

УДК 538.662

КРИТИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ФЕРРОМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В СИЛЬНО РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ f-ЭЛЕКТРОННЫХ СПЛАВАХ

$$[\text{Gd}_x(\text{Y}_{0.85}\text{La}_{0.15})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}], 0.22 \leq x \leq 1$$
В.Е. АДАМЯН^{1,2}, С.А. МНАЦАКАНЯН^{1,2}, Э.Г. ШАРОЯН^{2,1}¹Ереванский государственный университет²Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 17 мая 2001 г.)

Исследованы ферромагнитные фазовые переходы в сильно разупорядоченных *f*-электронных системах $[\text{Gd}_x(\text{Y}_{0.85}\text{La}_{0.15})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$, $0.22 \leq x \leq 1$, являющихся псевдобинарными металлическими сплавами с кристаллической структурой CsCl. Определены температура фазового перехода T_c и критические показатели спонтанной намагниченности, начальной магнитной проницаемости и критической изотермы намагниченности (β , γ и δ соответственно) при разных значениях концентрации магнитных ионов Gd^{3+} . Обнаружено изменение критических показателей в зависимости от x : с ростом пространственных флуктуаций обменных интегралов, обусловленных беспорядком замещения ионов как в редкоземельной, так и в редкоземельной подрешетках, значения критических показателей стремятся к величинам, получаемым из классических моделей среднего поля: $\gamma = 1$, $\beta = 1/2$ и $\delta = 3$.

1. Введение

Фазовые переходы второго рода и критические явления – предмет многочисленных теоретических и экспериментальных исследований [1-3]. При температурах, достаточно близких к критической, поведение термодинамических функций часто хорошо описывается асимптотическими степенными выражениями, которые зависят от ряда критических показателей. Для магнитных систем, в непосредственной близости к температуре фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик (ФМ-ПМ), известны следующие важные асимптотические выражения:

$$M_s \sim (T_c - T)^\beta \quad \text{при } T \leq T_c \text{ и } H \rightarrow 0,$$

$$\chi_0^{-1} \sim (T_c - T)^\gamma \quad \text{при } T \geq T_c \text{ и } H \rightarrow 0, \quad (1)$$

$$M \sim H^{1/\delta} \quad \text{при } T = T_c,$$

где T_c – температура Кюри, M_s – спонтанная намагниченность, M – намагниченность во внешнем поле H , χ_0 – начальная магнитная восприимчивость, β , γ и δ – критические показатели.

Значения критических показателей магнитных систем зависят от ряда факторов – прежде всего от эффективных обменных взаимодействий (близодействующих или дальнодействующих), от наличия примесей или дефектов, от степени структурного и/или композиционного беспорядка, от степени термического отжига и т.п. [2,4-8]. Если для случая близодействующих обменных взаимодействий получено хорошее соответствие между теоретическими расчетами и экспериментом для ряда простых систем (например, Fe и Ni [9,10]), то для магнитных, сильно разупорядоченных сплавов с дальнодействующим обменным взаимодействием критическое поведение магнитного фазового перехода исследовано недостаточно: экспериментальные данные противоречивы и нет соответствующих теоретических расчетов.

Интерметаллические соединения редкоземельных элементов (R) с немагнитными металлами (M) первых трех групп периодической таблицы являются удобными модельными системами для исследования магнетизма локализованных магнитных моментов в металлической матрице [11]. Одним из интересных классов этих соединений являются бинарные (RM) и псевдобинарные ($[R_{1-x}R_2] [M_{1-y}M_2]$) соединения со стехиометрией 1:1, которые имеют кристаллическую структуру типа CsCl (две вставленные друг в друга простые кубические подрешетки, состоящие из R и M ионов и сдвинутые друг относительно друга на половину пространственной диагонали куба).

В настоящей работе проведено исследование зависимости критических магнитных показателей β , γ и δ от концентрации магнитных ионов в псевдобинарных металлических ферромагнитных сплавах $[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, с $0.22 \leq x \leq 1$, имеющих кристаллическую структуру типа CsCl. Ферромагнитное упорядочение сплавов $[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$ обусловлено осциллирующим с расстоянием косвенным обменным взаимодействием спинов ионов Gd^{3+} ($S=7/2$) через электроны проводимости – взаимодействие Рудермана-Киттеля (РККИ-обмен [12]). Состав компонент сплавов выбран таким образом, чтобы параметры, которые сильно влияют на РККИ-взаимодействие (постоянная решетки и концентрация электронов проводимости), не менялись с изменением x , т.е. по мере замещения магнитных ионов Gd^{3+} диамагнитными ионами редкоземельных элементов Y^{3+} и La^{3+} [13,14].

При магнитном разбавлении, из-за случайного характера замещения магнитных ионов немагнитными, вводится магнитный беспорядок в редкоземельной подрешетке. Сплавление приводит также к беспорядку замещения немагнитных ионов. Даже при значении $x = 1$ в сплаве $Gd[Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$ есть значительный композиционный беспорядок в неред-

коземельной подрешетке. Как магнитный, так и немагнитный беспорядок обуславливают флуктуации обменных интегралов и влияют на магнитные свойства кристаллов. В частности, это относится к влиянию на значения критических показателей фазовых переходов ФМ-ПМ. Таким образом, исследование сплавов $[Gd_x(Y_{0.35}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, $0.22 \leq x \leq 1$, в зависимости от x , позволяет надеяться, что можно проследить влияние как немагнитного, так и магнитного композиционного беспорядков на фазовый переход ФМ-ПМ в широком интервале концентраций Gd^{3+} : от $x=1$ до значений, близких к порогу перколяции. Отметим, что в [15] при атомной концентрации Gd^{3+} , равной 0.22, мы наблюдали интересные магнитные аномалии, индуцированные композиционным беспорядком только немагнитных ионов, в родственных металлических сплавах $[Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}Cd_x]$, где $0 \leq x \leq 1$. Эти аномалии были интерпретированы с учетом эффектов сплавления — зависимостью средней длины пробега электронов и эффективной массы электронов от x [15].

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Для определения зависимости критических показателей фазовых переходов от концентрации магнитных ионов, нами было проведено исследование температурной зависимости намагниченности ферромагнитных сплавов $[Gd_x(Y_{0.35}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$ при различных значениях концентрации магнитных ионов гадолиния Gd^{3+} : $0.22 \leq x \leq 1$.

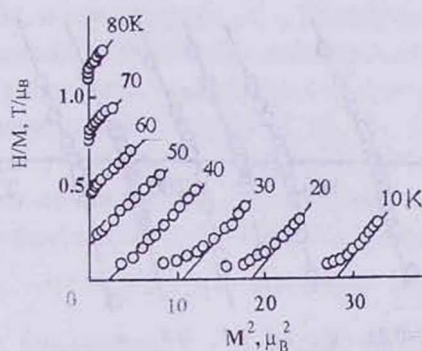


Рис.1. Изотермы кривых намагничивания (зависимости M^2 от H/M) образца $Gd_{0.22}[Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$.

Для определения значений спонтанной намагниченности M_s и обратной начальной восприимчивости χ_0^{-1} нами был применен метод термодинамических коэффициентов [16-18]. Значения намагниченности образца и приложенного магнитного поля для различных температур были отложены в системе координат $H/M = f(M^2)$. По пересечению продолжений полученных прямых с осью ординат (при $T > T_c$) и осью абсцисс (при $T < T_c$) определяли величины χ_0^{-1} и M_s , соответственно. Изотерма, соот-

ветствующая точке Кюри, проходит через начало координат. На рис.1 приведены изотермы зависимости H/M от M^2 для образца с $x = 0,22$ при разных температурах.

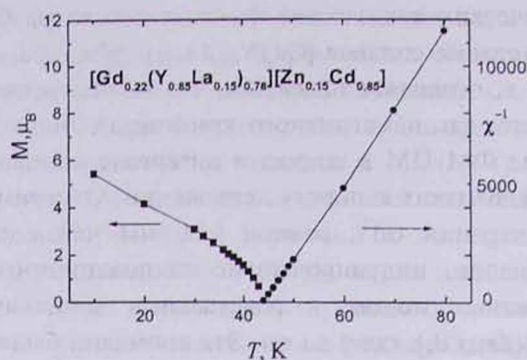


Рис.2. Температурная зависимость намагниченности и обратной начальной восприимчивости образца $Gd_{0.22}[Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$.

Температурная зависимость спонтанной намагниченности M_s и обратной начальной восприимчивости χ_0^{-1} для того же образца с $x = 0,22$ приведены на рис.2. Кривые, аналогичные тем, которые приведены на рис.1 и 2, были построены для всех образцов исследованной системы.

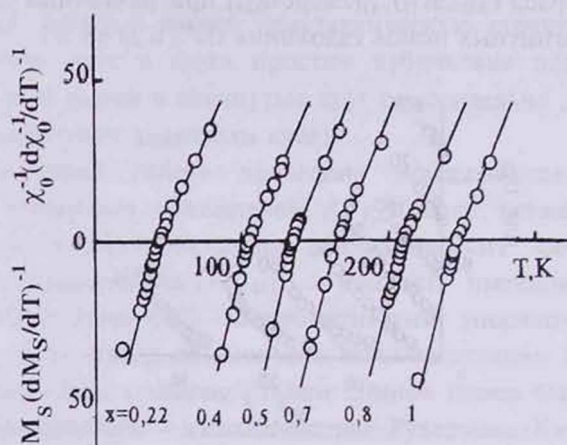


Рис.3. Построение Кювеля-Фишера для определения точек Кюри и коэффициентов β и γ образцов $[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$ с $x = 1.0, 0.8, 0.7, 0.5, 0.4$ и 0.22 .

Для более точного определения значений T_c и для определения критических показателей β и γ , для каждого значения x мы пользовались построением Кювеля-Фишера [19]. Для этого были построены зависимости

$$\chi_0^{-1}(d\chi_0^{-1}/dT)^{-1} = (T - T_c)/\gamma, \quad (2)$$

$$M_s (dM_s / dT)^{-1} = (T - T_c) / \beta \quad (3)$$

от температуры, которые при температурах, приближающихся к точке Кюри, ложатся на прямую линию, как это видно на рис.3. Эти прямые пересекают ось температур в точке Кюри, а из их наклонов нетрудно определить значения β и γ . Значения температур Кюри и показателей β и γ , определенные методом наименьших квадратов, приведены в таблице.

Таблица 1. Ферромагнитные точки Кюри и критические показатели сплавов $[\text{Gd}_x(\text{Y}_{0.85}\text{La}_{0.15})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$. Сравнение с Gd [20] и с теорией среднего поля [1-3].

x	Δ	T_c, K	γ	β	δ	δ_p	α
1.0	0.30	245.4	1.20	0.53	3.13	3.26	-0.20
0.9	0.30	210.4	1.18	0.54	3.09	3.18	-0.20
0.7	0.30	163.1	1.25	0.53	3.18	3.35	-0.22
0.5	0.40	135.2	1.20	0.54	3.02	3.22	-0.17
0.4	0.50	106.8	1.03	0.52	2.94	2.98	-0.05
0.22	0.70	43.7	1.07	0.51	2.98	3.10	-0.03
Gd	?	289	1.19	0.38	3.61	—	0.06
Mean field	0	—	1.0	0.5	3.0	—	0.0

В первой колонке таблицы представлены концентрации x исследованных образцов $[\text{Gd}_x(\text{Y}_{0.85}\text{La}_{0.15})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$. Во второй колонке приведены значения Δ , характеризующие пространственные флуктуации обменных интегралов, в зависимости от x . Величина $\Delta = \Delta J / J_0$, где J_0 — среднее значение обменной энергии, ΔJ — стандартное отклонение. Значения Δ нами оценены из анализа температурной зависимости относительной спонтанной намагниченности $\sigma(T) = M_s(T) / M_0$ (M_0 — спонтанная намагниченность при $T=0\text{K}$) от относительной температуры T/T_c (рис.4). Для определения Δ использовано соотношение, полученное Хандрихом в модели молекулярного поля для аморфных ферромагнетиков [21]:

$$\sigma(T) = 1/2 \{ B_s[(1+\Delta)y] + B_s[(1-\Delta)y] \} \quad (4)$$

где B_s — функция Бриллюэна, $y = [3\sigma(T)S/(S+1)]T_c/T$. На рис.4 сплошные линии соответствуют формуле (4) с $S = 7/2$ и $\Delta = 0.3$ и 0.7 . Видно, что с ростом Δ температурная зависимость приведенной спонтанной намагниченности становится все менее и менее выпуклой. Экспериментальные точки соответствуют образцам с $x = 1$ и 0.22 . Для образца $\text{Gd}[\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$ $\Delta \approx 0.3$. Следовательно, даже при $x = 1$ случайный беспорядок замещения ионов Zn и Cd в редкоземельной подрешетке вызывает заметные изменения в распределении обменных взаимодействий ионов Gd^{3+} . Интересно отметить, что даже в случае чистого металлического Gd температурная зависимость относительной намагниченности σ не полностью совпадает с функцией Бриллюэна с $\Delta = 0$ [1].

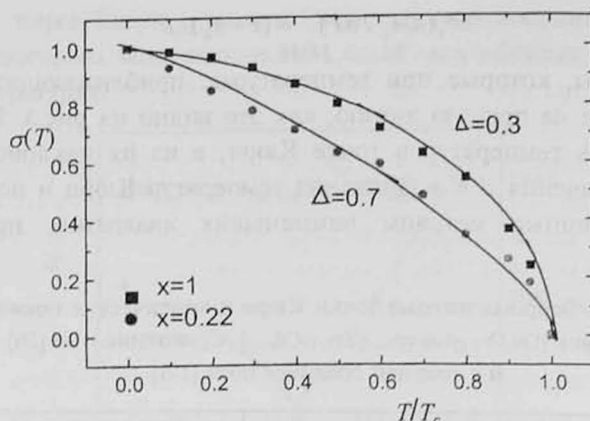


Рис.4. Зависимости относительной спонтанной намагниченности $\sigma(T)$ от относительной температуры T/T_c для образцов $[\text{Gd}_x(\text{Y}_{0.85}\text{La}_{0.15})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$ с $x = 1,0$ и $0,22$ и их сравнение с формулой (4) при $\Delta = 0,3$ и $0,7$ соответственно.

В следующем столбце таблицы приведены значения критического показателя δ , которые определены из критических изотерм для $T=T_c$, построением зависимостей M от H в двойном логарифмическом масштабе (см. рис.5). Из наклонов прямых для каждого значения x определены δ . Точка Кюри и критические показатели для образца, например, с концентрацией магнитных ионов гадолиния, равной $0,22$, имеют следующие значения:

$$T_c = 43.7 \pm 0.2; \quad \gamma = 1.07 \pm 0.04; \quad \beta = 0.51 \pm 0.02 \quad \text{и} \quad \delta = 2.98 \pm 0.07.$$

Ошибки в определении T_c и критических показателей для образцов с другими концентрациями x имеют величину того же порядка, что и для $x = 0.22$.

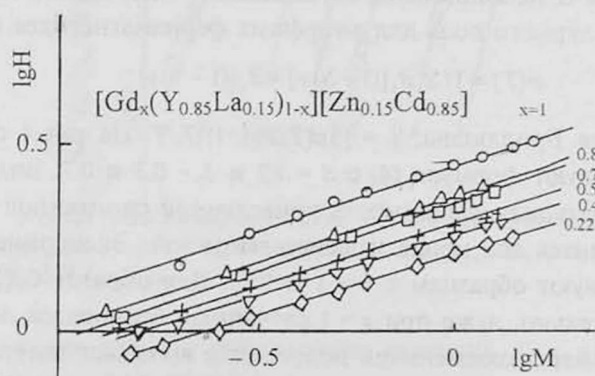


Рис.5. Критические изотермы намагниченности образцов $[\text{Gd}_x(\text{Y}_{0.85}\text{La}_{0.15})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$ с $x = 1,0, 0,8, 0,7, 0,5, 0,4$ и $0,22$ для определения критического показателя δ .

Значения T_c и критические показатели, определенные нами методом Кювеля-Фишера, совпадают со значениями, полученными из соотношений, основанных на гипотезе масштабной инвариантности, или скейлинга. Согласно гипотезе скейлинга, зависимости приведенного магнитного поля $h = H/|T/T_c - 1|^{\beta+\gamma}$ от приведенной намагниченности $m = M/|T/T_c - 1|^\beta$, при правильном выборе T_c и критических показателей, ложатся на две ветви кривых $h = f_{\pm}(m)$, где индексы "+" и "-" относятся к области температур выше или ниже точки Кюри. На рис.6 приведена зависимость h от m для образца с $x = 0,22$. Кривая слева относится к парамагнитной области, кривая справа – к ферромагнитной. В непосредственной близости к точке Кюри обе кривые совпадают. Аналогичные кривые были построены для других значений концентрации x . Критические показатели, полученные методом скейлинга, в пределах ошибок эксперимента совпадают с результатами, полученными из анализа кривых рис.3.

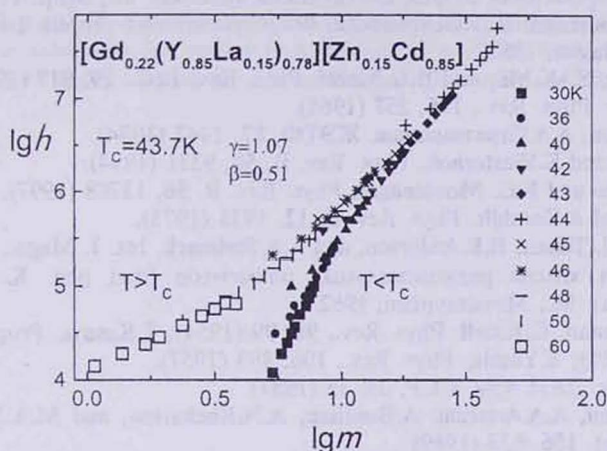


Рис.6. Зависимость приведенной намагниченности $m = M/|T/T_c - 1|^\beta$ от приведенного магнитного поля $h = H/|T/T_c - 1|^{\beta+\gamma}$ для образца $[\text{Gd}_{0.22}(\text{Y}_{0.85}\text{La}_{0.15})_{0.78}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$.

Известно, что, согласно гипотезе скейлинга, существует ряд равенств между критическими показателями и что, зная два показателя, можно определить все остальные [1-3]. Из соотношений

$$\gamma = \beta(\delta - 1), \quad (5)$$

$$\alpha + \beta(\delta + 1) = 2 \quad (6)$$

нами вычислены δ_p – расчетное значение для критической изотермы и α – критический показатель для теплоемкости, которая пропорциональна $(T - T_c)^\alpha$. Эти значения приведены в последних двух колонках таблицы. С учетом ошибок измерений видно неплохое совпадение δ_p , рассчитанного по γ и β , с экспериментально полученными значениями δ .

В таблице, кроме указанных критических показателей сплавов $[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, $0.22 \leq x \leq 1$, приведены литературные данные для металлического Gd и теоретические расчеты в приближении среднего поля. Как видно из таблицы, с уменьшением x флуктуации обменных интегралов Δ растут, а критические показатели β , γ и δ приближаются к значениям 0.5, 1.0 и 3, т.е. к величинам, которые получаются в классических моделях среднего поля (теории Ландау, Вейсса). В [22] теоретически рассмотрен классический гейзенберговский ферромагнетик с флуктуациями обменных взаимодействий в кластерном приближении Бете-Пайерлса-Вейсса и для критических показателей неупорядоченных ферромагнетиков также получены обычные значения теории молекулярного поля: $\beta=1/2$ и $\gamma=1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Стенли. Фазовые переходы и критические явления. М., Мир, 1973.
2. Ш.Ма. Современная теория критических явлений. М., Мир, 1980.
3. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. М., Наука, 1982.
4. М.Е.Fisher, S.-K.Ma, and B.G.Nickel, Phys. Rev. Lett., 29, 917 (1972).
5. М.Е.Fisher. Phys. Rev., 176, 257 (1968).
6. А.А.Собянин, А.А.Стратонников. ЖЭТФ, 87, 1442 (1984)
7. O.Boxberg and K.Westerholt. Phys. Rev. B, 50, 9331 (1994).
8. N.O.Moreno and F.C. Montenegro. Phys. Rev. B, 56, 13708 (1997).
9. G.Ahlers and A.Kornblit. Phys. Rev. B, 12, 1938 (1975).
10. A.Arajs, B.L.Tehan, E.E.Anderson, and A.A.Stelmach. Int. J. Magn., 1, 41 (1970).
11. Физика и химия редкоземельных элементов (под ред. К. Гшнайдера и Л. Айринга). М., Металлургия, 1982.
12. М.А.Ruderman, C.Kittel. Phys. Rev., 96, 99 (1954); T.Kasuya. Prog. Theor. Phys., 16, 45 (1956); K.Yosida. Phys. Rev., 106, 893 (1957).
13. В.Е.Адамян. ДАН Арм. ССР, 35, 35 (1987).
14. V.E.Adamian, A.A.Artsruni, A.Benaissa, A.N.Kocharian, and M.A.Melikian. Phys. Stat. Sol.(b), 156, 633 (1989).
15. В.Е.Адамян, Э.Г.Шароян. Известия НАН Армении, Физика, 36, 94 (2001).
16. К.П.Белов, Л.Н.Горяга. ФММ, 2, 441 (1956).
17. К.П.Белов. Магнитные превращения. М., Наука, 1959.
18. A.Arrott. Phys. Rev., 108, 1394 (1957).
19. J.S.Kouvel and M.E.Ficher. Phys. Rev., 136A, 1626 (1964).
20. M.N.Oeschizeauch, G.Develey. J. de Physique, 32, 319 (1971).
21. К.Хандрих, С.Кобе. Аморфные ферро- и антиферромагнетики. М., Мир, 1982.
22. K.Moorjani, S.K.Gatak. J. Phys. C, 10, 1027 (1977).

ՖԵՆՈՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ
ՑՈՒՑԱՆԻՇՆԵՐՆ ԱՊԱԿԱՐԳԱՎՈՐՎԱԾ ԲԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ
ՀԱՍՏԱՉՈՒԼ ՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ $[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, $0.22 \leq x \leq 1$

Վ.Ե. ԱՂԱՄՅԱՆ, Ս.Ա. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ, Է.Գ. ՇԱՌՈՅԱՆ

Հետազոտված են ֆենոմագնիսական փուլային անցումները ուժեղ ապակարգավորված $[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, $0.22 \leq x \leq 1$, համակարգերում, որոնք հանդիսանում են

CsCl բյուրեղային կառուցվածքով պսեվդոբինար մետաղական համաձուլվածքներ: Որոշված են փուլային անցման սպոնտան մագնիսացման, սկզբնական մագնիսական թափանցելիության և մագնիսացման իզոթերմի կրիտիկական (β , γ , և δ համապատասխանաբար) ցուցանիշները Gd^{3+} իոնների տարրեր կոնցենտրացիաների դեպքում: Հայտնաբերված է, որ փոխանակային ինտեգրալների տարածական ֆլուկտուացիաների աճը, որը պայմանավորված է իոնների տեղակայման անկարգությամբ, ինչպես հազվագյուտ հողային, այնպես էլ մետաղական ենթացանցերում, հանգեցնում է կրիտիկական ցուցանիշների մոտեցմանը միջին դաշտի դասական մոդելից ստացվող արժեքներին:

CRITICAL EXPONENTS OF THE FERROMAGNETIC PHASE TRANSITION IN HIGHLY DISORDERED f-ELECTRON ALLOYS:

$$[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}], 0.22 \leq x \leq 1$$

V.E. ADAMIAN, S.A. MNATSAKANYAN, E.G. SHAROYAN

Ferromagnetic phase transitions are studied in highly disordered f-electron systems $[Gd_x(Y_{0.85}La_{0.15})_{1-x}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, $0.22 \leq x \leq 1$, which represent the pseudo-binary metallic solutions with CsCl crystal structure. The temperature of phase transitions, T_C , critical exponents of magnetization, initial magnetic susceptibility, and critical isotherms of magnetization (β , γ and δ) are determined for different concentrations of Gd^{3+} ions. The changes of critical exponents are studied as a function of x . These exponents tend to the classical values of $\gamma = 1$, $\beta = 1/2$, and $\delta = 3$ while the space fluctuations of exchange integrals increase.