

Лаборатория физики низких температур и магнетизма
института физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН
Институт радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Челябинский государственный университет

ДНИ КАЛОРИКИ В ДАГЕСТАНЕ: функциональные материалы и их приложения

Сборник тезисов

**27–31 мая 2023 года
г. Дербент, Дагестан, Россия**

Второе издание, дополненное

Челябинск
Издательство Челябинского государственного университета
2023

УДК 620
ББК ЖЗ
Д548

Организационный комитет семинара

Сопредседатели

А. М. Алиев, Махачкала, Россия

В. Г. Шавров, Москва, Россия

С. В. Таскаев, Челябинск, Россия

Секретарь

Н. З. Абдулкадирова, Махачкала, Россия

Программный комитет семинара

А. Б. Батдалов, Махачкала, Россия; А. Г. Гамзатов, Махачкала, Россия;

А. А. Амиров, Махачкала, Россия; В. В. Коледов, Москва, Россия;

А. П. Каманцев, Москва, Россия; А. В. Маширов, Москва, Россия;

В. В. Ховайло, Москва, Россия; В. Д. Бучельников, Челябинск, Россия;

И. В. Бычков, Челябинск, Россия; В. В. Соколовский, Челябинск, Россия;

М. А. Загребин, Челябинск, Россия; Ю. С. Кошкидько, Вроцлав, Польша;

В. И. Митюк, Минск, Белоруссия

Локальный комитет семинара

Ш. К. Хизриев, Махачкала, Россия; Л. Н. Ханов, Махачкала, Россия;

Д. М. Юсупов, Махачкала, Россия; А. Б. Гаджиев, Махачкала, Россия;

А. А. Мухучев, Махачкала, Россия; А. Т. Кадырбардеев, Махачкала, Россия;

Ш. З. Джабраилов, Махачкала, Россия

Дни калорикки в Дагестане: функциональные материалы и их приложения : сб. тез. (27–31 мая 2023 г., г. Дербент, Дагестан, Россия).
Д548 2-е изд., доп. Челябинск : Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2023. 138 с.
ISBN 978-5-7271-1907-5

Тезисы охватывают исследования мультикалорических материалов и их приложения и включают направления, связанные с экспериментальным исследованием новых функциональных материалов с гигантскими калорическими и связанными с ними эффектами, а также с теоретическими исследованиями и численным моделированием перспективных мультикалорических и мультифункциональных материалов.

Результаты, представленные в сборнике, могут быть использованы в системе обучения и переподготовки кадров. Адресовано научным работникам, аспирантам и студентам физических и математических факультетов.

УДК 620(082)

ББК ЖЗя431

ISBN 978-5-7271-1907-5

© Челябинский государственный университет, 2023, с изменениями

Термоэлектрические свойства сплавов Гейслера

В. Д. Бучельников¹, В. В. Соколовский¹

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
buche@csu.ru

В последние годы наблюдается активный рост всесторонних исследований в области спинтроники, являющейся одной из быстроразвивающихся областей современной электроники. В основе спинтроники лежит возможность манипулирования спиновыми степенями свободы у носителей заряда, влекущая за собой протекание спин-поляризованного тока и, как следствие, спин-зависимых физических эффектов (магниторезистивный эффект и эффект переноса спина). Также в таких сплавах наблюдаются интересные транспортные свойства, такие как большой коэффициент Зеебека, эффект Нернста и аномальный эффект Нернста, что делает эти сплавы перспективными для использования в термоэлектрических генераторах, преобразующих тепловую энергию в электрическую. Яркими представителями материалов, используемых в спинтронике и термоэлектрике, являются полуметаллические ферро- и ферримагнетики на основе сплавов Гейслера. Главной особенностью таких сплавов является наличие энергетической щели на уровне Ферми для одного из электронных состояний (спин-вверх или спин-вниз) и ее отсутствие в другом электронном состоянии. В результате ожидается 100 % спиновая поляризация носителей тока. Данная особенность электронного спектра выявляется в результате первопринципных зонных расчетов, а также подтверждается экспериментально при исследовании электронных и транспортных свойств сплавов. Важно отметить, что в случае теоретических исследований полуметаллические свойства сплавов существенно определяются обменно-корреляционными взаимодействиями в расчетах энергии основного состояния. В связи с этим, возникает задача учета как можно большего числа взаимодействий в электронной подсистеме в рамках более точных аппроксимаций обменно-корреляционной энергии по отношению к общеиспользуемому

приближению обобщенного градиента, который, в свою очередь, терпит неудачу в описании полуметаллических свойств для широкого ряда систем. Данный доклад посвящен обзору последних достижений в области первопринципных исследований термоэлектрических свойств в полуметаллических сплавах Гейслера на основе Mn, с учетом влияния обменно-корреляционных эффектов.

Исследование выполнено при поддержке проекта РФФ № 22-12-20032.

Аддитивные технологии изготовления магнитных материалов и методы измерений их свойств

А. С. Волегов¹, Д. С. Незнахин¹, В. Е. Мальцева¹, А. Н. Уржумцев¹,
С. В. Андреев, Е. А. Степанова, О. А. Головня^{1,2}

¹ Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия. alexey.volegov@urfu.ru

² Институт физики металлов, Екатеринбург, Россия. golovnya@imp.uran.ru

Аддитивные технологии с каждым днем занимают новые области применения. Методами аддитивных технологий изготавливаются детали самолетов, сложные кронштейны, медицинские изделия, включая имплантаты, индивидуальные рамы велосипедов, дома и др. Преимущественно эти изделия изготавливаются из конструкционных материалов и их основная задача заключается в обеспечении определенного уровня механических свойств, однако за последние десять лет наметилась тенденция перехода аддитивного производства от изготовления конструкционных изделий к изготовлению изделий из функциональных материалов и, в частности, магнитных.

Использование селективного лазерного плавления для изготовления магнитомягких и магнитотвердых элементов дает возможность при их изготовлении отказаться от любых вариантов органического связующего. Применение инфльтрации легкоплавких

Теория Ландау хороша тем, что при помощи нее можно получить самые общие результаты, то есть все те состояния, которые могут существовать в рассматриваемых сплавах. Это невозможно сделать с помощью первопринципных и других модельных расчетов. Статистические методы неплохо подходят для описания магнитных, структурных и магнитоупругих свойств кристаллов. Однако построение конкретной реалистичной модели является очень сложной задачей. Конечная модель, как правило, решается численным моделированием и требует больших временных затрат. Расчеты из первых принципов исключительно дороги и ограничены малыми системами. Следуя теории Ландау для решения поставленной задачи поиска равновесных структур и ФП необходимо записать термодинамический потенциал исследуемого кристалла. Процедура минимизации данного потенциала, как функции многих переменных с использованием аналитических и численных методов позволяет получить структурные и магнитные состояния, реализующиеся в рассматриваемой системе. Математическая простота и эффективность данной теории делают ее наиболее привлекательной для описания рассматриваемой проблемы.

Первая часть доклада посвящена описанию фазовых превращений в сплавах Ni—Mn—Ga. Основные результаты исследования фазовых переходов в данных сплавах получены в работах [1–8]. Во второй части доклада представлены результаты исследования фазовых превращений в сплавах Ni—Mn—Z (Z = In, Sn, Sb), в которых наблюдается инверсия обменного взаимодействия. Основные результаты по данным сплавам опубликованы в работах [9–12].

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания Минобрнауки РФ № 075-01493-23-00.

[1] В. Д. Бучельников, А. Н. Васильев, А. Т. Заяк и др., Вестн. Челяб. гос. ун-та. Сер. 6: Физика **1(2)**, 20 (1998).

[2] A. N. Vasil'ev, A. D. Bozhko, V. V. Khovailo et al., Phys. Rev. B **59**, 1113 (1999).

[3] А. Т. Заяк, В. Д. Бучельников, Р. Entel, Phase Transit. **75**, 243 (2002).

[4] А. Н. Васильев, В. Д. Бучельников, Т. Такаги и др., УФН **173**, 577 (2003).

[5] V. V. Khovaylo, V. D. Buchelnikov, R. Kainuma et al., Phys. Rev. B. **72**, 224408 (2005).

[6] Р. Entel, V. D. Buchelnikov, V. V. Khovailo et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 865 (2006).



[7] V. D. Buchelnikov, S. V. Taskaev, M. A. Zagrebin et al., J. Magn. Magn. Mater. **313**, 312 (2007).

[8] Yu. S. Koshkid'ko, E. T. Dilmieva, A. P. Kamantsev et al., J. Alloy. Compd. **904**, 164051 (2022).

[9] В. Д. Бучельников, С. В. Таскаев, М. А. Загребин, П. Энтель, Письма в ЖЭТФ **85(11)**, 689 (2007).

[10] В. Д. Бучельников, М. А. Загребин, С. В. Таскаев и др., Изв. РАН. Сер. Физическая. **72(4)**, 596 (2008).

[11] V. D. Buchelnikov, S. V. Taskaev, M. A. Zagrebin, P. Entel, Mater. Sci. Forum **583**, 131 (2008).

[12] M. A. Zagrebin, V. D. Buchelnikov, K. I. Kostromitin, Phys. status solidi c **11**, 1144 (2014).

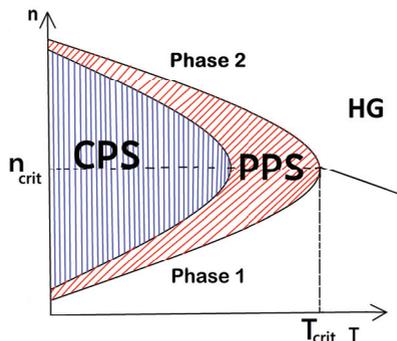
Магнитокалорический эффект и фазовое расслоение: теория и перспективы

П. А. Игошев

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург,
Россия. igoshev_pa@imp.uran.ru

В докладе рассмотрено явление магнитного фазового расслоения и его влияние на величину магнитокалорического эффекта. Несмотря на то, что существование фазовых неоднородностей в материалах, испытывающих фазовый переход первого рода, давно известно [1–2], последовательная теория, описывающая причины появления этих неоднородности и их термодинамику, не создана до сих пор. Схематическая фазовая диаграмма магнетика в окрестности трикритической точки представлена на рисунке.

Указанное явление важно и прикладной точки зрения, так как величина магнитокалорического эффекта может существенно меняться из-за того, что суммарный эффект дается как средневзвешенная сумма вкладов фазовых долей. При этом вклад каждой из фаз пропорционален его объемной доле. Термодинамическое условие существования фазового расслоения — равенство химпо-



Схематическое изображение окрестности трикритической точки (n_{crit}, T_{crit}) на фазовой диаграмме через температуру T - электронную концентрацию (n): CPS — область фазового расслоения «Фаза 1 + Фаза 2» как в нуле, так и в конечном магнитном поле, PPS — фазовое расслоение существует только в конечном или нулевом магнитном поле, HG — однородная фаза (фаза 1 или фаза 2) как в нулевом, так и в конечном магнитном поле. Черная линия соответствует переходу 2-го порядка между Фазой 1 и Фазой 2

тенциала фаз — является совершенно новым и может существенно менять и знак и величину магнитокалорического эффекта [3–4].

Предлагается к рассмотрению также теория Ландау с переменным числом частиц, которая допускает широкие обобщения на случай включения дополнительных взаимодействий.

В докладе обсуждается теория фазового расслоения в металлах, а также возможности ее применения к описанию магнитокалорического эффекта для систем, испытывающих фазовое расслоение.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Квант» г. р. № 122021000038-7.

[1] P. A. Igoshev, M. A. Timirgazin, A. A. Katanin, A. K. Arzhnikov, and V. Y. Irkhin, *Phys. Rev. B* **81**, 094407 (2010).

[2] P. A. Igoshev, M. A. Timirgazin, V. F. Gilmutdinov, A. K. Arzhnikov, and V. Y. Irkhin, *Journal of Physics: Condensed Matter* **27**, 446002 (2015).

[3] V. V. Ivchenko and P. A. Igoshev, *Phys. Rev. B* **104**, 024425 (2021).

[4] P. A. Igoshev, L. N. Gramateeva, A. V. Lukoyanov, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **25**, 6995 (2023).



Особенности фазового перехода $D0_3—L1_2$ в сплавах Fe—Ga

М. В. Матюнина, В. В. Соколовский, М. А. Загребин,
В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
matunins.fam@mail.ru

Сплавы на основе системы Fe—Ga являются перспективными материалами в области современных производственных технологий благодаря высоким значениям магнитострикции ($\approx 350 \cdot 10^{-6}$) в низких магнитных полях, хорошей пластичности, слабой зависимости магнитомеханических свойств в широком диапазоне температур и высокой температуре Кюри [1–7]. Наиболее востребованной и широко изучаемой областью является область концентрации Ga до 30 ат.%, характеризующаяся двухпиковым поведением постоянной тетрагональной магнитострикции λ_{001} . Основное внимание исследователей при изучении свойств сплавов Fe—Ga сфокусировано на особенностях фазового состава и фазовых превращениях, а также оценке их влияния на магнитострикцию, упругие и магнитоупругие свойства [6; 8]. Вблизи первого пика ≈ 19 ат.% Ga высокие значения магнитострикции сплавов Fe—Ga обусловлены неупорядоченной структурой A2 (структура типа α -Fe, $Im-3m$) с распределенными по объему упорядоченными нанокластерами [9], оптимальное соотношение которых может быть достигнуто путем термической обработки.

В литых образцах сплавов с содержанием Ga ≈ 27 ат.% исходной является смесь фаз A2/ $D0_3$ [10] и фазовые переходы происходят значительно интенсивнее по сравнению со сплавами с низким содержанием галлия. При отжиге или медленном охлаждении после нагрева происходит переход метастабильной фазы $D0_3$ в стабильную фазу $L1_2$, что оказывает существенное влияние на магнитные свойства. С одной стороны, равновесная структура $L1_2$ имеет отрицательную магнитострикцию, и ее образование резко снижает магнитострикцию всего образца; с другой стороны, эта фаза $L1_2$ обладает высокой намагниченностью при повышенных темпера-

турах, что является причиной высокотемпературной стабильности магнитных свойств Fe-Ga. Переход $D0_3 \rightarrow L1_2$ имеет решающее значение для микроструктуры и свойств сплавов Fe-Ga, однако его механизм остается неясным.

В докладе будет представлен обзор экспериментальных и теоретических результатов исследования фазового перехода $D0_3$ - $L1_2$ в сплавах с высоким содержанием Ga. Теоретические результаты были получены при помощи комплексного подхода, основанного на сочетании первопринципных методов и метода Монте-Карло.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-01493-23-00.

- [1] A. E. Clark et al., Mater. **43**, 881 (2002).
- [2] A. E. Clark et al., J. Appl. Phys. **93**, 8621 (2003).
- [3] A. E. Clark et al., IEEE Trans. Magn. **36**, 3238 (2000).
- [4] S. Guruswamy et al., Scr. Mater. **43**, 239 (2000).
- [5] R. Kellogg et al., Acta Mater. **52**, 5043 (2004).
- [6] Q. Xing et al., Acta Mater. **56**, 4536 (2008).
- [7] K. H. J. Buschow, Handbook of Magnetic Materials. — Amsterdam: Elsevier Science B.V (2012).
- [8] O. Ikeda et al., J. Alloys Compd. **347**, 198 (2002).
- [9] V. A. Milyutin et al. J. Alloys Compd. **919**, 165818 (2022).
- [10] I. S. Golovin et al., Intermetallics **114**,106610 (2019).



нитной энергии, обратимо выделяется или поглощается тепло. Это явление получило название магнитокалорический эффект (МКЭ). При адиабатических условиях, например, при быстром включении магнитного поля, МКЭ проявляется как повышение или понижение температуры (ΔT_{ad}) магнетика. МКЭ определяется также изменением энтропии магнитной подсистемы (Δs_m). В магнитоупорядоченных веществах различают МКЭ, обусловленные: парапроцессом (изменением обменной энергии) и процессом вращения вектора (изменением энергии магнитной анизотропии).

Особое внимание на Физическом факультете МГУ уделялось исследованию МКЭ высокочистых РЗМ, среди которых важное место занимает гадолиний, обладающий ферромагнитным упорядочением с температурой Кюри равной 293 К. С развитием экспериментальной техники измерений МКЭ были также проведены исследования $\Delta T_{ad}(H)$ в сильных магнитных полях до 14 Тл.

В ферримagnetиках поведение МКЭ заметно отличается от того, которое наблюдается в ферромагнетиках. Например, кривая МКЭ для феррита-граната гадолиния носит сложный характер, вызванный влиянием гадолиниевой подрешетки на тепловое состояние феррита. Максимум МКЭ в точке Кюри (T_C) объяснен максимумом производной намагниченности по температуре вблизи T_C . Изменение знака МКЭ вблизи точки компенсации (T_K) связано со строением ферритов: каждая магнитных подрешеток дает характерный вклад в результирующий МКЭ феррита.

В настоящее время на Физическом факультет МГУ изучаются сплавы типа $Gd_3(Si, Ge)_4$ с гигантским МКЭ в области комнатных температур. Предпринимаются попытки легирования $Gd_3Si_2Ge_2$ с сохранением величины МКЭ во вновь полученных материалах с фазовыми переходами второго рода. Актуальность исследований МКЭ в фазах Лавеса типа RCo_2 обусловлена тем фактом, что они проявляют гигантский МКЭ в области криогенных температур, что важно для хранения и транспортировки сжиженного природного газа.

Также проводятся фундаментальные исследования МКЭ в слоистых магнетиках типа RTX ($T = Fe, Co, Mn; X = Si, Ge$). Выявлены основные закономерности поведения МКЭ магнитокалорического эффекта в зависимости от состава. Установлены важные закономерности МКЭ в зависимости от состава. На примере большого



деформаций [6]. С момента появления этого термина в научной печати в 2011 году [7; 8] стрейнтроники развивалась в виде двух практически независимых ветвей — стрейнтроники магнитных пленок [7] и стрейнтроники двумерных графено-подобных материалов [8]. Появление двумерных магнитных материалов способствует конвергенции двух направлений.

Примерами этого служат изменение магнитной структуры под действием градиентов механических деформаций в нанотрубке CrI_3 [9] и переход из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние (АФМ-ФМ) при изгибе мембран из сплава Гейслера [10]. Подобный переход также характерен для магнитокалорического сплава FeRh: под действием механического напряжения смещается температура АФМ-ФМ перехода [11]. Особый интерес представляют необычные доменные границы между антиферромагнитной и ферромагнитной фазами, реализующиеся в FeRh, и модуляция поверхностной энергии доменных границ путем приложения электрического напряжения к пьезоэлектрической подложке.

Работа поддержана грантом РФФИ № 23-22-00162

- [1] B. Huang et al., *Nature*, **546**, 270 (2017).
- [2] S. Jiang, J. Shan, and K. F. Mak, *Nat. Mater.*, **17**, 406 (2018).
- [3] L. Thiel et al., *Science* **364**, 973 (2019).
- [4] Y. Deng et al., *Nature*, **563**, 94 (2018).
- [5] X. Liu, A. P. Pyatakov, W. Ren, *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 247601 (2020).
- [6] А. А. Бухараев, А. К. Звездин, Пятаков А. П., Ю. К. Фетисов, *Успехи физических наук*, **188**, 1288 (2018)
- [7] K. Roy, S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, *APL*, **99**, 63108, 2011.
- [8] V. Atanasov, A. Saxena, *J. Phys. Cond. Matter*, **23**, 175301 (2011)
- [9] A. Edström et al, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 177202 (2022)
- [10] D. Du et al, *Nature Comm.* **12**, 2494 (2021)
- [11] R. O. Cherifi *et al.*, *Nat. Mater.*, **13**, p. 345, (2014)



ляются PBE (названный по именам Пердю, Бурке и Эрнзерхофа, предложивших его в 1996 году) [2].

За десятилетия схема GGA доказала свою эффективность для точного предсказания свойств чистых металлов и многокомпонентных твердых тел в основном состоянии [3] и позволила сделать значительное количество важных фундаментальных открытий. К таким открытиям, например, можно отнести успешное предсказание ферромагнитного основного состояния железа с ОЦК структурой [4] или предсказание новых топологических полугейслеровых материалов [5].

Следующим шагом в развитии обменно-корреляционных функционалов стал учёт лапласиана электронной плотности. Это семейство meta-GGA функционалов. Среди них отдельного упоминания заслуживает функционал SCAN (Strongly Constrained and Appropriately Normed functional) [6], и призванный повысить точность вычислений. Это первый функционал, который удовлетворяет всем известным формальным свойствам точного обменно-корреляционного функционала. SCAN уже доказал свою работоспособность для материалов с ван-дер-ваальсовыми взаимодействиями среднего радиуса действия, ионными, ковалентными и металлическими связями, а также для двумерных и высококоррелированных материалов. Несмотря на то, что он все еще сталкивается с трудностями в описании магнитных свойств, обычно переоценивая намагниченность системы, он позволяет более точно предсказывать некоторые свойства многокомпонентных сплавов, такие как коэффициент тетрагональности для мартенситной фазы Ni_2MnGa или ширина запрещенной зоны для полуметаллических ферро- и ферри-магнетиков.

В данном докладе мы обсудим достижения функционала SCAN в предсказании свойств в основном состоянии чистых металлов, бинарных соединений и многокомпонентных тройных и четверных сплавов Гейслера. Мы рассмотрим наиболее интересные теоретические исследования, проведенные с помощью функционала SCAN за последние 10 лет, и обсудим, в каких случаях этот функционал может значительно увеличить предсказательную силу исследования [7].



Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 075-01493-23-00.

- [1] В. Кон, Дж. Попл, УФН **172**, 335 (2002).
- [2] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77**, 3865 (1996).
- [3] K. Lejaeghere et al., Science **351**, aad3000 (2016).
- [4] B. Barbiellini et al., J. Phys. Condens. Matter. **37**, 7597 (1990).
- [5] H. Lin et al., Nat. Mater. **9**, 546 (2010).
- [6] J. Sun et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 036402 (2015).
- [7] V. Sokolovskiy et al., Metals (2023) <https://doi.org/10.3390/met1010000>.

Криогенное магнитное охлаждение для сжижения природного газа: материалы, проблемы и перспективы

С. В. Таскаев¹, М. Ю. Богуш¹, М. А. Оршулевич¹, М. В. Утарбекова¹,
Δ. С. Батаев¹

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
s.v.taskaev@gmail.com

Природные газы являются одним из основных источников энергии в настоящее время и в ближайшем обозримом будущем. В настоящее время наблюдается тенденция к увеличению производства и потребления этого вида энергии во всех сегментах рынка, включая метан, пропан, водород, кислород и т. д. Для хранения и транспортировки этого вида энергии необходимо сжижение, но этот процесс энергетически затратен, т. к. для его осуществления требуются сложные компрессорные устройства, работающие при криогенных температурах. Эффективность традиционных методов сжижения при температурах ниже 150 К достаточно низка, однако существует принципиально иной подход к сжижению газов как хранилища энергии будущего — сжижение основанное на применении магнитокалорического эффекта. Учитывая последние успе-

хи в разработке сверхпроводящих магнитов с магнитными полями до 15–22 Тл, такой тип охлаждения при криогенных температурах может совершить революцию в технологии сжижения газа. Обзор последних научных публикаций показывает большое разнообразие различных магнитных материалов, проявляющих значительный магнитокалорический эффект в интересующем диапазоне температур от 15 до 150 К. Это позволяет инициировать эффективное сжижение практически любого природного газа в одном и том же типе машин, работающих на принципе магнитного охлаждения.

Материалы с магнитокалорическим эффектом, безусловно, сердце любого магнитного охлаждающего устройства, передающего тепло от низкотемпературного резервуара к высокотемпературному. Наиболее интересными соединениями являются ферромагнетики, работающие вблизи своей температуры Кюри, поскольку вблизи нее наблюдается наибольший магнитокалорический эффект. В этой работе мы исследуем различные сплавы на основе редкоземельных элементов в виде фаз Лавеса RAl_2 и RNi_2 и других интерметаллических соединений на основе 4- f элементов. Комбинируя различные 4- f -элементы в редкоземельной подрешетке сплава, можно легко настроить точку Кюри и, как следствие, создать набор магнитокалорических материалов, которые обладают большим магнитокалорическим эффектом, с одной стороны, и могут быть использованы в широком диапазоне температур. Возможное применение синтезированных сплавов в устройствах сжижения СПГ в качестве магнитокалорических хладагентов также обсуждается в этой работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-20033).



Магнитные, магнитоупругие и магнитокалорические свойства сплава $\text{LaFe}_{1.2-x}\text{Mn}_x\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$ ($x=0.1, 0.2, 0.3$)

Н. Э. Абдулкадиров¹, А. Г. Гамзатов¹, И. К. Камиллов^{1,2}, А. Б. Батдалов¹,
А. М. Алиев¹

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
nnurizhat@mail.ru

Исследование физических свойств материалов, в которых априори заложен прикладной потенциал является непроходящей задачей физики конденсированного состояния. К такого рода материалам можно отнести и ферромагнитные сплавы на основе $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$, которые обладают рядом уникальных физических свойств, представляющих фундаментальных научный и практический интерес. Это прежде всего гигантский магнитокалорический эффект (МКЭ) при комнатных температурах в относительно слабых полях, это гигантский магнитообъемный эффект, достигающий ~1.5 %, это управляемый метамагнитный фазовый переход первого рода и т. д. Достаточно сказать, что в списке перспективных магнитокалорических материалов, приведенном в [1] сплавы на основе $\text{La}(\text{FeSi})_{13}$ занимают лидирующие позиции. Исследования магнитокалорических свойств, кроме чисто прикладных представляют и значительный научный интерес, так как в комплексе с исследованиями других свойств позволяют получить дополнительные сведения о природе магнитного упорядочения, о взаимосвязи магнитных, упругих, и тепловых характеристиках твердого тела и т. д.

В данной работе приведены результаты исследования магнитолевой и температурной зависимости намагниченности, магнитострикции и магнитокалорического эффекта в замещенных образцах сплава $\text{LaFe}_{1.1}\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$ в импульсных до (180 кОе) и в переменных (12 кОе) магнитных полях. Замещение атомов Fe атомами Mn сдвигает T_c в сторону низких температур и не вносит радикальных изменений в поведение исследуемых коэффициентов. Наблюдаемая полевая зависимость намагниченности в импульсных магнитных

полях вблизи T_C однозначно указывает на фазовый переход второго рода. Оцененное из данных намагниченности изменение энтропии ΔS_M достигает 40 J/kgK в поле 180 кОе, а сама зависимость $\Delta S_M(T)$ в сильных полях носит заметно асимметричный характер. Магнитострикция достигает гигантских величин, достигающих $\sim 0.27\%$ в поле 180 кОе и коррелирует с поведением намагниченности. Показано, что рост частоты изменения магнитного поля 12 кОе от 1 до 20 Гц вблизи T_C вызывает уменьшение $\Delta T_{ад}$ на 17, 7 и 9 % в сплаве $LaFe_{11.2-x}Mn_xCo_{0.7}Si_{1.1}$ для $x = 0.1, 0.2, 0.3$ соответственно.

Работа выполнена в рамках госзадания FMSW-2022-0006.

Сдвиг фазы при измерениях МКЭ в переменных магнитных полях как индикатор рода магнитных фазовых переходов

А. М. Алиев, А. Г. Гамзатов, Э. Э. Алисултанов

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
lowtemp@mail.ru

При исследовании магнитокалорического эффекта в переменных магнитных полях исследуемый материал подвергается воздействию переменного магнитного поля $H = H_0 \sin \omega t$, где H_0 — амплитудное значение магнитного поля, ω — циклическая частота магнитного поля. Температурный отклик материала на воздействие переменного магнитного поля может быть представлен в виде $\Delta T = \pm \Delta T_0 |\sin(\omega t - \varphi)|$, где ΔT_0 — амплитудное значение изменения температуры, φ — сдвиг фазы между магнитным полем и температурным откликом образца. При классическом прямом измерении МКЭ, мы получаем только значение адиабатического изменения температуры ΔT , а при измерении в переменном поле, мы получаем значения двух параметров — ΔT и сдвига фазы φ . Последний параметр может дать ценную информацию о поведении

рода из низкотемпературной антиферромагнитной фазы в высокотемпературную ферромагнитную фазу, с температурой Нееля $T_N = 319$ К в режиме нагрева, и 310 К в режиме охлаждения. Фазовый переход сопровождается резким изменением параметров решетки, соединение MnAs, с фазовым переходом первого рода ферромагнетик-парамагнетик (суперпарамагнетик), с температурой Кюри $T_C = 317$ К в режиме нагрева и 304 К в режиме охлаждения.

В исследованных составах обнаружена сильная зависимость сдвига фазы от величины магнитного поля в области фазовых переходов первого рода, в то время как в точке фазового перехода второго рода сдвиг фазы почти не зависит от магнитного поля. Наблюдаемые результаты можно объяснить на основе флуктуационно-диссипационной теоремы. В точке фазового перехода второго рода сильно развиты флуктуации параметра порядка, и они статичны, а в точке фазового перехода первого рода флуктуации зависят от времени, и быстро затухают. Это приводит к тому, что в точке фазового перехода второго рода не должно быть отставания между возмущением (магнитным полем) и откликом, в данном случае — сигнала с термодпары. В то же время, из-за короткого времени жизни флуктуаций в области фазовых переходов первого рода, будет наблюдаться зависимость сдвига фазы от величины возмущающей силы или ее частоты. Также показано, что аномалии сдвига фазы хорошо проявляются в области некоторых магнитных фазовых переходов, например, спин-переориентационных переходов, которые обычно слабо проявляются на других физических параметрах, таких как намагниченность, теплоемкость, и др. Полученные результаты показывают, что посредством изучения сдвига фазы при исследовании МКЭ в переменных магнитных полях малой амплитуды можно обнаружить некоторые тонко проявляющиеся магнитные фазовые переходы, а также определить род магнитных фазовых переходов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-19-00610.



тоструктурных переходов времена релаксации обычно бывают существенно больше, чем в области магнитных фазовых переходов. В области магнитоструктурного фазового перехода обнаружена сильная деградация МКЭ под действием циклического магнитного поля. Предложены различные механизмы, ответственные за уменьшение величины МКЭ с ростом частоты изменений поля, а также за деградацию МКЭ в циклических полях. Проведены оценки относительной охлаждающей эффективности, охлаждающей мощности и эффективности цикла Карно в зависимости от амплитуды и частоты магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-19-00610.

Влияние размера гранул на низкотемпературный транспорт манганита $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.2}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$

М. А. Алиева¹, А. Г. Гамзатов², С. В. Гудина³, В. Н. Неверов³

¹Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

²Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

³Институт Физики металлов им. Михеева УроРАН, Екатеринбург, Россия
gamzatov_adler@mail.ru; totalfailure@mail.ru

Физические свойства манганитов заметно зависят от технологии получения образцов: особо чувствительны к условиям синтеза образцов магнитотранспортные свойства манганитов [1, 2]. Одним из интересных эффектов присущих манганитам керамической природы является минимум на температурной зависимости электросопротивления при низких температурах [2]. Хотя природа этого низкотемпературного минимума (НТМ) ясна, но его интерпретация остается дискуссионным [1; 2].

В данной работе приводятся результаты исследования магнитотранспортных свойств манганита $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.2}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ с различными

Мультикалорические эффекты в сплавах $Fe_{48}Rh_{52}$ и $Fe_{49}Rh_{51}$

А. А. Амиров^{1,2}, А. П. Каманцев³, В. Д. Запорожец⁴, Д. М. Юсупов¹,
А. С. Комлев^{1,2}, О. О. Павлухина⁵, А. В. Головчан⁴, И. Ф. Грибанов⁴,
В. И. Вальков⁴, В. В. Соколовский⁵, В. Д. Бучельников⁵, А. М. Алиев¹,
В. В. Коледов³, В. Г. Шавров³

¹Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова, Москва, Россия

⁴Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия

⁵Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

⁶Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

amiroff_a@mail.ru

Сплавы $Fe_{1-x}Rh_x$ (Fe-Rh) с концентрацией x близкой к экваторной имеют кристаллическую структуру $B2$ с объемноцентрированной кубической решеткой ОЦК (тип CsCl) и демонстрируют метамагнитный переход из низкотемпературной АФМ фазы в высокотемпературную ФМ фазу при котором происходит изотропное расширение кристаллической решетки на $\Delta V/V \sim 1\%$ без изменения ее типа. Семейство сплавов на основе Fe-Rh является наиболее удобным модельным объектом для изучения калорических (КЭ) и мультикалорических эффектов (мультиКЭ), благодаря их простой кристаллической структуре, температурам фазовых переходов близким к комнатным и высоким значениям обнаруженных в них магнитокалорического [1; 2], барокалорического [3] и эластокалорического эффектов [4].

В настоящем сообщении представлены результаты исследований КЭ и мультиКЭ в сплавах $Fe_{48}Rh_{52}$ и $Fe_{49}Rh_{51}$, при этом рассмотрен при двух случаях: 1) комбинация магнитного поля и изотропного гидростатического сжатия и 2) магнитного поля и одноосного растяжения.

Исследовано влияние сильного магнитного поля до 12 Тл и высокого гидростатического давления до 12 кбар на стабильность

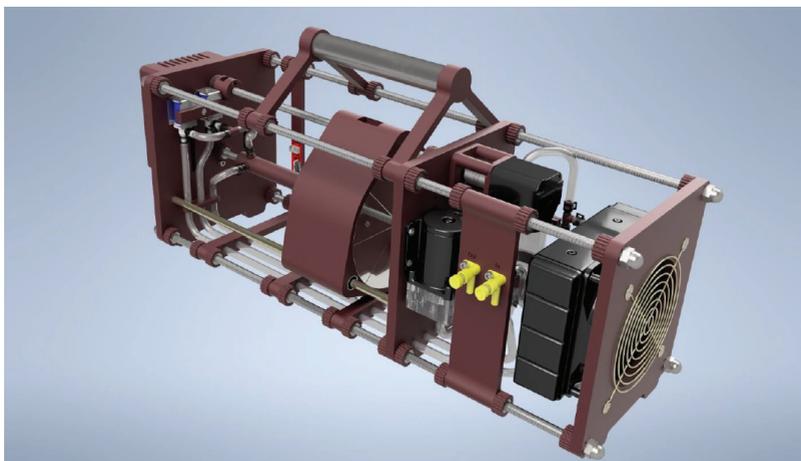


Рис. 1. Цифровая модель прототипа магнитной системы охлаждения линейного типа

пов. Цифровая модель прототипа магнитного охлаждения линейного типа приведена на рис. 1.

В качестве источников магнитного поля были использованы магнитные системы с Хальбах структурой (1.45 Тл – для прототипа линейного типа и до 1 Тл — вращательного), одноосное сжатие создавалось с помощью линейного актуатора с максимальной нагрузкой до 1500 Н. Адиабатическое изменение температуры ΔT при различных режимах приложенного магнитного поля и одноосного сжатия (снятия нагрузки) было измерено с помощью медь-константановой термопары, приклеенной к рабочему телу-образцу в форме таблетки из порошка сплава $\text{LaFe}_{11.4}\text{Mn}_{0.3}\text{Si}_{1.3}\text{H}_{1.6}$ с температурой магнитного перехода около 295.95 К.

Тестовые измерения одиночных МКЭ и ЭлКЭ показали, что абсолютные значения $|\Delta T|$ сильно зависят от адиабатичности условий эксперимента. Абсолютные значения $|\Delta T|$ для МКЭ находятся в диапазоне 2,2–2,5 К ($\Delta\mu_0 H = 1.45$ Тл, линейный прототип) и 0,8–1 К ($\Delta\mu_0 H = 1$ Тл, вращательный прототип). Наблюдаемые значения $|\Delta T|$ при одноосном сжатии (снятии нагрузки) не превышали 0,5 К.

Дальнейшие работы будут направлены на модернизацию прототипов за счет улучшения термоизоляции, магнитной системы, автоматизация цикла с комбинацией приложения магнитного поля и одноосного сжатия и др.).



- [1] T. Gottschall et. al, Nat. Mater. **17** (2018) 929–934.
[2] T. Gottschall et, al, J. Appl. Phys. **127** (2020).
[3] A. Czernuszewicz et. al, Energy Convers. Manag. **178** 335–342 (2018).

Полуметаллические свойства тонких пленок полусплавов Гейслера

Д. Р. Байгутлин¹, Ю. Н. Бутова¹, В. В. Соколовский¹,
В. Д. Бучельников¹

¹Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
d0nik1996@mail.ru

Полуметаллические ферромагнетики — это класс материалов со 100 % спиновой поляризацией на уровне Ферми. Они вызывают большой интерес из-за возможности их применения в области спинтроники [1]. Одним из наиболее распространенных методов генерации спин-поляризованного тока является инжекция спина из ферромагнитного материала, в частности, полуметаллических сплавов Гейслера XYZ [1]. Полуметаллические полусплавы Гейслера давно известны и достаточно хорошо изучены [1; 2]. Так в работе [3] исследованы 378 полугейслеровских соединений и определены стабильные сплавы, являющиеся полу-металлами. Однако для практического применения знания свойств объемного материала недостаточно, т. к. целью данной работы является исследование структурных, электронных и магнитных свойств пленок полусплавов Гейслера.

Оптимизация геометрии проводилась с использованием теории функционала плотности с проекционным методом дополненных волн, реализованным в VASP [5]. Для учета эффектов обменно-корреляционных эффектов использовалось приближение мета-GGA SCAN [6]. Для расчетов использовалась плотность сетки ≈ 5000 к-точек на атом обратной решетки.

На рис. 1 показан пример исследуемой тонкой пленки. Граничные условия по оси c , разорваны с помощью вакуума $\approx 15 \text{ \AA}$

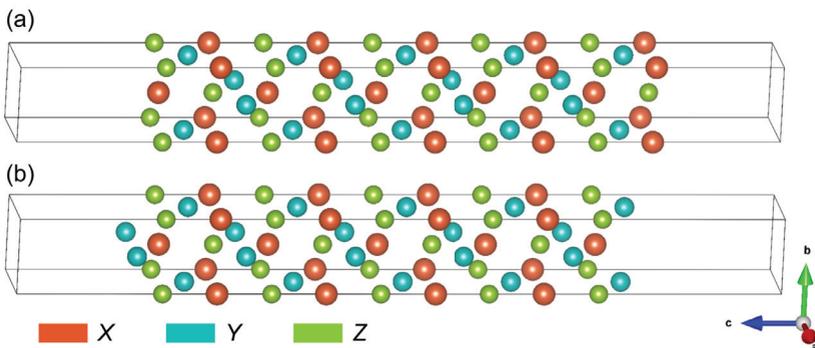


Рис. 1. Расчетная ячейка исследуемых полу-сплавов Гейслера в направлении $[001]$ в которой (a) внешний слой атомов (терминатор) состоит из XZ атомов (b) терминатор состоит из Y атомов.

в направлении $[001]$. В работе исследована зависимость ширины запрещенной зоны и поляризации от внешнего слоя атомов (терминатора) и плоскости пленки.

Кроме того исследована термодинамическая устойчивость пленки. Так, для примера, на рис. 2 показана зависимость плотности состояний атома Co в центральной плоскости пленки от толщины пленки в сплаве CrTiAs. Видно, что для толщин три и шесть

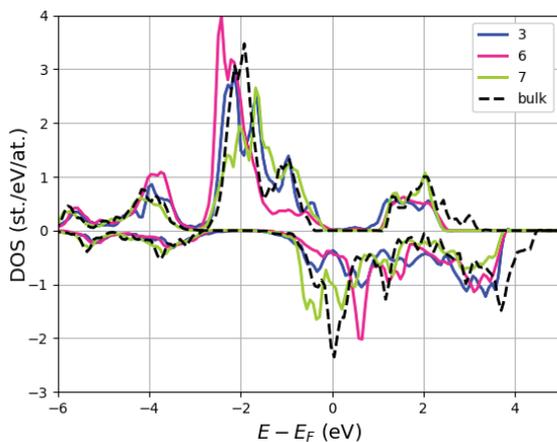


Рис. 2. Плотность электронных состояний в зависимости от числа элементарных ячеек вдоль оси c кристалла

элементарных ячеек плотность состояний на уровне Ферми существенно отличается от объемного образца. Для тошины семь элементарных ячеек плотность состояний гораздо ближе к плотности объемного образца, что говорит о стабильности пленок составленных из семи и более элементарных ячеек [7].

Исследование выполнено при поддержке проекта РФФ № 22-12-20032.

- [1] C. Felser et al., *Angew. Chem. Int. Ed* **46**(5), 668–699 (2007)
- [2] R. A. De Groot, et al. *Phys. Rev. Lett.* **50**(25), 2024 (1983).
- [3] J. Ma, et al. *Phys. Rev. B.* **95**(2), 024411 (2017).
- [4] A. Hirohata et al. *Appl. Phys.* **111**, 423–430 (2013).
- [5] G. Kresse, D. Joubert, *Phys. Rev. B.* **59**, (1999) 1758.
- [6] J. Sun, A. Ruzsinszky, J. P. Perdew, *Phys. Rev. Lett.* **115**, (2015) 036402.
- [7] M. Rostami, et al. *Mater. Chem. Phys.* **248**, 122923 (2020).

Особенности механизма рассеяния носителей тепла вблизи магнитоструктурных фазовых переходов в сплавах Гейслера Ni—Mn—In и Ni—Mn—Ga (Zn, Ga)

А. Б. Батдалов

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
ab.batdalov@gmail.com

Сплавы Гейслера семейства Ni—Mn—In и Ni—Mn—Ga, в которых наблюдается ряд интересных физических эффектов с богатым прикладным потенциалом (эффект памяти формы, магнитокалорический эффект и т. д.) являются предметом пристального внимания исследователей. Кроме того, данные сплавы интересны с точки зрения фундаментальной физики так как в них наблюдаются магнитные и структурные фазовые переходы, которые иногда проходят одновременно, вызывая единый магнитоструктурный фазовый переход первого рода.

В таком случае магнитное поле за счет магнитоупругого взаимодействия вызывает не только изменение энтропии магнитных подсистем ΔS_M , но и структурные превращения в образце, которые имеют свою скрытую энтропию, и таким образом общее изменение энтропии ΔS_{tot} может увеличиваться, вызывая гигантские значения магнитокалорического эффекта.

Эффективность работы холодильной машины, работающей на основе магнитокалорического эффекта, зависит не только от величины магнитокалорического эффекта, но и от частоты изменения приложенного магнитного поля, которая в свою очередь ограничена скоростью отвода тепла от рабочего тела холодильника — магнитокалорического материала. Скорость отвода тепла, очевидно, зависит от его теплопроводности. Таким образом мы пришли к выводу, что теплопроводность является очень важным параметром магнитокалорических материалов.

Экспериментальные данные теплопроводности сплавов Ni—Mn—In и Ni—Mn—Ga [1–4] показывают, что вблизи магнито-структурного фазового перехода происходит резкое возрастание теплопроводности сплавов при росте температуры. Учитывая, что в сплавах Гейслера электронная k_e и фононная k_{ph} составляющие теплопроводности соизмеримые величины, скачок может быть связан как с ростом k_e , так и с увеличением k_{ph} при переходе мартенсит—аустенит.

В образцах Ni—Mn—In фононная теплопроводность в мартенситной фазе составляет 67 %, а электронная 37 %. Экспериментальные данные показывают, что вклад фононов в наблюдаемый скачок является доминирующим, хотя вклад электронов также существенен. Переход мартенсит-аустенит означает переход искаженной модулированной структуры мартенсита в высоко симметричный кубический аустенит. При таком переходе длина свободного пробега фононов l_{ph} , которая соизмерима со структурными неоднородностями резко возрастает, вызывая рост k_{ph} . Аналогично можно сказать и о рассеянии электронов.

В системе Ni—Mn—Ga (Zn, Cu), в котором атомы галлия частично замещаются атомами цинка и меди картина несколько усложняется благодаря появлению рассеяния на фазовых границах. В таком случае анализ зависимости $k(T)$ лучше проводить используя данные по температуропроводности $\eta(T)$. Температуропроводность —

важный термодинамический параметр, характеризующий скорость изменения температуры тела в неравновесных условиях. Она определяет время, необходимое для установления равновесного распределения температуры на тепловых процессах и влияет на эффективность работы тепловых машин. Обсуждаются экспериментальные результаты по измерению $\eta(T)$ для образцов Ni-Mn-Ga (Zn, Cu).

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>)

[1] A. G. Gamzatov, A. B. Batdalov, A. M. Aliev et al., *Intermetallics*, **143**, 107491 (2022).

[2] А. Г. Гамзатов, А. Б. Батдалов и др., *ФТТ*, **64**, 2094–2099 (2022).

[3] Q. Zheng, D. G. Cahill et al., *Adv.Eng.Mater.*, 1801342 (2019)

[4] J. Kaštil, J. Kamarád, M. Mišek, J. Hejtmánek, Z. Arnold, *JMMM*, **466**, 260–26615 (2018)

Моделирование пластической деформации в двухфазных Al—Cu бикристаллах, насыщенных водородом

П. А. Безбородова, В. С. Красников, А. Е. Майер

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
ibragimova-polin@mail.ru

Проблема снижения механических свойств металлов и сплавов при насыщении их атомами водорода, называемая водородным охрупчиванием (ВО), привлекает внимание исследователей уже более ста лет [1]. Известно, что Al—Cu сплавы обладают высокой стойкостью к водородному охрупчиванию, однако и в их случае водород проникает в объем материала в процессе функционирования, приводя к снижению эксплуатационных характеристик сплава [2]. Механические свойства сплавов во многом определяются фазовым составом и распределением по размерам интерметаллических включений.

В настоящее время вопросы, связанные с влиянием атомов водорода на деформационное поведение Al—Cu сплавов, активно изучаются, однако полное понимание деформационных механизмов не достигнуто. В работе [3] показано, что упрочняющие включения вторых фаз накапливают водород, что в значительной мере ответственно за деградацию механических свойств сплава. При изучении свойств Al—Cu сплавов особое внимание уделяется изучению свойств θ' фазы — основного упрочняющего включения в Al—Cu сплавах [4].

Методом молекулярной динамики проведено исследование механизмов пластической деформации, возникающих при сдвиговой деформации в Al/ θ' бикристаллах в отсутствие водорода и с насыщенным водородом слоем θ' фазы. Рассмотрены два размера систем и два направления сдвига $[100](001)_{Al}$ и $[100](010)_{Al}$, а также две скорости деформации.

При ϵ_{xz} деформации системы пластическая релаксация активируется при формировании дислокационных петель в алюминии на межфазной границе при напряжении 6.4 ГПа. Появление дефектов на межфазной границе приводит к формированию разупо-

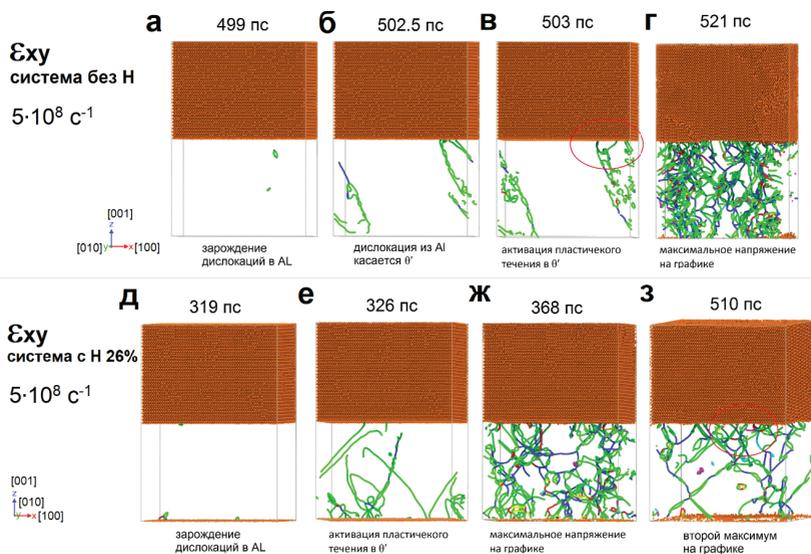


Рис. 1. Стадии развития пластической деформации в малом бикристалле: ϵ_{xy} - деформация. Верхний ряд — система без водорода, нижний ряд — с водородом. Скорость деформации $5 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$

Экспериментальная установка для изучения электрокалорического эффекта в сегнетоэлектриках

М. С. Быбик¹, В. В. Коледов¹, Д. Д. Кузнецов¹, В. С. Калашников¹,
В. Г. Шавров¹, С. В. фон Гратовски¹, К. П. Андрюшин², Е. И. Ситало²,
А. Peláiz-Barranco³

¹ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

²Южный Федеральный Университет, Ростов-на-Дону, Россия

³Havana University, LaHabana, Cuba.

Bybik.M.S@gmail.com

В последние годы значительно возрос интерес к исследованию электрокалорического эффекта (ЭКЭ) в сегнетоэлектриках для применения в перспективных устройствах твердотельного охлаждения. Изучение эффектов в сегнетоэлектриках при фазовых переходах, индуцированных электрическим полем, были начаты в 1970-х гг. [1]. Однако сейчас возрастает интерес именно к прямым измерениям ЭКЭ и изучению других явлений вблизи индуцированных электрическим полем фазовых переходов. Например, в работе [2] представлен бесконтактный метод прямых измерений ЭКЭ с временным разрешением полной динамики адиабатического изменения температуры ΔT и спонтанной электрической поляризации P в сегнетоэлектрических материалах с ЭКЭ. Принцип измерения ΔT основан на том, что инфракрасное излучение, испускаемое образцом, регистрируется с временным разрешением ~ 1 мкс и позволяет определять температуру образца с разрешением ~ 1 мК. Одновременная регистрация переходных процессов для приложенного электрического поля и индуцированной поляризации дает всестороннее представление о корреляции электрокалорических и сегнетоэлектрических свойств.

Цель данной работы заключается в разработке метода изучения электрокалорического эффекта в сегнетоэлектриках в широком диапазоне температур и воздействующих электрических полей, и создании экспериментальной установки для проведения исследования

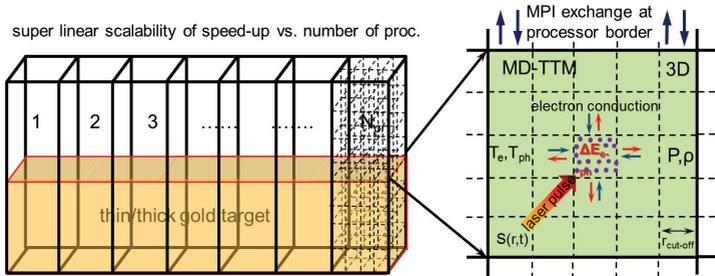


Рис. 1. Схематическое изображение расчетной ячейки для реализации МД-ДТМ модели для исследования механизма короткоимпульсной наноструктуризации на поверхности золота

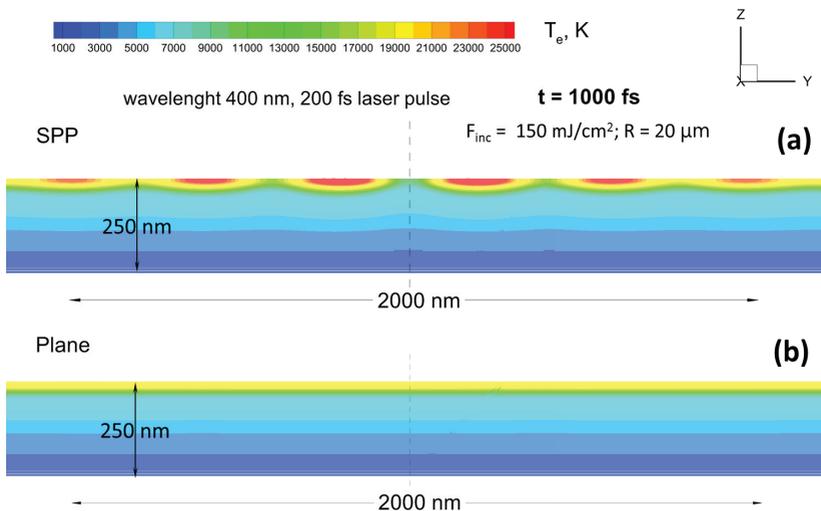


Рис. 2. Поле электронной температуры, полученной с помощью МД-ДТМ модели с учетом возбуждения поверхностного плазмона-поляритона (а) и без него (б)

Работа выполнена за счет средств РНФ, проект № 22-19-00355.

- [1] S. J. Bonse et al., IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **23**, 9000615 (2017).
- [2] C. Florian et al., J. Laser Appl. **32**, 022063 (2020).
- [3] J. Bonse and S. Gräf, Laser Photonics Rev. **14**, 2000215 (2020).

Описание изменения характера магнитного упорядочения и магнитокалорических свойств в системе $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$ под давлением

В. И. Вальков¹, А. В. Головчан¹, И. Ф. Грибанов¹, Е. П. Андрейченко¹,
О. Е. Ковалёв¹, В. И. Митюк², А. В. Маширов³

¹ Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, ДНР, Россия

²ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению» Минск, Беларусь

³Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия.

valkov09@gmail.com

При атмосферном давлении гелимагнитное (НМ) упорядочение в сплавах системы $Mn_{1-x}Cr_xNiGe$, при температурах более низких чем температуры лабильности T_{i2} , T_{i1} структурного парамагнитного (РМ) перехода типа смещения $PM(P6_3/mmc) \rightarrow PM(P_{nma})$ реализуется как изоструктурный переход 2 рода $PM(P_{nma})$ - $HM(P_{nma})$. Магнитокалорический эффект (МКЭ) вблизи температуры Нееля (T_N), как изменение изотермической энтропии ΔS при $\Delta B = 1T$ достигает величины $1 J/K \cdot kg$ [1]. В рамках модифицированной обменно-структурной модели, предсказывается ряд значительных магнито-структурных эффектов под давлением. Это трансформация изоструктурного магнитного фазового перехода 2-го рода $PM(P_{nma}) \rightarrow HM(P_{nma})$, рис. 1а, с к скачкообразному магнитоструктурному переходу 1-го рода $PM(P6_3/mmc) \rightarrow HM(P_{nma})$, рис. 1b, d, кратное увеличением МКЭ и уменьшение низкотемпературного (НТ) антиферромагнитного вклада в удельный магнитный момент. В основе модифицированной модели лежит предположение о двух составляющих магнитоструктурных вкладах в механизм магнитоструктурных переходов типа смещения. Основной обменно-структурный вклад (ОСК) возникает как реакция спиновой подсистемы на изменение конфигурации магнитоактивных атомов. Он реализуется посредством учета зависимости интегралов обменных взаимодействий от инвариант-

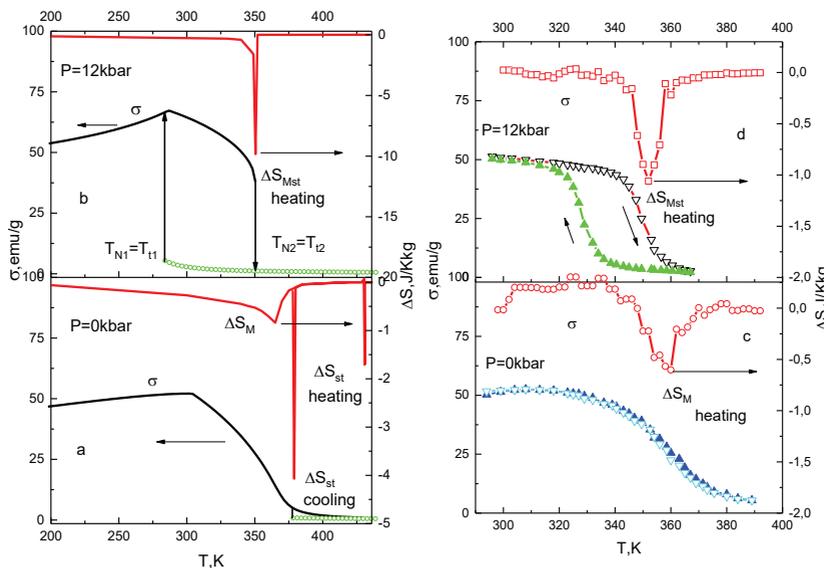


Рис. 1. Барическая трансформация температурных зависимостей удельной намагниченности σ и скачков магнитной энтропии ΔS сплава $\text{Mn}_{0.89}\text{Cr}_{0.11}\text{NiGe}$ (a, b — теория; c, d — эксперимент).

ΔS_M , ΔS_{Mst} , ΔS_{st} — скачки энтропии при $\text{PM}(P_{nmd})\text{—HM}(P_{nmd})$, $\text{PM}(P_{6_{3/mmc}})\text{—HM}(P_{nmd})$, $\text{PM}(P_{6_{3/mmc}})\text{—PM}(P_{nmd})$ переходах соответственно

ных комбинаций параметров структурного порядка и объемных деформаций. ОСК отвечает за аномальное поведение температурной зависимости обратной (PM) восприимчивости в области PM структурного перехода и уменьшение антиферромагнитной компоненты в удельный магнитный момент под давлением [2]. Второй вклад возникает при допущении, что частота замерзания мягких мод фононной подсистемы зависит от степени поляризации 3d электронной системы. Его реализация описывается учетом зависимости энергии межъядерных взаимодействий между локальными смещениями атомов Ni от параметра магнитного порядка. Этот вклад формирует ряд особенностей P-T диаграммы системы $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{NiGe}$.

Расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями величин ΔS при переходах 1-го рода, рассчитанными по известному соотношению Максвелла(СМ) обусловлено пренебрежением в теоретическом описании значительной размытости

реальных магнитоструктурных переходов 1-го рода (конечности величин $(\partial M/\partial T)_T$ в СМ (1) на эксперименте и ее бесконечности в теории в области температур миагнитоструктурного перехода T_{N1}, T_{N2} .

$$\Delta S(T, H) = S(T, H) - S(T, 0) = \int_0^{H_{\max}} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH. \quad (1)$$

Работа выполнена в рамках бюджетной темы ДонФТИ.

[1] И. Ф. Грибанов, А. В. Головчан, В. Д. Запорожец, В. И. Каменев, Л. Д. Клищенко, В. В. Коледов, В. И. Митюк, А. П. Сиваченко, ФТВД, 28, 13(2018)

[2] В. И. Вальков, В. И. Каменев, Головчан А. В., И. Ф. Грибанов., В. В. Коледов, В. Г. Шавров, В. И. Митюк, П. Дуда, ФТТ, 63, 628(2021)

Коллапс обратного магнитокалорического эффекта в сплаве $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в циклических магнитных полях

А. Г. Гамзатов, А. М. Алиев, А. Б. Батдалов

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
gamzatov_adler@mail.ru

В данной работе приводятся результаты прямых измерений магнитокалорического эффекта (МКЭ) в сплаве Гейслера $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ как классическим экстракционным методом, так и в циклических магнитных полях методом модуляции магнитного поля. Величина обратного МКЭ в сплаве $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в циклическом магнитном поле 1.8 Тл с частотой 0.2 Гц зависит от скорости температурного сканирования (рис. 1(а)). Чем выше скорость сканирования, тем выше будет величина обратного эффекта [1; 2], что является следствием необратимости магнитоструктурного фазового перехода (МСФП) в магнитных полях 1.8 Тл.

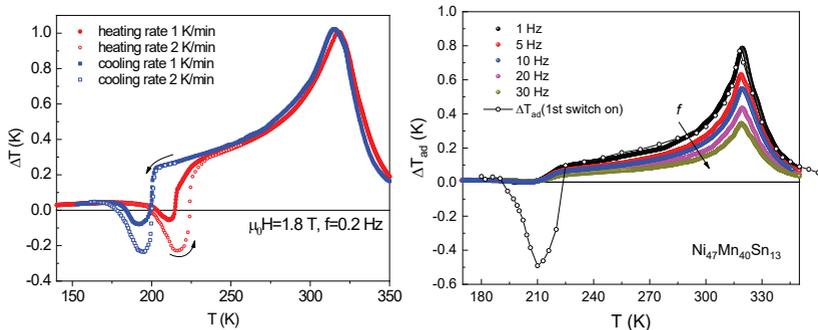


Рис. 1. а) Зависимость ΔT_{ad} от температуры в циклических магнитных полях а) 1.8 Тл, б) 1.2 Тл

На рис. 1(б) приведены результаты исследования влияния частоты циклического магнитного поля 1.2 Тл на величину МКЭ, там же точками отмечена величина обратного эффекта при разовом включении магнитного поля 1.2 Тл. Как видно из рисунка с ростом частоты от 1 до 30 Гц в поле 1.2 Тл величина ΔT_{ad} вблизи T_C убывает с 0.78 К до 0.35 К, т. е. более, чем в 2 раза. Вблизи МСФП при $f \geq 1$ Гц обратный МКЭ почти не проявляется, т. е. наблюдается коллапс обратного МКЭ в циклических магнитных полях, что является следствием проявления необратимости МСФП.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>)

- [1] A. G. Gamzatov, et al., Appl. Phys. Lett. **113**, 172406 (2018).
- [2] A. G. Gamzatov, et al., J. Mater. Sci. **56**, 15397 (2021).

Магнитокалорические свойства Ni—Mn—Ga—Sn—Cu в циклических магнитных полях до 1.8 Тл

А. Б. Гаджиев¹, А. Г. Гамзатов¹, А. М. Алиев¹, И. И. Мусабириров²

¹Институт Физики им. Х. И. Амирханова, ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

²Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия
mr.gadzhiev.93@mail.ru

Исследование магнитотермических свойств и явлений в магнитных материалах имеет огромное значение для решения фундаментальных проблем магнетизма и физики твердого тела, а также для технических приложений. На сегодняшний день, магнитокалорический эффект (МКЭ), главный претендент в качестве основы для твердотельного магнитного охлаждения за счет высокой энергоэффективности и безопасности использования [1]. Большой научный интерес к семейству сплавов Гейслера вызван тем, что в данных материалах в области фазовых переходов наблюдаются такие свойства как эффект памяти формы, гигантский магнитокалорический эффект (прямой и обратный), баррокалорический эффект, сверхупругость, гигантское магнитосопротивление и др.

В данной работе представлены результаты исследования температурной зависимости магнитокалорического эффекта в системе Ni—Mn—Ga—Sn—Cu, в циклических магнитных полях до 1.8 Тл. Серия сплавов Ni—Mn—Ga—Sn—Cu были изготовлены вакуумной индукционной переплавкой в керамическом и графитовом тигле [2]. Были получены образцы с разной микроструктурой. Протокол измерения магнитокалорического эффекта в циклических полях был следующим: образец охлаждали до температуры ниже конечной точки мартенситного превращения, а затем к нему прикладывали переменное магнитное поле 1.8 Тл с постоянной скоростью нагрева (исследования повторялись для разных скоростей нагрева/охлаждения 1.5 К/мин и 5 К/мин). Получены результаты влияния микроструктуры и скорости температурного сканирования на магнитокалорический эффект в области мартенситного и магнитного фазовых превращений в системы Ni—Mn—Ga—Sn—Cu.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>)

[1] K. G. Sandeman. *Magnetics Technology International, Showcase*, 32–34, (2011).

[2] I. I. Musabirov, I. M. Safarov, R. M. Galejev, R. Yu. Gaifullin, A. B. Gadjeiev, A. M. Aliev, A. V. Mashirov, V. V. Koledov, R. R. Mulyukov. *Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal*. **6**, 246–254 (2021).

Гигантское спин-орбитальное расщепление Рашбы в квантовых ямах HgCdTe с нормальным и инвертированным зонным спектром

С. В. Гудина¹, В. Н. Неверов¹, К. В. Туруткин¹, Н. Г. Шелушинина¹,
М. В. Якунин¹, С. А. Дворецкий², Н. Н. Михайлов²

¹Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия. svropova@imp.uran.ru

²Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Снятие спинового вырождения в отсутствие магнитного поля (эффект Рашбы [1]) является темой постоянного интереса при исследовании гетероструктур на основе узкощелевых и бесщелевых полупроводников. В дополнение к малой энергетической щели в квантовых ямах (КЯ) HgTe, еще одним важным фактором, способствующим большой величине спин-орбитальной связи Рашбы, является инвертированный тип зонной структуры HgTe с шириной ямы больше 6 нм, когда край зоны проводимости формируется р-состояниями зоны Γ_8 , а не s-состояниями зоны Γ_6 , как в традиционных гетеросистемах. Переход от инвертированного типа зонной структуры к нормальному происходит также при изменении содержания Cd в твердом растворе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $x > 0.16$, что дает дополнительный способ управления параметрами энергетического спектра.

Исследованы образцы с квантовыми ямами $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.15$; 0.05) близкой ширины 13 и 15 нм, асимметрично легированные в барьере, концентрация электронов $n \approx (2.2 \text{ и } 4.3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Согласно расчету зонной структуры [2] в нулевом поле в рамках 8-зонной модели Кейна один из образцов (15 нм) имеет инвертированную зонную структуру, а в другом (13 нм) обнаружен нормальный порядок зон, но в последнем электронная подзона по-прежнему содержит значительную долю волновых функций р-типа.

Благодаря высокому качеству образцов и высокой концентрации электронов, в наших структурах наблюдается удивительно богатая картина осцилляций Шубникова — де-Гааза ШдГ: осцилляции высокого разрешения с большим количеством четко определенных узлов биений (рис. 1). Параметры спин-орбитального взаимодействия определены из исследований осцилляций ШдГ по концентрации носителей в спин-расщепленных подзонах, найденной из Фурье-анализа, и из анализа положения узлов биений как в слабых магнитных полях, так и в широком диапазоне магнитных полей. Найденные значения спин-орбитального расщепления на уровне Ферми в нулевом магнитном поле достигают 30 мэВ и не зависят

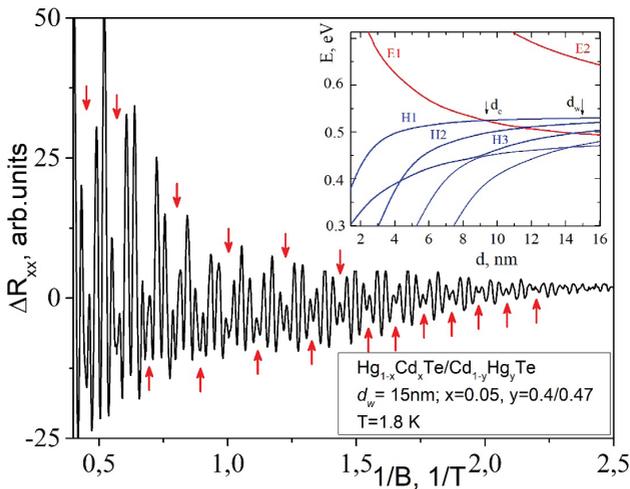


Рис. 1. Зависимость осциллирующей части продольного сопротивления ΔR_{xx} от обратного магнитного поля $1/B$ для образца $\text{Hg}_{0.95}\text{Cd}_{0.05}\text{Te}/\text{Cd}_{0.53}\text{Hg}_{0.47}\text{Te}$ с инвертированным зонным спектром. Стрелками показано положение узлов биений осцилляций ШдГ. На вставке: энергии размерно-квантованных подзон при $k = 0$ в зависимости от ширины квантовой ямы.

от типа зонной структуры. Данные для полного спинового расщепления $\delta(B)$, полученные из анализа положения узлов биений осцилляций ШдГ, были описаны в широком диапазоне магнитных полей с помощью теоретического выражения [3], учитывающего эффекты Зеемана и Рашбы с эффективными значениями массы и g -фактора в качестве подгоночных параметров: в пределе слабых магнитных полей спиновое расщепление $\delta(B)$ линейно уменьшается с $\hbar\omega_c$, причем скорость этого спада определяется эффективной массой носителей заряда, g -фактор электронов можно получить из области сильных магнитных полей, где спин-орбитально связанные состояния оказываются сильно разделенными по энергии, и спиновое расщепление δ определяется зеемановским.

$$\delta(B) = \left[(\hbar\omega_c - g\mu_B B)^2 + \Delta_R^2 \right]^{1/2} - \hbar\omega_c \cong \begin{cases} \Delta_R - \hbar\omega_c, & \text{if } \hbar\omega_c \ll \frac{\Delta_R}{1 - \frac{gm^*}{2m_0}} \\ \frac{gm^*}{2m_0} \hbar\omega_c, & \text{if } \hbar\omega_c \gg \frac{\Delta_R}{1 - \frac{gm^*}{2m_0}} \end{cases}$$

Сам факт адекватного описания данных с помощью этой теоретической зависимости, указывает на преобладающий вклад Рашбы в спин-орбитальное расщепление при $B = 0$ по сравнению с вкладом Дрессельхауса.

Значение спин-орбитального расщепления Рашбы столь велико благодаря сочетанию сильной структурной асимметрии квантовых ям, высокой концентрации электронов и большой доли состояний r -типа в нижней подзоне зоны проводимости.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, грант 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, J. Phys. C, **17**, 6039 (1984).

[2] Л. С. Бовкун и др., ФТП, **52**, 1274 (2018).

[3] B. Das, et al., Phys.Rev.B, **41**, 8278 (1990).

Вопросы фазовой стабильности сплавов Гейслера на основе Ni—Co—Mn—Z (Z = Ga, In, Sn, Sb)

К. Р. Ерагер, Д. Р. Байгутлин, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
eragerk@rambler.ru

Известно, что дополнительный элемент на никелевом участке в сплавах Гейслера может влиять как на магнитные, так и на структурные фазовые переходы, что приводит к изменению магнитокалорических свойств. Авторами работы [1] отмечено, что в сплаве $\text{Ni}_{1-55-x}\text{Co}_x\text{Mn}_{20}\text{Ga}_{25}$ с увеличением содержания Co уменьшается T_M , а так же показано, что для критической концентрации Co $\sim 10\%$ мартенситная фаза становится самопроизвольно нестабильной и переходит в «замороженное» деформированное состояние с ферромагнитной спиновой конфигурацией.

В данной работе представлены результаты исследования из первых принципов свойств сплавов $\text{Ni}_{2-x}\text{Co}_x\text{Mn}_{1+y}\text{Z}_{1-y}$ ($x = 0, 0.25$ и 0.5 , и $y = 0, 0.25, 0.5$ и 0.75), где Z — это Ga, In, Sn, Sb. Расчеты произведены в рамках функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP [2], в приближении функционала GGA-PBE (Perdew-Burke-Ernzerhof) [3]. Геометрическая оптимизация всех структур проведена в рамках электронной и ионной релаксации на 16-атомной суперячейке. Интегрирование зоны Бриллюэна реализовано на Γ -центрированной k-точечной сетке с плотностью ~ 5000 точек на атом обратной решетки. Энергия обрезки плоских волн составляла 560 эВ, а параметр сходимости по энергии равнялся 10^{-8} эВ/атом. Рассмотрены два случая упорядочения магнитных моментов: ферромагнитное — FM и ферримагнитное — FIM, а также расположение магнитных моментов в шахматном порядке (staggered) и послойном (layered).

Известно [1], что увеличение концентрации Co в нестехиометрических сплавах Ni—Co—Mn—Z (Z = Ga, In, Sn, Sb) стабилизирует ферромагнитную аустенитную фазу, относительно ферримагнитной (staggered) мартенситной фазы и, в конечном

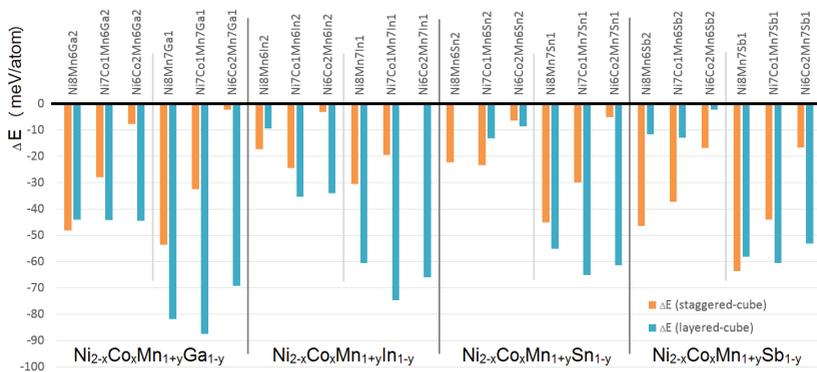


Рис. 1. Разница энергии основного состояния между кубической и тетрагональной фазами для staggered и layered упорядочения магнитных моментов

итоге, нивелирует фазовый переход. Однако для тетрагональных ферримагнитных (layered) композиций Ni—Co—Mn_{1.5}Z_{0.5} (Z = Ga, In) и Ni—Co—Mn_{1.75}Z_{0.25} (Z = Ga, In, Sn, Sb) с увеличением Co до 12.5 % наблюдается обратная зависимость: появляется существенная энергетическая разница относительно кубических и тетрагональных staggered структур, поскольку растет энергия основного состояния layered мартенсита.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-01493-23-00. К. Р. Ерагер выражает благодарность фонду поддержки молодых ученых ФГБОУ ВО «ЧелГУ».

[1] Orlandi F. // Phys. Rev. B. V. **94**, № . 14. 140409 (2016).

[2] Kresse G., Furthmüller J. // Phys. Rev. B. V. **54**, 11169 (1996).

[3] Perdew J. P., Burke K., Ernzerhof M. // Phys. Rev. Lett. V. **77**, 3865 (1996).

Влияние микроструктуры на частотную стабильность магнитокалорического эффекта манганита $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.2}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$

А. Т. Кадырбардеев, А. Г. Гамзатов, Н. Э. Абдулкадирова,
А. М. Алиев

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
anvar.kadirbardeev@gmail.com

Несмотря на то, что процесс создания твердотельных магнитных холодильников выходит на практическую плоскость, (созданы и описаны десятки прототипов холодильных машин с разными характеристиками, с различными рабочими телами, различной конструкции и т. д. [1]), технология магнитного охлаждения столкнулась с множеством проблем, требующих дальнейших научных и научно-поисковых исследований. Известно, что в магнитных рефрижераторах магнитный материал будет подвергаться долговременному циклическому воздействию магнитного поля [1]. Поэтому, прежде чем рекомендовать магнитный материал для применения в технологии магнитного охлаждения необходимо проводить: 1) исследование влияния частоты циклического магнитного поля на величину магнитокалорического эффекта и 2) исследование деградации и устойчивости магнитокалорических свойств при длительном воздействии циклического магнитного поля. Такие исследования на сегодняшний день находятся на начальных стадиях и проводятся единичными научными исследовательскими группами [2–9].

Имеющиеся немногочисленные данные влияния частоты циклического магнитного поля на величину МКЭ показывают сложную зависимость величины МКЭ от частоты циклического магнитного поля [2–9]. Известно, что вблизи фазового перехода первого рода для большинства материалов наблюдается сильная частотная зависимость МКЭ, что можно объяснить наличием гистерезиса и кинетикой протекания фазового перехода, связанной с процессом зародышеобразования и роста основной фазы. При этом частотная

стабильность зависит также от величины магнитного поля. В материалах с фазовыми переходами второго рода не все так однозначно. Есть материалы стабильные к частотным изменениям такие как Gd [5], ряд композиций системы La-Fe-Si [7; 9] и некоторые композиции сплавов Гейслера [2]. В недавних работах [5; 7] было сделано предположение о важной роли микроструктуры в частотных зависимостях МКЭ.

В данной работе влияние микроструктуры исследуемых образцов на величину и на частотную стабильность магнитокалорического эффекта изучена на примере керамических манганитов. Выбор манганитов связан с тем, что, во-первых манганиты хорошо изучены и, во-вторых, их удобно синтезировать с регулируемой микроструктурой. Путем регулирования условий синтеза получены композиции манганита $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.2}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ (PSC) с разной микроструктурой PSC1300, PSC900 и PSC600 (числа обозначают температуры отжига образцов).

На рис. 1 (а, b, с) приведена микроструктура полученных образцов. Как видим уменьшение температуры отжига приводит к ухудшению межзеренных контактов и уменьшению размера гранул.

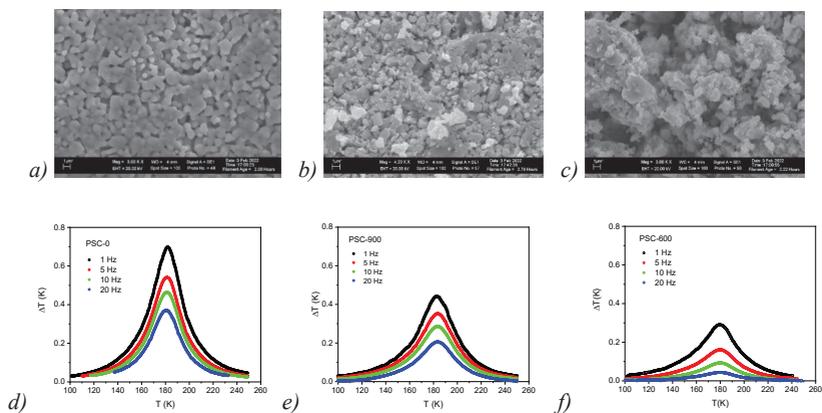


Рис. 1. Температурные зависимости МКЭ в магнитном поле 1.2 Тл с частотой до 20 Гц

На рис. 1 (d, e, f) приведены температурные зависимости МКЭ для исследуемых образцов при разных частотах циклического магнитного поля (1, 5, 10 и 20 Гц). Как видим уменьшение размера гранул или же ухудшение межзеренных контактов приводит как

ком диапазоне температур. Добавление примесей, расширяющих кристаллическую решетку, позволяет варьировать температуру Кюри от 180 до 320 К при сохранении значительного МКЭ [2; 3]. Сильнее всего смещают температуру Кюри добавки Ce, Pr, Nd [4], Sr [5] и Mn [6–8], но только последний позволяет снизить температуру Кюри до 19 К [9], что делает данный материал перспективным как рабочее тело для магнитных криокулеров.

Ещё одним из путей управления температурой магнитного фазового перехода (ФП) в таких соединениях является гидрирование [7; 8]. Сплавы $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$ имеют температуру Кюри в области комнатных температур и показывают высокие значения МКЭ [8]. Основными недостатками таких сплавов являются их низкая механическая стабильность и высокая чувствительность к коррозии. При гидрировании промежуточный атом H вызывает разрушение объемного сплава, что приводит к необходимости в дополнительной обработке полученных образцов для оптимизации их механических свойств и защиты от коррозии.

Целью настоящей работы являлось создание композитных образцов на основе порошков сплава $\text{LaFe}_{11.4}\text{Mn}_{0.3}\text{Si}_{1.3}\text{H}_{1.6}$ (LFMSH) и исследование их магнитокалорических свойств. Температура магнитного ФП в микропорошке LFMSH составляет $T_c = 295.9$ К. МКЭ в исходном микропорошке LFMSH и композитах на его основе был исследован путем прямого измерения адиабатического измерения температуры ΔT при циклическом приложении магнитного поля в 1.2 Тл. Для исследований использовался оригинальный метод, подробно описанный в [10], в котором источником магнитного поля является система постоянных магнитов с регулируемой частотой вращения, составлявшей 2 Гц. Для измерения температуры образцов была использована дифференциальная микротермопара типа Т (медь-константан) с толщиной проводов 40 мкм, точные значения температуры образца устанавливались при помощи термоконтроллера LakeShore Model 335.

Результаты измерений МКЭ вблизи температуры Кюри в микропорошке LFMSH и композитах на его основе представлены на рис. 1 в режимах: (а) нагрева и (б) охлаждения образца. Максимальные значения адиабатического МКЭ для микропорошка LFMSH составили: $\Delta T = 2.7$ К при $T_0 = 291$ К при нагреве, и $\Delta T = 3$ К при $T_0 = 287$ К при охлаждении. Максимальные значения МКЭ



Исследование сил трения при движении криостата с элементами из ВТСП керамики в вакуумной трубе

Д. А. Карпунин¹, В. В. Коледов¹, В. Г. Шавров¹, Ю. А. Терентьев¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. *interceptor1986@mail.ru*

Цель настоящей работы — исследование сил трения при движении криостата с элементами из керамики высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) в вакуумной трубе. Один из принципов работы магнито-левитационных транспортных систем основан на использовании явления магнитной левитации ВТСП второго рода. Над трассой, собранной из постоянных магнитов, охлаждается криостат с ВТСП состава Y-Ba-Cu-O. Температура перехода ВТСП в сверхпроводящее состояние примерно равно 93 К, что позволяет охлаждать криостат жидким азотом, температура кипения которого равна 77 К. В ходе эксперимента криостат сначала при комнатной температуре устанавливается на некоторой высоте (высоте захлаживания) на немагнитной подставке над трассой. Затем проводится его заполнение жидким азотом. ВТСП переходит в сверхпроводящее состояние при достижении критической температуры. Магнитные силовые линии, выходящие из линейных магнитов трассы «вмораживаются» в элементы ВТСП. При этом обеспечивается и силовое противодействие гравитации, обеспечивающее левитацию и боковое стабилизирующее усилие.

Несмотря на отсутствие механического трения «колесо-рельс» в системе магнитного левитационного транспорта существуют неизбежные потери, такие как остаточное сопротивление воздуха и магнитное трение. Была создана вакуумная установка, которая предназначена для оценки вклада аэродинамической составляющей в общее количество потерь, возникающих при левитации ВТСП над трассой из постоянных магнитов.

Установка состоит из вакуумной трубы из оргстекла длиной 2 м, диаметром 16 см. В трубе размещен макет трассы из линеек постоянных магнитов на основе Nd-Fe-B. Трасса имеет постоянную

результатов с экспериментальными данными. Детальное изучение особенностей формирования ферромагнитной фазы по результатам моделирования позволило определить условия, при которых доминируют различные механизмы фазового разделения. Корреляция между моделью и экспериментальными результатами позволяет проверить гипотезы о движущих силах фазового перехода.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта 22-22-00291. Комлев А. С. благодарит фонд «БАЗИС» за стипендиальную поддержку. Перов Н. С. выражает благодарность Минобрнауки России за грант № 075-15-2021-1353.

[1] A. M. Tishin, Y. I. Spichkin, V. I. Zverev, P. W. Egolf, A review and new perspectives for the magnetocaloric effect: New materials and local heating and cooling inside the human body, International Journal of Refrigeration. 68 (2016) 177–186. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.04.020>.

[2] A. Waske, D. Dzekan, K. Sellschopp, D. Berger, A. Stork, K. Nielsch, S. Fähler, Energy harvesting near room temperature using a thermomagnetic generator with a pretzel-like magnetic flux topology, Nat Energy. 4 (2019) 68–74. <https://doi.org/10.1038/s41560-018-0306-x>.

[3] R. Modak, M. Murata, D. Hou, A. Miura, R. Iguchi, B. Xu, R. Guo, J. Shiomi, Y. Sakuraba, K. Uchida, Phase-transition-induced giant Thomson effect for thermoelectric cooling, Applied Physics Reviews. 9 (2022) 011414. <https://doi.org/10.1063/5.0077497>.

[4] A. S. Komlev, D. Y. Karpenkov, D. A. Kiselev, T. S. Ilina, A. Chirkova, R. R. Gimaev, T. Usami, T. Taniyama, V. I. Zverev, N. S. Perov, Ferromagnetic phase nucleation and its growth evolution in FeRh thin films, Journal of Alloys and Compounds. 874 (2021) 159924. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.159924>.

[5] L. I. Vinokurova V. G. Veselago, Instability of magnetic states in ordered iron-platinum and iron-rhodium alloys, The Magnetic and Electron Structures of Transition Metals and Alloys. 3 (1986) 45.



In-situ ПЭМ-анализ структуры и механизма фазового превращения сплава Ni—Mn—In с памятью формы

Д. Д. Кузнецов¹, Е. И. Кузнецова², А. В. Маширов¹, А. С. Лошаченко³,
Д. В. Данилов³, Г. А. Шандрюк⁴, В. Г. Шавров¹, В. В. Коледов¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. *kuznetsov.dmitry89@gmail.com*

²Институт физики металлов имени М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия. *physics@imp.uran.ru*

³МРЦ по направлению «Нанотехнологии», Научный парк, Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия. *a.e.losev@spbu.ru*

⁴Институт нефтехимического синтеза имени А. В. Топчиева РАН, Москва, Россия. *director@ips.ac.ru*

Величина гистерезиса фазового превращения (ФП) имеет решающее значение для надежности устройств на основе сплава с памятью формы, магнитной памятью формы, где деформация / напряжение решетки, вызванные внешним воздействием (магнитными, термическими, электрическими полями, полями механических напряжений), могут приводить к функциональной деградации. Химический и фазовый состав напрямую влияют на все свойства материала [1; 2]. В результате, понимание структурных факторов, которые контролируют путь ФП, имеет одно из решающих значений для разработки материалов с высокой обратимостью свойств [3; 4]. Воспроизводимость химического и структурного (фазового) составов играет основную роль в создании интеллектуальных и функциональных материалов.

В этой работе с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) исследовались сплав системы Ni-Mn-In, близкий к стехиометрии 1–1–1, после гомогенизационного отжига при 900 °С в течение 2 часов с последующей закалкой в воде и медленным естественным охлаждением в печи.

Показано, что подобные композиции составов, близких к 1–1–1, не склонны к распаду, в отличие от близких по составу к типу

2–1–1 [5]. После гомогенизационного отжига, структура аустенита после закалки и после медленного охлаждения, при комнатной температуре, качественно подобны: не наблюдаются выделения вторых фаз, в отличие от составов, близких к стехиометрии 2–1–1, не наблюдается твидовый контраст и прочие предмартенситные состояния. Температура мартенситного перехода исследуемого объёмного закалённого образца $M_s = 253$ К и 248 К в образце, охлаждённого в печи. В тонкоплёночном состоянии мартенситный переход для закалённого медленно охлаждённого образцов наблюдался в интервале температур 120–150 К, что значительно ниже, чем для систем Ni-Mn-In близких к 2–1–1 [5; 6].

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00783 <https://rscf.ru/project/22-19-00783/>)

[1] I. R. Aseguinolaza, I. Orue, A. V. Svalov, K. Wilson, P. Müllner, J. M. Barandiarán, V. A. Chernenko, *Thin Solid Film* **558**, 449–454 (2014).

[2] H. D. Chopra, C. Ji, V. V. Kokorin, Magnetic-field-induced twin boundary motion in magnetic shape-memory alloys. *Phys. Rev. B* **61**, R14913 (2000).

[3] T. H. Kim, G. Ouyang, J. D. Poplawsky, M. J. Kramer, V. I. Levitas, J. Cui, L. Zhou, *Journal of Alloys and Compounds* **808**, 151743 (2019).

[4] В. Г. Пушин, Н. Н. Куранова, В. В. Макаров, А. Э. Свирид, А. Н. Укусников, *Физика металлов и металловедение* **122(11)**, 1196–1204 (2021).

[5] D. D. Kuznetsov, E. I. Kuznetsova, A. V. Mashirov, A. S. Loshachenko, D. V. Danilov, G. A. Shandryuk, V. G. Shavrov, V. V. Koledov, *Phys. Solid State* **64**, 15–21 (2022).

[6] D. D. Kuznetsov, E. I. Kuznetsova, A. V. Mashirov, A. S. Loshachenko, D. V. Danilov, V. I. Mitsiuk, A. S. Kuznetsov, V. G. Shavrov, V. V. Koledov, P. Ari-Gur, *Nanomaterials* **13**, (2023). В печати.



Обменное усиление магнитокалорического эффекта в наноструктурах

М. А. Кузнецов^{1*}, И. Ю. Пашенькин¹, Н. И. Полушкин¹,
М. В. Сапожников¹, Е. С. Демидов², Е. А. Кравцов^{3,4}, А. А. Фраерман¹

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Физический факультет, Нижний Новгород, Россия

³Институт физики металлов РАН, Екатеринбург, Россия

⁴Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия.

* *kuznetsov@ipmras.ru*

Обычно достаточно большой (до 10 градусов) магнитокалорический эффект (МКЭ) достигается в магнитном поле H величиной в несколько тесла при температурах T , близких к точке Кюри T_C магнитного материала [1]. Однако такие сильные поля могут создаваться только с помощью громоздких магнитов, которые нежелательно использовать для магнитного охлаждения. В работе [2] предложен новый подход к проблеме снижения напряженности магнитного поля и повышения эффективности магнитного охлаждения. В качестве магнитного материала предлагается использовать многослойные структуры, состоящие из пленок с различными температурами Кюри, в которых «сильный» ферромагнетик, имеющий большую температуру Кюри Θ за счет эффекта магнитной близости будет подмагничивать «слабый» ферромагнетик ($T_C < \Theta$) даже в том случае, если последний находится в парамагнитной фазе, т. е. $T_C < T$. Более того, для многослойной структуры, в которой «слабый» ферромагнетик зажат между слоями «сильного» ферромагнетика, размагничивание (намагничивание) прослойки зависит от взаимной ориентации магнитных моментов в берегах, которой можно управлять посредством приложения магнитного поля (рис. 1). При параллельной ориентации намагниченностей берегов прослойка имеет большую (в среднем по толщине) намагниченность, чем при антипараллельной ориентации. Величина поля, необходимого для переключения взаимной ориентации намагни-

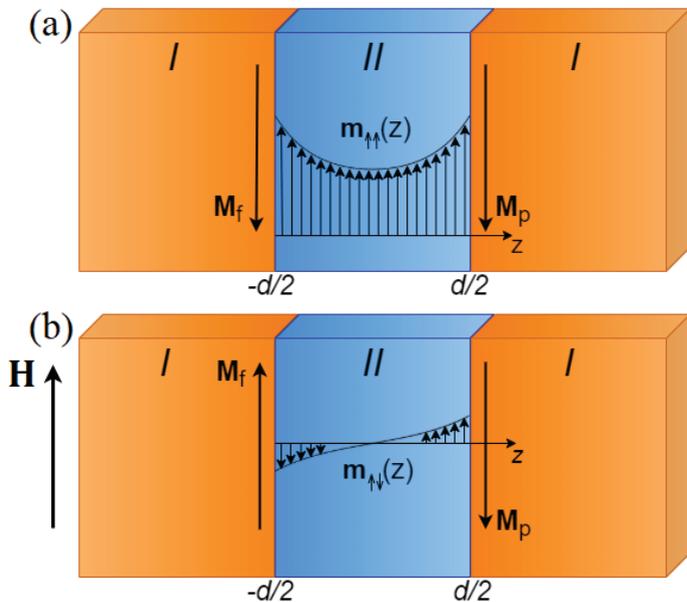


Рис. 1. Схематическое изображение трехслойной структуры с антиферромагнитным обменом на границах раздела (например, Fe/Gd/Fe). I — ферромагнитный слой; II — парамагнитный слой

ченностей, порядка 10^{-2} Тл. Эффективность такого способа изменения намагниченности (энтропии) «слабого» ферромагнетика возрастает с уменьшением его толщины и может достигать гигантских значений. В нашей работе сообщаются результаты экспериментальных и теоретических исследований магнитокалорической эффективности прослойки Gd, являющегося эталонным магнитокалорическим материалом и использующегося для охлаждения как в виде массивных, так и тонкопленочных образцов [3].

Точный состав исследуемой системы — подложка(стекло)/TiO/ F_1 /Gd/ F_2 /TiO, где F_1 — это бислой (2нм) $Fe_{40}Co_{40}B_{20}$ /(1нм)Fe, а F_2 — тот же бислой F_1 , но дополнительно с подслоем $Co_{75}Sm_{25}$ толщиной 30 нм. Подчеркнем, что в слоях F_1 и F_2 слой Fe примыкал к Gd. Толщина слоя Gd варьировалась от 2.5 до 5.0 нм. Как видно, измеренный магнитокалорический потенциал ΔS сильно уменьшается с утолщением прослойки до 5 нм (рис. 2, a). Магнитокалорическая эффективность $\Delta S/\Delta H$ в образце $F_1/(3 \text{ nm})Gd/F_2$ существенно пре-

Магнитные свойства и обратный магнитокалорический эффект в поликристаллическом соединении Mn_5Si_3 в сильных магнитных полях до 10 Тл

А. С. Кузнецов¹, А. В. Маширов¹, И. И. Мусабилов², В. И. Митюк³,
К. А. Колесов¹, В. В. Коледов¹, В. Г. Шавров¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. kuznetsovalserg@gmail.com

²Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия. irekmusabirov@mail.ru

³Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь. vmitsiuk@gmail.com

Перспективным направлением в развитии технологии твердотельного магнитного охлаждения, является поиск материалов, которые обладают сочетанием многофункциональных свойств и претерпевают магнитные и магнитоструктурные фазовые переходы в области низких и криогенных температур [1]. В частности, значительный интерес представляют материалы, в которых фазовое превращение (ФП) сопровождается как *обратным*, так и *прямым* магнитокалорическим эффектом [2]. Ранее было показано [3], что одним из таких материалов является соединение Mn_5Si_3 .

Согласно литературным сведениям [3–8] установлено, что соединение Mn_5Si_3 претерпевает два последовательных ФП при понижении температуры: магнитоструктурный ФП из парамагнитной (ПМ) фазы в коллинеарную антиферромагнитную (АФ2) вблизи температуры 99 К, и метамагнитоструктурный ФП из коллинеарной АФ2-фазы в неколлинеарную антиферромагнитную фазу (АФ1) вблизи температуры 66 К. В некоторых работах [4; 5], высказывалось предположение о проявлении слабого ферромагнетизма в высокотемпературной фазе АФ2. Исследования магнитокалорических свойств данного материала осуществлялись исключительно косвенными методами — путем косвенного расчета изотермического изменения энтропии. В представленной работе, путем реализации прямого метода измерений, проведено исследование

магнитокалорических свойств поликристаллического соединения Mn_5Si_3 в магнитных полях до 10 Тл при криогенных температурах в диапазоне от 25 до 110 К.

Измерения магнитокалорического эффекта (МКЭ) в Mn_5Si_3 прямым методом, проводились в квазиadiaбатических условиях, в холодном окне сверхпроводящей криомагнитной системы в магнитных полях 1, 2, 5 и 10 Тл в диапазоне температур 25–110 К. Прямой метод измерения основывается на экстракции образца в рабочую область сверхпроводящего соленоида. Измерительная вставка с исследуемым образцом, помещалась в шахту с теплообменным газом диаметром 29 мм. Механическое перемещение вставки в рабочей области обеспечивалось линейным электродвигателем LinMot. Скорость развертки магнитного поля составляла 0.3 Т/с. Сбор и регистрация показаний осуществлялись с помощью программного обеспечения LabView.

В результате прямого измерения МКЭ для образца соединения Mn_5Si_3 при адиабатическом намагничивании установлено, что в области ФП АФ2 → АФ1 наблюдаются как *обратный*, так и *прямой* МКЭ, возникающие при криогенных температурах в магнитных полях до 10 Тл. Максимальное значение обратного МКЭ составило $\Delta T_{ad} = -2$ К при начальной температуре $T_{in} = 39.5$ К в магнитном поле 10 Тл. Возникновение прямого МКЭ с максимальным значением $\Delta T_{ad} = +0.94$ К наблюдается при температуре $T_{in} = 62.7$ К в магнитном поле 10 Тл.

В рамках исследования, используя данные намагниченности $M(T)$ и $M(H)$ в области ФП из АФ1 → АФ2 и АФ2 → ПМ получена фазовая H, T — диаграмма образца (рис. 1).

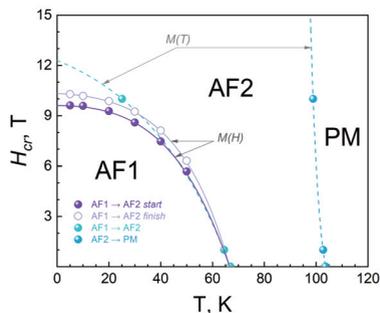


Рис. 1. Температурное распределение критического поля фазового перехода для образца соединения Mn_5Si_3

Исследование выполнено за счёт средств гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10197 <https://rscf.ru/project/20-79-10197/>)

- [1] A. M. Tishin, Y. I. Spichkin // Institute of Phys. Publ., Bristol, 476 p. (2003);
- [2] M. Balli, S. Jandl, P. Fournier et al. // Appl. Phys. Rev. 4, 021305 (2017);
- [3] O. Tegus, E. Bruck, L. Zhang et al. // Physica B319, 174–192 (2002);
- [4] G. H. Lander, P. J. Brown, J. B. Forsyth // Proc. Phys. Soc. 91, 332. (1967);
- [5] N. P. Sudakova et. al // Fiz. Tverd. Tela 16, 3515 (1974);
- [6] R. F. Luccas et. al. // J. Magn. Magn. Mater. 489, 2578–2581 (2019);
- [7] Songlin et al. // J. Alloys Compd. 334, 249 (2002).
- [8] D.M. de Almeida et al// J. Magn. Magn. Mater. 321 (2009), 165451.

Спектральная плотность энергии флуктуационного поля у поверхности гиротропного полубесконечного тела, граничащего с вакуумом

И. А. Кузнецов¹, Д. А. Кузьмин¹, И. В. Бычков¹, В. Г. Шавров²

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
kuzvan1998@mail.ru

²Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова, Москва, Россия

Электромагнитные флуктуации являются важной темой исследований как для фундаментальной, так и для прикладной физики. Изучение резонансов в спектрах флуктуационных полей позволяет определять собственные моды системы, свойства которых определяются полной совокупностью электродинамических и геометрических характеристик последней [1].

В данной работе с помощью теории флуктуационной электродинамики, изложенной в работе [2], получена формула для расчёта спектральной плотности энергии флуктуационного электромагнитного поля в вакууме вблизи поверхности гиротропной среды,

занимающей полубесконечное пространство. Конфигурация рассматриваемой задачи представлена на рис. 1.

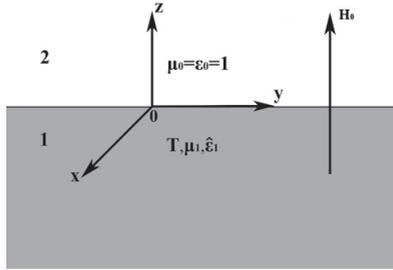


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой задачи. 1 – гиротропная материальная среда при температуре T с диэлектрическим тензором $\hat{\epsilon}_1$ и магнитной проницаемостью μ_1 , 2 – вакуум; \mathbf{H}_0 – внешнее однородное магнитное поле, направленное вдоль оси z

Рассматриваемая материальная среда характеризуется температурой T , скалярной магнитной проницаемостью μ_1 и гиротропным тензором диэлектрической проницаемости в виде

$$\hat{\epsilon}_1 = \begin{pmatrix} \epsilon & -ig & 0 \\ ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix},$$

где

$$\epsilon = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega \left((\omega + i\nu_{eff})^2 - \omega_c^2 \right)} \right),$$

$$g = \frac{\epsilon_\infty \omega_p^2 (\omega^2 + i\nu_{eff})}{\omega \left((\omega + i\nu_{eff})^2 - \omega_c^2 \right)},$$

$$\eta = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\nu_{eff}} \right).$$



Динамика намагниченности в зигзаг-цепочке магнитных нанодисков

Д. А. Кузьмин¹, И. В. Бычков¹, В. Г. Шавров²

¹Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
kuzminda@csu.ru

²ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

Современные технологии изготовления наноструктур позволяют создавать необычные магнитные структуры и ансамбли наночастиц, которые привлекают внимание ученых всего мира. Одним из особенно интересных типов таких структур являются двумерные магнитоупорядоченные решетки из однодоменных наночастиц, например на основе ферромагнитных металлов. В этих решетках основным взаимодействием между магнитными моментами является диполь-дипольное взаимодействие. Это означает, что магнитные моменты взаимодействуют друг с другом на расстоянии, и это взаимодействие может приводить к очень интересным эффектам [1; 2]. Были исследованы равновесные состояния и динамические режимы таких решеток, в том числе процессы перемагничивания во внешнем магнитном поле. Оказывается, что свойства этих структур существенно отличаются от свойств макроскопических объектов.

В настоящей работе исследована динамика намагниченности в зигзагообразной дипольной цепочке магнитных нанодисков. Данная цепочка состоит из двух параллельных подрешеток магнитных наночастиц в виде дисков, связанных диполь-дипольным взаимодействием. При этом плоскости дисков в подрешетках ориентированы перпендикулярно друг другу (рис. 1).

Для исследования динамического поведения в такой системе необходимо решить уравнения Ландау — Лифшица — Гильберта для намагниченности каждой n -й наночастицы цепочки:

$$\frac{d\mathbf{M}_n}{dt} = -\gamma \left[\mathbf{M}_n, \mathbf{H}_{eff,n} \right] + \alpha \left[\mathbf{M}_n, \frac{d\mathbf{M}_n}{dt} \right],$$
$$\mathbf{H}_{eff,n} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{d,n} + \mathbf{H}_{d-d,n}.$$

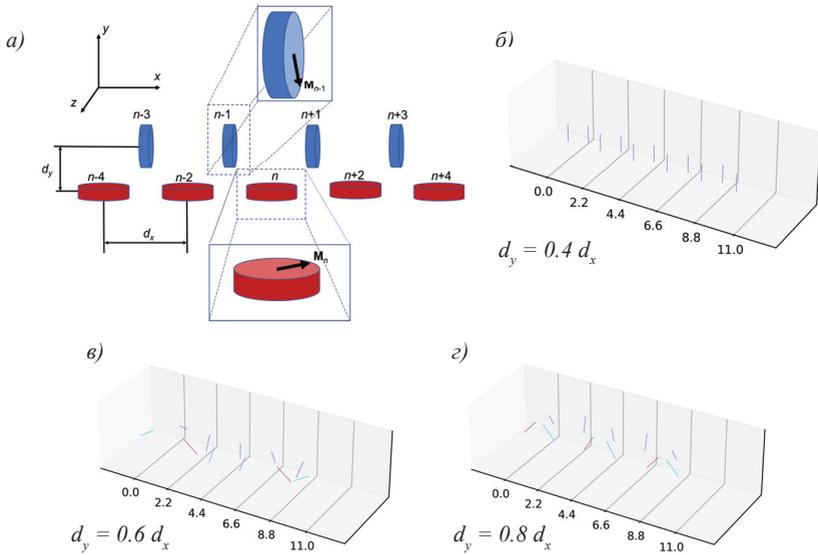


Рис. 1. Схема цепочки наночастиц (а). Конфигурации части цепочки в конечном состоянии для различного значения расстояния d_y (б-г)

Здесь $\mathbf{H}_0 = (H_{0x}, H_{0y}, H_{0z})$ — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_d = (N_x M_{x,n}, -N_y M_{y,n}, -N_z M_{z,n})$ — размагничивающее поле, N_i — размагничивающие факторы наночастицы. Эффективное поле, возникающее в системе за счет диполь-дипольного взаимодействия имеет следующий вид:

$$\mathbf{H}_{d-d,n} = \sum_{k \neq n} \frac{3(\mathbf{M}_k \mathbf{R}_{nk}) \mathbf{R}_{nk} - \mathbf{M}_k |\mathbf{R}_{nk}|^2}{|\mathbf{R}_{nk}|^5},$$

где \mathbf{R}_{nk} — радиус-вектор направленный из центра частицы n в центр частицы k .

В итоге получается система дифференциальных уравнений, связь которых обеспечивается диполь-дипольным взаимодействием. Учитывая дальнедействующую природу диполь-дипольного взаимодействия, необходимо учитывать взаимодействие каждой частицы со всеми другими.

Численное моделирование показало, что при одинаковом начальном распределении намагниченности вдоль оси z после воздействия на цепочку импульса продольного апериодического магнитного поля наблюдаются различные финальные распределения

тивным как рабочее тело для магнитных криокулеров. Одним из путей управления магнитокалорическими свойствами и температурой магнитного ФП в сплавах на основе $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$ является гидрирование [2]. Гидрированные соединения имеют магнитный ФП в области комнатных температур и показывают высокие значения МКЭ вблизи этого ФП.

Для изучения влияния гидрирования и легирования марганцем на локальные магнитные характеристики $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$ с помощью полнорелятивистского пакета SPRKKR v8.6 выполнен расчет электронной структуры и проведена оценка параметров межатомных обменных взаимодействий для $\text{LaFe}_{11.4}\text{Mn}_{0.3}\text{Si}_{1.3}$ и $\text{LaFe}_{11.4}\text{Mn}_{0.3}\text{Si}_{1.3}\text{H}_{1.6}$. Параметры кристаллической решетки соответствуют экспериментальным данным для синтезированного ранее $\text{LaFe}_{11.4}\text{Mn}_{0.3}\text{Si}_{1.3}\text{H}_{1.6}$ (кристаллическая структура типа NaZn_{13} , $a = 11.57 \text{ \AA}$, $y = 0,179 \text{ \AA}$, $z = 0,1168 \text{ \AA}$). Атомы La занимают позиции $8a(1/4, 1/4, 1/4)$, атомы H занимают междоузельные позиции с симметрией $24d(0, 1/4, 1/4)$. При расчете предполагалось, что атомы Fe, Mn, Si равномерно распределены по позициям типа $8b(0, 0, 0)$ и $96i(0, y, z)$.

Локальные магнитные моменты в $\text{LaFe}_{11.4}\text{Mn}_{0.3}\text{Si}_{1.3}$ составляют $M(\text{La}) = -0.38\mu_B$, $M(\text{Fe}_I) = 1.97\mu_B$, $M(\text{Fe}_{II}) = 2.22\mu_B$, $M(\text{Mn}_I) = -1.66\mu_B$, $M(\text{Mn}_{II}) = 1.39\mu_B$, $M(\text{Si}_I) = -0.19\mu_B$, $M(\text{Si}_{II}) = -0.16\mu_B$. Полный магнитный момент составляет $M_{tot} = 24.86\mu_B$. Добавление водорода увеличивает локальные магнитные моменты La, Fe, Mn: $M(\text{La}) = -0.41\mu_B$, $M(\text{Fe}_I) = 2.02\mu_B$, $M(\text{Fe}_{II}) = 2.09\mu_B$, $M(\text{Mn}_I) = -1.32\mu_B$, $M(\text{Mn}_{II}) = 1.43\mu_B$, $M(\text{Si}_I) = -0.19\mu_B$, $M(\text{Si}_{II}) = -0.14\mu_B$.

Расчитанные по методике [3] межатомные обменные интегралы представлены на рис. 1. При замене части железа на марганец обменное взаимодействие между атомами Fe_{II} , расположенными в вершинах икосаэдра увеличивается, также возрастает обмен между Fe_{II} и атомами железа, расположенными в центре икосаэдра Fe I. В сумме это должно было бы привести к росту температуры Кюри, однако ситуацию меняет наличие атомов Mn. Магнитные моменты атомов Mn, находящихся в центре икосаэдра и в его вершинах ориентированы антипараллельно, что сильно меняет общую картину распределения обменных взаимодействий. С одной стороны, обменное взаимодействие между ближайшими Mn_I - Mn_{II} положительно, превосходит в 2 раза аналогичное взаимодействие Fe_I - Fe_{II} и составляет $\sim 15 \text{ мэВ}$, с другой — взаимодействие между ближай-

Термическое сопротивление контактной пары $GdNi_2$ — медь

К. А. Колесов¹, А. В. Маширов¹, И. И. Мусабилов², А. С. Кузнецов¹,
В. В. Коледов¹, В. Г. Шавров¹

¹Институт радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

kolesovkka@mail.ru

²Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

В работе определяется контактное термическое сопротивление при кондуктивном теплообмене между рабочим телом $GdNi_2$ и медным теплоприемником (рис. 1). Термическое сопротивление данной контактной пары определялось в диапазоне температур 60–100 К, который соответствует максимальному изменению сплава $GdNi_2$ с пиком 77 К [1] в магнитных полях 2, 5, 10 Тл. Для определения контактного термического сопротивления использовалась методика [2] при нестационарном тепловом потоке. Эксперимент по определению контактного термического сопротивления проводился на базе криомагнитной системы 10 Тл. Медный теплоприемник является неподвижным и располагается внутри рабочей области криостата. Рабочее тело на основе $GdNi_2$ перемещалось в область магнитного поля до физического контакта с медным теплоприемником с помощью линейного электродвигателя. Для определения градиента температуры по рабочему телу и медному теплоприемнику использовались датчики «Сернох» и диффе-

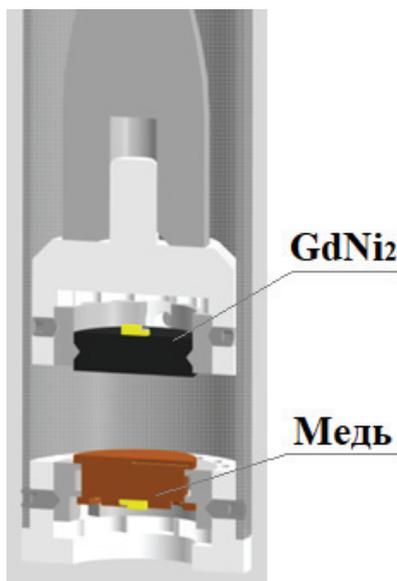


Рис.1 Конструкция теплового ключа

Новые наноинструменты на основе термоупругого мартенситного перехода для манипулирования нанопроволок оксида цинка

П. В. Лега^{1,2}, А. П. Орлов¹, В. В. Коледов¹, А. В. Прокурин¹,
С. Р. Романов³, А. В. Иржак⁴, А. В. Шеляков⁵, Ngo Thi Hong Le⁶,
Phung Thi Thu⁶, Та Ngoc Bach⁶

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Российский университет дружбы народов (РУДН), Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, Москва, Россия

⁵ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

⁶Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, 18 Hoang Quoc Viet, Cau Giay, Hanoi 100000, Vietnam.

lega_peter@list.ru

Предложена конструкция миниатюрного инструмента, предназначенного для механической обработки субмикронных и нанообъектов острием быстро колеблющегося наноактюатора из композитного материала с эффектом памяти формы (ЭПФ) — «нанопилы» (рис. 1а). Изготовлен методом ионной нанолитографии прототип нанопилы с размерами 28х3.6х3.6 мкм. Активация наноинструмента достигается подачей периодических импульсов электрического тока для локального разогрева наноинструмента. Частота колебаний острия нанопилы — 1 кГц, амплитуда колебаний 1.2 мкм. Проведены эксперименты по отрезанию фрагментов нанопроволоки из оксида цинка толщиной 20 нм (рис. 1б).

На рис. 1в показан эксперимент по обработки нанопроволоки оксида цинка путем воздействия двух механических наноинструментов, закрепленных в два разных коммерческих микроманипулятора Kleindiek.

В работе также методом численного моделирования проведен

Иржак А. В., Коледов В. В., Лега П. В., Маширов А. В., и др. Патент на изобретение RU2458002 С2, 10.08.2012. Заявка № 2010132879/28 от 05.08.2010.

[2] Petr Lega, Alexey Kartsev, Pyla Nedospasov, et al. Blocking of the martensitic transition at the nanoscale in a Ti2NiCu wedge. Phys. Rev. B101, 214111. 2020.

[3] PV Mazaev, et al. Thermoelastic properties of micron-size actuators based on the Ti2NiCu//Pt composite with shape-memory effect. Journal of Communications Technology and Electronics. V 61. P. 630–638. 2016.

Синтез, структура и термостабильность ионообменных серебряных форм полисурьмяной кристаллической кислоты

Ю. А. Лупицкая¹, М. Н. Ульянов, Ф. А. Ярошенко

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
lupitskaya@gmail.com

В настоящее время одним из приоритетных направлений в развитии современного материаловедения является разработка нового класса перспективных материалов, обладающих специальными электрическими свойствами, и в большей степени синтез твердых электролитов с высокими значениями протонной проводимости. Полисурьмяная кислота (ПСК) и соединения на ее основе представляют особый интерес как ионообменные материалы, которые могут найти практическое применение в качестве низко- и средне-температурных композиционных протонпроводящих мембран [1]. Альтернативным способом получения таких материалов является механохимический синтез, применение которого позволит уменьшить количество стадий пробоподготовки анализируемых соединений.

Так, в работе для гидратированных антимонатов серебра $Ag_{2\gamma}H_{2-2\gamma}Sb_2O_6 \cdot 2H_2O$, полученных путем механохимической активации компонентов неорганической смеси ПСК состава $H_2Sb_2O_6$

2H₂O и нитрата серебра в широком концентрационном интервале (γ) от 0.0 до 1.0, приведены результаты исследований химического состава синтезированных соединений, изучены их структурные особенности и термостабильность.

Анализ проведенных исследований позволил заключить, что при ионном обмене не происходит изменение симметрии кристаллической решетки, сорбция ионов серебра полисульфамной кислотой носит объемный характер и осуществляется вследствие взаимодействия ионов серебра и протонных группировок (гидратированных ионов оксония).

В [2] показано, что синтез ионообменных серебряных форм ПСК предпочтительно проводить методом механосинтеза, результатом которого является полное замещение протонных группировок на ионы серебра в структуре соединений, устойчивых вплоть до 1373 К.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-23-00140).

[1] И. А. Стенина, А. Б. Ярославцев, Неорганические материалы. **53**, 251 (2017).

[2] F. A. Yaroshenko, V. A. Burmistrov, A. E. Silova, Yu. A. Lupitskaya, et al, Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal, **8(3)**, (article in print) (2023).

Влияние температуры на магнитную структуру 2D-магнетика

И. В. Мальцев¹, И. В. Бычков¹

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
malts_iv@mail.ru; bychkov@csu.ru

Интерес к исследованию свойств наноструктур на основе 2D-магнитных материалов обусловлен широкой перспективой их

применения в качестве электронных компонентов, в том числе и в устройствах хранения и передачи информации. 2D-магнетики делают возможным создание нового типа энергонезависимой памяти с более высокой плотностью записи. В качестве единицы информации в такой памяти могут выступать топологически защищенные вихреобразные спиновые структуры — скирмионы.

В данной работе мы исследовали магнитную структуру 2D-материала с помощью Монте-Карло моделирования. Мы использовали Гамильтониан, состоящий из ферромагнитного взаимодействия J , взаимодействия Дзялошинского — Мории DM , анизотропии A_1 и A_2 и энергии Зеемана H [1]:

$$H_S = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - DM \sum_{\langle i,j \rangle} \left((\vec{S}_i \times \vec{S}_j)^x + (\vec{S}_i \times \vec{S}_j)^y \right) + A_1 \sum_i \left((S_i^x)^4 + (S_i^y)^4 + (S_i^z)^4 \right) - A_2 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - H \sum_i S_i.$$

Расчеты выполнялись с применением алгоритма Метрополиса на решётке 18×18 . Первые $2 \cdot 10^6$ МК-шагов отбрасывались, следующие 10^6 шагов использовались для получения усредненной конфигурации спинов.

На рис. 1 схематически показано изменение конфигурации проекции спинов на плоскость XY при повышении температуры. При низкой температуре ($T = 0.01$) структура характеризуется наличием скирмионов. С повышением температуры магнитная структура переходит в коллинеарную (в плоскости XY) фазу ($T = 0.2$), а затем и ферромагнитную ($T = 0.5$).

Используя Фурье преобразование для усредненной спиновой конфигурации $\langle \vec{S}_q \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \langle \vec{S}_i \rangle e^{-i\vec{q}\vec{R}_i}$, можно провести анализ магнитных структур при различных температурах.

На рис. 2 представлены профили интенсивности $\left| \langle \vec{S}_q \rangle \right|^2$, которые соответствуют спиновым конфигурациям на рис. 1.

Из рис. 2 можно заметить, что скирмионной фазе ($T=0.01$ и $T=0.1$) соответствуют 4 пика интенсивности, что говорит о том, что эта фаза является комбинацией двух спиновых спиралей [10] и [01], причем одна из них меньшей интенсивности, чем другая.

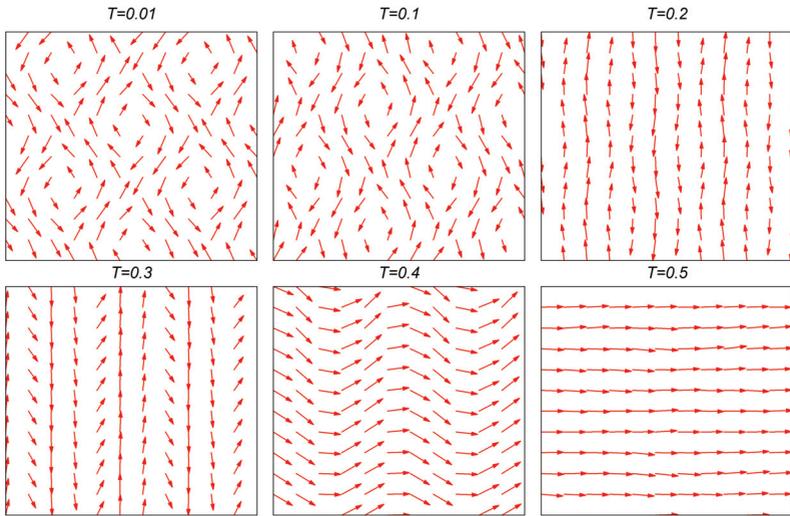


Рис. 1. Изменение магнитной структуры 2d магнетика при повышении температуры

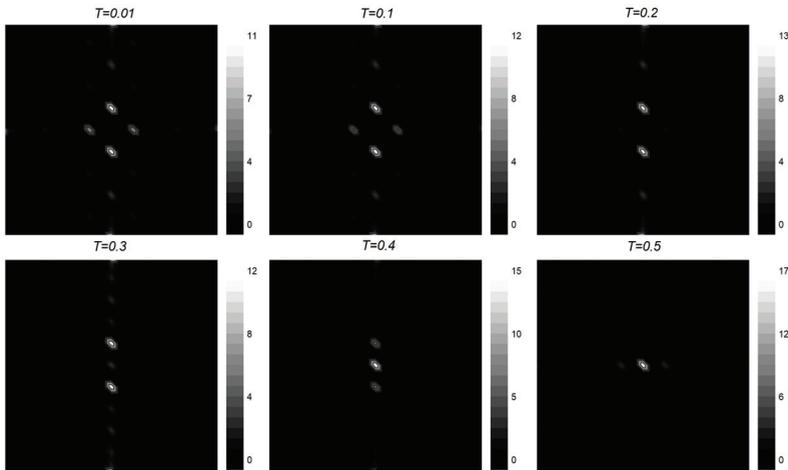


Рис. 2. Проекция профилей интенсивности $\left| \langle \bar{S}_q \rangle \right|^2$ на плоскость (q_x, q_y) при различной температуре

Спиральная фаза ($T = 0.2$ и $T = 0.3$) характеризуется двумя пиками интенсивности, а ферромагнитная ($T = 0.5$) — одним.



Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22–19–00355.

[1] S. D. Yi, S. Onoda, N. Nagaosa, J. H. Han, Phys. Rev. B80, 054416 (2009).

Определение времени передачи тепла механического теплового ключа в криогенной области температур

А. В. Маширов¹, И. И. Мусабилов², К. А. Колесов¹, А. С. Кузнецов¹,
В. В. Коледов¹, В. Г. Шавров¹

¹ Институт радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. a.v.mashirov@mail.ru

² Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования прототипа механического теплового ключа, который может найти применение при создании криогенных магнитных рефрижераторов. В основе эксперимента используется контактная пара из медных отполированных таблеток. Данные таблетки контактной пары разделены на расстояние 200 мм в вакууме $1.5 \cdot 10^{-4}$ – $9.5 \cdot 10^{-5}$ мбар и в начальных условиях имеют различную температуру. После чего разнотемпературные таблетки прижимаются одна к другой с заданным усилием и измеряется время реализации теплового равновесия контактной пары. На рис. 1 представлена зависимость выравнивания температур контактной пары Cu-Cu после включения механического теплового ключа с разницей температур верхней ($T_1 = 70.2$ К) и нижней ($T_4 = 65.2$ К) таблеток $dT = 5$ К. Здесь видно, что на 262 секунде начался интенсивный теплообмен таблеток контактной пары — это момент прижатия таблеток с усилием 380 кПа на линейном электродвигателе. Скорость изменения их температур меняется нелинейно и через 68 секунд (когда по верхней дифтермопаре процесс теплообмена завершился) температура верхней таблетки упала на $dT_1 = 2.1$ К, а температура нижней —

методом конечных элементов показало, что температурное равновесие достигается за 6–7 секунд, т. е. за время на порядок меньшее, чем определено в данном эксперименте.

Среднее время передачи тепла путем контактной теплопроводности составляет 68 секунд на процесс передачи или отбора тепла от горячего или холодного теплообменника, в диапазоне температур фазовых переходов используемых сплавов DyAl_2 , GdNi_2 и др. Процесс адиабатического намагничивания или размагничивания — 1–2 секунды. Тогда единичный цикл, состоящий из двух адиабат и двух квазиизотерм $\Delta T=5$ К, будет составлять 138 секунд за которые можно отнять и передать теплоту 2 Дж, и холодильная мощность такого цикла составит 0,015 Вт. Если сравнить с расчетными значениями (0,125 Вт), то потери холодопроизводительности составляют 830 %. Данное значение крайне велико, поэтому необходимо рассмотреть методы понижения времени теплопередачи посредством контактной теплопроводности (интенсификации контактной теплопроводности).

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10197). Ссылка на информацию о проекте <https://rscf.ru/project/20-79-10197/>.

[1] Taskaev, S., Khovaylo, V., Skokov, K., Liu, W., et al. J. Appl. Phys., V. 127, 233906 (2020).



Магнитокалорический эффект в цинксодержащих пниктидах марганца

В. И. Митюк¹, В. И. Вальков², А. В. Головчан², А. В. Маширов³

¹ ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению» Минск, Беларусь
mitsiuk@physics.by

² Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия

³ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

|||||

Изучение магнитных материалов на основе пниктидов марганца стимулировано обнаруженным в них разнообразием магнитных фазовых превращений и, как следствие, высоким значением обратного магнитокалорического эффекта [1], что позволяет значительно упростить конструкцию магнитных рефрижераторов и снизить тепловые потери [2]. Перспективным для магнитного охлаждения в криогенной области температур является система $Mn_{2-x}Zn_xSb$, в которой при понижении температуры наблюдается фазовый переход типа «порядок — порядок».

Цель данной работы — исследование структурных, магнитных и магнитокалорических характеристик сплавов $Mn_{1,9}Zn_{0,1}Sb$ и $Mn_{1,96}Zn_{0,04}Sb$.

Для исследования магнитокалорических свойств данной системы нами на первом этапе были синтезированы образцы $Mn_{1,9}Zn_{0,1}Sb$ и $Mn_{1,96}Zn_{0,04}Sb$ и проведены исследования их магнитных и магнитокалорических свойств. Для определения магнитокалорических характеристик были сняты изотермы намагничивания при последовательном повышении температуры вблизи точки фазового перехода, по которым, через соотношение Максвелла, определены изотермические изменения магнитной энтропии при заданном изменении магнитного поля для ряда температур и построены зависимости $\Delta S(T)$.

В результате проведенных исследований было обнаружено, что при изменении индукции магнитного поля от 0 до 8 Тесла максимальное изменение магнитной энтропии для сплава $Mn_{1,9}Zn_{0,1}Sb$ составляет ~ 2 Дж/кг·К в области 70 К. Установлено наличие

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00783, <https://rscf.ru/project/22-19-00783/>)

[1] Aliev A. M., et al., J. Al. Com. **676**, 601–605 (2016).

[2] Costa R. M., et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **56**, 155001 (2023).

[3] A. P. Kamantsev, et al., Sol. St. Phen. **215**, 113–118 (2014).

Легирование Si системы сплавов Ni—Mn—Ga как способ повышения эксплуатационных свойств

И. И. Мусаби́ров¹, И. М. Сафаров¹, Р. М. Галеев¹, Д. Д. Афоничев¹,
В. С. Калашников², В. В. Коледов², А. М. Алиев³, А. Б. Гаджиев³,
С. В. Таскаев⁴, Р. Р. Мулюков¹

¹ Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

³ Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

⁴ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
irekmusabirov@mail.ru

Сплавы Гейслера на базе Ni—Mn демонстрируют такие интересные с практической точки зрения эффекты как магнитоуправляемая память формы, магнитокалорический эффект, гигантское магнитосопротивление, эластокалорический эффект и др. Препятствием к созданию устройств на основе данных эффектов являются низкие эксплуатационные свойства. При многократных циклах мартенситного превращения крупнокристаллический образец может демонстрировать деградацию функциональных свойств и в конце концов разрушается.

Одним из способов повышения механических свойств и термической стабильности функциональных свойств поликристаллических сплавов может быть деформационно-термическая обработка. Авторами работы разрабатываются режимы обработки

Магнитокалорический эффект и магнитные свойства интерметаллида GdRuSi

Р. Д. Мухачев¹, А. В. Лукоянов^{1,2}, С. П. Платонов¹, А. Г. Кучин¹,
А. С. Волегов^{1,3}, В. С. Гавико^{1,3}, М. Ю. Яковлева¹

¹Институт физики металлов имени М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия. r.d.mukhachev@imp.uran.ru

² Физико-технологический институт Уральского федерального университета, г. Екатеринбург, Россия. lukoyanov@imp.uran.ru

³Институт естественных наук и математики Уральского федерального университета, г. Екатеринбург, Россия. alexey.volegov@urfu.ru

Редкоземельные элементы используются для создания интерметаллических соединений с различными свойствами. В работе синтезированы и исследованы образцы интерметаллида GdRuSi. В данном соединении нами был обнаружен большой магнитокалорический эффект (МКЭ) 10,7 при 87 К и 4,94 Дж/кгК при 79 К при изменении поля 0–50 и 0–17 кОе, соответственно [1]. Последнее значение немного меньше 5 Дж/кгК для GdFeSi при изменении поля 0–17 кЭ [2], но температура Кюри (T_C) GdFeSi составляет 130 К [2], а GdRuSi — 78,3 К. Температура Кюри и, следовательно, максимум $-DSM(T_C)$ для GdRuSi находится ближе к температуре сжижения азота 77,4 К, чем в других тройных соединениях с МКЭ. Что делает характеристики GdRuSi оптимальными для сжижения азота. Соединение GdRuSi было исследовано в рамках теоретического метода DFT+U, который учитывает электронные корреляции для 4f-Gd. Рассчитанный полный магнитный момент GdRuSi оказался сформирован исключительно Gd, что подтверждается экспериментальными данными [1]. Поиск новых магнитокалорических материалов среди соединений гадолиния может привести к открытию новых экологически чистых материалов с уникальными свойствами.

Данное исследование было поддержано грантом Российского научного фонда № 18-72-10098.

[1] Kuchin, A.G.; Platonov, S.P.; Mukhachev, R.D.; Lukoyanov, A.V.; Volegov, A.S.; Gaviko, V.S.; Yakovleva, M. Y. Large Magnetic Entropy Change

использования внутреннего генератора с высокой стабильностью частоты выходного сигнала, достигается высокая точность опорного сигнала и частоты вибрации исследуемого образца. Это, а также высокая чувствительность синхронного детектора SR830 при измерении входного сигнала, позволяют существенно повысить чувствительность и точность измерений намагниченности. Для регуляции температуры используется терморегулятор РТС10 фирмы Stanford Research Systems, способный поддерживать температуру образца с точностью ± 0.01 К. Для уменьшения неоднородности магнитного поля, в качестве источника внешнего поля используется электромагнит с сердечником с большим радиусом.

В рамках данной работы для калибровки и проверки магнитометра были исследованы различные материалы, включая гадолиний, сплав FeRh, различные сплавы Гейслера, соединения La-Fe-Si, $\text{MnAs}_{1-x}\text{P}_x$.

Работа выполнена в рамках государственного задания № FMSW-2022-0006.

«Знакопеременный» магнитокалорический эффект в $\text{Ni}_{57.1}\text{Mn}_{31.6}\text{In}_{11.3}$

О. Е. Ковалёв, Н. Ю. Нырков, Е. П. Андрейченко, А. В. Головчан

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия. golovchan1@yandex.ru

В настоящее время значительный интерес представляют материалы с сильной взаимосвязью между кристаллической решеткой и магнитной подсистемой, которая приводит к резкому магнито-структурному фазовому переходу (ФП) 1-го рода. Среди таких материалов особый интерес представляют сплавы Гейслера семейства Ni—Mn—In [1], в котором сильная связь магнитной и решеточной подсистем приводит к усилению в области фазового перехода различных эффектов, таких как: гигантское магнитосопротивление,

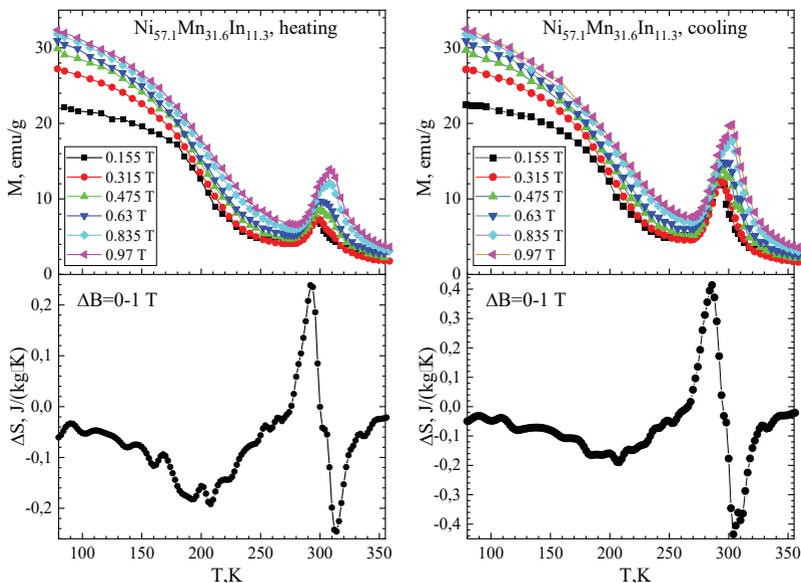


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности и магнитокалорического эффекта в сплаве $Ni_{57.1}Mn_{31.6}In_{11.3}$ при вариации поля от 0 до 1 Тл

со структурным фазовым переходом из ферромагнитной аустенитной фазы в парамагнитную мартенситную фазу. Соответственно, при увеличении магнитного поля он должен возрастать[2] вплоть до критического поля существования парамагнитной фазы.

- [1] Yan H.-L., Huang X.-M. Esling C. Front. Mater. **9**, 812984 (2022).
- [2] Swathi S., Arun K. et al. J. All. Comp. **939**, 168590 (2023)
- [3] Королев К. А., Сиваченко А. П. и др. ЧФМЖ. **5**, 569 (2020).

Магнитокалорический эффект в сплавах $R\text{Co}_5$ ($R = \text{Gd}, \text{Ho}$)

М. А. Оршулевич¹, М. В. Утарбекова¹, С. В. Таскаев¹

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
mariya-fks@mail.com

Всплеск интереса к тематике связанной с изучением магнитокалорического эффекта (МКЭ) начался после открытия соединения $\text{Gd}_3(\text{Si}, \text{Ge})_4$, в котором МКЭ наблюдался вблизи комнатной температуры, и за это время найдено большое количество семейств сплавов пригодных для использования именно в этой области [1; 2]. Однако, наибольший интерес вызывают материалы, проявляющие МКЭ в области низких температур, т. к. именно в этой области возможно использование интенсивных сверхпроводящих источников магнитного поля, что позволяет получать значительный термический отклик от материала. К сожалению, в области комнатных температур использование высокотемпературной сверхпроводимости пока недоступно и реализовать значительный МКЭ пока не представляется возможным. Поэтому мы сфокусировались на изучении систем $4f-3d$ металлов с низким содержанием редкоземельного компонента для поиска возможных перспективных материалов, например для использования в технологии сжижения природного газа. В качестве изучаемых систем выбрали соединения семейства $R\text{Co}_5$ (где $R = \text{Gd}, \text{Ho}$).

Поликристаллические образцы GdCo_5 , HoCo_5 были синтезированы путем дуговой плавки в защитной атмосфере аргона из химически чистых элементов. Кристаллическую структуру образцов характеризовали при комнатной температуре с помощью рентгеновской дифракции с использованием рентгеновского порошкового дифрактометра Bruker D8 Advance. Фазовый контраст в режиме отраженных электронов исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM-6510LA, который показал, что образцы являются однофазными с незначительным количеством примесей. Магнитные измерения проводились в диапазоне температур от 5 до 300 К с помощью вибрационного магнитометра Versa Lab

Quantum Design (PPMS) в магнитных полях до 3 Тл. Полученные полевые зависимости намагниченности представлены на рис. 1, 2.

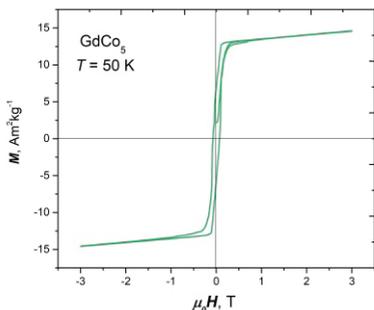


Рис. 1. Полевая зависимость намагниченности для $GdCo_5$

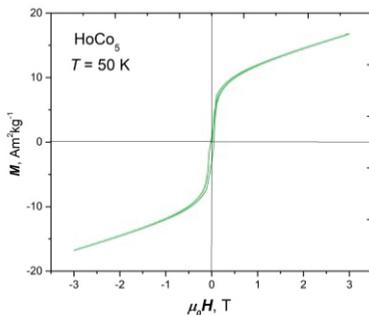


Рис. 2. Полевая зависимость намагниченности для $HoCo_5$

Результаты измерения полной петли гистерезиса представлены в табл. 1. Как видно из полученных данных, соединения $GdCo_5$ и $HoCo_5$ относятся к мягким ферромагнетикам с малым коэрцитивным полем и легко выходят на насыщение в малых магнитных полях, что согласуется с литературными данными [3].

Таблица 1

Результаты измерения полной петли гистерезиса

Соединение	$\mu_0 H_c$, Тл	M_s , Ам ² кг ⁻¹ ($T = 50K, \mu_0 H = 3T$)
$GdCo_5$	0,08 Тл	14,6
$HoCo_5$	0,03 Тл	16,7

Для магнитных фазовых переходов второго рода изотермическое изменение магнитной энтропии ΔS_m можно рассчитать с помощью соотношения Максвелла (1):

$$\Delta S_m = \int_0^{H_{max}} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH. \quad (1)$$

При изменении магнитного поля 3 Тл рассчитанное нами изменение магнитной энтропии достигает максимального значения $\Delta S_m \approx 0,7$ Дж/кг⁻¹К⁻¹ для $GdCo_5$ и $\Delta S_m \approx 0,09$ Дж/кг⁻¹К⁻¹ для $HoCo_5$. Магнитокалорический эффект в таких соединениях обладает малой величиной в магнитных полях 3 Т, однако для $GdCo_5$ он наблюдается в широком температурном диапазоне 55–300 К, а для $HoCo_5$

имеет несколько областей, сопоставимых по величине эффекта 50–75 К, 80–180 К и 190–300 К. Наличие нескольких интервалов существования МКЭ обуславливается сложной картиной магнитных фазовых переходов в этом соединении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-20033).

[1] V. Franco, J. S. Blazquez, J. J. Ipus, J. Y. Law, L. M. Moreno-Ramírez, A. Conde, Magnetocaloric effect: from materials research to refrigeration devices, Prog. Mater. Sci. 93 (2018) 112–232

[2] Kitanovski, Energy applications of magnetocaloric materials, Adv. Energy Mater. 10 (2020), 1903741

[3] A. V. Andreev, A. V. Deryagin, and S. M. Zadvorkin, Magnetostriction anisotropy in the rare-earth compounds RCo5 following spontaneous spin-flip transitions, Sov. Phys. JETP 58 (3), (1983)

Исследования из первых принципов полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера Ti_2VZ ($Z = Al, Ga, In, Si, Ge, Sn$)

А. А. Раев, А. А. Саносян, Д. Р. Байгутлин, К. Р. Ерагер,
В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
raiev.a@mail.ru

В последние годы полуметаллические ферромагнетики играют важную роль в области применения в магнитоэлектронике и спинтронике. Эти материалы имеют экологически чистые элементы, малый вес, недорогие и высокие коэффициенты мощности. Существует огромное количество исследований полуметаллических соединений сплавов полу Гейслера на основе $MNiSn$ и $MCoSb$, где ($M = Ti, Zr, Hf$) [1], которые рассматривались в качестве термоэлектрических материалов.

В данном исследовании рассматривались прямая и обратная решётки () полуметаллических сплавов Гейслера (рис. 1) на основе Ti_2VZ ($Z = Al, Ga, In, Si, Ge, Sn$) с ферромагнитным упорядочением магнитных моментов. Геометрическая оптимизация решетки проведена в рамках теории функционала плотности с использованием подхода присоединенных плоских волн, реализованного в программном пакете VASP (Vienna Ab initio Simulation Package) [2] в приближении функционала SCAN [3]. Интегрирование зоны Бриллюэна проводилось на сетке k-точек и составляла $9 \times 9 \times 9$. Энергия обрезания плоских волн составляла 465 эВ, а параметр сходимости по энергии равнялся 10^{-7} эВ/атом.

По данным проведённых исследований были получены значения как структурных, так и магнитных характеристик (рис. 2).

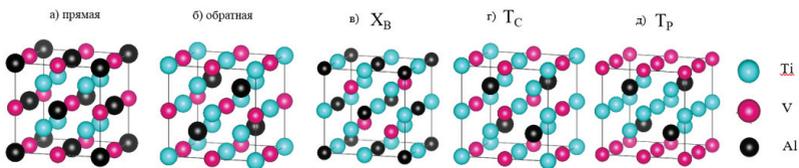


Рис. 1. Пять структур сплава Гейслера Ti_2VAl с кубическими параметрами решетки: (а) регулярная структура Гейслера типа Cu_2MnAl , (б) обратная структура Гейслера типа Hg_2TiCu , (в) обратная структура Гейслера $CuHg_2Ti$ типа (XB), (г) Tc и (д) Tp-структуры

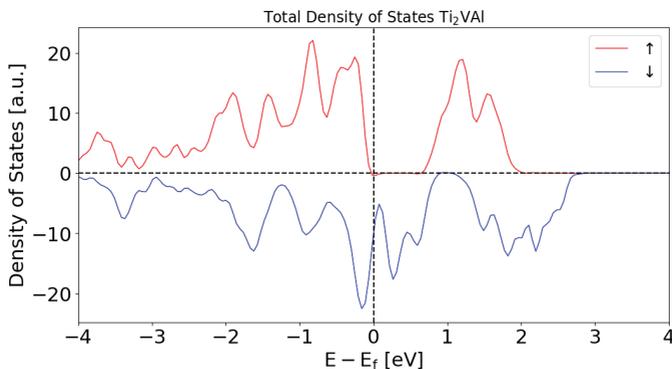


Рис. 2. Плотность электронных состояний сплава Ti_2VAl для XB-структуры

В последние годы становятся востребованными высоко-температурные сверхпроводящие материалы и устройства на их основе. Эффекты, генерируемые ВТСП, применяются в скоростном транспорте, системах накопления энергии, системах связи и др. Линейная магнитная левитация небольших поездов находит всё больший интерес в России [1; 2].

Наиболее эффективным материалом ВТСП для этих применений является керамика на основе Y-Ba-Cu-O с критической температурой в диапазоне 80...105 К в зависимости от состава.

Подвижные миниатюрные линейные магнитные системы способны моделировать транспортные макрообъекты при использовании ВТСП с высокой плотностью ориентации магнитных доменов, обладающих запасом магнитных сил. Для улучшения магнитных свойств эффективно использовать объёмные ВТСП. Однозернистый расплав YBCO глубоко исследован и поставлен на опытное производство в России. У крупных кристаллов критические температуры обеспечивают высокие критические токи, поэтому такие кристаллы могут индуцировать высокие магнитные силы, применимые для магнитолевитационного транспорта. Зарубежными компаниями продемонстрированы испытания на повышение эффективности ВТСП на YBCO улучшением технологии получения зёрен при удешевлении производства [4; 5].

В ГКМПТ происходит тепловое взаимодействие между рабочей средой, испытывающей акустические колебания, которую сжимают, в пористой структуре регенератора, помещенного в резонатор. При пульсациях в регенераторе рабочий газ меняет давление и температуру в активном объёме. Изменение температуры происходит из-за адиабатического расширения и сжатия среды акустической волной, а также в результате теплопередачи между рабочим газом и регенератором [3].

Характеристики охлаждаемого объекта

1. Диаметр элемента ВТСП: $D = 12$ мм;
2. Высота элемента ВТСП: $h = 5$ мм;
3. Плотность расплава Y-Ba-Cu-O: $\rho = 6400$ кг/м³;
4. Удельная теплоёмкость расплава Y-Ba-Cu-O: $C_p = 0,25$ Дж/(г·К);
5. Эквивалентная меди охлаждаемая масса Y-Ba-Cu-O: $M_{\text{экв}} = 2,65$ г.

криостатирования ВТСП на основе Y-Ba-Cu-O с целью применения в линейной магнитной левитации.

[1] С. О. Некрасова, А. Ю. Пулькина, А. И. Довгялло, Энергетические балансы и потери в термоакустических охладителях, — Международная молодежная научная конференция «XIV Королёвские чтения», сб. тр., — Самара: Изд-во Самарского университета, 2017 г. — том 1. С. 407–408.

[2] H. Dang, “Development of High Performance Compressors for Aerospace Pulse Tube Cryocoolers,” presented in 2013, Space Cryogenics Workshop, June 23–25, 2013, Alyeska Resort, AK, U.S.A.

[3] H. Dang, “Development of High Efficiency Pulse Tube Cryocoolers for Space-borne Infrared Applications,” in Photonics, Asia 2012, edited by C. Zhang et al., SPIE Conference Proceedings 8562, The International Society for Optical, Engineering, Bellingham, WA, 2012, pp. K1–10.

[4] DOI 10.1109/TASC.2016.2524471, IEEE Transactions on Applied Superconductivity EUCAS-15_3A-LS-P-04.13.

[5] F. N. Werfel et al 2012 Supercond. Sci. Technol. 25 014007 DOI 10.1088/0953-2048/25/1/014007.

Магнитокристаллическая анизотропия тонкоплёночных сплавов Гейслера на основе Co—Ni—Z

А. А. Саносян, А. А. Раев, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
arthursanosyan@mail.ru

Сплавы Гейслера на основе Co являются перспективными с точки зрения создания постоянных магнитов [1] в силу их низкой стоимости и конкурентоспособности в сравнении с современными постоянными магнитами на основе редкоземельных элементов, таких как (Dy, Nd) [2]. В связи с этим перед фундаментальной наукой стоит задача по нахождению новых высокоэнергетических сплавов без применения магнитотвердых редкоземельных материалов. Их

Из полученных данных следует, что наибольшая анизотропия для тонкопленочной структуры относительно обычной Тр преобладает в образцах при концентрации $x=0.25$.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075–01493–23–00.

- [1] Y. Matsushita et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 095002 (2017).
- [2] K. Skokov and O. Gutfleisch, Scr. Mater. **154**, 289 (2018).
- [3] V. Sokolovskiy et al., J. Magn. Magn. Mater. **546**, 168728 (2022).

Структура и магнитные свойства нанопорошков оксида гадолиния, полученных методом искрового разряда

А. В. Свалов¹, И. В. Бекетов^{1,2}, А. Д. Максимов², А. И. Медведев²,
Д. С. Незнахин¹, А. В. Архипов¹, Г. В. Курляндская¹

¹ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия
andrey.svalov@urfu.ru

² Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Наночастицы оксидов гадолиния имеют большой потенциал использования как материал для преобразования УФ и ИК излучений в видимый свет [1], контрастный агент для магнитно-резонансной томографии [2], рабочее тело для систем криогенного охлаждения [3]. В настоящей работе представлены результаты структурных и магнитных исследований порошков оксида гадолиния, полученных методом искрового разряда.

В качестве электродов использовались прутки гадолиния. Разряд осуществлялся в атмосфере азота с небольшим содержанием кислорода. Рентгенофазовый анализ осуществлялся с помощью дифрактометра D8 DISCOVER, магнитные измерения проводились на базе измерительного комплекса PPMS DynaCool 9T.

Средний диаметр частиц порошка, определенный по величине

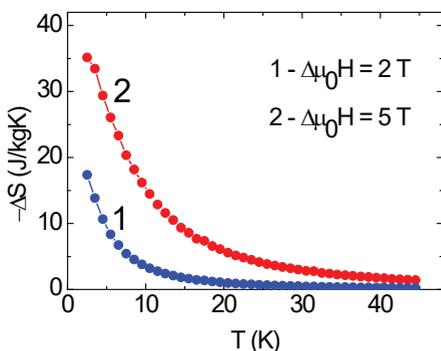


Рис. 2. Температурная зависимость магнитной части энтропии порошка Gd_2O_3 .

современных постоянных магнитов [5].

Таким образом, метод искрового разряда является перспективной технологией изготовления нанопорошков оксида гадолиния как материала для систем криогенного магнитного охлаждения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00025, <https://rscf.ru/project/23-29-00025/>.

[1] В. А. Пустоваров, Е. С. Трофимова, Ю. А. Кузнецова, А. Ф. Зацепин, Письма в ЖТФ **44**, 42 (2018).

[2] J. Fang, P. Chandrasekharan, X.-L. Liu *et al.*, Biomaterials **35**, 1636 (2014).

[3] A. Zeleňáková, P. Hrubovčák, O. Kapusta, V. Zeleňák, V. Franco, Appl. Phys. Lett. **109**, 122412 (2016).

[4] J. Kliava, I. S. Edelman, A. M. Potseluyko *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter. **15**, 6671 (2003).

[5] S. Taskaev, K. Skokov, D. Karpenkov *et al.*, J. Magn. Magn. Matter. **442**, 360 (2017).

Структурно-фазовые особенности формирования слоистого композита на основе никелида титана и железа при кручении под высоким давлением

Р. В. Сундеев^{1,2,3}, А. В. Шалимова², С. О. Рогачев³,
О. П. Черногорова⁴, А. М. Глезер², А. В. Овчаров⁵, И. А. Каратеев⁵

¹ РТУ МИРЭА, Москва

² ФГУП «ЦНИИЧермет им. И. П. Бардина, Москва, Россия

³ НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

⁴ ИМЕТ РАН им. А. А. Байкова, Москва, Россия

⁵ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

sundeev55@yandex.ru

К инновационным материалам предъявляются высокие требования, связанные с тем, что они должны обладать сложным комплексом физических, механических, химических и др. свойств. Одним из перспективных направлений повышения физико-механических свойств материалов является создание в них новых неравновесных структурно-фазовых состояний методами экстремальных энергетических воздействий. К наиболее эффективным методам экстремальных воздействий, приводящих к формированию уникальных структурно-фазовых состояний, является закалка из расплава, мегапластическая деформация и др.

В работе исследовалась возможность образования мультиметаллического композита из двух разнородных сплавов $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$ и $Fe_{50}Ni_{33}B_{17}$ в ходе деформации кручением под высоким давлением

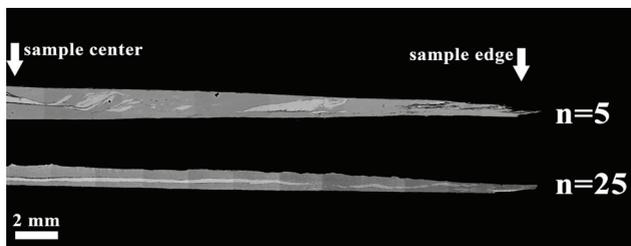


Рис. 1. СЭМ изображения структуры поперечного сечения композитов после КВД

(КВД) при комнатной температуре. В ходе исследования этого процесса применялись различные структурные методы исследования: рентгенофазовый анализ, просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения, сканирующая электронная микроскопия с электронным микрозондовым анализатором в режиме отраженных электронов. Также проводили измерения твердости и модуля индентирования. Установлено наличие консолидации разнородных слоев в ходе КВД (рис. 1). Исследованы структурные аспекты процесса консолидации. Выявлено, что ведущую роль в консолидации разнородных слоев при КВД играет способ соединения материалов путем их совместной большой пластической деформации.

Исследование динамики фазового перехода Fe—Rh сплавов с помощью Керр-микроскопии

Т. А. Тааев, А. А. Амиров, А. М. Алиев

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
taaev89@mail.ru

На сегодняшний день самыми актуальными и перспективными соединениями в исследовании магнитострикции и магнитокалористики являются сплавы Fe—Rh [1–4]. С одной стороны они привлекательны тем, что при фазовом переходе из антиферромагнитного состояния (АФМ) в ферромагнитное (ФМ) происходит изотропное увеличение объема сплава без изменения симметрии на $\Delta V/V \sim 1\%$, а с другой — температурная область применения данных сплавов в качестве рабочего тела в твердотельном охлаждении лежит в диапазоне комнатных температур.

С помощью широкопольного Керр-микроскопа [5; 6] были исследованы магнитный фазовый переход сплавов $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$ и $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$. На поверхности сплавов обнаружены парамагнитные включения, окруженные магнитными полярными доменами [1]. Получены температурные зависимости вращения плоскости поляризации

на поверхности в нулевом магнитном поле. Анализ полученных данных показал, что для сплава $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$ температура АФМ-ФМ перехода $T_{N, \text{heat}} = 323.5$ К, а обратного ФМ-АФМ перехода $T_{N, \text{cool}} = 317$ К; для сплава $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$ — $T_{N, \text{heat}} = 317$ К, а $T_{N, \text{cool}} = 307.5$ К. В магнитном поле 0.5 Тл температурный гистерезис смещается в область низких температур на 4 К для $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$ и на 3.5 К для $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$.

Также изучение динамики фазового перехода позволило исследовать деградацию магнитокалорического эффекта сплава $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$ до и после циклирования в переменных магнитных полях, а также после отжига. Отжиг проводился в вакуумной печи при температуре 500 °С в течении двух часов, что способствовало полному восстановлению образца до первоначального состояния.

[1] Т. А. Таев, А. А. Амиров, А. М. Алиев, et al., FMM. **123**, 402 (2022).

[2] А. Chirkova, К. Р. Skokov, et al., Acta Mater. **106**, 15 (2016).

[3] А. Chirkova, F. Bittner, et al., Acta Mater. **131**, 31 (2017).

[4] А. Р. Камантсев, А. А. Амиров, et al., Physics of the Solid State **62**, 160 (2020).

[5] А. Hubert, R. Schäfer, Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures (Springer, New York, 1998) p. 696

[6] I. V. Soldatov, R. Schäfer, Rev. Sci. Instrum. **88**, 073701 (2017).

Синтез и изучение свойств модифицированной Eu полисурьмяной кислоты

М. Н. Ульянов, Ф. А. Ярошенко, Ю. А. Лупицкая¹

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
max-39@yandex.ru

На сегодняшний день полисурьмяная кислота (ПСК) $(\text{Sb}_2\text{O}_5 \cdot n\text{H}_2\text{O})$, где $2 < n < 6$) и соединения на ее основе являются перспективными ионообменными протонпроводящими материалами. В своей кубической пирохлорной структуре гидратированный оксид сурьмы

существует в виде разделяющих угол ($\text{SbO}_{6/2}$) — октаэдров, соединенных в анионный скелет, несущий избыток отрицательного заряда [1]. Этот заряд может компенсироваться протоном H^+ или ионом оксония H_3O^+ , а также замещаться на ионы одно- и двухвалентных металлов (Na^+ , Sr^{2+} , Ag^+ и т. д.). Протоны перемещаются по водородным связям от одной молекулы воды (иона оксония) к другой в определенные кристаллографические положения в структуре ПСК.

Анализ международной реферируемой литературы показал, что ПСК и соединения на ее основе обладают хорошей механической и термической стабильностью до $300\text{ }^\circ\text{C}$, а высокое значение константы диссоциации обеспечивает высокую проводимость ПСК [2; 3]. Однако ионообменные, термические и электрические свойства, структурные параметры кристаллической решетки ПСК в значительной степени зависят как от способа синтеза, так и от замещающего катиона [4; 5].

В предыдущих работах авторы сообщали о серебряных формах ПСК [6]. В настоящей работе сообщается о результатах синтеза модифицированных Eu формах ПСК, а также исследований структурных, ионообменных и других свойств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 23-23-00140.

[1] F. A. Belinskaya, E. A. Militsina, Russ. Chem. Rev. **49**, 933–952 (1980).

[2] O. Kosohin, O. Matvieiev, O. Linyucheva, Materials Today: Proceedings **50**, 521–523 (2022).

[3] O. Y. Kurapova, A. A. Zaripov, V. V. Pazheltsev, A. G. Glukharev, V. G. Konakov, Refractories and Industrial Ceramics **63**, 90–95 (2022).

[4] T. Yu, H. Zhang, H. Cao, G. Zheng, Chem. Eng. J. **360**, 313–324 (2019).

[5] T. Yu, Y. Shen, H. Zhang, S. Xu, H. Cao, G. Zheng, Chem. Eng. J. **420**(2), 127617 (2021).

[6] Ф. А. Ярошенко, В. А. Бурмистров, А. Е. Силова, Ю. А. Луницкая, Е. М. Филоненко, П. В. Тимушков, М. Н. Ульянов, С. И. Саунина, Chelyabinsk Physical and Mathematical Journal **3**, (2023) (in print).

Магнитокалорический эффект в сплавах RCo_5 ($R = Tb, Dy$)

М. В. Утарбекова¹, М. А. Оршулевич¹, С. В. Таскаев¹

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
shchichko.marina.csu@gmail.com
mashka_1508_1@mail.ru
s.v.taskaev@gmail.com

Несмотря на то, что при низких температурах найдено большое количество материалов с большим магнитокалорическим эффектом (МКЭ), интерес к ним не ослабевает. Вызвано это, прежде всего тем, что активно развивается принципиально новый подход к сжижению природных газов на основе МКЭ, а сам сжиженный природный газ стал одним из стратегических энергоносителей [1]. Среди бинарных систем, представленных сплавами $4f$ - $3d$ металлов, выделяются сплавы со структурой фазы Лавеса — AB_2 [2, 3], однако в них высоко процентное содержание $4f$ элементов. Поэтому продолжают поисковые исследования сплавов в которых возможно уменьшить содержание редкоземельной компоненты за счет переходных металлов. Это побудило нас изучить магнитные и магнитокалорические свойства в соединениях RCo_5 ($R = Tb, Dy$) в магнитных полях до 3 Тл.

Поликристаллические образцы $TbCo_5$, $DyCo_5$ синтезированы дуговой плавкой в защитной атмосфере аргона из химически чистых элементов. Кристаллическая структура образцов охарактеризована при комнатной температуре с помощью дифракции рентгеновских лучей (XRD) на дифрактометре Bruker D8 Advance. Исследование методом фазового контраста проводимые с помощью электронного микроскопа JEOL JSM-6510LA (SEM) в режиме отраженных электронов, показали, что образцы являются однофазными с незначительным количеством примесей. Магнитные измерения проводились в диапазоне температур 5–300 К с помощью вибрационного магнитометра Versa Lab Quantum Design (PPMS) в магнитных полях до 3 Тл.

Характерные для ферромагнетиков петли гистерезиса для $TbCo_5$ и $DyCo_5$, измеренные при температуре $T = 50$ К представлены на рис. 1.

Магнитные характеристики материалов

Соединение	$\mu_0 H_c$, Тл	M_s , Ам ² кг ⁻¹ (T=50K, $\mu_0 H = 3$ Тл)
TbCo ₅	0,12	7,7
DyCo ₅	0,04	19,3

Результаты измерения полной петли гистерезиса, при $T = 50$ К, показали, что эти соединения обладают малой коэрцитивной силой (см. табл. 1) и выходят на насыщение в малых полях, что согласуется с литературными данными [4].

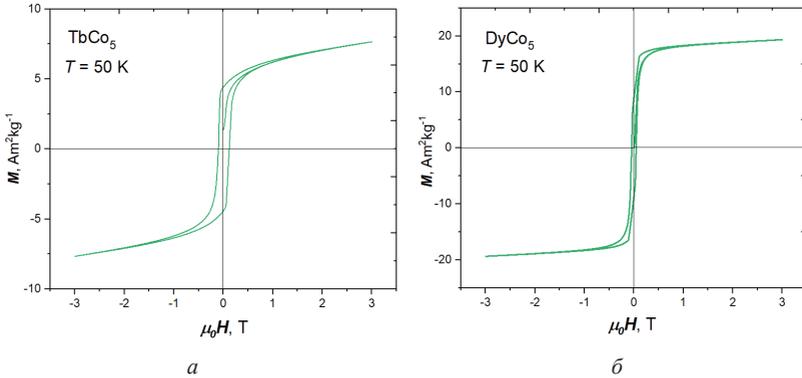


Рис. 1. Петля гистерезиса для TbCo₅ (а) и DyCo₅ (б), измеренные при температуре $T = 50$ К

Для магнитных фазовых переходов второго рода изотермическое изменение магнитной энтропии ΔS_m можно рассчитать с помощью соотношения Максвелла (1):

$$\Delta S_m = \int_0^{H_{\max}} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH. \quad (1)$$

При изменении магнитного поля 3 Тл изменение магнитной энтропии достигает максимального значения $\Delta S_m \approx 0,29$ Дж/кг⁻¹К⁻¹ для TbCo₅ и $\Delta S_m \approx 0,44$ Дж/кг⁻¹К⁻¹ для DyCo₅, однако наблюдается в двух широких температурных диапазонах 50–100 К и 125–300 К для TbCo₅, и 50–125 К и 150–300 К для DyCo₅, что обусловлено богатой картиной магнитных фазовых переходов в этих соединениях.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования теплоемкости (C_p), температуропроводности (η) и теплопроводности (κ) поликристаллических образцов сплава Гейслера Ni—Mn—In в интервале температур 4–350 К. Теплоемкость и температуропроводность измеряли методом модуляции теплового потока, а теплопроводность получали как произведение этих параметров. На полученных кривых наблюдаются аномалии, соответствующие магнитоструктурным (при наличии) и магнитным фазовым переходам.

Из анализа низкотемпературной зависимости теплоемкости были оценены электронные вклады в теплоемкость, температуры Дебая (Θ_D) и плотности электронных состояний на уровне Ферми исследованных образцов.

В работе обсуждаются различные особенности теплоемкости, температуропроводности и теплопроводности, а именно, асимметрия и ступенчатый характер скачка теплоемкости, резкое возрастание теплопроводности и температуропроводности при переходе мартенсит — аустенит, различие в величинах этих параметров режимах нагрева и охлаждения в области магнитоструктурных переходов, а также влияние на эти параметры и особенности внешнего магнитного поля.

Работа выполнена в рамках госзадания FMSW-2022-0006.

Магнитокалорические свойства объёмных и ленточных образцов сплавов Гейслера в циклических магнитных полях

Ш. К. Хизриев, А. Г. Гамзатов, А. М. Алиев

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
shakhban1994@gmail.com

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования магнитных, магнитокалорических свойств системы

Магнитокалорический эффект в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{44.4}\text{Mn}_{36.2}\text{Sn}_{14.9}\text{Cu}_{4.5}$ при криогенных температурах

В. Г. Шавров¹, А. П. Каманцев¹, Ю. С. Кошкидько², А. В. Маширов¹,
А. В. Кошелев³, Р. Ю. Гайфуллин⁴, И. И. Мусабилов⁴

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. *shavrov@cplire.ru*

² Институт низких температур и структурных исследований ПАН, Вроцлав, Польша

³ Институт экспериментальной минералогии РАН, Черноголовка, Россия

⁴ Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

Поликристаллические образцы сплава Гейслера $\text{Ni}_{44.4}\text{Mn}_{36.2}\text{Sn}_{14.9}\text{Cu}_{4.5}$ были синтезированы из элементов высокой чистоты методом аргоно-дуговой плавки. Слиток имел массу около 80 г, для устранения химической ликвации состава выполнена семикратная переплавка слитка. Из полученного слитка были вырезаны образцы в виде пластинок толщиной 1 мм, которые были запаяны в кварцевые вакуумированные ампулы. Запаянные образцы подвергали гомогенизационному отжигу при 1130 К в течении 24 часов, после которого закалялись в воду.

Магнитные свойства образцов сплава Гейслера $\text{Ni}_{44.4}\text{Mn}_{36.2}\text{Sn}_{14.9}\text{Cu}_{4.5}$ изучались стандартными методами магнитометрии (протоколы ZFC-FC-FH) при помощи SQUID-магнитометра в магнитных полях до 3 Тл в широком диапазоне температур 2–400 К. На рис. 1 представлены результаты измерения температурной зависимости намагниченности образца сплава $\text{Ni}_{44.4}\text{Mn}_{36.2}\text{Sn}_{14.9}\text{Cu}_{4.5}$ в (а) низком поле 10 мТл, и (б) сильных магнитных полях 1 и 3 Тл. Сплав Гейслера $\text{Ni}_{44.4}\text{Mn}_{36.2}\text{Sn}_{14.9}\text{Cu}_{4.5}$ демонстрирует два магнитных фазовых перехода (ФП) 1-го и 2-го родов. Первый магнитоструктурный ФП 1-го рода от ферримагнитной мартенситной к ферромагнитной аустенитной фазе наблюдается в области криогенных температур 50–110 К (рис. 1а). Вторым магнитным ФП 2-го рода — температура Кюри — при $T_c \approx 375$ К (рис. 1б). Приложение магнитного поля смещает область мартенситной фазы к более низким температурам

МКЭ в области ФП 1-го рода в поле 1,8 Тл составляет $\Delta T_{ad} = -0,5$ К при начальной температуре $T_0 = 117$ К (рис. 2а). При увеличении магнитного поля до 10 Тл обратный МКЭ увеличивается, достигая значения $\Delta T_{ad} = -2,7$ К при $T_0 = 117$ К (рис. 2б). Интересно, что в режиме последовательного нагрева в области температур 20–60 К в магнитном поле 10 Тл наблюдается прямой МКЭ в ферромагнитной мартенситной фазе, достигающий значения $\Delta T_{ad} = 0,7$ К (рис. 2б).

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 20-19-00745, <https://rscf.ru/project/23-19-45040/>)

[1] Koshkid'ko Yu.S., et al., JMMM **433**, 234 (2017).

Магнитокалорические свойства в мультиферроиках ViFeO_3 , замешённых цинком

Д. М. Юсупов¹, А. А. Амиров¹, Y. A. Chaudhari², S. T. Bendre²

¹Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

²Department of Physics, School of Physical Sciences, North Maharashtra University, Jalgaon, Maharashtra, India

dibir.usupov@mail.ru

К одним из наиболее перспективных материалов относятся мультиферроики, в которых сосуществуют два и более типа сегнетоупорядочения — магнитное, электрическое и механическое. Следовательно, в этих многофункциональных материалах могут существовать все три типа калорических эффектов.

Соединения на основе феррита висмута ViFeO_3 являются одними из наиболее известных и достаточно хорошо изученных мультиферроиков с высокими температурами фазовых переходов ($T_N \sim 643$ К и $T_C \sim 1083$ К). Однако наблюдаемые калорические эффекты в соединениях на основе феррита висмута малы. Таким образом, проблема исследования магнитокалорического эффекта в соединениях

Теоретическое исследование структуры и магнитных свойств сплавов $\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$

О. О. Павлухина, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
pavluhinaoo@mail.ru

Сплавы Гейслера являются перспективными для применения в устройствах магнитного охлаждения, спинтроники и т. д., благодаря таким уникальным свойствам, как полуметалличность, большой магнитокалорический эффект, сверхупругость, магнитоиндуцируемые деформации и др. [1–2]. Сплавы Гейслера описываются формулой X_2YZ и имеют структуру типа $L2_1$. Замена одной подрешетки X вакансиями приводит к формированию сплавов XYZ, которые получили название полу-Гейслеры (пространственная группа $F-43m$ ($C1_b$ структура)). Одним из наиболее перспективных направлений применения сплавов Гейслера является спинтроника, так как ряд сплавов демонстрирует полуметаллическое поведение.

В данной работе с помощью теории функционала плотности реализованной в программном пакете VASP выполнены исследования сплавов $\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$ ($x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$). Исследования проведены в рамках приближения обобщенного градиента (GGA) в формулировке Пердью, Бурка и Эрнзерхофа (Perdew, Burke and

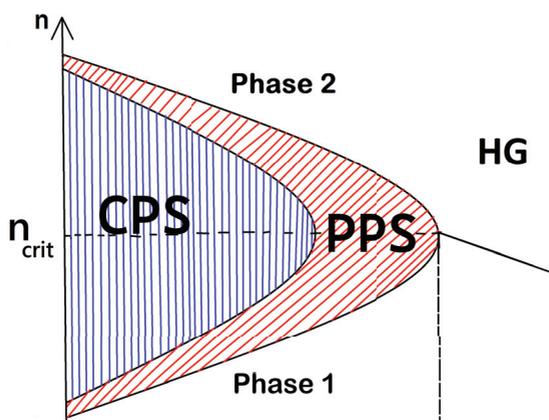


Рис. 1. Полная и частичная плотность электронных состояний для сплава $\text{FeRhGa}_{0.5}\text{As}_{0.5}$. Нулевая энергия соответствует положению уровня Ферми

на характер возбуждения поверхностных плазмонов представляет особый интерес, в качестве одного из слоев был взят диоксид ванадия, поскольку его фазовый переход из диэлектрического состояния в металлическое происходит при температурах, близких к комнатным [1].

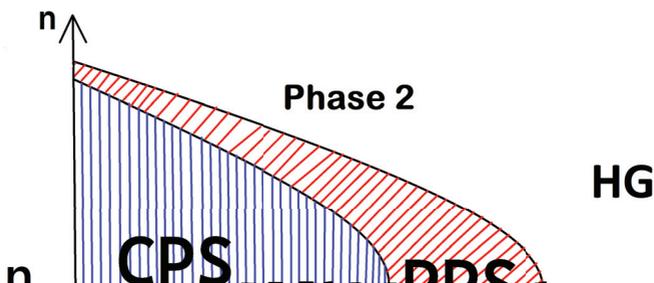


Рис. 1. Схематическая модель структуры (a) и гиперболическая метаповерхность на основе графена (b)

В качестве гиперболической метаповерхности была взята решетка из графеновых полосок [2]. Такая поверхность способна поддерживать распространение как ТМ, так и ТЕ-поляризованных плазмонов.

Для учета фазового перехода диоксида ванадия берутся уже известные данные его характеристик в зависимости от температуры. Применяя линейную аппроксимацию и используя теорию Друде [3], можно получить модель, которую довольно просто описать.

Чтобы исследовать поведение поверхностных плазмонов, необходимо решить уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями на каждой границе раздела. Для монохроматической волны

$E_{\alpha\pm}, H_{\alpha\pm} \sim \exp[-i\omega t + ik_{\alpha}x \pm \gamma_a z]$ [4], где ω — угловая частота, k_{α} — постоянная распространения, и $\pm \gamma_a$ — постоянная локализации ($\alpha = \text{VO}_2, \text{SiO}_2, a$ обозначающие “диоксид ванадия”, “диоксид кремния” и “воздух/вакуум”, соответственно). При помощи этих обозначений уравнения Максвелла для волн в каждой среде принимают следующий вид:

$$[k_{\alpha\pm}, E_{\alpha\pm}] = i\omega B_{\alpha\pm}, \quad [k_{\alpha\pm}, H_{\alpha\pm}] = -i\omega D_{\alpha\pm}, \quad (1)$$

Магнитокалорические материалы для низкотемпературного магнитного охлаждения

Ю. С. Кошкидько^{1,2*}, Э. Т. Дильмиева², А. П. Каманцев²,
А. В. Маширов², Я. Цвик¹, Н. Б. Кольчугина³, В. В. Коледов²,
В. Г. Шавров²

¹ Институт низких температур и структурных исследований ПАН, Вроцлав, Польша

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

³ Институт металлургии и материаловедения имени А. А. Байкова РАН, Москва, Россия

y.koshkidko@intibs.pl

Перспективная идея магнитного охлаждения путем адиабатического размагничивания парамагнитных солей принесла в начале 30-х годов XX в. новые возможности получения сверхнизких температур до 10^{-3} К [1]. Такое охлаждение основано на магнитокалорическом эффекте (МКЭ) – обратимом изменении энтропии магнетика в изотермических условиях ΔS_{iso} или его температуры в адиабатических условиях ΔT_{ad} при изменении внешнего магнитного поля. Большой интерес исследователей на сегодняшний день связан с поиском подходов к созданию принципиально новой технологии твердотельного магнитного охлаждения (ТМО) в области комнатных температур [2–9]. Известно, что МКЭ достигает максимальных значений в области магнитных фазовых переходов (ФП) [2; 3], поэтому для ТМО выбираются магнитные материалы, которые обладают магнитными ФП в необходимой области рабочих температур. В ряде работ отмечены перспективные применения ТМО в области низких температур [7; 10; 11; 13], например, для сжижения газов, таких как N_2 , He , H_2 , или природных газов [14], причем актуальным является использование именно магнитных материалов с магнитными ФП.

Преимущества таких материалов для охлаждения в области низких температур связаны с тем, что магнитная теплоемкость возрастает в области магнитного ФП и становится сопоставимой (а ино-

- [5] Андреевко А.С., Белов К.П. и др., Успехи физ. наук. **158**, 553 (1989).
- [6] Gschneidner Jr. K.A., Pecharsky V.K., Tsokol A.O., Reports on Progress in Physics **68**,1479 (2005).
- [7] Khovaylo V., Taskaev S., Encyclopedia of Smart Materials **5**,407 (2022).
- [8] Kitanovski A., Adv. Energy Mater. **10**, 1903741 (2020).
- [9] Lyubina J., J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 53002 (2017).
- [10] Zhang H., Gimaev R., Kovalev B. et al., Phys. B. Cond. Matt. **558**, 65 (2019).
- [11] Liu W., Bykov E., Taskaev S. et al., Appl. Mater. Today. **29**, 101624 (2022).
- [12] Park I., Jeong S., Cryogenics. **88**, 106 (2017).
- [13] Numazawa T., Kamiya K., Utaki T. et al., Cryogenics. **62**, 185 (2014).
- [14] Zhang H., Sun Y.J., Niu E. et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 202412 (2013).
- [15] Gallo C.F., J. Appl. Phys. **36**, 3410 (1965).
- [16] Feher A., Janos S., Petrovic P. et al., Fizika Nizk. Temp. **4**, 1305 (1978).
- [17] Ratnalingam R., Sousa J.B., Phys. Lett. A. **30**, 8 (1969).
- [18] Timmerhaus K.D., Reed R.P. Cryogenic engineering: fifty years of progress. New York: Springer Science & Business Media, 2007.
- [19] Gimaev R.R., Komlev A.S., Davydov A.S. et al., Crystals **11**, 82 (2021).
- [20] Кошкидько Ю.С., Дильмиева Э.Т. и др., Рад. и электр. **68 (4)**, (2023).



- Кузьмин Д. А. 40, 70, 73, 125
 Кулеш Н. А. 60
 Курляндская Г. В. 108
 Кучин А. Г. 94
- Лега П. В. 80
 Либкинд И. В. 103
 Лошаченко А. С. 63
 Лукоянов А. В. 94
 Лупицкая Ю. А. 82, 113
- Майер А. Е. 35
 Макарьин Р. А. 60
 Максимов А. Д. 108
 Мальцев И. В. 83
 Мальцева В. Е. 4
 Матюнина М. В. 9
 Маширов А. В. 23, 43, 63, 68, 78, 86, 89, 117, 120, 128
 Медведев А. И. 108
 Мирошкина О. Н. 15
 Митюк В. И. 43, 68, 89
 Михайлов Н. Н. 48
 Морозов Е. В. 90
 Москаленко А. С. 103
 Мулюков Р. Р. 92
 Мусабилов И. И. 47, 68, 78, 86, 92, 120
 Мухачев Р. Д. 94
 Мухучев А. А. 23, 95
- Неверов В. Н. 24, 48
 Незнахин Д. С. 4, 108
 Никитин С. А. 11
 Ныркв Н. Ю. 96
- Овчаров А. В. 111
 Орлов А. П. 80
 Оршулевич М. А. 17, 99, 115
- Павлухина О. О. 26, 124
 Панкратов Н. Ю. 11
 Пашенькин И. Ю. 65
- Перов Н. С. 60
 Платонов С. П. 94
 Полушкин Н. И. 65
 Прокунин А. В. 80
 Пятаков А. П. 13
- Раев А. А. 101, 106
 Рогачев С. О. 111
 Романов С. Р. 80
- Самвелов А. В. 103
 Саносян А. А. 101, 106
 Сапожников М. В. 65
 Сафаров И. М. 92
 Свалов А. В. 108
 Селезнев М. С. 60
 Ситало Е. И. 38
 Соколовский В. В. 3, 9, 15, 26, 31, 51, 101, 106, 124
 Степанова Е. А. 4
 Сундеев Р. В. 111
 Суслов Д. А. 90
- Тааев Т. А. 112
 Таскаев С. В. 17, 92, 99, 115
 Терентьев Ю. А. 58
 Терёшина И. С. 11, 90
 Тишин А. М. 28
 Туруткин К. В. 48
- Ульянов М. Н. 82, 113
 Уржумцев А. Н. 4
 Усик М. О. 125
 Утарбекова М. В. 17, 99, 115
- Фраерман А. А. 65
- Ханов Л. Н. 23, 117
 Хизриев Ш. К. 118
- Цвик Я. 128
- Черногорова О. П. 111

Содержание

Бучельников В. Д., Соколовский В. В. Термоэлектрические свойства сплавов Гейслера	3
Волегов А. С., Незнахин Д. С., Мальцева В. Е., Уржумцев А. Н., Андреев С. В., Степанова Е. А., Головня О. А. Аддитивные технологии изготовления магнитных материалов и методы измерений их свойств	4
Загребин М. А., Бучельников В. Д. 25 лет феноменологического описания фазовых переходов в сплавах Гейслера Ni—Mn—Z (Z = Ga, In, Sn, Sb)	5
Игошев П. А. Магнитокалорический эффект и фазовое расслоение: теория и перспективы	7
Матюнина М. В., Соколовский В. В., Загребин М. А., Бучельников В. Д. Особенности фазового перехода D0 ₃ —L1 ₂ в сплавах Fe—Ga	9
Никитин С. А., Панкратов Н. Ю., Терёшина И. С. Исследования магнитокалорического эффекта в редкоземельных магнетиках на физическом факультете МГУ: исторические и современные аспекты	11
Пятаков А. П. Стрейнтроника магнитных плёнок и двумерных материалов: эффекты и фазовые переходы, индуцированные механическими деформациями	13
Соколовский В. В., Байгутлин Д. Р., Мирошкина О. Н., Бучельников В. Д. Современное состояние исследований свойств магнитных материалов в рамках теории функционала плотности	15
Таскаев С. В., Богуш М. Ю., Оршулевич М. А., Утарбекова М. В., Батаев Д. С. Криогенное магнитное охлаждение для сжижения природного газа: материалы, проблемы и перспективы	17
Абдулкадирова Н. З., Гамзатов А. Г., Камиров И. К., Батдалов А. Б., Алиев А. М. Магнитные, магнитоупругие и магнитокалорические свойства сплава LaFe _{11,2-x} Mn _x Co _{0,7} Si _{1,1} (x=0,1, 0,2, 0,3)	19
Алиев А. М., Гамзатов А. Г., Алисултанов З. З. Сдвиг фазы при измерениях МКЭ в переменных магнитных полях как индикатор рода магнитных фазовых переходов	20

Оризулевич М. А., Утарбекова М. В., Таскаев С. В. Магнитокалорический эффект в сплавах RCo_3 ($\text{R} = \text{Gd}, \text{Ho}$)	99
Раев А. А., Саносян А. А., Байгутлин Д. Р., Ерагер К. Р., Соколовский В. В., Бучельников В. Д. Исследования из первых принципов полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера Ti_2VZ ($\text{Z} = \text{Al}, \text{Ga}, \text{In}, \text{Si}, \text{Ge}, \text{Sn}$)	101
Самвелов А. В., Москаленко А. С., Чехович В. А., Либкинд И. В. Газовая криогенная машина на основе пульсационной трубы Гиффорда — Лонгсворта для криостатирования ВТСП.	103
Саносян А. А., Раев А. А., Соколовский В. В., Бучельников В. Д. Магнитокристаллическая анизотропия тонкоплёночных сплавов Гейслера на основе Co—Ni—Z	106
Свалов А. В., Бекетов И. В., Максимов А. Д., Медведев А. И., Незнахин Д. С., Архипов А. В., Курляндская Г. В. Структура и магнитные свойства нанопорошков оксида гадолиния, полученных методом искрового разряда	108
Сундеев Р. В., Шалимова А. В., Рогачев С. О., Черногорова О. П., Глезер А. М., Овчаров А. В., Каратеев И. А. Структурно-фазовые особенности формирования слоистого композита на основе никелида титана и железа при кручении под высоким давлением.	111
Тааев Т. А., Амиров А. А., Алиев А. М. Исследование динамики фазового перехода Fe—Rh сплавов с помощью Керр-микроскопии	112
Ульянов М. Н., Ярошенко Ф. А., Луницкая Ю. А. Синтез и изучение свойств модифицированной Eu полисульфамной кислоты	113
Утарбекова М. В., Оризулевич М. А., Таскаев С. В. Магнитокалорический эффект в сплавах RCo_3 ($\text{R} = \text{Tb}, \text{Dy}$)	115
Ханов Л. Н., Батдалов А. Б., Маширов А. В., Каманцев А. П., Алиев А. М. Теплофизические свойства сплава Гейслера Ni—Mn—In	117
Хизриев Ш. К., Гамзатов А. Г., Алиев А. М. Магнитокалорические свойства объёмных и ленточных образцов сплавов Гейслера в циклических магнитных полях	118
Шавров В. Г., Каманцев А. П., Кошкидько Ю. С., Маширов А. В., Кошелев А. В., Гайфуллин Р. Ю., Мусабилов И. И. Магнитокалорический эффект в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{44.4}\text{Mn}_{36.2}\text{Sn}_{14.9}\text{Cu}_{4.5}$ при криогенных температурах	120

<i>Юсупов Д. М., Амиров А. А., Chaudhari Y. A., Bendre S. T.</i> Магнитокалорические свойства в мультиферроиках BiFeO_3 , замещённых цинком	122
<i>Павлухина О. О., Соколовский В. В., Бучельников В. Д.</i> Теоретическое исследование структуры и магнитных свойств сплавов $\text{FeRhGa}_{1-x}\text{As}_x$	124
<i>Усик М. О., Кузьмин Д. А., Бычков И. В.</i> Влияние внешнего магнитного поля на поверхностные плазмон- поляритоны в структуре VO_2 -диэлектрик-метаповерхность на основе графена	125
<i>Кошкидько Ю. С., Дильмиева Э. Т., Каманцев А. П., Маширов А. В., Цвик Я., Кольчугина Н. Б., Коледов В. В., Шавров В. Г.</i> Магнитокалорические материалы для низкотемпературного магнитного охлаждения	128
Алфавитный указатель авторов	131

Научное издание

**ДНИ КАЛОРИКИ В ДАГЕСТАНЕ:
Функциональные материалы и их приложения**

Сборник тезисов

*27–31 мая 2023 года
Дербент, Дагестан, Россия*

Второе издание, дополненное

Вёрстка М. В. Трифоновой

Подписано в печать 02.05.23. Формат 60×84 ¹/₁₆.

Усл. печ. л. 8,2. Уч.-изд. л. 6,0.

Тираж 500 экз. Заказ 315

Челябинский государственный университет
454001, Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129

Отпечатано в издательстве Челябинского государственного университета
454021, Челябинск, ул. Молодогвардейцев, 576