

УДК 539.292

ЭЛЕКТРО- И ТЕПЛОСОПРОТИВЛЕНИЕ СПИНОВЫХ СТЕКОЛ $AgMn$ В ИНТЕРВАЛЕ 1,5—20 К: МАГНИТНАЯ КОМПОНЕНТА И ОТНОШЕНИЕ ЛОРЕНЦА

Д. С. АРУТЮНЯН, А. А. АРЦРУНИ, А. Г. КАРАГЕЗЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 мая 1983 г.)

На примере сплава $Ag + 2$ ат. % Mn предложен способ выделения магнитной компоненты теплосопротивления W_m . Измерены электро- и теплосопротивление в интервале температур $1,5 < T < 20$ К и оценено «магнитное» отношение Лоренца $L_m = \rho_m / T W_m$.

В последние несколько лет появилось большое число работ, посвященных исследованию различных физических свойств спиновых стекол. Однако в настоящее время все еще мало внимания уделяется изучению явлений переноса в этих веществах. Одной из причин этого, по-видимому, является недостаточное понимание природы низкотемпературных спин-волновых возбуждений в состоянии спинового стекла и их влияния на явления переноса. Теории Ривье—Адкинса [1], Дзялошинского—Воловика [2] и Фишера [3] по-разному описывают коллективные возбуждения взаимодействующих спинов и противоречиво интерпретируют экспериментальные факты, связанные с рассеянием электронов проводимости на спин-волновых возбуждениях. В подходе Ривье—Адкинса возбуждение в гидродинамическом пределе описывается как диффузионное затухание макроскопической спиновой плотности (РА-моды). Дзялошинский и Воловик исходят из представления [4, 5], согласно которому спин-волновое возбуждение описывается как диффузионное движение фразстрационных линий (ДВ-моды).

В области низких температур экспериментально наблюдается температурная зависимость электросопротивления вида [6, 7] $\rho(T) \sim T^2$ и (или) $\rho(T) \sim T^{3/2}$ (T — температура) для сплавов благородных и переходных металлов. Ривье и Адкинс [1] объясняют такое поведение неупругим рассеянием на диффузионных РА-модах. Фишер [3] предлагает другое объяснение. Квадратичная зависимость электросопротивления возникает при описании спин-волновых возбуждений ДВ-модами, а закон $T^{3/2}$ обусловлен возбуждениями в кластерах ферромагнитно упорядоченных спинов.

В отличие от электросопротивления теплосопротивление спиновых стекол почти не изучено. Помимо самостоятельного интереса оно вместе с $\rho(T)$ позволяет судить о причинах нарушения закона Видемана—Франца. Теоретически этот вопрос изучался в работах [8, 9]. Полагая, что магнит-

ная часть электро- и теплосопrotивления обусловлена рассеянием на РА-модах, Паттерсон [8] вычислил «магнитное» отношение Лоренца, оказавшееся равным $0,89 L_0$ ($L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$ Вт·Ом/К²). Аналогичные вычисления Шарма и Трипати [9], основанные на подходе Дзялошинского и Воловика, привели к значению $(0,44 \div 0,55) L_0$.

Экспериментально число Лоренца определялось в работах [10, 11] для сплавов *AgMn* и *AuFe*. Однако магнитная компонента теплосопrotивления не была выделена. Мы провели измерения электро- и теплосопrotивления для нескольких сплавов *AgMn* в области температур 1,5—20 К, выделили магнитную компоненту теплосопrotивления и вычислили «магнитное» отношение Лоренца. В настоящей работе приводятся результаты измерений лишь для одного сплава *Ag + 2 ат. % Mn*, для которого температура T_g «замораживания» спинов, определенная по излому восприимчивости, равна 8,7 К (см., например, [12]).

Способ приготовления образцов и методика проведения измерений описаны в работах [13, 14]. Оба параметра измерялись в одинаковых условиях с сохранением геометрии, что необходимо для точного определения отношения Лоренца.

Вклад магнитного рассеяния электронов проводимости в электро-сопrotивление оценивался по формуле

$$\rho_m(T) = \Delta\rho(T) - \Delta\rho(0),$$

где

$$\Delta\rho(T) = \rho_{AgMn}(T) - \rho_{Ag}(T).$$

В результате измерений электросопrotивления были получены следующие данные. В области $2,5 \leq T \leq 5$ К $\rho(T)$ зависит от температуры линейно, а при $5 \leq T \leq 10$ К; $\rho(T) \sim A \cdot T^{0,24}$, $A = 3,8 \cdot 10^{-7}$ Ом·см/К^{0,24}. По данным Форда и Мидоша [7] при $T \leq 1,5$ К наблюдается зависимость

$$\Delta\rho(T) = \Delta\rho(0) + A \cdot T^{3/2}, \quad (1)$$

а не $\Delta\rho(T) \sim T^2$.

Значение остаточного сопrotивления $\Delta\rho(0)$ определялось следующим образом. Предполагая, что при $T \leq 1,5$ К сопrotивление подчиняется закону (1), наши данные при $T \geq 1,5$ К «сшивались» с зависимостью (1) и экстраполировались в область $T \simeq 0$. Таким образом было получено значение $\Delta\rho(0) = 32,04 \cdot 10^{-7}$ Ом·см. Если исходить из экспериментально обнаруженного факта [7] линейной зависимости остаточного сопrotивления от концентрации марганца, то для сплава *Ag + 2 ат. % Mn* $\Delta\rho(0) = 29,96 \cdot 10^{-7}$ Ом·см.

При определении магнитной компоненты $W_m(T)$ теплосопrotивления мы исходили из формулы

$$W_m(T) = \left[\frac{1}{W(T)} - BT^2 \right]^{-1} - \alpha_{Ag} T^2 - \frac{\beta}{T}, \quad (2)$$

где $W(T)$ — измеренное значение теплосопrotивления. Члены с коэффициентами B , α и β обусловлены соответственно фононным вкладом в теплопроводность, рассеянием электронов на фононах и потенциальным рассеянием на примесях.

Адекватного способа определения параметров B и β , если $W_m(T) \neq 0$, не существует [11]. Однако границы изменения B , β , $W_m(T)$ и отношения Лоренца

$$L_m(T) = \rho_m(T) / T W_m(T) \quad (3)$$

можно найти с помощью следующей процедуры. Сначала из неравенства

$$\frac{1}{T^2 W(T)} - \frac{\alpha_{Ag}}{T^2} < B < \frac{1}{T^2 W(T)} \quad (4)$$

определяются верхняя и нижняя границы параметра B . Затем из условия положительности функции $\beta + T W_m(T)$, вычисленной для всех значений B из (4), находятся верхняя и нижняя границы β . Далее для найденных интервалов неопределенности B и β по формулам (2) и (3) строятся границы $W_m(T)$ и $L_m(T)$.

Оказалось, что области неопределенностей $W_m(T)$ и $L_m(T)$ сужаются при низких ($T \lesssim 2,5$ К) и высоких ($T > 20$ К) температурах. Например, при $T = 1,73$ К

$$13,59 < W_m < 32,26 \text{ (см} \cdot \text{К/Вт)},$$

$$0,03 < L_m/L_0 < 0,08 \text{ при } \Delta\rho(0) = 32,04 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}$$

и

$$0,19 < L_m/L_0 < 0,44 \text{ при } \Delta\rho(0) = 29,96 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}.$$

Таким образом, интервал неопределенности $L_m(T)$ довольно чувствителен к значению остаточного сопротивления.

Чтобы наглядно представить картину характерного поведения $W_m(T)$ и $L_m(T)$, мы приводим таблицу значений этих функций для $B_{\text{ср.}} = 6 \cdot 10^{-4}$ Вт/см \cdot К 3 и $\beta_{\text{ср.}} = 14,1$ см \cdot К 2 /Вт, которые соответствуют средним значениям этих параметров в интервалах неопределенности.

Таблица

$T, \text{ К}$	1,73	2,43	3,41	4,17	5,99	8,07	10,02	12,10	13,96	16,03	18,00	20,01
$W_m(T)$ см \cdot К/Вт	22,15	10,59	5,39	3,92	2,48	1,84	1,67	1,68	1,71	1,85	2,03	2,29
$\frac{L_m^{(1)}(T)}{L_0}$	0,05	0,12	0,25	0,35	0,53	0,65	0,65	0,59	0,53	0,44	0,37	0,30
$\frac{L_m^{(2)}(T)}{L_0}$	0,27	0,45	0,71	0,87	1,10	1,22	1,16	1,00	0,91	0,73	0,60	0,49

Индексы (1) и (2) относятся соответственно к значениям $\Delta\rho(0) = 32,04 \cdot 10^{-7}$ Ом \cdot см и $\Delta\rho(0) = 29,96 \cdot 10^{-7}$ Ом \cdot см.

В интервале $1,73 \div 3,5$ К $W_m(T)$ с ошибкой, меньшей, чем 10%, описывается формулой

$$W_m(T) = \frac{1}{(\Omega - B_{\text{ср.}}) T^2 + RT} - \frac{\beta_{\text{ср.}}}{T} - \alpha_{Ag} T^2,$$

где

$$\Omega = 6,61 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}^3, R = 9,73 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}^2, \alpha_{Ag} = 8,27 \cdot 10^{-5} \text{ см/Вт} \cdot \text{К}.$$

Из таблицы следует, что отношение Лоренца лежит в пределах оценок Паттерсона [8] и Шарма и Трипати [9]. Однако делать выводы относительно предпочтительности какого-либо из подходов, развитых в работах [1—3], не представляется возможным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rivler N. Adkins K. J. Phys., F5, 1745 (1975).
2. Dzyaloshinski I. E., Volovik G. E. J. Physique, 39, 693 (1978).
3. Fischer K. H. Z. Phys., B34, 45 (1979).
4. Toulouse G. Commun. Phys., 2, 115 (1977).
5. Villain J. J. Phys., C10, 1717 (1977).
6. Laborde O., Radhakrishna P. J. Phys., F3, 1731 (1973).
7. Ford P. J., Mydosh J. A. Phys. Rev., B14, 2057 (1976).
8. Patterson J. D. Phys. Stat. Sol. (b), 90, K 85 (1978).
9. Sharma K. C., Tripathi R. S. Phys. Stat. Sol. (b), 102, K 161 (1980).
10. Jha D., Jericho M. H. Phys. Rev., B3, 147 (1971).
11. Garbarino P. L., Reynolds C. A. Phys. Rev., B4, 167 (1971).
12. Mydosh J. A. AIP Conf. Proc., 24, 131 (1975).
13. Карагезян А. Г., Арцруни А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 473 (1977).
14. Сухаревский Б. Я., Андерс Э. Е., Казанская Т. Г. Труды ФТИНТ АН УССР, Физика конденсированного состояния, вып. IV, 135 (1969).

AgMn շԱՄԱԿԱՐԳԻ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԱՊԱԿԻՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ 1,5—20 K ՏԵՐՈՒՅԹՈՒՄ. ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԲԱՂԱԴԻԻՉԸ ԵՎ ԼՈՐԵՆՅԻ ՀԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄՐՈՒՆԻ, Ա. Գ. ԿԱՐԱԳՅՈՅՅԱՆ

Ag+2 at. % Mn համաձուլվածքի օրինակի հիման վրա առաջարկված է ջերմադիմադրության մագնիսական W_m բաղադրիչի առանձնացման եղանակի Չափված է էլեկտրա- և ջերմադիմադրությունը ջերմաստիճանների 1,5—20 K տիրույթում և գնահատված է Լորենցի $L_m = \rho_m/TW_m$ «մագնիսական» հարաբերությունը:

ELECTRICAL AND THERMAL RESISTANCES OF AgMn SPIN GLASSES IN 1,5—20 K TEMPERATURE RANGE: THE MAGNETIC PART AND LORENZ RATIO

D. S. HAROUTJUNYAN, A. A. ARTSRUNI, A. G. KARAGYOZYAN

Based on the example of Ag+2 at. % Mn alloy, a method for the separation of the magnetic part W_m of the total thermal resistance is proposed. The electrical and thermal resistances are measured in the range of $1,5 < T < 20$ K, and the "magnetic" Lorenz ratio $L_m = \rho_m/TW_m$ is estimated.