимости электросопротивления поликристаллов $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ ($x = 0,5, 0,7$ и $0,9$), измеренные в отсутствие магнитного поля при охлаждении $300\text{--}2\text{ K}$ и нагрее $2\text{--}300\text{ K}$ с одинаковой скоростью (2 K/мин). Для соединений $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ величина коэффициента остаточного электросопротивления $RRR = [\rho(300\text{ K})/\rho(15\text{ K})] \approx 1,6$, а для соединения $Gd_{0,5}Pb_{0,5}Mo_6S_8$ $RRR \approx 3,3$. Величины ρ и RRR не выходили за пределы, наблюдаемые ранее в тройных халькогенидах молибдена, для которых $RRR \approx 1,4\text{--}7,8$, $\rho(15\text{ K}) \approx 80\text{--}800\text{ мкОм}\cdot\text{см}$ [6, 7].

В отличие от образцов с явно выраженным металлическим поведением (при понижении температуры электросопротивление падает) и граничными концентрациями Gd и Pb ($PbMo_6S_8$ [8] и $GdMo_6S_8$ [10]), в

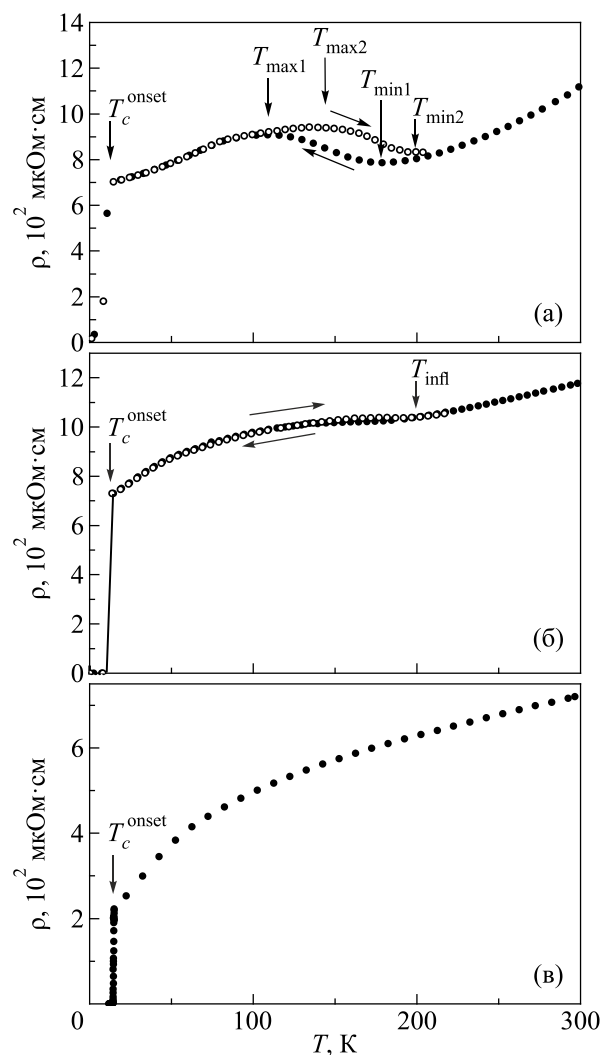


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ (а), $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ (б) и $Gd_{0,5}Pb_{0,5}Mo_6S_8$ (в), измеренные в отсутствие магнитного поля при охлаждении $300\text{--}2\text{ K}$ (●) и нагрее $2\text{--}300\text{ K}$ (○) с одинаковой скоростью 2 K/мин .

которых зависимости $\rho(T)$ монотонны, в наших образцах $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ наблюдаются аномальные отклонения от таких монотонных температурных зависимостей электросопротивления.

Хорошо видно, что для образца с $x = 0,9$ [рис. 1(а)] температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ ведет себя немонотонным образом, при этом на зависимости $\rho(T)$ имеются особенности в виде максимумов с $T_{\max1} \approx 108\text{ K}$ (охлаждение) и $T_{\max2} \approx 135\text{ K}$ (нагрев) и минимумов $T_{\min1} \approx 178\text{ K}$ (охлаждение) и $T_{\min2} \approx 199\text{ K}$ (нагрев). Важно отметить, что кривые $\rho(T)$ при охлаждении и нагрее не совпадают в области температур $108\text{--}208\text{ K}$, т. е. имеется температурный гистерезис. С понижением содержания Gd до $x = 0,7$ [см. рис. 1(б)] вид зависимостей $\rho(T)$ изменяется. Кривые $\rho(T)$ при охлаждении и нагрее практически совпадают, а максимумы исчезают, и появляется точка перегиба на кривой

при $T_{\text{min}} \approx 199$ К. Эта температура одинакова как для режима охлаждения, так и нагрева. При этом небольшой гистерезис все еще остается в интервале температур 140–195 К. Как видно на рис. 1(в), в соединении $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$ с самым малым содержанием Gd высокотемпературная немонотонность поведения $\rho(T)$ не наблюдается. При низких температурах для всех образцов имеется переход в сверхпроводящее состояние с $T_c^{\text{onset}} \approx 12,7, 13,8$ и 15 К для $\text{Gd}_{0,9}\text{Pb}_{0,1}\text{Mo}_6\text{S}_8$, $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ и $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$ соответственно.

Немонотонность температурного поведения электропроводности и наличие минимумов и максимумов на $\rho(T)$ могут быть обусловлены разными причинами. Среди них: переход в магнитоупорядоченное состояние, эффект Кондо, структурные превращения. В работе [11] показано, что в соединении PbMo_6S_8 при температуре ниже 100 К наблюдается небольшое структурное искажение ромбоэдрической структуры кристалла, описываемой пространственной группой $R\bar{3}$. В проведенных экспериментах в соединении $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$ с самым малым содержанием гадолиния особенность на $\rho(T)$ не наблюдается. Более высокие значения RRR в образце с $x = 0,5$ свидетельствуют о лучшем качестве этого образца, более низком содержании примесей посторонней

фазы и разнообразных структурных дефектов. Вместе с тем в соединениях с $x = 0,7$ и $0,9$ значения RRR практически одинаковые, а особенности на электропроводности существенно отличаются. Следовательно, появление особенностей для соединений с более высокой концентрацией гадолиния не может быть связано с наличием примесей, а, возможно, объясняется происходящими при низких температурах искажениями кристаллической решетки. Однако возникает вопрос, почему особенности для $\text{Gd}_{0,9}\text{Pb}_{0,1}\text{Mo}_6\text{S}_8$ и $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ не совпадают между собой по температуре? Ответ на этот вопрос требует дальнейших подробных исследований структурных свойств в широком интервале температур.

Для того чтобы понять, может ли механизм появления особенностей на $\rho(T)$ в $\text{Gd}_{0,9}\text{Pb}_{0,1}\text{Mo}_6\text{S}_8$ и $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ быть связан с эффектом Кондо и магнитными превращениями, исследовалось поведение электропроводности в магнитном поле при различных температурах, а также температурных зависимостей намагниченности.

Исследование магнитосопротивления

На рис. 2 представлены полевые зависимости относительного магнитосопротивления $[(\rho_H - \rho_0)/\rho_0] \cdot 100\%$ для $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ при температурах 77, 100, 185 и 250 (г).

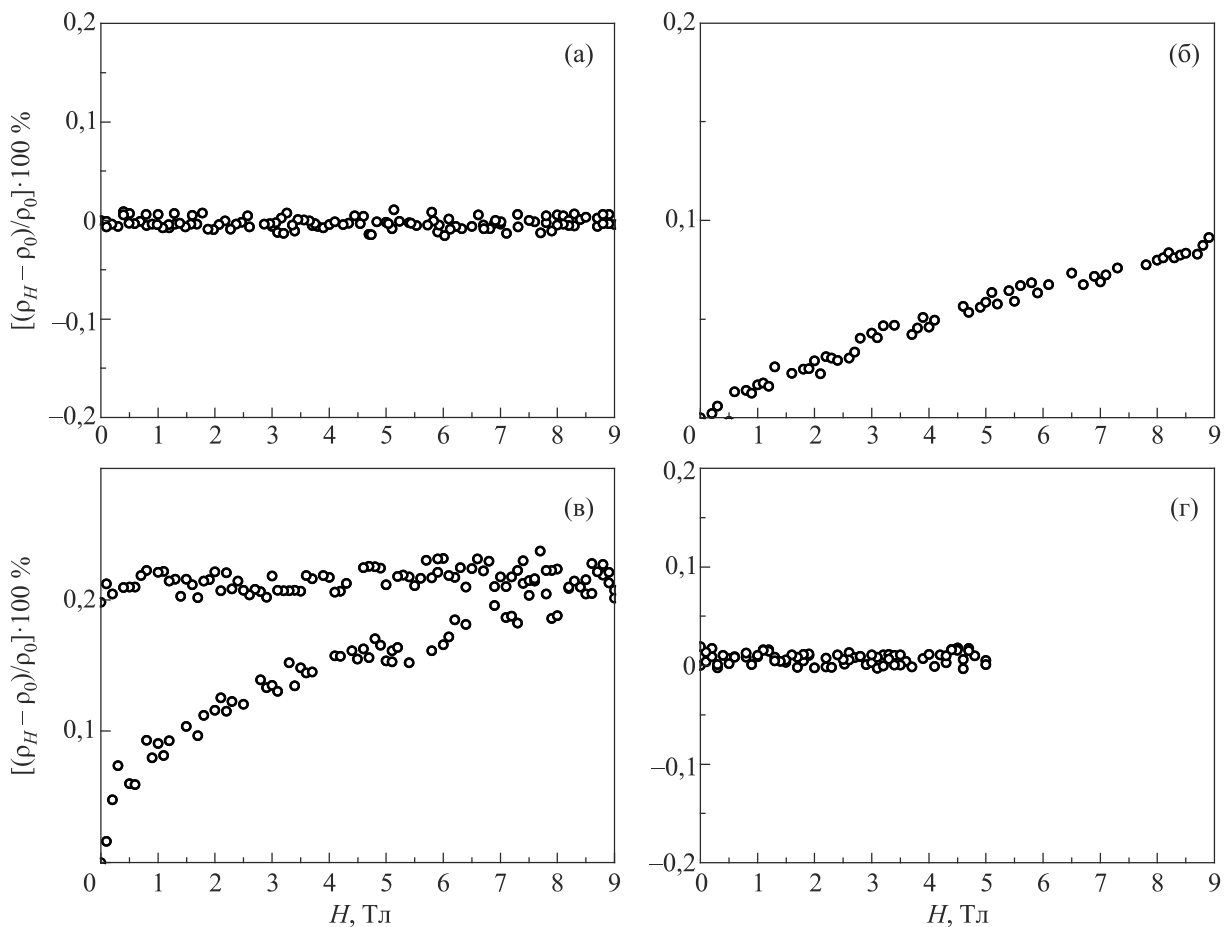


Рис. 2. Магнитополевые зависимости электропроводности $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ при температурах T , К: 77 (а), 100 (б), 185 (в) и 250 (г).

и 250 К. Хорошо видно, что электросопротивление не зависит от магнитного поля при температурах 77 и 250 К. Эти температуры выходят за интервал существования температурного гистерезиса 140–195 К [см. рис. 1(б)]. Небольшое положительное магнитосопротивление ($\approx 0,1\%$) имеет место при 100 К. В области температурного гистерезиса (185 К) магнитосопротивление выше в два раза ($\approx 0,2\%$). При этом наблюдается полевой гистерезис: с ростом поля магнитосопротивление растет, достигает максимального значения, а затем с понижением поля практически не изменяется вплоть до 0 Тл.

На рис. 3 представлены полевые зависимости относительного магнитосопротивления $[(\rho_H - \rho_0)/\rho_0] \cdot 100\%$ для $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ при температурах 77, 100, 185 и 250 К.

На рис. 3(г) хорошо видно, что при температуре 250 К электросопротивление не зависит от магнитного поля. Эта температура выходит за интервал существования аномалии и температурного гистерезиса (108–208 К) [см. рис. 1(а)].

Небольшое отрицательное магнитосопротивление наблюдается при 77 К. Сначала сопротивление уменьшается до $-0,3\%$ в поле 1 Тл, затем растет, пересекает

ось положительных значений при 7 Тл и достигает значения $0,2\%$ при 9 Тл.

При температуре 100 К, которая близка к началу гистерезиса, магнитосопротивление возрастает во всем интервале и имеет положительные значения, что существенно отличает его от поведения при температуре 77 К. При 9 Тл магнитосопротивление достигает значения $0,7\%$, что в несколько раз выше, чем при температуре 77 К. Отметим, что и при 77 К, и при 100 К гистерезис на полевых зависимостях электросопротивления отсутствует.

При температуре 185 К уже наблюдается температурный гистерезис. Здесь магнитосопротивление положительно и с ростом поля увеличивается до значения $0,7\%$, а затем при понижении поля практически не меняется по величине вплоть до 0 Тл. Таким образом, в этом случае имеет место полевой гистерезис.

Отметим, что гистерезис магнитосопротивления как в случае $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$, так и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ приходится на область температур, где имеется особенность на $\rho(T)$. Видимо, механизм, приводящий к появлению высокотемпературных особенностей в этих соединениях, общий. Величина магнитосопротивления существенно выше в соединении с большим содержанием гадолиния.

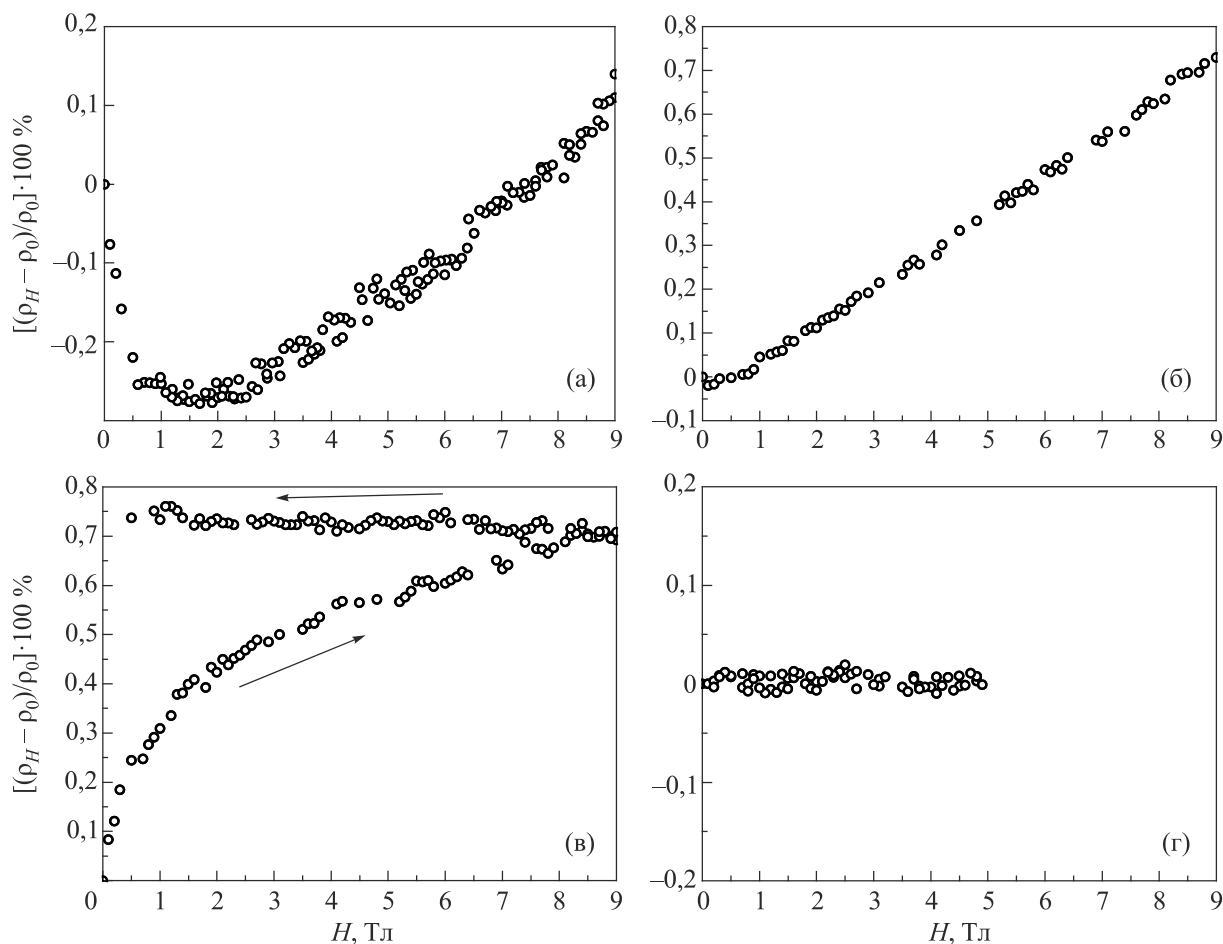


Рис. 3. Магнитополевые зависимости электросопротивления $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ при температурах T , К: 77 (а), 100 (б), 185 (в) и 250 (г).

В то же время на $\rho(T)$ в $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ имеется особенность в виде минимума. В литературе часто минимум в соединениях с магнитными ионами связывают с эффектом Кондо [12]. При дальнейшем понижении температуры в случае оптимальной концентрации магнитной примеси знакопеременное межпримесное взаимодействие может обеспечить «локальный магнитный порядок» и реализовать состояние спинового стекла (СС), в котором ориентация примесных спинов фиксируется, а канал рассеяния электронов с переворотом спина (эффект Кондо) подавляется [13–15], что сопровождается появлением максимумов на температурных зависимостях электросопротивления и магнитной восприимчивости T_f [14,15]. Однако обычно при наличии описанного выше сценария магнитосопротивление принимает более высокие отрицательные значения [13–15]. К тому же минимум отсутствует в соединении $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$, а рост сопротивления в $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ в области температур ниже минимума имеет нелогарифмический характер, присущий Кондо системам [12–15]. В следующем разделе рассмотрен вопрос о наличии магнитного порядка в соединении $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ на основании исследования поведения температурных зависимостей намагниченности.

Исследование намагниченности

На рис. 4 представлены температурные зависимости намагниченности $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$, измеренные в магнитном поле 1 кЭ в интервале температур 70–250 К и режимах ZFC (охлаждение в отсутствие поля и измерения при нагреве) и FC (измерения при охлаждении).

Хорошо видно, что во всем интервале температур наблюдается типичная для парамагнетиков зависимость без каких-либо особенностей (с понижением температуры намагниченность возрастает), а кривые в режимах ZFC

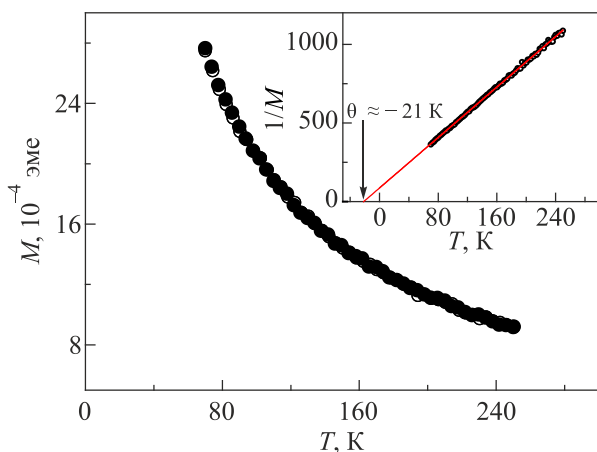


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$, измеренные в магнитном поле 1 кЭ в интервале температур 70–250 К и режимах ZFC (○) и FC (●). На вставке приведена зависимость обратной намагниченности от температуры.

и FC совпадают. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в исследованном температурном интервале не наблюдается магнитных превращений, а особенности на температурной зависимости электросопротивления не связаны с магнитными переходами.

На вставке к рис. 4 построена температурная зависимость обратной намагниченности, которая хорошо следует закону Кюри–Вейсса (линейная зависимость) с парамагнитной температурой Кюри $\theta \approx -21$ К. Последнее говорит о том, что эффективное взаимодействие между ближайшими ионами гадолиния антиферромагнитное, и при более низких температурах возможен переход в антиферромагнитное состояние.

Таким образом, можно утверждать, что аномалии на температурных зависимостях электросопротивления $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ не могут быть связаны с магнитными превращениями. Маловероятно, что они связаны и с эффектом Кондо.

Литературные данные [1, 8, 16–19] свидетельствуют о том, что многие тройные халькогениды молибдена с общей формулой MMo_6S_8 (M — редкая земля или Pb, Sn), в том числе и $GdMo_6S_8$, а также немагнитные $PbMo_6S_8$ и $SnMo_6S_8$ имеют d -полосу молибдена в электронной энергетической структуре, расщепленную на две подполосы с заметной щелью между ними. Уровень Ферми расположен вблизи вершины нижней подполосы. В то же время, например, халькогенид $Mo_2Re_4S_8$ является полупроводником, у него на 2 электрона больше, чем у кластера Mo_6S_8 в соединениях Sn и Pb, и заполнена еще одна дополнительная полоса кластера, а уровень Ферми попадает в энергетическую щель [20, 21]. В работах [8, 16] имеются данные о том, что электросопротивление $PbMo_6S_8$, подвергнутого облучению ионами серы, носит полупроводниковый характер за счет увеличения количества валентных электронов на кластер Mo_6S_8 с 22 до 24. В случае наличия 24 валентных электронов уровень Ферми смещается в энергетическую щель и соединение из металла становится полупроводником. Электросопротивление при этом растет при понижении температуры. Замещение в нашем случае Gd^{3+} на Pb^{2+} для $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ в области малых концентраций Pb и произвольное заполнение этими атомами позиций гадолиния может приводить к такой перестройке зонной структуры, что появляются два канала проводимости: основной металлический и полупроводниковый, в который вовлекается небольшое количество носителей, что, в конечном счете, проявляется в температурном ходе электросопротивления.

Выводы

1. Показано, что в соединениях $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ с высоким содержанием гадолиния наблюдаются особенности (максимум и минимум для $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и перегиб для $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$) на температурных зависимостях электросопротивления и тепло-

вой гистерезис в области существования особенностей. Для $Gd_{0,5}Pb_{0,5}Mo_6S_8$ зависимость $\rho(T)$ монотонна (без особенностей) во всем интервале температур.

2. Обнаружено наличие небольшого положительного магнитосопротивления (до 2 %), которое максимально при температурах существования особенностей.

3. Показано, что в $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ на температурной зависимости намагниченности $M(T)$ в области температур 70–250 К отсутствуют особенности, связанные с магнитными дальнедействующими превращениями. В то же время поведение температурной зависимости обратной намагниченности, которая подчиняется закону Кюри–Вейсса с парамагнитной температурой Кюри $\theta \approx -21$ К, свидетельствует о возможности появления антиферромагнитного упорядочения при более низких температурах.

4. Высказано предположение о том, что особенности на температурных зависимостях электросопротивления $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ и $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ могут быть обусловлены перестройкой зонной структуры относительно конечных составов и появлением двух каналов носителей заряда, ответственных за полупроводниковый и металлический ход $\rho(T)$.

Авторы выражают благодарность Ю. Г. Найдюку, А. Н. Блудову и Е. Ю. Беляеву за полезные обсуждения и замечания, которые были учтены в процессе доработки статьи. Работа выполнена в рамках проекта 1,4.10,4.19/ФЦ 4-19 НАН Украины.

1. M. B. Maple and O. Fischer, *Superconductivity in Ternary Compounds II, Superconductivity and Magnetism*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1982).
2. K. Machida, *Appl. Phys. A* **35**, 193 (1984).
3. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, Ж. Ж. Кулич, С. В. Панюков, *УФН* **144**, 597 (1984).
4. S. Quézel, F. Tchéou, J. Rossat-Mignod, R. Chevrel, and M. Sergent, *Solid State Commun.* **38**, 1003 (1981).
5. H. D. Ramsbottom and D. P. Hampshire, *J. Appl. Phys.* **85**, 3732 (1999).
6. H. J. Niu and D. P. Hampshire, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 027002-1 (2003).
7. H. J. Niu and D. P. Hampshire, *Phys. Rev. B* **69**, 174503 (2004).
8. H. Adrian, G. Hertel, J. Bieger, G. Saemann-Ischenko, and L. Söldner, *Physica B* **107**, 647 (1981).
9. J. A. Woollam and S. A. Alterovitz, *Phys. Rev. B* **19**, 749 (1979).
10. O. Laborde, R. Lepetit, R. Chevrel, O. Peña, and M. Sergent, *J. Phys.* **46**, 95 (1985).
11. James D. Jorgensen and David G. Hinks, *Solid State Commun.* **53**, 289 (1985).
12. Jun Kondo, *Progr. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964).
13. Ф. Г. Алиев, Н. Б. Брандт, В. В. Мощалков, О. В. Петренко, С. М. Чудинов, Р. И. Ясницкий, *ЖЭТФ* **86**, 255 (1984).

14. А. В. Ведяев, В. А. Черенков, *ФНТ* **6**, 1402 (1980) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **6**, 683 (1980)].
15. А. В. Ведяев, В. А. Черенков, *ФНТ* **7**, 777 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, 378 (1981)].
16. G. Adrian and H. Adrian, *Z. Phys. B — Condens. Matter* **67**, 75 (1987).
17. D. W. Bullett, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 664 (1977).
18. L. F. Mattheiss and C. Y. Fong, *Phys. Rev. B* **15**, 1760 (1977).
19. O. K. Andersen, W. Klose, and H. Nohl, *Phys. Rev. B* **17**, 1209 (1978).
20. A. Perrin, M. Sergent, and O. Fischer, *Mat. Res. Bul.* **13**, 259 (1978).
21. G. Fischer, *Appl. Phys.* **16**, 1 (1978).

Особливості температурних залежностей електроопору в надпровідниках $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ ($x = 0,5, 0,7$ та $0,9$)

А. В. Терехов, І. В. Золочевський, Л. О. Іщенко, А. Залеський, Є. П. Хлибов, С. А. Лаченков

Вперше в сполуках $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ ($x = 0,5, 0,7, 0,9$) досліджено температурні $\rho(T)$ та магнітопольові $\rho(H)$ залежності електроопору в інтервалі температур 2–300 К та магнітних полях до 9 Тл. У сполуках $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ та $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ за відсутності магнітного поля виявлено особливості $\rho(T)$ (максимум та мінімум для $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ і перегин для $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$) у деяких областях температур. Для $Gd_{0,5}Pb_{0,5}Mo_6S_8$ залежність $\rho(T)$ монотонна у всьому дослідженому інтервалі температур. Встановлено наявність невеликого позитивного магнітоопору (до 2 %), який є максимальним при температурах існування особливостей. Показано, що на залежності намагніченості $M(T)$ в дослідженій області температур відсутні особливості, які пов'язані з магнітними далекодійними перетвореннями. Висловлено припущення про те, що особливості на $\rho(T)$ в $Gd_{0,9}Pb_{0,1}Mo_6S_8$ та $Gd_{0,7}Pb_{0,3}Mo_6S_8$ можуть бути обумовлені перебудовою зонної структури та появою двох каналів носіїв заряду, які відповідальні за напівпровідниковий та металевий хід температурних залежностей електроопору.

Ключові слова: надпровідні потрійні халькогеніди молібдену, температурні та магнітопольові залежності, сполуки $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$.

Features of temperature dependences of electrical resistance in $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ superconductors ($x = 0.5, 0.7, \text{ and } 0.9$)

A. V. Terekhov, I. V. Zolochevskii, L. A. Ischenko, A. Zaleski, E. P. Khlybov, and S. A. Lachenkov

Dependences of the electrical resistance vs temperature $\rho(T)$ and applied field $\rho(H)$ in the temperature range of 2–300 K and

magnetic fields up to 9 T in $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ compounds ($x = 0.5, 0.7, 0.9$) were studied for the first time. The $\rho(T)$ features (maximum and minimum for $\text{Gd}_{0.9}\text{Pb}_{0.1}\text{Mo}_6\text{S}_8$ and an inflection for $\text{Gd}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Mo}_6\text{S}_8$) in some temperature ranges were found in the absence of external magnetic field. For $\text{Gd}_{0.5}\text{Pb}_{0.5}\text{Mo}_6\text{S}_8$ the $\rho(T)$ dependence is monotonic in the entire studied temperature range. The presence of a small positive magnetoresistance (up to 2 %), which is maximum at the temperature of the features, has been established. It is shown that the dependence $M(T)$ in the studied temperature range, there are no features associated with long-

range magnetic transformations. It has been suggested that the features on $\rho(T)$ in $\text{Gd}_{0.9}\text{Pb}_{0.1}\text{Mo}_6\text{S}_8$ and $\text{Gd}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ can be due to the restructuring of the band structure and the appearance of two charge carrier channels responsible for the semiconductor and metal behavior of the electrical resistance temperature dependences.

Keywords: superconducting triple, molybdenum temperature and magnetic field dependence, $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$.