

УДК 538.9

ФРАКТАЛЬНЫЕ ДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ МОНОГЕРМАНИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ $Mn_{1-x}Fe_xGe$, СИНТЕЗИРОВАННЫХ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

© 2020 г. Е. Г. Яшина^{a, b, c, *}, Е. В. Алтынбаев^{a, b, c}, Л. Н. Фомичева^c,
А. В. Цвященко^c, С. В. Григорьев^{a, b, c}

^aПетербургский институт ядерной физики,

НИЦ “Курчатовский институт”, Гатчина, 188300 Россия

^bСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

^cИнститут физики высоких давлений, Троицк, Москва, 142190 Россия

*e-mail: iashina_eg@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 20.02.2019 г.

После доработки 11.03.2019 г.

Принята к публикации 20.03.2019 г.

Исследована мезоструктура моногерманидов переходных металлов $Mn_{1-x}Fe_xGe$ с $x = 0.0–1.0$ методами малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) и ультра МУРН. Показано, что при всех концентрациях x главным вкладом в интенсивность рассеяния является рассеяние на кристаллитах с резкой границей и размером порядка 1–10 мкм, которое описывается функцией квадрированного лоренциана. Кроме этого, обнаружен дополнительный вклад в интенсивность рассеяния, который является результатом рассеяния на ансамблях дефектов. Наличие этого вклада в интенсивности рассеяния характерно при рассеянии на соединениях с большим содержанием Mn и описывается степенной функцией с показателем $n = 3$. Дополнительное рассеяние, характерное для соединений, обогащенных Fe, описывается экспоненциальной функцией и, по-видимому, также является частью рассеяния на кристаллитах.

Ключевые слова: малоугловое рассеяние нейтронов, дефекты, фрактальная структура, моногерманиды переходных металлов, синтез под высокими давлением и температурой.

DOI: 10.31857/S1028096020050209

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач в физике конденсированного состояния является поиск взаимосвязей между изменениями в структуре кристаллов и свойствами материалов. В реальных твердых телах всегда присутствуют дефекты, которые зачастую формируют иерархическую структуру, изменяющуюся в процессе деформирования кристаллов. Эти изменения могут быть классифицированы как пластическая деформация и накопление дефектов. Накопление дефектов включают в себя их зарождение, развитие и взаимодействие на структурных уровнях различного масштаба, а также взаимодействие между этими уровнями. Увеличение плотности дефектов при деформации приводит к тому, что начинают проявляться коллективные свойства: устанавливается когерентная связь (корреляция) в ансамбле дефектов, что повышает энергию системы, а, следовательно, вынуждает ее стремиться к относительно минимуму полной энергии, что формирует дислокационные субструктуры [1]. Установление

когерентной связи в ансамбле дефектов одного структурного уровня приводит к автолокализованному образованию, играющему роль исходного структурного элемента на более высоком уровне. Так, хаотические дислокационные структуры могут приводить к клубковым субструктурам, которые, в свою очередь, переходят в ориентированные ячейки. Иногда рассматривают иной сценарий каскадного перехода: разориентированные ячейки – полосовые структуры – субструктуры с непрерывной разориентацией. Формирование дислокационных субструктур отражает признаки самоорганизации дислокационных ансамблей [2]. Следствием установления иерархической соподчиненности структурных переходов является фрактальная структура распределения термодинамического потенциала дислокационного ансамбля в конфигурационном пространстве. Фрактальность системы коренным образом изменяет ее термодинамические и кинетические свойства. Это обусловлено разбиением конфигурационного пространства на множество областей, каждой

из которых отвечает свой статистический ансамбль. В результате определение средних производится в два этапа: сначала усреднением по чистому ансамблю данной долины, а затем — по ансамблю долин. Данный процесс удобно представить, как движение по узлам иерархического дерева Кейли, отвечающим долинам, к его стволу, причем роль времени играет величина пластической деформации [3, 4].

Кроме того, только в рамках фрактальной идеологии возможно последовательное описание ансамблей дефектов и скоплений микротрещин, в том числе и их пространственной организации. Наблюдение и взаимосвязь самих многомасштабных структур затруднительно, но возможно с помощью метода малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН). МУРН — универсальный и эффективный метод для решения подобных вопросов и широко применяется в исследованиях в области физики конденсированного состояния. В отличие от микроскопии, с помощью методов рассеяния нейтронов анализируется весь объем образца, что делает эти методы совершенно необходимыми для изучения трехмерных объектов. МУРН является одним из наиболее информативных методов изучения строения вещества на надатомных уровнях (от единиц нанометров до десятков микрометров). Из-за отсутствия у нейтрона электрического заряда, метод МУРН является неразрушающим и глубокопроникающим. Исследования с применением МУРН охватывают чрезвычайно широкий класс объектов: от структуры белков и вирусов в биологии, медицине и фармакологии до полимерных нанокомпозитных материалов, эмульсий и микроэмульсий в химии; от несоразмерных магнитных структур и критических флуктуаций при фазовых превращениях в физике конденсированных сред до фрактальных структур гранулированных материалов в материаловедении и металлургии и минералов в геологии [5–14].

Согласно концепции малоуглового рассеяния нейтронов на фрактальном объекте, интенсивность рассеяния нейтронов в зависимости от модуля вектора переданного импульса выражается как

$$I = \frac{A}{(1 + (Q\xi)^2)^{n/2}}, \quad (1)$$

где A — амплитуда рассеяния, ξ — корреляционная длина рассеивающего объекта, параметр n отвечает за его фрактальные свойства. При $n = 4$ уравнение (1) дает классический случай рассеяния на нефрактальных трехмерных неоднородностях [7, 8], где рассеивающий объект представляет собой двухфазную систему с распределенными случайным образом частицами различной формы со средним размером ξ в однородном растворе

или материале. При $4 > n > 3$ уравнение (1) описывает рассеяние на поверхностных фракталах, представляющих собой частицу с плотным нефрактальным ядром, которое окружает фрактальный слой (фрактальная поверхность), при стремлении $n \rightarrow 3$ размер плотного ядра уменьшается, и когда $n = 3$ ядро исчезает, поверхностный фрактал превращается в логарифмический. Далее при $3 > n > 2$ логарифмический фрактал переходит в объемный фрактал, который соответствует классическому представлению во фрактальной геометрии о самоподобном объекте, повторяющем свое геометрическое строение при любых масштабах. Размерность Хаусдорфа объемного фрактала D_H совпадает с полученным при рассеянии на нем параметром n в уравнении (1). При $n = 2$ уравнение (1) соответствует случаю рассеяния на двумерных нефрактальных объектах, иными словами, на плоских частицах со средним размером ξ .

В настоящей работе приведены результаты исследования методом МУРН и ультра МУРН мезоструктуры серии образцов $Mn_{1-x}Fe_xGe$, выращенных при высоком давлении и высокой температуре. Стоит отметить, что кроме структурного интереса к кристаллам, полученных в экстремальных условиях, интерес к данному соединению высок еще и потому, что моногерманиды переходных металлов с кристаллографической структурой типа B20 обладают уникальными магнитными свойствами [11–15]. Геликоидальный магнитный порядок в этих соединениях, обусловлен сосуществованием сильного изотропного ферромагнитного взаимодействия и антисимметричного взаимодействия Дзялошинского-Мория (модель Бака-Йенсена [16]), вызванного нарушением инверсионной симметрии в расположении атомов в кристалле. Период спиновой спирали в них меняется в зависимости от концентрации переходного металла от нескольких единиц до нескольких сотен нанометров [17]. Модель Бака-Йенсена хорошо описывает магнитные свойства соединений на основе FeGe [11, 18], однако первопринципные расчеты для описания магнитной структуры соединения MnGe [19, 20] приводят к явному противоречию с экспериментальными данными и, таким образом, не подтверждают применимости модели Бака-Йенсена для соединения MnGe.

Ранее методом малоуглового рассеяния нейтронов исследована мезоструктура соединения $Mn_{1-x}Co_xGe$ в широком диапазоне концентраций $x = 0.0–0.95$ [10]. Экспериментальные зависимости $I(Q)$, полученные для всего ряда образцов в диапазоне переданных импульсов ($6 \times 10^{-2} \text{ нм}^{-1} < Q < 2.5 \text{ нм}^{-1}$), описываются степенной зависимостью Q^{-n} с показателем $n = 2.99 \pm 0.02$, который несет информацию о фрактальных свой-

ствах исследуемой системы. Полученная зависимость свидетельствует о том, что в надатомной структуре образцов доминирует ансамбль дефектов, описываемый логарифмической пространственной корреляционной функцией. Интересно отметить, что в изоструктурном соединении FeGe такие дефекты отсутствуют, то есть экспериментальные зависимости интенсивности хорошо описываются выражением Q^{-n} с показателем $n = 4.1 \pm 0.1$, демонстрирующим наличие кристаллитов с однородным распределением плотности внутри него и резкой границей, характеризующей поверхность. Предполагается, что при нормальном давлении в соединениях $Mn_{1-x}Co_xGe$ дефекты формируют структуру в виде логарифмического фрактала. Такой вид фрактала соответствует особому типу самоподобия с аддитивным законом масштабирования, а не мультипликативным, как в случае объемного фрактала [5, 10].

В настоящей работе исследован ряд твердых растворов $Mn_{1-x}Fe_xGe$, синтезированных под давлением, методом МУРН в широком интервале переданных импульсов [10^{-4} – 10^{-1}] Å⁻¹ с целью проследить эволюцию морфологии неоднородностей и дефектов при изменении от концентрации растворов. Показано, что в экспериментах по МУРН на образцах $Mn_{1-x}Fe_xGe$ при всех концентрациях x главный вклад в интенсивность рассеяния дает рассеяние на кристаллитах с резкой и четкой границей и размером порядка 1–10 мкм, которое описывается степенной функцией $I \sim Q^{-n}$ с показателем $n = 4$. Кроме того, можно выделить вклад, который является результатом рассеяния на ансамблях дефектов, которые характеризуются степенной функцией Q^{-n} с показателем $n = 3$ и соответствует логарифмической пространственной корреляционной функции дефектов. Это рассеяние особенно заметно для соединений с большой концентрацией Mn.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОД ИХ СИНТЕЗА

Образцы твердых растворов квазибинарного соединения $Mn_{1-x}Fe_xGe$ ($x = 1.0$ – 0.0 , с шагом 0.1) с кубической структурой типа B20 были синтезированы при давлении порядка 8 ГПа. Для генерации высокого давления использовались камеры типа “тороид” [21]. Поскольку фазовые диаграммы MnGe и FeGe сильно различаются [22–24], синтез для каждого из смешанных соединений проводился при разных температурах. Для достижения высоких температур использовался косвенный нагрев, который заключается в использовании трубчатого нагревателя NaCl, внутри которого располагается защитный контейнер и смесь исходных компонентов. Смесь плавится пропусканием через нее электрического тока. Мощность, при которой происходит плавление,

фиксируется. Затем смесь остужается до комнатной температуры и происходит кристаллизация образцов. После этого при атмосферном давлении проводился рентгенофазовый анализ (РФА) с целью определения фазового состава образцов. Выбор условий синтеза проводился по результатам РФА путем изменения мощности нагревателя при одном и том же давлении и составе. Процедура синтеза при различных условиях проводилась до тех пор, пока РФА обнаруживал заметное содержание примеси в образце. Следовательно, для каждого состава подбирается свой температурный режим, при котором образец оказывается с максимальным содержанием фазы B20. Синтез образцов моногерманидов переходных металлов является непростой задачей: чтобы получить один образец с подавляющим количеством (около 99%) фазы с кубической структурой типа B20, предварительно проводится по 3–5 процессов синтеза.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО МАЛОУГЛОВОМУ РАССЕЙНИЮ НЕЙТРОНОВ НА ОБРАЗЦАХ $Mn_{1-x}Fe_xGe$

Эксперимент по МУРН проводился на установке SANS-1 нейтронного центра MLZ. Измерения проводились с длиной волны нейтронов $\lambda = 6$ Å при трех расстояниях детектор–образец (2.2, 8, 20 м) и с длиной волны нейтронов $\lambda = 12$ Å и расстоянием детектор–образец 20 м. Эксперимент по ультра МУРН проводился на установке KWS-3 нейтронного центра MLZ с использованием длины волны нейтронов $\lambda = 12$ Å и расстоянием детектор–образец 10 м с фокусировкой нейтронного пучка уникальным тороидальным зеркалом. Измерения проводили при комнатной температуре при нулевом магнитном поле на образцах $Mn_{1-x}Fe_xGe$ ($x = 1, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, 0.25, 0.2, 0.1, 0$), которые были растерты в порошок и помещены между двумя циркониевыми стеклами, так, что толщина образца составляла 0.1. Поскольку рассеяние изотропно, двумерные карты интенсивности усреднялись по угловой компоненте, и анализировались одномерные интенсивности рассеяния нейтронов в зависимости от модуля переданного импульса. На рис. 1 изображены интенсивности рассеяния нейтронов в двойном логарифмическом масштабе для всей серии образцов $Mn_{1-x}Fe_xGe$. Экспериментальные точки являются комбинированным результатом исследований методами ультра МУРН и МУРН в широком диапазоне переданных импульсов.

В ходе обработки данных было установлено, что интенсивность рассеяния нейтронов состоит из трех вкладов. Первый вклад следует приписать рассеянию на кристаллитах с характерной длиной ξ , которые имеют четкую нефрактальную

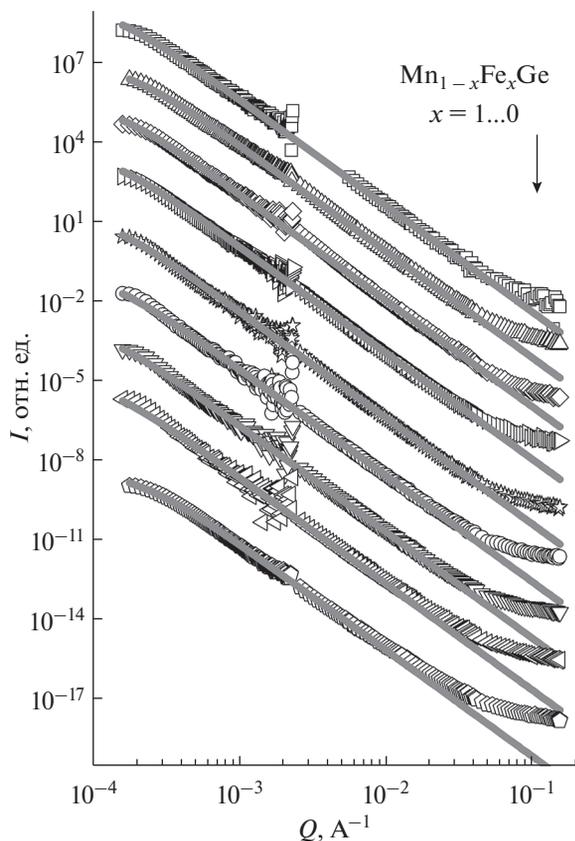


Рис. 1. Зависимость интенсивности рассеяния от переданного импульса для образцов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$ ($x = 1, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, 0.25, 0.2, 0.1, 0$) (открытые символы) и соответствующие им аппроксимирующие кривые (серая линия), описываемые уравнением (1).

границу. Его можно представить в виде функции квадрированного лоренциана:

$$I_1 = \frac{A}{(1 + (Q\xi)^2)^2}, \quad (2)$$

где A — амплитуда рассеяния, ξ — корреляционная длина рассеивающего объекта. Этот вклад является основным при всех концентрациях x . Следует отметить, что асимптотикой уравнения (2) при $Q/\xi \ll 1$ является выражение $I_1 \sim Q^{-n}$ с показателем $n = 4$, которое использовалось ранее при описании рассеяния на мезоструктуре соединения FeGe в диапазоне переданных импульсов $[5 \times 10^{-3} - 2 \times 10^{-2}] \text{ \AA}^{-1}$ [10]. На рис. 1 на экспериментальные точки зависимостей малоуглового рассеяния для соединений $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$ наложены аппроксимирующие кривые, задаваемые уравнением (2). Значения параметра ξ в зависимости от концентрации x представлены на рис. 2. Следует отметить, что в данном случае истинное значение параметра ξ искажается за счет наложения прямого пучка нейтронов в ультрамалых углах рассе-

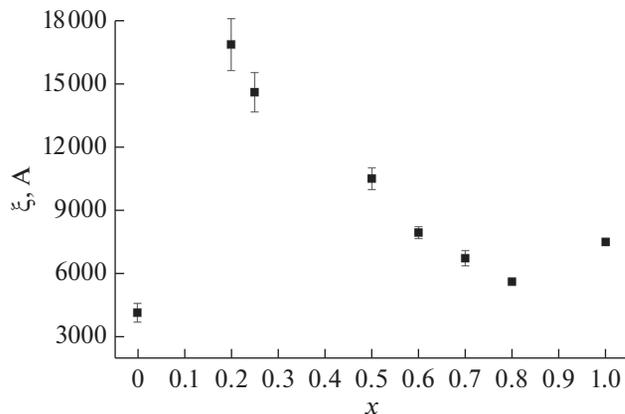


Рис. 2. Зависимость параметра ξ в образцах соединений $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$ от концентрации x .

яния. Тем не менее, можно с уверенностью утверждать, что во всех образцах исследуемой серии размеры кристаллитов варьируются в пределах от одного до нескольких микрометров.

Следует отметить, что уравнение (2) неидеально описывает экспериментальные данные, представленные на рис. 1. Дополнительный вклад в интенсивность рассеяния на мезоструктуре $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$ можно выделить, вычитая из экспериментальной зависимости соответствующую ей аппроксимирующую кривую, задаваемую уравнением (2). Разностные кривые представлены на рис. 3, 4.

Видно, что разностная кривая для образца $\text{Mn}_{0.2}\text{Fe}_{0.8}\text{Ge}$ хорошо описывается суммой еще двух вкладов: экспоненциального вклада в диапазоне переданных импульсов $[10^{-3} - 10^{-2}] \text{ \AA}^{-1}$ и кубического вклада в диапазоне $[10^{-2} - 10^{-1}] \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 3). Границы диапазонов варьируются для разных x (например, рис. 4). При больших концентрациях железа доминирует вклад, описываемый экспоненциальной функцией

$$I_2 = B \times \exp(-Q/\delta), \quad (3)$$

а при больших концентрациях марганца усиливается рассеяние, описываемое кубическим законом:

$$I_3 = C \times Q^{-3} + \text{const.} \quad (4)$$

Разностная кривая для образца $\text{Mn}_{0.2}\text{Fe}_{0.8}\text{Ge}$ на рис. 4 хорошо описывается суммой двух этих функций:

$$I_{2,3} = B \times \exp\left(-\frac{Q}{\delta}\right) + C \times Q^{-3} + \text{const.} \quad (5)$$

С уменьшением концентрации железа, в интенсивности рассеяния возрастает кубический вклад (уравнение (4)), который максимален для образца MnGe (рис. 4). В этом случае кубический вклад в рассеяние доминирует над экспоненци-

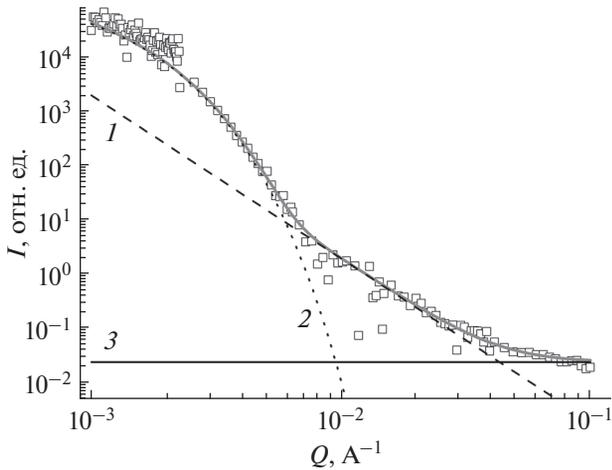


Рис. 3. Разностная кривая для образца $Mn_{0.2}Fe_{0.8}Ge$ (открытые символы) и соответствующая аппроксимирующая кривая, полученная с использованием уравнения (5) (серая линия), которая является суммой кубической функции I , экспоненциальной функции 2 и константы, описывающей фон 3.

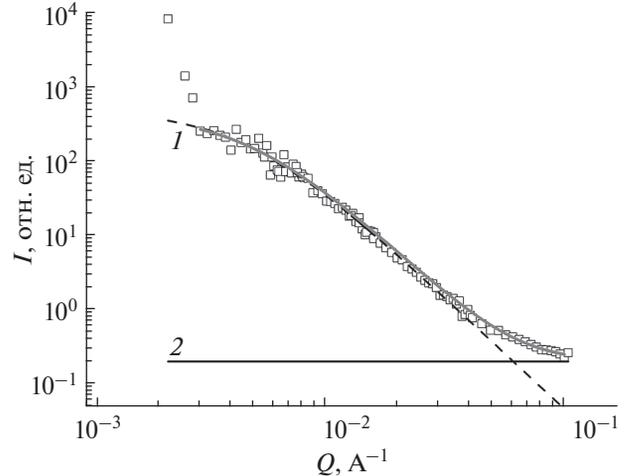


Рис. 4. Разностная кривая для образца $MnGe$ (открытые символы) и соответствующая аппроксимирующая кривая, полученная с использованием уравнения (6) (серая линия), которая является суммой кубической функции, учитывающей конечный размер рассеивателя I и константы, описывающей фон 2.

альным вкладом настолько, что возможно определение корреляционной длины рассеивающего объекта. В этом случае третий вклад в рассеяние следует описать степенной функцией с учетом размера рассеивателя:

$$I_{3MnGe} = \frac{C}{(1 + (Q\zeta)^2)^{3/2}} + \text{const.} \quad (6)$$

Кроме того, в диапазоне переданных импульсов меньших, чем $2 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ слабо различим экспоненциальный вклад (уравнение (3)). Возможно, что источником этого вклада являются также кристаллиты, форма которых влияет на рассеяние и незначительно искажает функцию квадрированного лоренциана (уравнение 2). Таким образом, учитывая, во-первых, тот факт, что характерные размеры для вкладов, описываемых уравнениями (2) и (3) близки, во-вторых, что форм-факторы имеют одинаковый физический смысл (резкая граница неоднородности), можно сделать вывод о едином источнике рассеяния, обеспечивающем появление этих двух вкладов.

Таким образом, характер интенсивности рассеяния нейтронов на образцах твердых растворов квазибинарного соединения $Mn_{1-x}Fe_xGe$ свидетельствует о том, что рассеяние в основном происходит на кристаллитах с четкой нефрактальной границей и размером в несколько микронов. Однако, внутри кристаллитов присутствует дефектная структура, рассеяние на которой описывается кубическим законом в обратном пространстве и имеет пространственную организацию в виде логарифмического фрактала [5, 9, 10]. Амплитуда

этого рассеяния растет с увеличением концентрации марганца, а в случае чистого $MnGe$ кроме фрактальной организации ансамбля дефектов определяется и его корреляционная длина $\zeta = 210 \pm 10 \text{ \AA}^{-1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты исследования мезоструктуры моногерманидов переходных металлов $Mn_{1-x}Fe_xGe$ в диапазоне концентраций $x = 1.0-0.0$ методом малоуглового рассеяния нейтронов в широком диапазоне переданных импульсов $[2 \times 10^{-4}-2 \times 10^{-1}] \text{ \AA}^{-1}$. Обнаружено рассеяние двух типов. Рассеяние на кристаллитах характеризуется суммой квадрированного лоренциана и экспоненциальной функции, а рассеяние на ансамбле дефектов описывается кубическим законом. Отметим, что закон рассеяния Q^{-3} также характерен для рассеяния на дефектах в соединении $Mn_{1-x}Co_xGe$ [10]. По всей видимости, структура логарифмического фрактала типична для ансамбля дефектов, возникающего при охлаждении кристаллов, стабилизируемых синтезом при высоком давлении.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за поддержку Российский Научный Фонд (грант № 17-12-01050) и за помощь в проведении экспериментов ответственным за нейтронные станции KWS-3 и SANS-1 В. Wu и А. Heinemann.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hansen N., Kuhlman-Wilsdorf D. // *Mater. Sci. Eng.* 1986. V. 81. P. 38.
- Наймарк О.Б. // *Физ. мезомех.* 2003. Т. 6. № 4. С. 45.
- Олемской А.И., Флат А.Я. // *УФН.* 1993. V. 162. № 12. P. 1.
- Олемской А.И., Скляр И.А. // *УФН.* 1992. V. 162. № 6. P. 29.
- Iashina E.G., Velichko E.V., Filatov M.V., Bouwman W.G., Duif C.P., Brulet A., Grigoriev S.V. // *Phys. Rev. E.* 2017. V. 96. P. 1.
- Munoz A., Monge M.A., Savoini B., Pareja R., Radulescu A. // *Int. J. Refract. Metals. Hard. Mater.* 2016. V. 61. P. 173.
- Bahadur J., Melnichenko Y.B., He L., Contescu C.I., Gallego N.C., Carmichael J.R. // *Carbon.* 2015. V. 95. P. 535.
- Yang R., He Sh., Hu O., Sun M., Hu D., Yi J. // *Fuel.* 2017. V. 197. P. 91.
- Яшина Е.Г., Григорьев С.В. // *Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед.* 2017. № 9. С. 5.
- Сафиулина И.А., Алтынбаев Е.В., Яшина Е.Г., Heinemann A., Fomicheva L.N., Цвященко А.В., Григорьев С.В. // *ФТТ.* 2018. Т. 60. № 4.
- Alтынbaev E., Siegfried S.-A., Dyadkin V., Moskvин E., Menzel D., Heinemann A., Dewhurst C., Fomicheva L., Tsvyashchenko A., Grigoriev S. // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. P. 174420.
- Alтынbaev E.V., Sukhanov A.S., Siegfried S.-A., Dyadkin V.A., Moskvин E.V., Menzel D., Heinemann A., Schraye A., Fomicheva L.N., Tsvyashchenko A.V., Grigoriev S.V. // *J. Surf. Investigation.* 2016. V. 10. P. 777.
- Martin N., Deutsch M., Bert F., Andreica D., Amato A., Boni P., De Renzi R., Rossler U.K., Bonville P., Fomicheva L.N., Tsvyashchenko A.V., Mirebeau I. // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 93. P. 174405.
- Alтынbaev E., Siegfried S.-A., Moskvин E., Menzel D., Dewhurst C., Heinemann A., Feoktystov A., Fomicheva L., Tsvyashchenko A., Grigoriev S. // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. P. 174403.
- Lebech B., Bernhard J., Freltoft T. // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1989. V. 1. P. 6105.
- Bak P., Jensen M.H. // *J. Phys. C.* 1980. V. 13. P. L881.
- Grigoriev S.V., Potapova N.M., Siegfried S.-A., Dyadkin V.A., Moskvин E.V., Dmitriev V., Menzel D., Dewhurst C.D., Chernyshov D., Sadykov R.A., Fomicheva L.N., Tsvyashchenko A.V. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 207201.
- Grigoriev S.V., Maleyev S.V., Okorokov A.I., Chetverikov Y.O., Boni P., Georgii R., Pranzas K. // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. № 21. P. 214414.
- Koretsune T., Nagaosa N., Arita R. // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 13302.
- Gayles J., Freimuth F., Schena T., Lani G., Mavropoulos P., Duine R., Blugel S., Sinova J., Mokrousov Y. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 036602.
- Khvostantsev L.G., Slesarev V.N., Brazhkin V.V. // *High Press. Res.* 2004. V. 24. P. 371.
- Arras E., Caliste D., Deutsch T., Lancon F., Pochet P. // *Phys. Rev. B.* 2011. V. 83. № 17. P. 174103.
- Tonkov E.I. // *High Pressure Phase Transformations: A Handbook* CRC Press, 1992.
- Zhuang Y.H., Chen X., Yan J.L., Li R.F., Ma C.H. // *J. Alloys Comp.* 2008. V. 465. № 1. P. 216.

On the Nature of Defects in $Mn_{1-x}Fe_xGe$ Compounds Synthesized under High Pressure

E. G. Iashina^{1,2,3,*}, E. V. Alтынbaev^{1,2,3}, L. N. Fomicheva³, A. V. Tsvyashchenko³, S. V. Grigoriev^{1,2,3}

¹Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Center "Kurchatov Institute", Gatchina, Leningrad oblast, 188300 Russia

²Saint Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia

³Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 142190 Russia

*e-mail: iashina_eg@pnpi.nrcki.ru

The mesostructured of transition-metal monogermanides $Mn_{1-x}Fe_xGe$ is studied by small-angle neutron scattering (SANS) and ultra SANS in a wide range of concentrations $x = 0.0-1.0$. It was shown that the main contribution to the scattering intensity for all concentrations x is scattering on crystallites with a sharp boundary and a size of about 1–10 μm , which is described by the square of the Lorentzian function. Furthermore the additional part to the scattering intensity was found. In case of the manganese-rich samples this contribution is well described by a power function Q^{-n} with the exponent $n = 3$, which correspond to scattering by ensemble of defects. The typical to the iron-rich samples additional contribution to the scattering intensity is described by an exponential function and, apparently, is also part of the scattering on sharp crystallite boundary.

Keywords: small-angle neutron scattering, defects, fractal structure, transition metal monogermanides, synthesis under high pressure and temperature.