Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 2, с. 121 – 128

Рекордный рост температуры Кюри вплоть до комнатных значений в нецентросимметричном магнетике $Mn_{1-x}Rh_xSi$

С. В. Демишев[+×1)], В. Н. Краснорусский[+], А. Е. Оськин[+*], А. В. Боков[+], И. П. Зибров[+], Д. А. Саламатин[+], А. В. Семено[+×], В. А. Сидоров[+], П. В. Энкович[+], В. В. Бражкин[+], А. В. Цвященко[+]*

[+]*Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

[×]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 ноября 2024 г.
После переработки 22 ноября 2024 г.
Принята к публикации 26 ноября 2024 г.

В широкой области температур 2–300 К в магнитном поле до 9 Тл детально исследованы магнитные свойства твердых растворов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с нецентросимметричной структурой B20, синтезированных при высоких давлениях и температурах (8 ГПа, 1500–1770 К). Для составов из интервла $0.15 \leq x \leq 0.8$ обнаружен аномальный рост температуры Кюри T_C в 8.4–11.5 раз по сравнению с чистым спиральным магнетиком MnSi. Установлено, что T_C увеличивается с концентрацией родия до величин $T_C(x = 0.15) = 244 \pm 4$ К, $T_C(x = 0.4) = 299 \pm 5$ К и $T_C(x = 0.8) = 334 \pm 6$ К. Уникально высокие значения температуры магнитного перехода вплоть до комнатных значений возникают в неупорядоченной ферромагнитной фазе Гриффитса и могут являться следствием спин-флуктуационного механизма усиления магнитного взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0370274X25010184, EDN: JGBFSJ

1. Введение. Магнитные свойства нецентросимметричного магнетика моносилицида марганца, MnSi, имеющего кристаллическую структуру типа B20, определяются сочетанием основного ферромагнитного (ФМ) обмена J и более слабого взаимодействия Дзялошинского–Мории D ($D \ll J$) приводящего к формированию спиральной магнитной структуры с периодом $L \sim aJ/D \sim 18$ нм, значительно превышающей постоянную решетки $a = 4.56$ Å [1, 2]. Для этого материала температура Кюри T_C зависит главным образом от доминирующего ФМ обмена и составляет $T_C \approx 29$ К [3, 4]. Известные из литературы данные по твердым растворам $Mn_{1-x}Me_xSi$ (Me = Fe, Co) показывают, что увеличение концентрации замещающего марганец металла приводит к уменьшению T_C, причем при $x = 0.1-0.15$ достигается полное подавление магнитного перехода ($T_C = 0$) [5–7]. Такое поведение может быть интерпретировано в рамках универсального сценария образования фазы Гриффитса и квантовых критических явлений, обусловленных беспорядком [6, 7].

Поскольку приложение внешнего давления также подавляет магнитный переход у MnSi [8], то введение примесей, реализующих увеличение постоянной решетки (отрицательное химическое давление) может привести к росту T_C. Данный случай соответствует замещению кремния в системах $MnSi_{1-y}Ga_y$ and $MnSi_{1-y}Al_y$, где для концентраций $y(\mathrm{Ga, Al}) \sim 0.04$ наблюдался рост температуры Кюри до ~ 40 К, что соответствует увеличению постоянной решетки на $\Delta a = 0.01$ Å по отношению к исходному MnSi [9]. По-видимому, синтез этих соединений с $y > 0.1$ или затруднен, или невозможен, поэтому остается неясным вопрос о возможной максимальной величине T_C, которая может наблюдаться у таких материалов.

В настоящей работе сообщается об исследовании магнитных свойств новой системы с отрицательным химическим давлением $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в области составов $0.15 \leq x \leq 0.8$. Мы покажем, что замещение марганца родием приводит к гигантскому росту T_C в 8.4–11.5 раз по сравнению с чистым MnSi и для $x = 0.8$ температура Кюри оказывается выше комнатной температуры. Дополнительный интерес к наблюдаемому усилению магнитного взаимодействия придает то обстоятельство, что он наблюдается в неупорядоченной магнитной системе типа фазы Гриффитса.

2. Синтез образцов и методика эксперимента. Для получения поликристаллических образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ была использована методика син-

1)e-mail: demishev@hppi.troitsk.ru

теза в условиях высокого давления [10]. Исходная навеска из высокочистых марганца (99.9 %), родия (99.97 %) и кремния (99.999 %) помещалась в изолирующий контейнер из монокристаллического NaCl, после чего подвергалась одновременному действию давления 8 ГПа и высокой температуры 1500–1700 K в камере типа "Тороид". Рентгеноструктурный анализ показал, что в области составов $0 \leq x \leq 0.9$ образцы кристаллизуются в структуре B20 с постоянной решетки, увеличивающейся с ростом содержания родия и, следовательно, в твердых растворах замещения реализуется случай отрицательного химического давления. Оценка в соответствии с законом Вегарда показывает, что варьирование состава на $\Delta x = 0.1$ изменяет постоянную решетки на $\Delta a = 0.019$ Å. Однородность и стехиометрия образцов контролировались методами сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского микроанализа. Относительные отклонения состава от номинальной химической формулы $Mn_{1-x}Rh_xSi$ не превышали 1 % и, с этой точки зрения, состав образцов находился на том же уровне качества, что и в монокристаллах системы $Mn_{1-x}Fe_xSi$, исследованных ранее [6]. Более подробная информация о синтезе и структуре образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в широком интервале концентраций родия является предметом отдельного сообщения [11]. Магнитные свойства были исследованы с помощью установки PPMS-9 (Quantum Design). Измерялись полевые зависимости намагниченности $M(H,T)$ в магнитном поле до 9 Тл в интервале температур 2–300 K. Отметим, что исследование синтезированных в условиях высокого давления образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ методом нейтронного рассеяния показало полное подавление спиральной магнитной структуры и скирмионной A-фазы уже в области составов $x < 0.05$ [11]. Таким образом, магнитные свойства $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в исследуемом диапазоне $x \geq 0.15$ будут, главным образом, определяться ферромагнитными взаимодействиями.

3. Особенности полевых зависимостей намагниченности у образцов $\mathbf{Mn_{1-x}Rh_xSi}$. Необычность магнитных свойств $Mn_{1-x}Rh_xSi$ состоит в том, что в широком температурном диапазоне, где изменение температуры превышает два порядка величины, намагниченность M следует степенной зависимости от магнитного поля H с показателем степени, меньшим единицы:

$$M(H, T = \text{const}) = A(T) \cdot H^{1-\xi(T)}. \quad (1)$$

Примеры экспериментальных зависимостей для образцов с $x = 0.15$ и $x = 0.8$ и их аппроксимации с помощью формулы (1) приведены на рис. 1, 2

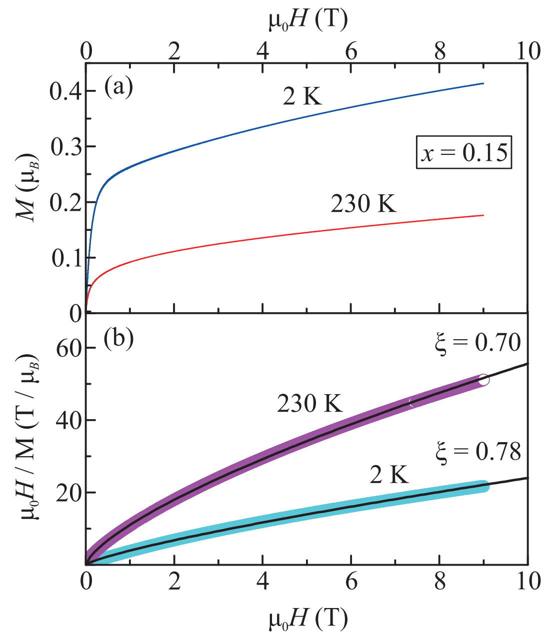

Рис. 1. (Цветной онлайн) Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ (a) и данные $M(H)$ в координатах $H/M = f(H)$ (b) для образца с $x = 0.15$. На панели (b): точки – эксперимент, сплошная линия – аппроксимация с помощью формулы (2). У кривых показаны рассчитанные значения ξ. Ошибка в определении величины показателя степени составляет 0.02. Магнитный момент приведен в единицах магнетона Бора в расчете на формульную единицу в элементарной ячейке

(панели a). Изотермы полевых зависимостей намагниченности удобно представить в виде

$$H/M = f(H) = H^{\xi(T)}/A(T) \quad (2)$$

(см. рис. 1, 2, панели b). Использование координат $H/M = f(H)$ сразу делает очевидным отсутствие линейного по магнитному полю отклика, которое можно описать с помощью магнитной восприимчивости, $M = \chi H$, так как в этом случае отношение H/M в пределе $H \to 0$ должно выходить на конечное значение $H/M = 1/\chi$. Такое поведение не соответствует эксперименту, и в случае $Mn_{1-x}Rh_xSi$ отношение H/M стремиться к нулю при $H \to 0$ в соответствии с формулой (2) (рис. 1, 2, панели b).

Аппроксимация зависимостей $H/M = f(H)$ позволяет найти показатель степени ξ и перестроить экспериментальные данные в спрямляющих координатах $H/M = f(H^{\xi})$. Из рис. 3 и 4 видно, что степенная зависимость (2) хорошо описывает экспериментальную ситуацию, за исключением небольшой области в окрестности начала координат $(\mu_0 H)^{\xi} \leq 0.3\text{T}^{\xi}$ у некоторых кривых, для которых на полевых зависимостях намагниченности наблюдается небольшой

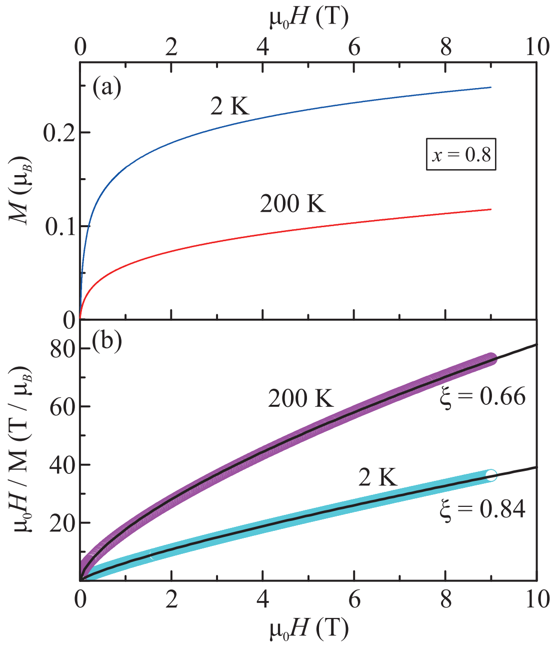

Рис. 2. (Цветной онлайн) Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ (a) и данные $M(H)$ в координатах $H/M = f(H)$ (b) для образца с $x = 0.8$. На панели (b): точки – эксперимент, сплошная линия – аппроксимация с помощью формулы (2). У кривых показаны рассчитанные значения ξ. Ошибка в определении величины показателя степени составляет 0.015. Магнитный момент приведен в единицах магнетона Бора в расчете на формульную единицу в элементарной ячейке

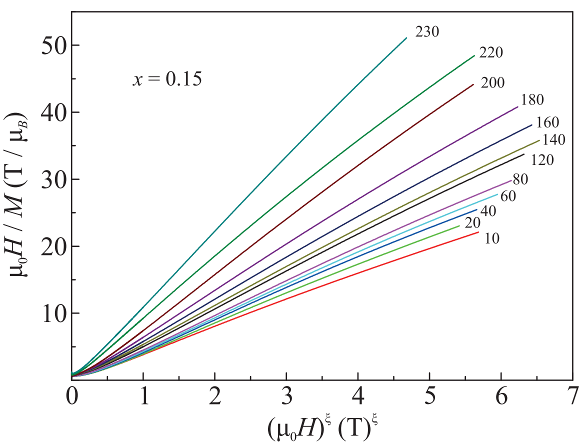

Рис. 3. (Цветной онлайн) Полевые зависимости намагниченности для образца с $x = 0.15$, перестроенные в спрямляющих координатах. Цифры у кривых обозначают температуру в K

гистерезис. Интересно, что линейный участок кривой $H/M = f(H^\xi)$ для образца $x = 0.8$ наблюдается даже при $T = 300\,\text{K}$ (рис. 4). Рассчитанные из аппроксимации экспериментальных данных показа-

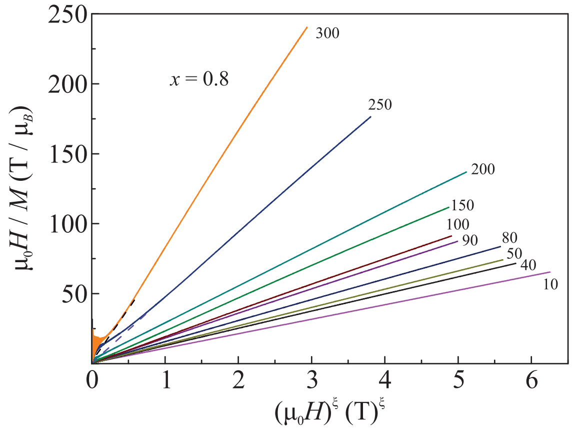

Рис. 4. (Цветной онлайн) Полевые зависимости намагниченности для образца с $x = 0.8$ перестроенные в спрямляющих координатах. Цифры у кривых обозначают температуру в K. Заштрихованная область в окрестности начала координат соответствует магнитному гистерезису в слабом магнитном поле

тели степени $\xi(T)$ для образцов с $x = 0.15$, $x = 0.4$ и $x = 0.8$ приведены на рис. 5. Эти же данные были использованы для построения спрямляющих координат на рис. 3 и 4.

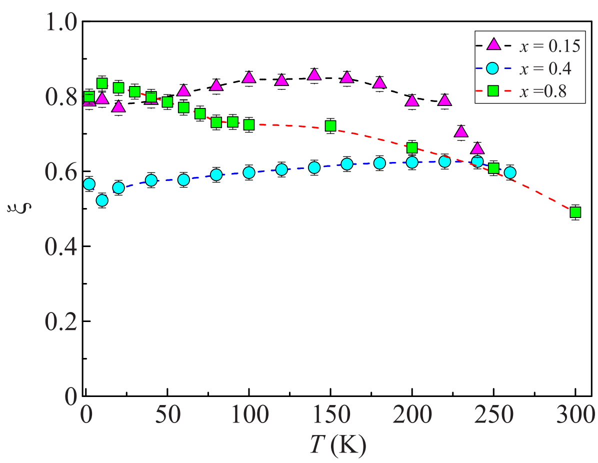

Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурные зависимости показателя степени ξ у образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$

4. Фаза Гриффитса, параметр порядка и оценка температуры Кюри. Степенные зависимости, аналогичные описанным выше, ранее неоднократно наблюдались экспериментально в различных неупорядоченных магнетиках, таких как $Ni_{1-x}V_x$ [12] и $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [13]. При этом показатель степени ξ лежит в пределах $0 < \xi < 1$ и не является универсальным [12, 13]. Сопоставление этих данных с теоретическими результатами [14] позволило авторам [12, 13] связать степенные зависимости намагниченности с образованием фазы Гриффитса, состоящей из ФМ кластеров. В результате, наблюдаемые в широком температурном интервале степенные зависимости намагниченности у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ указывают на их возможную связь с аномалиями гриффитсовского типа. Природа беспорядка в магнитной подсистеме у твердого раствора замещения в системе MnSi–RhSi также очевидна, аналогична случаю $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [6, 7], и связана с замещением магнитного иона марганца немагнитным ионом родия, что также согласуется с интерпретацией особенностей магнитных свойств этого материала в рамках существующих представлений о фазе Гриффитса. Тем не менее, в литературе под фазой Гриффитса в ФМ системе часто понимается и некоторая область температур в окрестности точки Кюри, где зависимость $\chi(T)$ имеет аномальный характер [15]. Поэтому вопрос о применимости парадигмы фазы Гриффитса для описания степенных зависимостей намагниченности в неупорядоченном магнетике требует дополнительного обсуждения.

Прежде всего, следует отметить, что рассматриваемые особенности магнитных свойств $Mn_{1-x}Rh_xSi$ затрудняют корректное определение температуры магнитного перехода. Во-первых, для гриффитсовских систем в парамагнитной фазе затруднено точное определение T_C путем экстраполяции температурной зависимости магнитной восприимчивости из области высоких температур, поскольку эта зависимость может заметно отличаться от закона Кюри–Вейсса [15]. Во-вторых, существование степенных зависимостей намагниченности от магнитного поля в широком температурном интервале делает невозможным использование уравнения состояния ферромагнетика, на котором основано применение координат Белова–Арротта [16] или Аррота–Ноакса [17] для нахождения температурной зависимости спонтанной намагниченности (параметра порядка) в магнитоупорядоченной фазе по изотермам $M(H)$. Действительно, степенная полевая зависимость намагниченности у стандартного ферромагнетика возникает только в точке Кюри, и если равенство $T = T_C$ выполняется, то $M \sim H^{\frac{1}{\gamma/\beta+1}}$ [16, 17]. В теории Ландау критические индексы составляют $\gamma = 1$ и $\beta = 1/2$, что дает универсальный закон $M(T = T_C) \sim H^{1/3}$. Очевидно, что наблюдение не универсальных зависимостей типа (1) в широком температурном интервале, где температура изменяется более чем на порядок, исключает стандартный анализ, основанный на обычном уравнении состояния ФМ фазы.

В работе [12] было высказано предположение том, что коэффициент $A(T)$ может играть роль параметра порядка для неупорядоченной гриффитсовской системы, находящейся в ФМ состоянии. Однако, в [12] эта идея не была подкреплена модельными расчетами или оценками. Вместе с тем, данное положение легко может получить дополнительное обоснование в рамках следующей простой модели.

В общем случае фаза Гриффитса, возникающая в неупорядоченных магнетиках, представляет собой кластерную фазу, причем магнитные свойства кластеров характеризуются дисперсией различных параметров [18]. В такой системе магнитный переход может быть как полностью подавлен (что соответствует возникновению индуцированного беспорядком квантового критического режима), так и происходить при температуре, меньшей значения, соответствующего полностью упорядоченному образцу [14, 18]. Следуя терминологии, предложенной ранее в [12, 13] далее мы будем использовать термин “фаза Гриффитса” для обозначения кластерной фазы с магнитным беспорядком, находящейся не только в парамагнитном, но и в ФМ состоянии.

Для описания намагниченности кластера M, входящего состав магнитной фазы с беспорядком, внешнего магнитного поля H необходимо учитывать локальное поле H_l, создаваемое всеми магнитными кластерами в системе [19, 20],

$$M = M_0\varphi(B_0(T)\cdot(H + H_l)), \quad (3)$$

где функция $\varphi(z)$ задает намагниченность кластера и в общем случае имеет асимптотики $\varphi(z) \approx \alpha\cdot z$ при $z \to 0$, $\varphi(z) \to 1$ при $z \to \infty$. Например в [19, 20] были использованы аппроксимации $\varphi(z) = \tanh(z)$ и $\varphi(z) = L(z)$, соответствующие функции Бриллюэна для спина $S = 1/2$ и функции Ланжевена. В формуле (3) при описании парамагнитной фазы параметр M_0 задает намагниченность насыщения, причем в этом случае для описания магнитных свойств материалов на основе MnSi можно использовать соотношение $B_0 = (\mu^* H)/(k_B(T - T_C))$, где μ^* – эффективный магнитный момент [21]. В неупорядоченном магнетике параметры M_0, B_0 и H_l являются случайными величинами, и результирующий магнитный отклик может быть получен путем усреднения соотношения (3) с учетом соответствующих функций распределения [19].

Предположим, что распределение локальных полей дается степенной функцией

$$w(H_l) = \frac{1-\xi}{2H_m^{1-\xi}|H_l|^{\xi}}, \quad |H_l| \le H_m, \quad \xi < 1, \quad (4)$$

удовлетворяющей условию нормировки

$$\int_{-H_m}^{H_m} w(H_l)dH_l = 1, \tag{4a}$$

а дисперсией M_0 и B_0 можно пренебречь. Тогда магнитный отклик кластерной системы представим в виде

$$M = M_0 \int_{-H_m}^{H_m} w(H_l) \cdot \varphi(B_0 \cdot (H + H_l))dH_l. \tag{5}$$

В случае, когда формула (5) используется для описания парамагнитной фазы, результат зависит от выбранной модельной аппроксимации $\varphi(z)$. Однако, если использовать (5) для описания неупорядоченной ФМ фазы можно положить $B_0 \to \infty$ и, если дополнительно пренебречь эффектами гистерезиса в слабом магнитном поле, то $\varphi(z)$ примет универсальный вид

$$\varphi(z) = \mathrm{sgn}(z). \tag{6}$$

В этом случае формулы (4)–(5) дадут степенную зависимость намагниченности

$$M = M_0(H/H_m)^{1-\xi}, \tag{7}$$

аналогичную наблюдаемой в эксперименте у $Mn_{1-x}Rh_xSi$. Из сравнения с зависимостями (1)–(2) следует, что показатель степени полевой зависимости намагниченности дает информацию о функции распределения локальных полей, а коэффициент A равен $A = M_0/H_m^{1-\xi}$.

В кластерной ФМ фазе M_0 задает спонтанную намагниченность, то есть является параметром порядка, зависящим от температуры по критическому закону

$$M_0 \sim (T_C - T)^\beta \tag{8}$$

с универсальным для данного состава критическим индексом β. Пропорциональность A и M_0 согласуется с отмеченным выше предположением об экспериментальном нахождении параметра порядка, сделанным ранее в работе [12]. Однако в рассматриваемой модели в температурную зависимость $A(T)$ может вносить вклад комбинация $H_m^{1-\xi}$. Из рисунка 5 видно что температурная зависимость показателя степени $\xi(T)$ не имеет критического поведения, поэтому дополнительный вклад в критическую температурную зависимость $A(T)$ может вносить только величина H_m. Формально этот параметр вводится для того, чтобы удовлетворить условию нормировки (4a), так как соответствующий интеграл расходится на верхнем пределе и, в принципе, может не обладать зависимостью от температуры. Если же предположить существенную температурную зависимость поля обрезки, имеющую физический смысл, то необходимо предположить, что величина H_m задает диапазон актуальных локальных полей, в котором будет выполняться степенная зависимость (7). Локальные поля, в свою очередь, связаны с намагниченностью кластеров в фазе Гриффитса, которая убывает при $T \to T_C$ согласно формуле (8). В результате разброс локальных полей будет уменьшаться, а не увеличиваться. Поэтому при приближении к температуре Кюри из области существования ФМ фазы в рамках рассматриваемой "физической" интерпретации параметр H_m должен убывать, что должно приводить к росту величины $A(T \to T_C)$. Такое поведение противоречит эксперименту, поскольку с увеличением температуры наклон прямых в координатах $H/M = f(H^\xi)$ увеличивается, что соответствует возрастанию A^{-1} и, следовательно, уменьшению A (рис. 3, 4). Таким образом, сопоставление предложенный модели с экспериментом показывает, что основной вклад в температурную зависимость $A(T)$ вносит температурная зависимость параметра порядка, а не H_m или ξ.

Данные $M_0(T)$, полученные в предположении $M_0(T) \sim A(T)$ для образцов с $x = 0.15$, $x = 0.4$ и $x = 0.8$ приведены на рис. 6 (основная панель). Аппроксимация с помощью формулы (8) в диапазоне $T > 100$ K позволила оценить температуру Кюри и значения критического индекса (сплошные линии на рис. 6). Найдено, что показатель степени β увеличи-

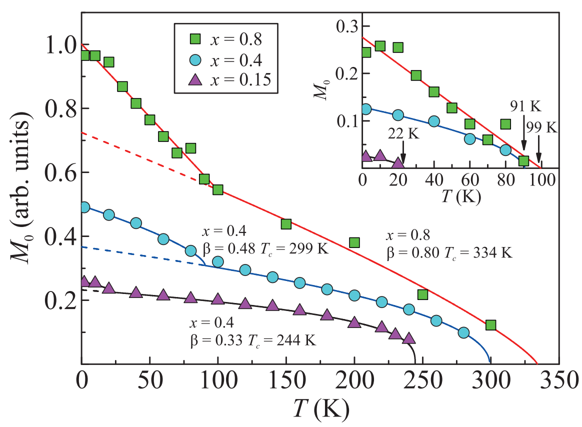

Рис. 6. (Цветной онлайн) Параметр порядка в ФМ кластерной фазе Гриффитса для образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ различного состава. На основной панели приведены значения критического индекса β и температуры Кюри. На вставке показан низкотемпературный вклад. Подробности в тексте

вается с ростом x от $\beta = 0.33 \pm 0.01$ для состава с $x = 0.15$ до $\beta = 0.48 \pm 0.01$ и $\beta = 0.80 \pm 0.03$ для составов с $x = 0.4$ и $x = 0.8$ соответственно. Температура Кюри также увеличивается при увеличении содержания родия в твердом растворе и может быть оценена как $T_C(x = 0.15) = 244 \pm 4$ K, $T_C(x = 0.4) = 299 \pm 5$ K и $T_C(x = 0.15) = 334 \pm 6$ K (рис. 6). Таким образом, уже при $x = 0.15$ температура Кюри увеличивается в 8.4 раза, а для составов с $x = 0.4$ и $x = 0.8$ переход в ФМ состояние происходит при комнатной температуре или при температуре, превышающей комнатную. Этот результат наглядно иллюстрирует рис. 7, на котором приведена фотография образца $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0.8$ удерживаемого постоянным магнитом при комнатной температуре.

Рис. 7. (Цветной онлайн) Образец $Mn_{0.2}Rh_{0.8}Si$, удерживаемый постоянным магнитом при комнатной температуре. (a) – Общий вид магнита с образцом (образец отмечен красным кружком). (b) – увеличенное изображение

Интересно, что для $T < 100$ K на кривых $M_0(T)$ возникает новый участок низкотемпературного роста, наиболее выраженный для образцов с $x = 0.4$ и $x = 0.8$ (рис. 6). Выделить эту особенность можно путем экстраполяции зависимости (8) из области высоких температур, с последующим вычитанием полученной таким образом базовой линии (пунктир на рис. 6, основная панель). Результат такой обработки экспериментальных данных показан на вставке на рис. 6. Видно, что для $x = 0.15$ низкотемпературная особенность возникает при ~ 22 K, а для $x = 0.4$ и $x = 0.8$ при ~ 90–100 K. Нельзя исключить, что введение родия в матрицу MnSi приводит к образованию нескольких ФМ фаз. Природа и характеристики низкотемпературной ФМ фазы у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ являются предметом самостоятельного исследования, результаты которого будут опубликованы отдельно.

5. Обсуждение результатов. Возможные механизмы увеличения температуры Кюри у $Mn_{1-x}Rh_xSi$. Наблюдаемый эффект роста T_C является весьма необычным и требует обсуждения возможных механизмов ФМ взаимодействий, ответственных за это явление. Прежде всего, оценим возможное влияние отрицательного химического давления. Само по себе давление, как положительное, так и отрицательное, не вносит дополнительного магнитного беспорядка и оказывает влияние через различные микроскопические параметры, определяющие магнитное состояние. В случае MnSi внешнее (положительное) давление подавляет магнитный переход и индуцирует появление квантовой критической точки, не связанное с гриффитсовским сценарием. Однако на практике, отрицательное давление имеет химическую природу и реализуется путем введения различных примесей, увеличивающих постоянную решетки. При этом одновременно в систему вносится структурный и магнитный беспорядок. При таком отрицательном химическом давлении будут одновременно действовать как фактор роста T_C (поле деформаций, увеличивающих постоянную решетки), так и гриффитсовский механизм уменьшения температуры магнитного перехода. Оценим вначале возможный эффект влияния отрицательного давления у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ без учета беспорядка. Экстраполируя результаты работы [9] с учетом структурных данных, полученных в настоящем исследовании несложно получить оценку температур Кюри ~ 67 K, ~ 106 K и ~ 182 K для образцов с $x = 0.15$, $x = 0.4$ и $x = 0.8$ соответственно. Поскольку в этом случае была использованы результаты [9] для составов с низкой концентрацией легирующих элементов, то найденные величины T_C следует рассматривать как оценку сверху, так как магнитный беспорядок, ведущий к образованию фазы Гриффитса, в общем случае уменьшает температуру Кюри. Таким образом, эффект отрицательного химического давления, хотя и “работает в правильном направлении”, не может объяснить наблюдаемые значения T_C, поскольку предсказывает значения, которые, по крайней мере, оказываются в 3.6–1.8 раза меньшими экспериментальных величин (рис. 6).

В настоящее время существует несколько моделей магнетизма MnSi. Исторически первой была спин-флуктуационная теория Мории, которая относит MnSi к классу слабых зонных магнетиков, у которых спиновая плотность распределена по всей элементарной ячейке [22]. В этом случае выражение для T_C, найденное в [22], приводит к следующей оценке для температуры ФМ перехода: $T_C(x)/T_C(0) \sim$

$\sim \left((M(x,T\rightarrow)g_F(0))/(M(0mT\rightarrow 0)g_F(x))\right)^{3/4}$, где $M(x,T\rightarrow 0)$ соответствует намагниченности насыщения в расчете на формульную единицу в элементарной ячейке при нулевой температуре в ФМ состоянии и $g_F(x)$ – плотность состояний на уровне Ферми. Из литературных данных известно для диапазона $\mu_0 H < 9$ Тл, что у чистого MnSi отсутствует низкотемпературное насыщение магнитного момента [6, 8, 13] и общепринятой является оценка $M(x = 0, T\rightarrow 0) \sim 0.3\mu_B$. Из рисунков 1, 2 видно, что этот параметр у $\mathrm{Mn}_{1-x}\mathrm{Rh}_x\mathrm{Si}$ не может радикально отличаться от исходного для моносилицида марганца и, следовательно, $M(x,T\rightarrow 0)/M(0,T\rightarrow 0)\sim 1$. Таким образом, в рамках классической теории Мории основной эффект должен быть связан с изменением плотности состояний. Тогда для $T_C(x)/T_C(0)\sim \sim 8.4-11.5$ фактор перенормировки плотности состояний будет $g_F(x)/g_F(0)\sim 0.04-0.06$, т.е. этот параметр должен измениться в 17–25 раз в исследуемом диапазоне концентраций родия. Такая возможность представляется нам маловероятной. Тем не менее, следует обратить внимание на то, что максимальное увеличение T_C наблюдается в образце с 20 % магнитного иона Mn. При этом полная намагниченность на элементарную ячейку сохраняется на том же уровне, что и исходном MnSi. Поэтому в рамках зонного механизма может возникать перераспределение электронной плотности, приводящее, например, к увеличению амплитуды магнитного момента в окрестности иона марганца, что в принципе, может привести к росту температуры Кюри. Однако у $\mathrm{Mn}_{0.2}\mathrm{Rh}_{0.8}\mathrm{Si}$ расстояние между такими магнитными центрами с увеличенным магнитным моментом будет больше по сравнению с чистым MnSi и, следовательно, это обстоятельство будет работать против увеличения температуры магнитного перехода. В результате, зонный механизм не может быть окончательно исключен из рассмотрения, но корректная оценка изменения температуры Кюри в этом случае требует проведения дополнительных исследований.

Теория зонного магнетизма сталкивается с принципиальными трудностями при количественном описании полевых зависимостей намагниченности у MnSi. Для разрешения этой проблемы была предложена спин-поляронная модель [23]. Согласно этой модели магнитный момент у MnSi локализован на ионах марганца, что находится в согласии с результатами LDA расчетов. Зонные электроны экранируют локализованные магнитные моменты (ЛММ) марганца и образуют квазисвязанные состояния из нескольких ЛММ и электронов, спины которых ориентированы противоположно. В такой модели объясняются как особенности полевой зависимости намагниченности, так и редукция момента насыщения до экспериментальных значений ~ 0.3–$0.4\,\mu_B$/Mn. Спиновые флуктуации также получают естественное объяснение, поскольку их можно связать с электронными переходами между квазисвязанными состояниями и состояниями зонного континуума. Основное ФМ взаимодействие является следствием РККИ обмена [24] с величиной J порядка нескольких миллиэлектронвольт. Таким образом, для увеличения T_C до наблюдаемых у $\mathrm{Mn}_{1-x}\mathrm{Rh}_x\mathrm{Si}$ значений величина обменной энергии должна увеличится не менее чем в 8–10 раз, что также представляется весьма нетривиальным.

Не исключено, что наиболее подходящими для описания механизма усиления ферромагнетизма могут оказаться результаты, полученные в [25, 26]. В этих работах рассматривалась полупроводниковая матрица кремния, содержащая включения интерметаллидов $\mathrm{Mn}_x\mathrm{Si}_y$, которые описываются как нанометровые кластеры с сильными спиновыми флуктуациями. Дополнительно постулируется наличие дефектов, локализующих магнитные возбуждения. В результате исходная температура Кюри, определяемая РККИ взаимодействием $T_{CRKKI}\sim 10$ К перенормируется спиновыми флуктуациями, и результирующая температура Кюри T_C может быть оценена как $T_C \sim \sqrt{T_{RKKY}\cdot W}$, где $W \sim 10^4$ К – ширина электронной зоны [25, 26]. Легко видеть, что такой механизм дает $T_C \sim 300$ К, что хорошо согласовывалось с экспериментальными данными для кремниевой матрицы [26]. Интересно, что в недавней работе [27] была исследована матрица германия с внедренным марганцем. Оказалось, что в области составов с 10 % марганца величина T_C составляла ~ 300 К, что хорошо согласуется как с теоретическими оценками, так и с экспериментальными результатами, полученными ранее для кремниевой матрицы. Кроме того, следует упомянуть результаты исследования [28], согласно которым введение марганца в матрицу GaSb приводит к появлению магнитных кластеров с $T_C \sim 280$ К. В результате, мы предполагаем, что данный спин-флуктуационный механизм усиления магнитного обмена может оказаться наиболее перспективным для описания магнетизма у $\mathrm{Mn}_{1-x}\mathrm{Rh}_x\mathrm{Si}$, поскольку не имеет ограничений на рост T_C присущих другим известным механизмам магнитного обмена и может легко преодолеть эффект уменьшения температуры Кюри, связанной с магнитным беспорядком и образованием фазы Гриффитса. Тем не менее, для решения вопроса о применимости модели, предложенной в [25, 26], для описания магнетизма

$\mathrm{Mn}_{1-x}\mathrm{Rh}_x\mathrm{Si}$ требуется проведение дополнительных теоретических исследований.

6. Заключение. В настоящей работе мы показали, что введение родия в моносилицид марганца приводит в образованию нецентросимметричного твердого раствора замещения $\mathrm{Mn}_{1-x}\mathrm{Rh}_x\mathrm{Si}$, характеризующегося сильным ростом T_C по отношению к чистому MnSi. В диапазоне концентраций $x = 0.15-0.8$ температура Кюри увеличивается в 8.4–11.5 раз и для $x = 0.8$ превышает комнатную, достигая значения ~ 334 К. Анализ экспериментальных данных показывает, что в генезисе аномальных магнитных свойств $\mathrm{Mn}_{1-x}\mathrm{Rh}_x\mathrm{Si}$ важную роль играют эффекты магнитного беспорядка, приводящие к возникновению ферромагнитной кластерной фазы Гриффитса. Вероятно, что аномальное увеличение T_C может быть связано со спин-флуктуационным механизмом усиления РККИ взаимодействия.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда # 22-12-00008.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Tavrin, and M. Kohgi, Phys. Rev. B **16**(11), 4956 (1977).
2. P. Bak and M. H. Jensen, J. Phys. C **13**, L881 (1980).
3. S. V. Grigoriev, V. A. Dyadkin, E. V. Moskvin, D. Lamago, Th. Wolf, H. Eckerlebe, and S. V. Maleev, Phys. Rev. B **79**, 144417 (2009).
4. M. Janoschek, M. Garst, A. Bauer, P. Krautscheid, R. Georgii, P. Böni, and C. Pfleiderer, Phys. Rev. B **87**, 134407 (2013).
5. A. Bauer, A. Neubauer, C. Franz, W. Münzer, M. Garst, and C. Pfleiderer, Phys. Rev. B **82**, 064404 (2010).
6. S. V. Demishev, I. I. Lobanova, V. V. Glushkov, T. V. Ischenko, N. E. Sluchanko, V. A. Dyadkin, N. M. Potapova, and S. V. Grigoriev, JETP Lett. **98**(12), 829 (2013).
7. A. K. Mishra, S. S. Samatham, M. T. F. Telling, A. D. Hillier, M. R. Lees, K. G. Suresh, and V. Ganesan, Phys. Rev. B **107**, L100405 (2023).
8. С. М. Стишов, А. Е. Петрова, УФН **187**, 1365 (2017).
9. C. Dhital, M. A. Khan, M. Saghayezhian, W. A. Phelan, D. P. Yang, R. Y. Jin, and J. F. DiTusa, Phys. Rev. B **95**, 024407 (2017).
10. L. Khvostantsev, V. Slesarev, and V. Brazhkin, High Press. Res. **24**, 371 (2004).
11. V. N. Krasnorussky, A. V. Bokov, Z. N. Volkova, A. P. Gerashchenko, N. M. Chtchelkatchev, M. V. Magnitskaya, D. O. Skanchenko, E. V. Altynbaev, I. V. Alferev, D. A. Salamatin, V. A. Sidorov, A. V. Semeno, V. V. Brazhkin, and A. V. Tsvyashchenko, Phys. Rev. Materials **8**, 124405 (2024).
12. R. Wang, A. Gebretsadik, S. Ubaid-Kassis, A. Schroeder, T. Vojta, P. J. Baker, F. L. Pratt, S. J. Blundell, T. Lancaster, I. Franke, J. S. Möller, and K. Page, Phys. Rev. Lett. **118**, 267202 (2017).
13. S. V. Demishev, A. N. Samarin, J. Huang, V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, N. E. Sluchanko, N. M. Chubova, V. A. Dyadkin, S. V. Grigoriev, M. Yu. Kagan, J. Vanacken, and V. V. Moshchalkov, JETP Lett. **104**(2), 116 (2016).
14. D. S. Fisher, Phys. Rev. B **51**(10), 6411 (1995).
15. A. K. Pramanik and A. Banerjee, Phys. Rev. B **81**, 024431 (2010).
16. С. В. Вонсовский, *Магнетизм: магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро-, и ферримагнетиков*, Наука, М. (1971), с. 427.
17. A. Arrott and J. E. Noakes, Phys. Rev. Lett. **19**(14), 786 (1967).
18. A. J. Bray, Phys. Rev. Lett. **59**(5), 586 (1987).
19. V. N. Krivoruchko, M. A. Marchenko, and Y. Melikhov, Phys. Rev. B **82**, 064419 (2010).
20. R. Pahari, B. Balamurugan, R. Pathak, M. C. Nguyen, S. R. Valloppilly, R. Skomski, A. Kashyap, C.-Z. Wang, K.-M. Ho, G. C. Hadjipanayis, and D. J. Sellmyer, Phys. Rev. B **99**, 184438 (2019).
21. S. V. Demishev, T. V. Ishchenko, and A. N. Samarin, Low Temp. Phys. **41**(12), 971 (2015).
22. T. Moriya, *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo (1985).
23. С. В. Демишев, УФН **194**, 24 (2024).
24. V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, V. Yu. Ivanov, V. V. Voronov, V. A. Dyadkin, N. M. Chubova, S. V. Grigoriev, and S. V. Demishev, Phys. Rev. Lett. **115**, 256601 (2015).
25. V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, S. Caprara, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **83**, 035201 (2011).
26. B. A. Aronzon, V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, V. V. Tugushev, S. Caprara, V. V. Podolskii, V. P. Lesnikov, A. Lashkul, R. Laiho, R. R. Gareev, N. S. Perov, and A. S. Semisalova, Phys. Rev. B **84**, 075209 (2011).
27. Z. Xie, G. Meng, L. Wen, Z. Zhao, H. Sun, H. Qin, D. Pan, H. Wang, D. Wei, and J. Zhao, Phys. Rev. B **109**, 024407 (2024).
28. M. V. Kondrin, S. V. Popova, V. P. Gizatullin, O. A. Sazanova, N. V. Kalyaeva, A. G. Lyapin, V. V. Brazhkin, S. A. Gudoshnikov, and Yu. V. Prokhorova, JETP Lett. **84**(4), 195 (2006).