

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДАЛЬНЕГО ФЕРРОМАГНИТНОГО ПОРЯДКА В СИСТЕМЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ С ГИГАНТСКИМИ МАГНИТНЫМИ МОМЕНТАМИ

Г. А. Такзей*, И. Мирабо†, Л. П. Гунько, И. И. Сыч,

А. Б. Сурженко, С. В. Черепов, Ю. Н. Троценков

*Институт магнетизма Национальной академии наук Украины и Министерства образования Украины
252680, Киев, Украина*

*† Laboratoire Leon Brillouin, C. E. Saclay
91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

Поступила в редакцию 23 января 1998 г.

С использованием результатов магнитных, рентгеновских методов, а также метода малоуглового рассеяния нейтронов на примере распадающегося сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ показано, что возникновение дальнего ферромагнитного порядка в системе малых суперпарамагнитных частиц, растворенных в немагнитной матрице, обусловлено кооперативным упорядочением их магнитных моментов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В модели локализованных магнитных моментов возникновение в металлах и сплавах $3d$ -переходных металлов магнитоупорядоченных, в частности ферромагнитного, состояний обычно связывают со спиновым упорядочением атомных магнитных моментов, величины которых не превышают нескольких магнетонов Бора μ_B [1]. Интересно выяснить, возможно ли возникновение дальнего ферромагнитного порядка в системах магнитных моментов, составляющих величины от нескольких сотен до нескольких тысяч μ_B . Однако в данном вопросе до сих пор нет полной ясности. Например, в плотной системе мелких суперпарамагнитных частиц железа с размерами $d \approx (30-50)$ Å, растворенных в алюминиевой матрице, с помощью нейтронных методов ни при каких температурах не удается зафиксировать возникновение дальнего ферромагнитного порядка [2]. В то же время с использованием результатов магнитных исследований на основе качественных рассуждений авторы [3] указали на возможность такого типа упорядочения в распадающихся сплавах, в которых сформирована плотная система малых ферромагнитных частиц с размерами $d \approx 100$ Å и с магнитными моментами $\mu \approx (10^3-10^4)\mu_B$.

В настоящей работе на основе результатов исследования критического рассеяния нейтронов в совокупности с результатами магнитных и структурных исследований обсуждаемый вопрос решен на примере распадающегося сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$.

*E-mail: gtakz@guokr.frinet.kiev.ua

†I. Mirebeau.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сплав $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ был выплавлен в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона из исходных компонентов чистотой не хуже 99.9%. Рентгеновский флуоресцентный анализ показал, что химический состав сплава не отличался от номинального более чем на 0.3 ат. % по каждому из компонентов. Для измерений вещественной χ' и мнимой χ'' составляющих динамической восприимчивости при температурах 4.2–300 К использовали мост взаимоиндукции, а для измерений статической намагниченности — магнитометр с вибрирующим образцом. Рентгеновские исследования проводились фотометодом при комнатной температуре в рентгеновской камере с качающимся образцом с использованием K_α -излучения Cu. Все указанные эксперименты выполнены в Институте магнетизма (Киев, Украина). Исследования малоуглового рассеяния нейтронов при температурах 10–300 К в интервале векторов рассеяния $0.009027 \leq q \leq 0.07945 \text{ \AA}^{-1}$ были проведены на установке PAXE в Лаборатории Леона Бриллюэна (Сакле, Франция).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

3.1. Магнитные и структурные характеристики сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$

Проанализируем вначале магнитные и структурные характеристики исследуемого сплава после различных режимов термообработки. Согласно полученным в настоящей работе рентгеновским данным нагретый до температуры 1050 К и закаленный в ледяной воде сплав $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ является гомогенным твердым раствором с кристаллической структурой типа Cu_3Al (параметр решетки $a = 2.986 \text{ \AA}$). При этом атомы марганца расположены в матрице сплава неупорядоченно. Следовательно, можно ожидать, что из-за наличия косвенного РККИ-обмена между атомами марганца в сплаве будет возникать состояние спинового стекла, как это имеет место, например, для классических спиновых стекол [4].

Динамическая восприимчивость

Как следует из рис. 1а, на котором приведена температурная зависимость вещественной составляющей χ' динамической восприимчивости сплава в закаленном состоянии, при температуре замораживания $T_G = 40.2 \text{ К}$ отмечается характерный максимум, свидетельствующий о том, что при охлаждении сплав действительно испытывает переход из парамагнитного в состояние спинового стекла. Попутно отметим, что парамагнитная температура Кюри $\theta_p = 4.5 \text{ К}$ в законе Кюри — Вейсса для данного сплава оказалась очень малой (рис. 1а). Это означает, что вклад от ферромагнитного и антиферромагнитного обменных взаимодействий в суммарную обменную энергию сплава приблизительно равны. Именно это обстоятельство весьма характерно для разбавленных классических спиновых стекол [4].

Следует подчеркнуть, что исследованный сплав значительно изменяет свои магнитные характеристики в результате изотермического отпуска при температуре $T_{ан} = 373 \text{ К}$ в течение различного времени $t_{ан}$. После отжига в течение 20 мин сплав все еще является спиновым стеклом с температурой замораживания $T_G = 52 \text{ К}$. Однако после более длительного отжига в результате распада сплав приобретает свойства ферромагнетиков

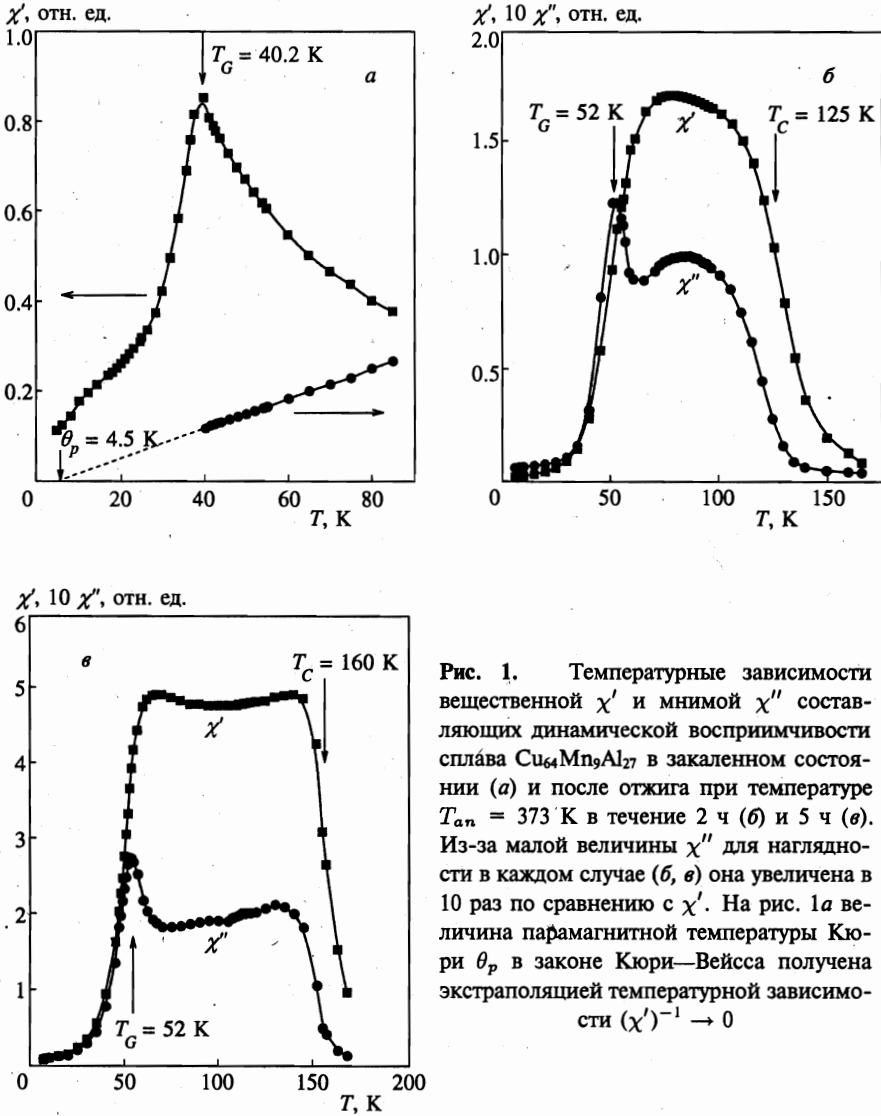


Рис. 1. Температурные зависимости вещественной χ' и мнимой χ'' составляющих динамической восприимчивости сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ в закаленном состоянии (а) и после отжига при температуре $T_{an} = 373$ К в течение 2 ч (б) и 5 ч (в). Из-за малой величины χ'' для наглядности в каждом случае (б, в) она увеличена в 10 раз по сравнению с χ' . На рис. 1а величина парамагнитной температуры Кюри θ_p в законе Кюри—Вейсса получена экстраполяцией температурной зависимости $(\chi')^{-1} \rightarrow 0$

при температуре Кюри T_C , а затем при более низких температурах T_G испытывает переход в состояние возвратного спинового стекла (рис. 1б, в). Отметим, что при увеличении времени отжига T_C значительно возрастает. При этом T_G остается практически неизменной.

Выполненные в настоящей работе эксперименты показывают, что дальний ферромагнитный порядок возникает после отжига сплава при временах изотермической выдержки $t_{an} \geq 1.4$ ч. Все экспериментальные результаты, приведенные ниже, относятся к сплаву $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$, претерпевшему отжиг в течение 5 ч.

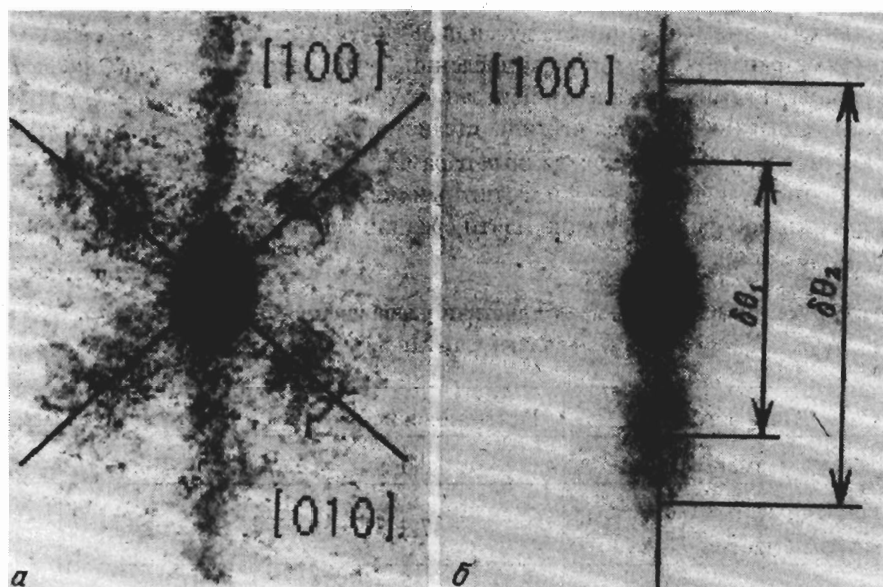


Рис. 2. Картина диффузного рассеяния рентгеновских лучей для распавшегося сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ ($T_{\text{ан}} = 373 \text{ K}$, $t_{\text{ан}} = 5 \text{ ч}$) вблизи брэгговских рефлексов (110) (а) и (200) (б)

Диффузное рассеяние рентгеновских лучей

Для изучения процессов распада исследуемого сплава в результате отжига в настоящей работе был применен метод диффузного рассеяния рентгеновских лучей. Соответствующие результаты приведены на рис. 2, на котором видно, что вблизи брэгговского рефлекса (110) наблюдаются две пары (рис. 2а), а вблизи рефлекса (200) — одна пара спутников (рис. 2б). Такая картина диффузного рассеяния типична для изоморфно распавшихся твердых растворов, в матрице которых возникает ансамбль когерентных равноосных частиц выделившейся фазы. Будучи центрами дилатации, такие частицы расположены равномерно в анизотропной упругой матрице. При этом число спутников в зависимости от миллеровских индексов брэгговских рефлексов указывает на то, что выделившиеся частицы расположены в матрице сплава более или менее регулярно вдоль кристаллографического направления $\langle 100 \rangle$ [5].

Используя, например, картину диффузного рассеяния вблизи брэгговского рефлекса (200) (рис. 2б), можно оценить среднее расстояние D между центрами выделившихся в результате отжига частиц. Согласно [6] D соответствует периодическому изменению параметра решетки матрицы и может быть оценено из формулы

$$D = a \frac{h \operatorname{tg} \theta}{(h^2 + k^2 + l^2) \delta \theta_1}, \quad (1)$$

где a — параметр решетки матрицы, h, k, l — миллеровские индексы, θ — брэгговский угол (hkl) рефлекса, $\delta \theta_1$ — угловое расстояние между центрами спутников. Можно также оценить средний размер d выделившихся частиц. Согласно [5]

$$d = \frac{\lambda}{2 \delta \theta_2 \cos \theta}, \quad (2)$$

где λ — длина волны рентгеновских лучей, а $\delta\theta_2$ — угловая ширина пары сателлитов в обратном пространстве. Результаты вычислений D и d представлены в таблице, где также рассчитаны объемная доля и концентрация N выделившихся частиц. Полагая, что при распаде сплава образуются частицы стехиометрического состава Cu_2MnAl (сплав Гейслера), зная из рентгеновских данных параметр решетки $a = 5.971 \text{ \AA}$, число атомов Mn на элементарную ячейку $n = 4$ и магнитный момент атома марганца $\mu = 4\mu_B$ [7] для вновь образованной фазы, нетрудно найти средний магнитный момент выделившихся частиц (см. таблицу).

Структурные и магнитные характеристики распавшегося ($T_{ан} = 373 \text{ К}$, $t_{ан} = 5 \text{ ч}$) сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$

Параметры	Рентгеновские данные	Магнитные данные
Средний размер частиц $d, \text{ \AA}$	30 ± 3	32 ± 3
Среднее расстояние между центрами частиц $D, \text{ \AA}$	47 ± 3	51
Средний магнитный момент частицы μ, μ_B	1100 ± 320	1140 ± 150
Концентрация частиц $N, 10^{-8} \text{ см}^{-3}$	8.84	7.34
Объемная доля частиц	0.136	0.126

Статическая намагниченность

Исследования статической намагниченности M при комнатной температуре в магнитных полях до 20 кЭ обнаруживают типичное суперпарамагнитное поведение изучаемого сплава (рис. 3). Действительно, константа анизотропии для массивного сплава Cu_2MnAl при комнатной температуре составляет величину $K = 10^3 \text{ эрг/см}^3$ [8]. Отсюда для магнитной энергии изолированной частицы со средним диаметром $d = 30 \text{ \AA}$ получаем $KV/k_B = 0.16 \text{ К} \ll 300 \text{ К}$ и, следовательно, условие суперпарамагнитного поведения, $KV \ll k_B T$, [1] в рассматриваемом случае выполняется очень хорошо. В приведенных выше оценках V — объем частицы.

При условии $H_A \ll H$, где H_A — поле анизотропии изолированной частицы, полевая зависимость статической намагниченности M ансамбля невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц должна подчиняться формуле Ланжевена, которая для предельных случаев слабых и сильных магнитных полей может быть представлена в виде [1]

$$M = \frac{N\mu^2 H}{2k_B T} \quad \text{при} \quad \frac{\mu H}{k_B T} \ll 1, \quad (3)$$

$$M = N\mu \left(1 - \frac{k_B T}{\mu H} \right) \quad \text{при} \quad \frac{\mu H}{k_B T} \gg 1. \quad (4)$$

Полагая, что при температуре 300 К магнитный момент атома Mn в частицах равен магнитному моменту атома Mn в массивном соединении Cu_2MnAl , что соответствует спонтанной намагниченности $M_s = 500 \text{ Гс}$ [7], например, с использованием формулы

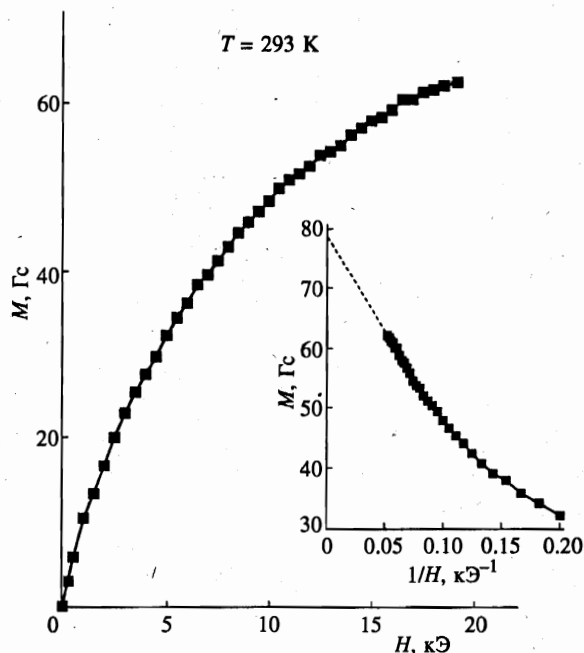


Рис. 3. Статическая намагниченность M распавшегося сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ ($T_{an} = 373 \text{ K}$, $t_{an} = 5 \text{ ч}$) при температуре $T = 293 \text{ K}$

(4) и данных на вставке на рис. 3, нетрудно вычислить магнитный момент частицы μ , ее размер d и концентрацию N . Полученные таким образом величины (см. таблицу) находятся в очень хорошем согласии со значениями, определенными из рентгеновских данных.

Таким образом, подводя итог данной части работы, можно констатировать, что для сплава, состаренного при температуре $T_{an} = 373 \text{ K}$ в течение $t_{an} = 5 \text{ ч}$, характерно возникновение ферромагнитного упорядочения при $T_C = 160 \text{ K}$ и переход в состояние возвратного спинового стекла при температурах $T \leq T_G = 51 \text{ K}$, что ясно видно из данных по динамической восприимчивости (рис. 1б). При комнатной температуре $T = 300 \text{ K} > T_C$ сплав является типичным суперпарамагнетиком, причем значения магнитных моментов выделившихся частиц, их размеры, концентрация и межчастичные расстояния, вычисленные из магнитных и рентгеновских данных, находятся в очень хорошем согласии.

Для того чтобы разобраться в природе перехода из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние были предприняты исследования малоуглового рассеяния нейтронов. Остановимся на них подробнее.

3.2. Малоугловое рассеяние нейтронов

На рис. 4 представлены температурные зависимости интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ после отжига при температуре $T_{an} = 373 \text{ K}$ в течение $t_{an} = 5 \text{ ч}$ для различных векторов рассеяния нейтронов (длина волны нейтронов составляла $\lambda = 8 \text{ \AA}$). Из представленных данных видно, что для малых векторов рас-

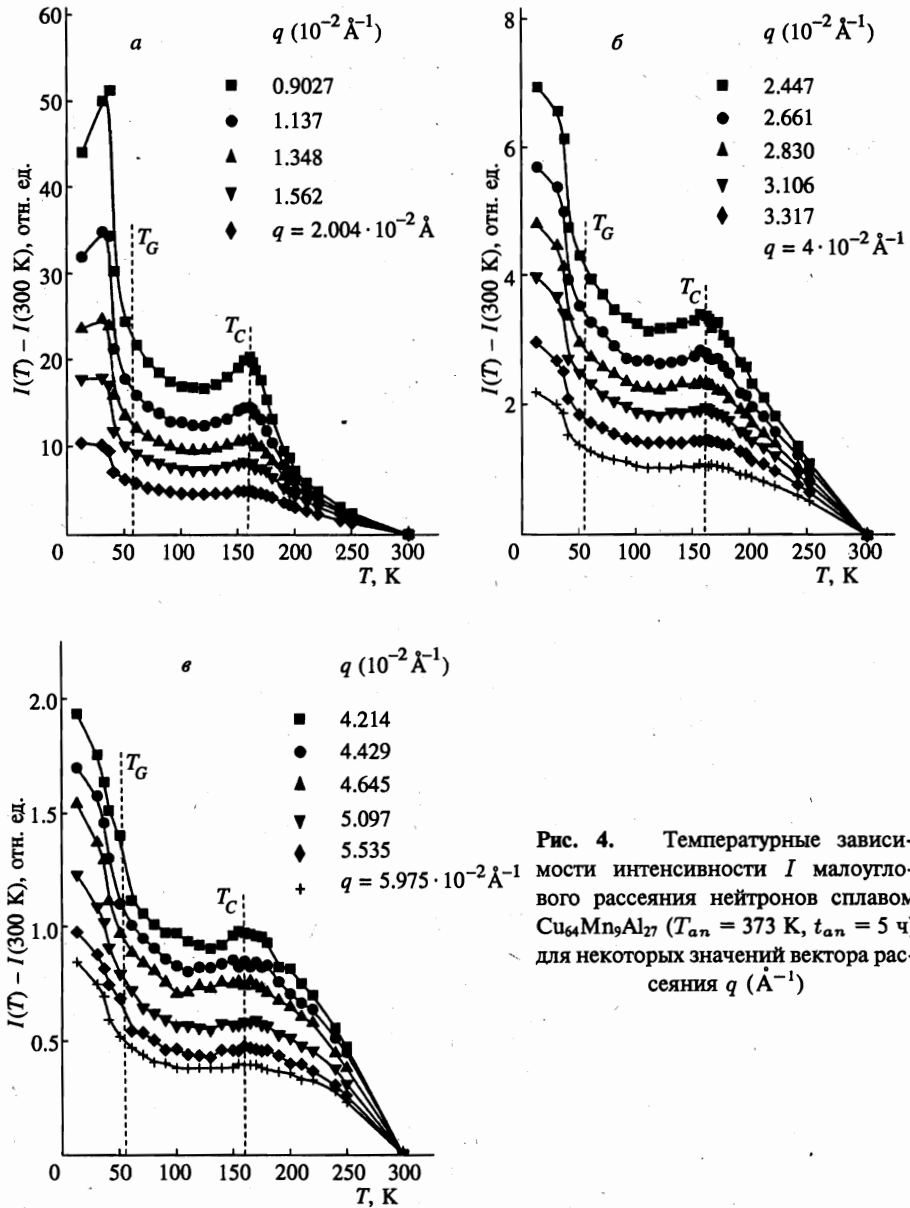


Рис. 4. Температурные зависимости интенсивности I малоуглового рассеяния нейтронов сплавом $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ ($T_{an} = 373 \text{ K}$, $t_{an} = 5 \text{ ч}$) для некоторых значений вектора рассеяния q (Å^{-1})

сеяния отчетливо наблюдается пик критического рассеяния нейтронов при $T_C = 160 \text{ K}$. Ниже T_C интенсивность уменьшается, а затем снова начинает увеличиваться, причем для самых малых векторов рассеяния наблюдается второй, низкотемпературный, пик, весьма типичный для возвратных спиновых стекол (см., например, данные по малоугловому рассеянию нейтронов для $\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x$ [9] или $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x})_{80}\text{P}_{20}$ [10]). Интенсивность I этого рассеяния при температурах ниже T_C имеет довольно сложную зависимость от T и q . Однако в рамках настоящей работы нас, главным образом, интересуют процессы

установления дальнего ферромагнитного порядка в распавшемся сплаве $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ вблизи T_C .

Поскольку, как показано выше, в исследованном сплаве дальний ферромагнитный порядок устанавливается только в распавшемся состоянии, естественно предположить, что в рассматриваемом случае носителями магнетизма являются не магнитные моменты отдельных атомов Mn, а магнитные моменты выделившихся частиц фазы Cu_2MnAl с эффективным магнитным моментом $\mu \approx 10^3 \mu_B$.

В связи с этим приведем некоторые соображения относительно картины критического рассеяния нейтронов. Согласно [2] для взаимодействующих магнитных частиц сечение $S(q)$ рассеяния нейтронов, пропорциональное интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов, можно представить в виде произведения двух функций, соответствующих внутрочастичным и межчастичным корреляциям:

$$S(q) \propto \mu^2 F^2(q, R_1) I(q, R_2),$$

где μ — магнитный момент частицы, $F(q, R_1)$ — ее магнитный формфактор, а $I(q, R_2)$ — функция, связанная с межчастичными кооперативными флуктуациями магнитного момента. Здесь мы пренебрегли критическими флуктуациями намагниченности внутри частиц, поскольку таковые имеют место при гораздо более высоких температурах вблизи $T_C^* \approx 700$ К, как и в массивном сплаве Cu_2MnAl , что гораздо выше наблюдаемой $T_C = 160$ К.

Магнитный формфактор частицы $F(q, R_1)$, который обычно слабо отличается от химического формфактора, получаемого из рентгеновских исследований (см., например, [2]) включает в себя характерную корреляционную длину R_1 . Следует ожидать, что при понижении температуры величина R_1 должна слабо возрастать до величины близкой к размеру частиц $d = 30$ Å, не испытывая аномалий при температуре T_C . В то же время, межчастичная функция $I(q, R_2)$ выражается через функцию Орнштейна — Цернике (см. ниже) и определяется межчастичным корреляционным радиусом R_2 , который в соответствии с [11] и в предположении, что дальний ферромагнитный порядок возникает в системе суперпарамагнитных частиц, должен расходиться при $T \rightarrow T_C^+$. На этом вопросе мы остановимся несколько ниже, а сейчас обсудим температурные зависимости малоуглового рассеяния нейтронов (рис. 4).

Очевидно, при ферромагнитном упорядочении магнитных моментов ансамбля выделившихся в сплаве частиц в отсутствие распределения их межчастичных расстояний и распределения частиц по размерам радиус R_2 ферромагнитных критических флуктуаций вблизи T_C должен удовлетворять условию $R_2 \geq \xi = D - d$, где $\xi \approx 20$ Å — расстояние между поверхностями выделившихся частиц вдоль направления, соединяющего их центры. Другими словами, пик критического рассеяния нейтронов на температурных зависимостях малоуглового рассеяния нейтронов вблизи $T_C = 160$ К должен наблюдаться только для нейтронов с волновыми векторами $q = \xi^{-1} < 0.05$ Å⁻¹. Как видно из рис. 4, такая ситуация действительно имеет место. При $q > 0.04214$ Å⁻¹, что соответствует $\xi < 23.7$ Å, в районе T_C практически отсутствует резкая аномалия критического рассеяния нейтронов. Следует, скорее, говорить о некоторой размытой аномалии, наличие которой можно объяснить тем обстоятельством, что в действительности в результате распада сплава образуется система выделившихся частиц не с определенными выше средними размерами d частиц и межчастичными расстояниями D , а с некоторым их распределением. Именно этим обстоятельством, по нашему мнению, можно

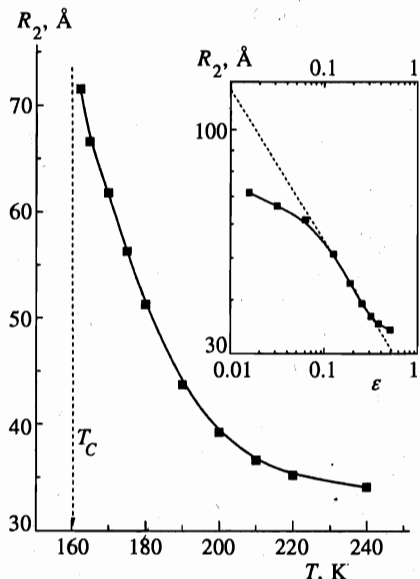


Рис. 5. Температурная зависимость корреляционной длины R_2 ферромагнитных критических флуктуаций, полученная из нейтронных данных в парамагнитной области температур для распавшегося сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ ($T_{an} = 373$ К, $t_{an} = 5$ ч). На вставке: зависимость R_2 от приведенной температуры $\varepsilon = T/T_C - 1$ в двойном логарифмическом масштабе

объяснить наличие очень слабых аномалий на температурных зависимостях интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов вблизи T_C для векторов рассеяния нейтронов $0.04429 < q < 0.7945 \text{ \AA}^{-1}$.

Как указывалось выше, наличие пика интенсивности критического малоуглового рассеяния нейтронов при температуре T_C для малых q определяется расходимостью корреляционного радиуса R_2 в функции $I(q, R_2)$. Эксперимент показывает, что при температурах $T > T_C$ функция $I(q, R_2)$ очень хорошо описывается формулой

$$I(q, R_2) = I_0 + \frac{A}{q^2 + (1/R_2)^2}, \tag{5}$$

где I_0 — фон, включающий в себя, вообще говоря, вклад от ядерного, а также от магнитного рассеяния на суперпарамагнитных частицах. Второе же слагаемое есть хорошо известное соотношение Орнштейна — Цернике [12]. Здесь A — амплитуда, слабо зависящая от температуры. Результаты обработки экспериментальных данных малоуглового рассеяния нейтронов по формуле (5) с использованием процедуры метода наименьших квадратов показали, что фон I_0 практически не зависит от температуры и, следовательно, обусловлен, главным образом, ядерным рассеянием. С помощью описанной процедуры была также определена температурная зависимость корреляционного радиуса R_2 (рис. 5). Из рисунка следует, что при понижении температуры $R_2(T)$ действительно увеличивается, начиная с $R_2 \approx 34 \text{ \AA}$ при температуре 240 К, что сравнимо с величиной $\xi = 20 \text{ \AA}$, до $R_2 \approx 71 \text{ \AA} > D = 50 \text{ \AA}$ вблизи T_C .

Была предпринята попытка описать температурную зависимость R_2 с помощью соотношения

$$R_2 \propto \varepsilon^{-\nu}, \tag{6}$$

где $\varepsilon = (T/T_C - 1)$ — приведенная температура, ν — критический индекс корреляционной длины (радиуса). Как видно из вставки на рис. 5, где приведены соответствующие результаты, соотношение (6) выполняется в довольно узком интервале ε . При

этом значение критического индекса корреляционной длины R_2 составляет величину $\nu = 0.35 \pm 0.1$, что в два раза меньше значения $\nu = 0.7$ для гейзенберговских ферромагнетиков и некоторых возвратных спиновых стекол [13]. Указанное расхождение может иметь место по нескольким причинам. Первая из них — чисто методическая. Для более строгого анализа экспериментальных данных в формуле (5) необходимо использовать значения фона I_0 , измеренного при температурах, более высоких, чем 300 К. Однако сделать это весьма затруднительно, так как структурное и магнитное состояние сплава быстро изменяется со временем при температурах выше комнатной. В то же время оценки показывают, что в формуле (5) учет фона I_0 при температурах 160–300 К приводит к ошибке в определении R_2 не более 10–15%. Это означает, что вблизи T_C полученные значения R_2 не очень отличаются от его истинной величины. С другой стороны, соотношение (6) следует из теории подобия [11], развитой для обычных ферромагнетиков, согласно которой расстояние D между носителями магнетизма (спинами) должно подчиняться неравенству $D \ll R_2$. В рассматриваем же случае вблизи T_C имеем $R_2 \approx 1.5D$ (рис. 5), что указывает на сомнительность применимости соотношения (6) для обработки экспериментальных результатов по малоугловому рассеянию нейтронов.

Резюмируя данную часть работы, можно констатировать, что результаты исследования малоуглового рассеяния нейтронов ясно показывают, что в распавшемся сплаве дальний ферромагнитный порядок возникает в результате ферромагнитного упорядочения в системе макроскопических магнитных моментов ($\mu \approx 1100 \mu_B$), образованных частицами стехиометрической фазы Cu_2MnAl со средними размерами $d = 30 \text{ \AA}$ и средним межчастичным расстоянием $D = 50 \text{ \AA}$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим теперь причины, по которым возможно образование дальнего ферромагнитного порядка при охлаждении системы суперпарамагнитных частиц с гигантскими магнитными моментами. Выполненные в настоящей работе оценки показывают, что при найденных параметрах системы выделившихся частиц (см. таблицу) дипольное межчастичное взаимодействие дает заниженное значение $T_C \approx (6-90) \text{ К}$ температуры Кюри по сравнению с экспериментально найденным. Можно ожидать, что из-за квазирегулярного расположения выделений в матрице сплава основную роль в формировании дальнего ферромагнитного порядка в рассматриваемом случае играет косвенный РККИ-обмен между частицами, как это происходит в многослойных магнитных структурах типа Co/Cu/Co или Fe/Ag/Fe [14]. В последнем случае чередующиеся магнитные и немагнитные слои имеют приблизительно те же толщины, что и найденные в настоящей работе d и ξ . Следует еще раз подчеркнуть, что именно из-за квазирегулярного расположения в матрице сплава $\text{Cu}_{64}\text{Mn}_9\text{Al}_{27}$ выделившихся частиц возможно возникновение дальнего ферромагнитного порядка. Это подтверждается тем обстоятельством, что на поздних стадиях распада сплава в результате процессов коалесценции квазиупорядоченное распределение выделившихся частиц сменяется неупорядоченным. При этом сплав утрачивает свойства ферромагнетиков, а приобретает свойства спиновых стекол [5].

Следует отметить, что в результате распада исследованного выше сплава лишь 35% атомов марганца принимает участие в формировании стехиометрической ферромагнитной фазы Cu_2MnAl . Остальные же атомы по-прежнему остаются растворенными в не-

магнитной матрице. Как подчеркивается в [15], такие «потерянные спины» также могут играть существенную роль в формировании дальнего ферромагнитного порядка в гетерогенных магнитных системах.

Оценки, выполненные выше, показывают, что вблизи T_C ферромагнитный корреляционный радиус лишь не намного превышает межчастичное расстояние. Это свидетельствует о сильной магнитной неоднородности сплава и необычности процессов установления в нем дальнего ферромагнитного порядка. На это указывают также данные по динамической восприимчивости. Действительно, как следует из рис. 1в, при температуре Кюри $T_C = 160$ К не отмечается острой аномалии χ'' . Между тем резкая аномалия χ'' в T_C весьма характерна для большинства обычных ферромагнетиков и возвратных спиновых стекол, в которых ферромагнитный порядок возникает в спиновой системе (см., например, [16]). Данное обстоятельство косвенно подтверждает тот факт, что в рассматриваемом случае дальний ферромагнитный порядок действительно устанавливается не в системе спинов, а в системе выделившихся частиц новой фазы.

Авторы благодарят L. Noirez и J. Teixeira за содействие в проведении измерений малоуглового рассеяния нейтронов на спектрометре PAXE. Один из авторов (И. М.) благодарит M. Hennion за многочисленные плодотворные дискуссии. Другой автор (Г. Т.) признателен лаборатории Леона Бриллюэна за финансовую поддержку во время проведения нейтронных экспериментов.

Литература

1. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1979).
2. C. Bellouard, I. Mirebeau, and M. Hennion, *Phys. Rev. B* **53**, 5570 (1996).
3. В. В. Кокорин, И. А. Осипенко, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 665 (1979); V. V. Kokorin and I. A. Osipenko, *Phys. Stat. Sol. A* **74**, K147 (1982).
4. K. Binder and A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
5. В. В. Кокорин, *Мартенситные превращения в неоднородных твердых растворах*, Наукова думка, Киев (1987).
6. V. Daniel and H. Lipson, *Proc. Roy. Soc. A* **182**, 378 (1943).
7. Р. Бозорт, *Ферромагнетизм*, ИЛИ, Москва (1956) (R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York (1951)).
8. K. Aouagi and M. Sugihara, *J. Phys. Soc. Jap.* **16**, 1027 (1961).
9. H. R. Child, *J. Appl. Phys.* **52**, 1732 (1981); K. Motoya, S. M. Shapiro, and Y. Muraoka, *Phys. Rev. B* **28**, 6183 (1983).
10. M. B. Salamon, A. P. Murani, J. L. Tholence, and J. L. Walter, *Phys. Rev. B* **33**, 7837 (1986).
11. Г. Стенли, *Фазовые переходы и критические явления*, Мир, Москва (1973).
12. Дж. Займан, *Модели беспорядка*, Мир, Москва (1982) (D. Ziman, *Models of Disorder*, Cambridge Academic, Cambridge (1979)).
13. M. Hennion and I. Mirebeau, *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, 1565 (1995).
14. M. Hennion and J. F. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1993).
15. J. C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* **73**, 5957 (1993).
16. Г. А. Такзей, А. М. Костышин, Ю. П. Гребенюк, И. И. Сыч, *ЖЭТФ* **89**, 2181 (1985).