

Магнитная восприимчивость и электросопротивление сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$

© Ю.П. Ирхин, Н.И. Коуров

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 8 декабря 1997 г.)

Отклонение от правила Нордгейма–Курнакова и аномальное поведение спин-разупорядоченного электросопротивления в квазибинарных твердых растворах $GdZn$ ($T_c = 268$ К)– $GdCu$ ($T_N = 142$ К) объясняются в приближении эффективной среды теории протекания для случая трех фаз: ферро-, антиферро- и парамагнитного типа. Сильное возрастание ρ при концентрациях цинка $x \sim 0.45$ связывается с близостью системы к пределу протекания. Объемы отдельных фаз, вычисленные для случайного распределения, дают хорошее описание концентрационной зависимости магнитной восприимчивости.

1. Основные представления

Электрические и магнитные свойства системы сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$ имеют ряд интересных особенностей, носящих даже парадоксальный характер с точки зрения обычных представлений. Экспериментально они подробно исследованы в серии работ [1–6], где было показано сосуществование при низких температурах в сплавах переходной области концентраций ($0.2 \leq x \leq 0.8$) ферро- (F) и антиферромагнитной (A) фаз, а также, возможно, еще третьей фазы парамагнитного (P) типа (или типа спинового стекла). Подобное низкотемпературное магнитное состояние обычно называют возвратным спиновым стеклом. Фазовая диаграмма магнитного состояния сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$ в области перехода от A - (при $x < 0.2$) к F -типу дальнего порядка (при $x > 0.8$) представлена на рис. 1. Однако даже качественное объяснение концентрационных и температурных зависимостей электросопротивления и магнитной восприимчивости этих сплавов встречает ряд трудностей, которые до сих пор не преодолены.

Основными из них являются следующие.

1) Остаточное (измеренное при $T = 4.2$ К) удельное электросопротивление $\rho_0(x)$ сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$ не подчиняется правилу Нордгейма–Курнакова

$$\rho_{NK}(x) = 4\rho_{NK}^{\max}x(1-x), \quad (1)$$

согласно которому $1/4\rho_{NK}^{\max}d\rho_{NK}/dx|_{x \rightarrow 0;1} = \pm 1$ и $1/4\rho_{NK}^{\max}d^2\rho_{NK}/dx^2|_{x \rightarrow 0;1} = -2$ [7]. Как видно из рис. 2, в действительности мы имеем значения $1/4\rho_{NK}^{\max}d\rho_0/dx|_{x \rightarrow 0;1} \sim \pm 2$, а $1/4\rho_{NK}^{\max}d^2\rho_0/dx^2|_{x \rightarrow 0;1} = 0$, что соответствует линейной зависимости $\rho_0(x)$ с большим углом наклона. Фактически, отсутствие отрицательного квадратичного по x члена в (1) как раз и приводит при $x = 0.45$ к огромной величине остаточного сопротивления $\rho_0^{\max} \sim 0.7 \mu\Omega$, превышающего почти на порядок обычные для металлических сплавов значения $\rho_0 \sim 0.1 \mu\Omega$.

2) Электросопротивление в парамагнитной области температур ($T \geq 300$ К) линейно убывает с уменьшением концентрации цинка при $x < 0.6$. Казалось

бы, величина $\rho(x)$ при $T = 300$ К должна оставаться постоянной, так как сопротивление в основном определяется фоннным ρ_{ph} и магнитным ρ_m вкладами. При этом фоннный вклад не зависит от x , что следует из практически одинакового наклона кривых $\rho(T)$ при $T > T_c$ и T_N [4,5], а магнитная составляющая должна быть постоянной, поскольку рассеяние идет только на спинах ионов Gd , величина и концентрация которых для всех сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$ остаются неизменными.

3) Выделение на основе стандартной методики спин-разупорядоченной части сопротивления (см., например, [8])

$$\rho_{mm} = \rho - (\rho_0 + \rho_{ph}) \quad (2)$$

дает довольно необычный результат: $\rho_{mm}(x) = 0$ при $x < 0.45$, т.е. в антиферромагнитных сплавах (рис. 1, 2).

Сочетание указанных особенностей $\rho(x)$ мы объясняем в настоящей работе на основе следующих исходных положений, которые соответствуют имеющимся экспериментальным представлениям о сплавах $GdZn_xCu_{1-x}$.

1) Значительный спиновый беспорядок сохраняется в сплавах с $x \leq 0.5$ вплоть до самых низких температур, о чем свидетельствуют сильный парапроцесс и наличие слабого спонтанного момента при $T = 4.2$ К даже в сплавах с $x < 0.2$ [1–3]. Это ведет к большой величине спинового рассеяния и соответственно $\rho_0(x)$. Отсюда ясно, что при переходе в парамагнитную область температур изменение спинового беспорядка мало и слабо влияет на поведение $\rho(x, T)$. Обычный способ выделения спиновой составляющей при этом дает уменьшенную величину, в частности близкую к нулю при тех значениях x , когда уже в области низких температур степень спинового беспорядка велика (т.е. при $x < 0.5$).

2) Положение 1, однако, не согласуется со сравнительно малым низкотемпературным сопротивлением антиферромагнитных сплавов. При малых $x \sim 0.1$ имеем $\rho_0(x) \sim 0.1 \mu\Omega$, в то время как максимальное магнитное сопротивление при полном спиновом беспорядке составляет $\rho_{mm} \sim 0.7 \mu\Omega$ (это следует из измерений ρ_{mm} для коллинеарного ферромагнетика $GdZn$, а также из величины ρ_0^{\max}).

Для объяснения этого противоречия, на наш взгляд, необходимо привлечь представления теории протекания для многофазных систем. При этом в соответствии с экспериментальными данными [2,3] предполагается, что в интервале $0.2 \leq x \leq 0.8$ в образцах присутствуют A - и F -фазы, к которым добавляется спин-разупорядоченная P -фаза типа спинового стекла, доминирующая при $x \sim 0.5$. В этом случае низкоомная F -фаза может быть, и часть A -фазы с малым спиновым беспорядком шунтируют высокоомную P -фазу, существенно уменьшая наблюдаемое сопротивление $\rho_0(x)$.

3) Зависимость $\rho(x)$, через магнитную составляющую сопротивления, определяется также изменением с концентрацией цинка величины sf -обменного интеграла $I_{sf}(x)$ [8]. Поскольку в "чистой" A -фазе ($x \leq 0.2$) $T_N = 142$ К, а в "чистой" F -фазе ($x = 1$) $T_C = 268$ К, изменение $\rho_{mm}(x)$ за счет этого фактора должно быть связано с отношением T_N/T_C . Более конкретный вид такой зависимости, казалось бы, можно получить из кривой $\rho(x)$ в парамагнитной области температур. Поскольку при $T = 300$ К все сплавы находятся в P -состоянии (рис. 1), без учета зависимости $I_{sf}(x)$ следует ожидать $\rho(x) \cong \text{const}$. Однако, как видно из рис. 2, при увеличении x практически от 0 до

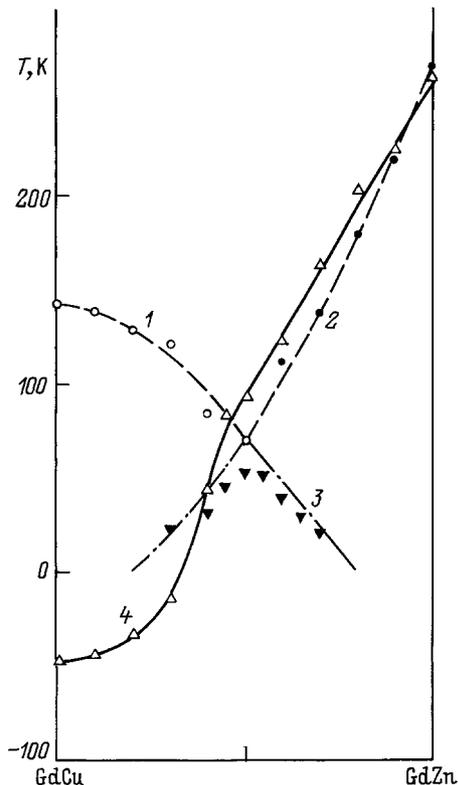


Рис. 1. Фазовая диаграмма магнитного состояния сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$. 1 — точки Нееля T_N , 2 — точки Кюри T_C , 3 — температуры T_f , соответствующие переходу из коллинеарных ферро- или антиферромагнитного состояний в состояние типа возвратного спинового стекла, 4 — парамагнитные температуры Кюри Θ_P .

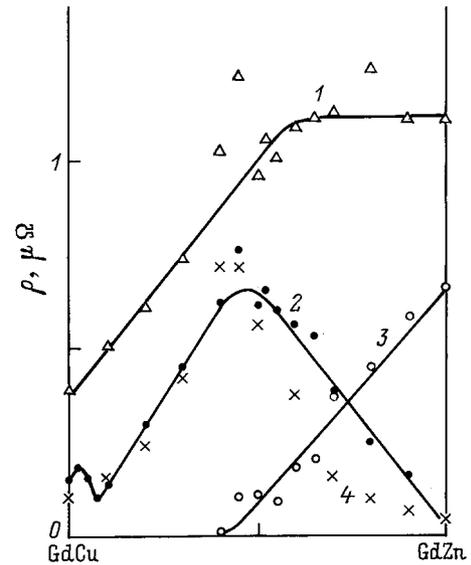


Рис. 2. Электросопротивление сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$. 1 — сопротивление в парамагнитной области температур при $T = 300$ К $> T_C$ и T_N , 2 — остаточное сопротивление ρ_0 , измеренное при $T = 4.2$ К, 3 — спин-разупорядоченное сопротивление ρ_{mm} , вычисленное по формуле (2), 4 — сопротивление ρ^{th} , полученное согласно (11).

0.6 на самом деле наблюдается линейный рост $\rho(x)$. Можно предположить, что изменение сопротивления, обусловленное концентрационной зависимостью величины $I_{sf}^2(x)$, оценивается из отношения $\rho(x=0)/\rho(x > 0.6) \sim T_N/T_C = 142/268 \sim 0.5$ (при $x > 0.6$ величина $\rho(x)$ остается постоянной). Экспериментально определяемое значение $\rho(x=0)/\rho(x=1) \sim 0.4$ несколько меньше. При этом следует отметить, что для проведенной оценки нельзя использовать кривые $T_C(x)$, $T_N(x)$, а также $\Theta_P(x)$, которые резко изменяются в середине интервала изменения концентрации x (при $x \sim 0.5$), что обусловлено компенсацией положительного и отрицательного вкладов от молекулярных полей, создаваемых ионами Cu и Zn , окружающими магнитные ионы Gd в сплавах $GdZn_xCu_{1-x}$.

2. Схема расчета

В соответствии с изложением предыдущего раздела нам необходимо вычислить электросопротивление трехфазной системы, состоящей из A -, F - и P -фаз. Сопротивление каждой из них определяется формулой

$$\rho_j = \rho_i^j + \rho_m^j + \rho_{ph}^j, \quad (3)$$

где $j = A, F, P$, ρ_i^j — остаточное примесное сопротивление отдельной фазы, ρ_m^j — магнитное сопротивление, связанное с рассеянием на неоднородных спинах за счет обменного взаимодействия их с носителями тока, ρ_{ph}^j — фононная часть сопротивления. Как показывает

Таблица 1. Результаты расчета по формуле (5) относительного объема магнитных фаз в сплавах $GdZn_xCu_{1-x}$

X_j	x											
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.45	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
X_F	0	0.0	0.01	0.058	0.173	0.258	0.359	0.583	0.781	0.902	0.947	1
X_A	1	0.962	0.797	0.552	0.316	0.222	0.148	0.061	0.036	0.043	0.048	0
X_P	0	0.038	0.193	0.390	0.511	0.520	0.492	0.356	0.183	0.055	0.005	0

эксперимент, составляющая ρ_{ph}^j практически не зависит от концентрации x и удовлетворительно описывается обычной теорией. Сопротивление ρ_j^j , по-видимому, мало относительно других вкладов. Поэтому далее сосредоточим внимание на $\rho_m^j(x)$.

Будем рассматривать нашу систему как состоящую из непрерывной последовательности кластеров разного сорта $GdZn_xCu_{1-x}$, где число атомов Cu и Zn, окружающих атомы Gd, меняется от 0 до 8 для каждого сорта, причем вероятность определенной конфигурации Cu_nZn_{8-n} зависит от концентрации x . Количественно эти вероятности описываются биномиальными коэффициентами $C_n^8 = 8!/n!(8-n)!$, так что при концентрации x вероятность данного окружения будет

$$X_n(x) = C_n^8 x^n (1-x)^{8-n}. \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что при любой концентрации x имеется конечная вероятность $X_n(x) \neq 0$ для всех типов окружения n , $8-n$ ($n = 0, \dots, 8$). При таком подходе для системы сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$ можно рассматривать все девять возможных состояний n , считая каждое из них отдельной конфигурацией, обладающей определенными физическими характеристиками. Таким образом, рассматриваемые сплавы представляют собой микрогетерогенную, но макрооднородную систему, которая может быть описана в рамках теории протекания.

Для упрощения математического решения задачи мы разобьем все возможные значения n на три группы, что соответствует и физической ситуации. Фазу, соответствующую значениям $n = 0, 1, 2$, будем рассматривать как A -фазу, $n = 3, 4$ — как P -фазу (спин-стекольную), $n = 5, 6, 7, 8$ — как F -фазу. Тогда объем каждой фазы X_j для данного x будет определяться следующим выражением:

$$X_j = \sum_{n=n_j}^{n'_j} C_n^8 (1-x)^{8-n} x^n, \quad (5)$$

где n_j и n'_j — начальное и конечное значения n для A -, P - и F -фаз. При этом

$$\sum_j X_j = 1.$$

Вычисленные согласно (5) значения $X_j(x)$ приведены в табл. 1.

Имея явное выражение (5) для концентрационной зависимости объема фаз, мы можем вычислить теперь

зависимость от концентрации магнитной восприимчивости $\chi_j(x)$ для каждой из фаз и полную восприимчивость

$$\chi^{th} = \sum_j \chi_j(x). \quad (6)$$

При этом будем рассматривать относительную величину $\chi_j(x)/\chi_j(x_j)$, где $\chi_j(x_j)$ — значения $\chi_j(x)$ в некоторой реперной точке x_j , подбираемой из соображений удобства сравнения с экспериментом. Такими точками, очевидно, являются $x_j = x_A = 0$ для A -фазы, $x_j = x_F = 1$ для F -фазы, а для P -фазы точка $x_j = x_P = 0.45$, где экспериментально полученная зависимость $\chi(x)$ имеет максимум.

Тогда $\chi_j(x)$ можно записать в виде

$$\chi_j(x) = \chi_j(x_j) X_j(x) [X_j(x_j) t_j(x)]^{-1}, \quad (7)$$

где $t_j(x) = T_j(x)/T_j^{max}$, $T_j(x) = T_N(x)$ или $T_C(x)$ соответственно для A - или F -фазы, а для P -фазы $t_P(x) = 1$. Кривые $T_j(x)$ изображены на рис. 1, T_j^{max} — их максимальные значения. Введение множителя $t_j(x)$ в (7) соответствует учету обменного взаимодействия в приближении молекулярного поля при вычислении восприимчивости. Для случая P -фазы молекулярное поле равно нулю, и множитель $t_P(x)$ в формуле (7) не учитываем.

Результаты вычисления $\chi_j(x)$ и $\chi^{th}(x)$ по формулам (6) и (7) представлены в табл. 2 и на рис. 3. Видно, что согласие расчетных значений $\chi^{th}(x)$ с экспериментальными данными $\chi(x)$ вполне удовлетворительное. Лишь в интервале $0.6 \leq x \leq 0.9$ $\chi^{th}(x)$ несколько превышает значения $\chi(x)$. Очень показательным является совпадение положения максимумов $\chi^{th}(x)$ и $\chi(x)$, что обусловлено исключительно существованием максимума относительного объема P -фазы в точке $x_P = 0.45$. Это подтверждает справедливость разбиения отдельных атомных конфигураций по фазам в формуле (5) и является сильным аргументом в пользу всей предлагаемой модели.

Перейдем теперь к рассмотрению электросопротивления. Из общих соображений очевидно, что между его магнитной составляющей и магнитной восприимчивостью существует связь. Для рассматриваемых сплавов это следует и из эксперимента при сравнении данных, представленных на рис. 2 и 3. В таком случае можно использовать концентрационные зависимости $\chi_j(x)$ для вычисления $\rho_m^j(x)$. Однако прямая пропорциональность между магнитными вкладами в χ и ρ имеет место только

Таблица 2. Результаты расчета магнитной восприимчивости χ (в EMU/g) по формулам (4)–(7) для сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$

χ	x											
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.45	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
χ_A	1.7	1.68	1.50	1.11	0.909	0.706	0.527	0.295	0.217	0.298	0.384	0
χ_F	0	0.003	0.035	0.097	0.193	0.248	0.301	0.356	0.387	0.340	0.292	0.25
χ_P	0	0.124	0.636	1.29	1.69	1.71	1.62	1.18	0.603	0.182	0.016	0
χ^{th}	1.70	1.81	2.17	2.49	2.79	2.67	2.45	1.83	1.21	0.82	0.693	0.25

для P -фазы. Поэтому мы будем считать, что магнитная часть сопротивления P -фазы описывается соотношением

$$\rho_m^P(x) = r_P(x_P)(1 + \tau x)\chi_P(x)/X_P(x), \quad (8)$$

где $\chi_P(x)$ вычисляется по формуле (7).

Параметр $\tau = (T_C - T_N)/T_N = 0.89$ введен в выражение (8) для учета концентрационной зависимости обменного интеграла I_{sf} , определяющего амплитуду рассеяния электронов проводимости на спинах Gd.

Параметр $r_P(x_P)$ в (8) аналогично восприимчивости, рассчитываемой по формуле (7), определяется в реперной точке.

С теоретической точки зрения связь между $\rho_m(x)$ и $\chi(x)$ основывается на известных соотношениях [9]

$$\rho_m(x) = B(\bar{S}^2 - \bar{S}^2), \quad \chi(x) = D(\bar{S}^2 - \bar{S}^2). \quad (9)$$

Причем выражение (9) для $\chi(x)$ можно получить, например, из уравнения Гинзбурга–Ландау. Формулы (9) хорошо применимы в P -состоянии. Однако при низких температурах в магнитоупорядоченном состоянии соотношения (9) могут иметь более сложный характер.

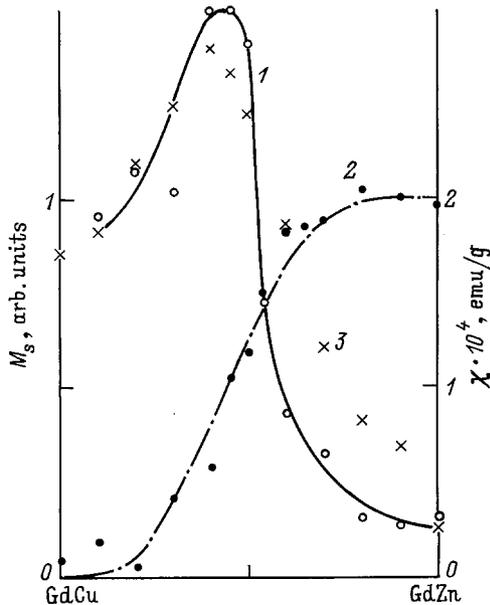


Рис. 3. Магнитная восприимчивость χ (1) и спонтанная намагниченность M_s (2) сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$, определенные при $T = 4.2$ К. 3 — восприимчивость χ^{th} , вычисленная согласно выражениям (6) и (7).

Следует также иметь в виду, что в $\chi_A(x)$ при больших полях значительный вклад вносит схлопывание моментов магнитных подрешеток A -фазы, которое не влияет на сопротивление. Поэтому мы будем использовать выражения (9) только для P -фазы.

Как показывают оценочные расчеты, вклады $\rho_m(x)$ в A - и F -фазах при $T = 4.2$ К оказываются значительно меньше (примерно на порядок) вклада в P -фазе. Это позволяет нам в первом приближении при низких температурах пренебречь составляющими ρ_m^A и ρ_m^F . Учитывая далее примесное сопротивление ρ_i и вклад Нордгейма–Курнакова $\rho_{НК}(x)$, связанный со случайным замещением атомов Cu атомами Zn, во всех фазах имеем

$$\rho_j(x) = \rho_{НК}(x) + \rho_{ph} + \rho_i^j(x) + \rho_m^j(x), \quad (10)$$

где составляющие $\rho_{НК}(x)$ и $\rho_m^P(x)$ определяются по формулам (1) и (8), а $\rho_m^A(x)$ и $\rho_m^F(x) \approx 0$.

1) Н и з к и е т е м п е р а т у р ы ($T = 4.2$ К). Отметим прежде всего, что при $T \rightarrow 0$ К магнитная составляющая $\rho_m^P \neq 0$ ввиду остаточного спинового беспорядка ионов Gd, сопутствующего атомному беспорядку ионов Cu и Zn. Более того, зависимость $\rho_m^P(x)|_{T \rightarrow 0}$ в основном и определяет кривую $\rho_0(x)$ на рис. 2. Однако из-за многофазности системы $\rho_m(x)|_{T \rightarrow 0}$ не может быть описана аналогично правилу Нордгейма–Курнакова, а имеет более сложный вид. В теории протекания получено обобщение известной для двухфазного случая формулы Оделевского–Кондорского [10]. Для трехфазной системы в приближении эффективной среды, когда одна из фаз является непроводящей, в [10] приводится аналитическое выражение

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{eff}} = 1/\rho^{\text{th}} = & [(3X_1 - 1)\sigma_1 + (3X_2 - 1)\sigma_2]/4 \\ & + \left\{ [(3X_1 - 1)\sigma_1 + (3X_2 - 1)\sigma_2]^2/16 \right. \\ & \left. + (2 - 3X_3)\sigma_1\sigma_2/4 \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь X_1 и X_2 — объемы проводящих фаз с электропроводностями σ_1 и σ_2 , а X_3 — объем непроводящей фазы ($\sigma_3 = 0$). В общем случае ($\sigma_3 \neq 0$) теория приводит к более сложному кубическому уравнению. Предполагая, что $\sigma_3 \ll \sigma_1$ и σ_2 для системы $GdZn_xCu_{1-x}$ будем считать приближенно справедливой формулу (11), в которой индекс 1 соответствует F , индекс 2 — A , индекс 3 — P .

Кроме того, в отличие от обычной схемы в соответствии с (10) положим $\sigma_1 = \sigma_F(x)$, а $\sigma_2 = \sigma_A(x)$.

Прежде чем перейти к численному расчету σ_{eff} по формуле (11) во всем интервале x , рассмотрим некоторые аналитические результаты в предельном случае. Относительный объем третьей фазы в пределе протекания равен $X_3^c = X_P^c = 2/3$. Тогда, как это следует из выражения (11), $\sigma_{\text{eff}} \rightarrow 0$, соответственно $\rho^{\text{th}} = \sigma_{\text{eff}}^{-1} \rightarrow \infty$. Как показывает расчет X_P по формуле (5), его максимальное значение при $x = 0.45$ равно 0.52, т.е. $[X_P^c - X_P(x = 0.45)] = \delta = 0.14 \ll 1$. Это дает возможность разложения по δ , что в линейном приближении и при условии $\sigma_1 = \sigma_2$ приводит формулу (11) к простому выражению

$$\rho^{\text{th}} = \sigma_{\text{eff}}^{-1} = \frac{2}{3} \rho_P(x) \frac{1}{\delta(x)}. \quad (12)$$

Формула (12) хорошо описывает ход концентрационной зависимости сопротивления вблизи предела протекания для двухфазной системы и сразу позволяет сделать грубые оценки величины максимума $\rho^{\text{th}}(x)$. Если, как это имеет место, например, в нашем случае, согласно (10),

$$\begin{aligned} \rho_A(x) &= \rho_{\text{НК}}(x) + \rho_{\text{ph}} + \rho_i^A(x), \\ \rho_F(x) &= \rho_{\text{НК}}(x) + \rho_{\text{ph}} + \rho_i^E(x), \end{aligned} \quad (13)$$

а $\rho_{\text{ph}}|_{T \rightarrow 0} \sim 0$ и примесное сопротивление не сильно отличается для F - и A -фаз, то $\rho^{\text{th}}(x)$ растет как $(2/3) \frac{1}{\delta(x)}$ вблизи $x = 2/3$. Тогда для типичного значения $\rho_{\text{НК}}^{\text{max}} \sim 0.1 \mu\Omega$ в формуле (1) получаем согласно (12) для максимального значения $\rho^{\text{th}} \sim 0.47 \mu\Omega$, т.е. почти пятикратное увеличение сопротивления вблизи порога протекания по сравнению с вкладом Нордгейма–Курнакова.

Таким образом, основной физический результат нашего расчета заключается в том, что присутствие высокоомной P -фазы при $x \sim 0.45$ приводит к значительному росту $\rho^{\text{th}} \sim 1/\delta$ в середине интервала концентраций. Применимость формулы (11) с $\sigma_3 = 0$ можно оценить, используя связь $\rho_m^p(x)$ с $\chi_P(x)$ по формуле (8). В табл. 3 приведены результаты вычисления парциальных сопротивлений $\rho_A(x)$, $\rho_F(x)$ и $\rho_P(x)$ по формулам (8) и (13). При этом параметр $r_P(x_P)$ подбирался из условия примерного совпадения величины $\rho_P(x)$ и $\chi_P(x)$ с экспериментальным значением $\rho_0(x)$ и $\chi_P(x)$ при $x = 0.45$. Из табл. 3 видно, что почти во всем интервале концентраций величина $\rho_P(x)$ значительно превышает $\rho_A(x)$ и $\rho_F(x)$. Это и оправдывает приближение $\sigma_3 = 0$ в выражении (11).

Для получения более точных, чем по формуле (12), данных во всем интервале x следует провести расчет ρ^{th} по формуле (11). Результаты такого расчета приведены в табл. 3 и на рис. 2. Из этого рисунка видно, что согласие с экспериментом вполне удовлетворительное. В отличие от оценок по формуле (12) в численном расчете учитывались и примесные части $\rho_i^A(x)$ и $\rho_i^E(x)$,

величины которых оценивались из экспериментального остаточного сопротивления в точках $x = 0$ и 1. Значение $\rho_i^E(x = 1) = 0.025 \mu\Omega$ ввиду его малости слабо влияет на конечный результат. Большое значение $\rho_i^A(x = 0) = 0.136 \mu\Omega$, возможно, обусловлено добавочной A -фазой с $T_N = 40 \text{ K}$ в сплавах на основе антиферромагнетика GdCu [6]. Однако остается не совсем ясным, до каких значений x сохраняется эта добавочная фаза и как ее объем зависит от x . В расчете мы считали, что эта фаза присутствует практически для всех x , где существует основная A -фаза, т.е. использовали соответствующее выражение (10) при постоянном $\rho_i^A(x)$. При этом конечный вклад от $\rho_i^A(x)$ в полное сопротивление ρ^{th} падает с ростом x пропорционально уменьшению объема $X_A(x)$ для A -фазы. Хорошее совпадение величин $\rho^{\text{th}}(x)$ и экспериментальной $\rho_0(x)$ в максимуме при $x = 0.45$ получается при значениях $\rho_i^A(x) = 0.1 \mu\Omega$, что незначительно отличается от экспериментально определенного $\rho_i^A(x = 0) = 0.136 \mu\Omega$.

Следовательно, в рамках простой модели теории протекания (11) удается описать зависимость $\rho_0(x)$, используя только лишь экспериментальные значения остаточных сопротивлений $\rho_i^A(x = 0)$ и $\rho_i^E(x = 1)$, а также вклад Нордгейма–Курнакова $\rho_{\text{НК}}(x)$. Интересно отметить вытекающие из теории предсказания поведения $\rho^{\text{th}}(x)$. Наиболее чувствительно $\rho^{\text{th}}(x)$ к параметру $\delta(x)$, определяющему близость высокоомной P -фазы к пределу протекания. Для сплавов $\text{GdZn}_x\text{Cu}_{1-x}$ величина $\delta(x = 0.45) = 0.14$. Увеличение объема A -фазы может привести к значительному росту $\rho^{\text{th}}(x)$. В связи с этим желательны провести исследования систем $\text{RZn}_x\text{Cu}_{1-x}$ с $\text{R} = \text{Tb}, \text{Dy}$ и другими редко-земельными элементами, для которых чистые R -металлы являются антиферромагнетиками, в силу чего можно ожидать увеличение A -фазы в соединениях $\text{RZn}_x\text{Cu}_{1-x}$. Резкое изменение $\rho^{\text{th}}(x)$ может также вызвать добавление примесей, увеличивающих значения $\rho_i^A(x)$ и $\rho_i^E(x)$.

2) В ы с о к и е т е м п е р а т у р ы ($T > T_N, T_C$). В рамках представлений, изложенных в предыдущем разделе, можно теперь объяснить поведение сопротивления $\rho(x)$ в парамагнитной области температур и, в частности, кажущееся отсутствие спин-разупорядоченного вклада ρ_{mm} в антиферромагнитных сплавах. При $T > T_N$ и T_C рассматриваемая система сплавов становится в магнитном отношении однофазной, а следовательно, $\rho(x)$ должно описываться обычными формулами.

Для количественного определения ρ_{mm} можно было бы воспользоваться снова теорией эффективной среды для многофазных систем, как и в предыдущем разделе, но с переходом к однофазному пределу. При этом необходимо было бы заменить формулу (11), которая соответствует частному случаю трехфазной системы с $\sigma_3 = \sigma_P = 0$, соответствующей формулой для конечной величины $\sigma_3 \neq 0$. Однако данный случай требует решения кубического уравнения (см. [10] и ссылки там). Поэтому мы ограничимся здесь более простой, ноглядной интерпретацией.

Таблица 3. Результаты расчета электросопротивления ρ (в $\mu\Omega$) по формулам (8), (10), (11), (13)–(15) для сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$

ρ	x											
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.45	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
ρ_A	0.16	0.22	0.26	0.25	0.25	0.23	0.21	0.17	0.15	0.15	0.15	0.025
ρ_F	0.025	0.06	0.09	0.11	0.13	0.13	0.14	0.14	0.13	0.11	0.08	0.04
ρ_P	0.52	0.60	0.67	0.73	0.79	0.82	0.84	0.88	0.91	0.94	0.95	0.96
$\rho_m^p X_P$	0	0.02	0.11	0.24	0.34	0.36	0.35	0.27	0.15	0.05	0.005	0
ρ^{th}	0.16	0.24	0.36	0.56	0.86	0.79	0.59	0.3	0.18	0.12	0.08	0.04
ρ_{mm}	0.08	0.01	0.08	0.18	0.45	0.63	0.49	0.51	0.57	0.73	0.59	0.52
ρ_m^{tot}	0	0.02	0.11	0.24	0.35	0.46	0.46	0.45	0.53	0.5	0.59	0.66

Учитывая, что почти при всех x , за исключением лишь самых концов интервала $x \cong 0$ и $\cong 1$, основной вклад в остаточное сопротивление $\rho_0(x)$ вносит именно его магнитная часть, соответствующая его высокоомной P -фазе (см. табл. 3), мы можем в качестве грубого варианта определения ρ_{mm} воспользоваться следующим выражением:

$$\rho_{mm}(x) = \rho(T > [T_N, T_C], x) - \rho_{NK}^{\max} - \rho_i(x=1) - \rho_{ph}. \quad (14)$$

Значения $\rho_{mm}(x)$, вычисленные согласно формуле (14), где под $\rho(T > T_N, T_C)$ понимаются экспериментальные значения $\rho(x)$ при $T = 300$ К, под ρ_{NK} — величина $4\rho_{NK}^{\max}x(1-x) = 0.4x(1-x)$, под $\rho_i(x=1) = 0.025 \mu\Omega$ — остаточное сопротивление ферромагнетика $GdZn$, а для ρ_{ph} ($T = 300$ К) взята одинаковая для всех x величина $0.45 \mu\Omega$, приведены в табл. 3.

Из этой таблицы следует, что даже при такой грубой оценке величина $\rho_{mm}(x) \sim 0.5 \mu\Omega$ теперь хорошо сохраняется в большей части всего интервала $x \geq 0.45$. Согласно изложенному выше, при концентрациях $x < 0.45$ можно считать, что уменьшение $\rho_{mm}(x)$ наступает в соответствии с уменьшением величины обменного взаимодействия I_{xf} . В эксперименте наблюдается более сильное падение $\rho(x)$ при $x < 0.3$. Однако следует заметить, что на экспериментальной зависимости $\chi(x)$ точка $x = 0.3$ сильно выпадает (рис. 3), а начиная с $x \leq 0.2$, кривая $\rho_0(x)$ на рис. 2 и другие свойства сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$ искажаются из-за возникновения добавочной A -фазы, обусловленной структурной неустойчивостью антиферромагнетика $GdCu$ (см. подробнее [1–6]).

Интересно сравнить величину $\rho_{mm}(x)$, вычисленную по формуле (14), с величиной магнитного сопротивления $\rho_m^p(x)$, определенного независимым образом согласно выражению (8) с использованием его пропорциональности восприимчивости. Составляющая $\rho_m^p(x)$ является той частью магнитного сопротивления, которая, по существу, связана со спиновым беспорядком при $T = 4.2$ К. В этом случае полное магнитное сопротивление, очевидно, определяется величиной $\rho_m^p(x)X_P(x)$ и высокотемпературной частью ρ_{mm} , получаемой стандартным способом согласно (2), т. е.

$$\rho_m^{tot}(x) = \rho_m^p(x)X_P(x) + \rho_{mm}. \quad (15)$$

В табл. 3 приведены значения $\rho_m^{tot}(x)$, полученные по формулам (2) и (15). Видно, что и здесь мы имеем картину, аналогичную случаю вычисления $\rho_{mm}(x)$ согласно выражению (14).

Таким образом, корректное определение концентрационной зависимости магнитной части сопротивления микронеоднородного сплава должно учитывать как зависимость от концентрации x обменного взаимодействия, определяющего амплитуду рассеяния носителей тока на спиновом беспорядке, так и шунтирование высокоомных фаз низкоомными. На основе предположения о сохранении спинового беспорядка в системе сплавов $GdZn_xCu_{1-x}$ при низких ($T = 4.2$ К) температурах удается объяснить концентрационную зависимость сопротивления $\rho(x)$ и выделить из него магнитную составляющую $\rho_m(x)$. Для количественного описания используются корреляция между $\rho(x)$ и магнитной восприимчивостью $\chi(x)$ при низких температурах и формулы теории протекания.

Авторы благодарны участникам семинара лаборатории низких температур Института физики металлов УрО РАН за обсуждение, а также Н.Г. Бебенину и Р.В. Погорцеву за полезные критические замечания.

Список литературы

- [1] Ю.Н. Циовкин, Н.И. Коуров, И.И. Пиратинская. ФММ **67**, 6, 1097 (1989).
- [2] Н.И. Коуров, Ю.Н. Циовкин, Т. Мыдлярж. ФНТ **16**, 9, 1164 (1990).
- [3] Ю.Н. Циовкин, Н.И. Коуров. ФММ **71**, 5, 91 (1990).
- [4] Н.И. Коуров, Ю.Г. Карпов. ФММ **72**, 12, 50 (1991).
- [5] Н.И. Коуров, Ю.Н. Циовкин. ФММ **75**, 6, 62 (1993).
- [6] Н.И. Коуров. ФНТ **16**, 6, 749 (1990).
- [7] Ю.П. Ирхин, В.Ю. Ирхин. Электронное строение и физические свойства переходных металлов. УрГУ, Свердловск (1989). 115 с.
- [8] К. Тейлор, М. Дарби. Физика редкоземельных соединений. Мир, М. (1974). 374 с.
- [9] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). С. 1032.
- [10] Е.А. Митюшов, П.В. Гельд, Г.А. Адамеску. Обобщенная проводимость и упругость макронеоднородных гетерогенных материалов. Металлургия, М. (1992). 144 с.