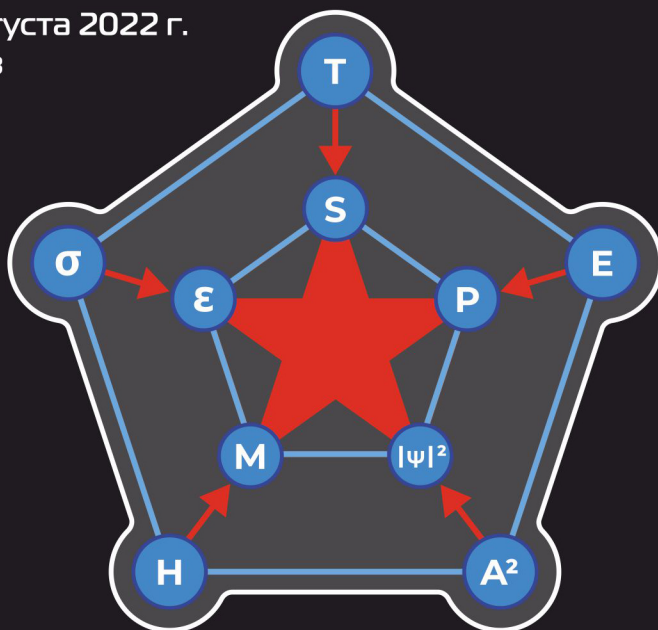


ДНИ КАЛОРИКИ В КОРОЛЕВЕ:

функциональные материалы
и их приложения

Сборник тезисов
3-го Международного научного семинара

16—20 августа 2022 г.
г. Королев



*Семинар приурочен к 90-летию
Владимира Григорьевича Шаврова*





Владимир Григорьевич Шавров

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

**ДНИ КАЛОРИКИ В КОРОЛЕВЕ:
функциональные материалы
и их приложения**

Сборник тезисов
3-го Международного научного семинара

16—20 августа 2022 г.
г. Королев

Издательство Челябинского государственного университета
2022

УДК 620
ББК Ж03
Д548

Организационный комитет семинара

Сопредседатели

В. Г. Шавров, Москва, Россия;
С. В. Таскаев, Челябинск, Россия;
А. М. Алиев, Махачкала, Россия.

Секретарь

А. П. Каманцев, Москва, Россия

Программный комитет семинара

В. В. Коледов, Москва, Россия; А. В. Маширов, Москва, Россия;
В. В. Ховайло, Москва, Россия; В. Д. Бучельников, Челябинск, Россия;
И. В. Бычков, Челябинск, Россия; М. А. Загребин, Челябинск, Россия;
В. В. Соколовский, Челябинск, Россия; А. А. Амиров, Махачкала, Россия;
А. Б. Батдалов, Махачкала, Россия; А. Г. Гамзатов, Махачкала, Россия

Локальный комитет семинара

М. С. Быбик, Д. А. Карпухин, А. С. Кузнецов, Д. Д. Кузнецов,
Е. В. Морозов, А. О. Петров, А. В. Прокунин

Д548 **Дни калорик в Королеве: функциональные материалы и их приложения** : сб. тез. 3-го Междунар. науч. семинара (16—20 августа 2022 г., г. Королев). — Челябинск : Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2022. — 152 с.

ISBN 978-5-7271-1835-1

Представлены тезисы 3-го Международного научного семинара «Дни калорик в Королеве: функциональные материалы и их приложения». Тезисы включают исследования свойств калорических и мультифункциональных материалов, а также использование приложений на их основе. Тезисы охватывают направления, связанные с экспериментальным исследованием новых материалов с гигантскими калорическими и связанными с ними эффектами, теоретическими исследованиями и численным моделированием перспективных калорических и мультикалорических материалов, а также практические приложения на основе гигантских эффектов, возникающих при фазовых переходах, в калорических и мультифункциональных материалах.

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

УДК 620.22(082)
ББК Ж03я43

ISBN 978-5-7271-1835-1

© Челябинский государственный университет, 2022

Магнетизм — современные проблемы и перспективы

В. Г. Шавров

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
Москва, Россия. *shavrov32@mail.ru*

Основа технологического прогресса в последние десятилетия — открытия новых материалов и новых «гигантских» физических эффектов. С ними связывают надежды на решение важных проблем таких, которые стоят перед человечеством целые столетия и самых новых, возникших на наших глазах совсем недавно. Почти 200 лет прошло с момента доказательства теоремы Карно о предельном КПД тепловой машины, который реализуется в теоретически предсказанной «машине Карно». Однако, по-видимому, только сегодня перспектива ее создания становится практически реальной в связи с открытием новых магнитокалорических материалов с фазовыми переходами, вблизи которых наблюдается «гигантский» магнитокалорический эффект (МКЭ). Создание твердотельных рефрижераторов с эффективностью близкой к предельной теоретически возможной позволило бы решить многие задачи, например, реализовать сверхскоростной, сверхэкономичный и экологичный магнитолевитационный транспорт.

Фазовые переходы в твердых телах могут служить для преобразования энергии также за счет электрокалорического эффекта в сегнетоэлектриках, эластокалорического эффекта в ферроэластиках или, как их называют, сплавах с термоупругим структурным переходом и эффектом памяти формы (ЭПФ).

ЭПФ открывает для современной технологии совершенно новые горизонты. С его помощью можно создавать рекордные по миниатюрности устройства для наномеханики. Размер уже созданных сегодня композитных термоуправляемых нанопинцетов сравним с размером микроорганизмов, а размер манипулируемых объектов сравним с размером вирусов. Можно ожидать, что с помощью этих материалов удастся решить еще не решенные на сегодняшний день задачи нанотехнологии по механической сборке «снизу вверх» принципиально новых устройств из уникальных наноматериалов, таких, как УНТ, полупроводниковые нанопроволоки, наноалмазы и др.

Недавно был теоретически предсказан новый эффект в магнетизме — прецессия положения равновесия (лёгкой оси) намагниченности относительно внешнего магнитного поля происходящей с частотой намного меньшей (на несколько порядков) частоты обычной прецессии намагниченности относительно положения равновесия. Стоит задача экспериментального обнаружения этого эффекта.

В задаче создания высокочувствительных магнитометров на основе тонких плёнок магнитных диэлектриков, действующих при комнатных температурах, впервые превышен порог чувствительности регистрации магнитного поля 10^{-9} Э/Гц^{1/2}, ранее доступный только для квантовых интерференционных датчиков, работающих при температурах жидкого гелия (сквиды). Это, в частности, открыло возможность массового проведения магнитной кардиографии населения.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 20-19-00745.

Перспективы твердотельной калорики. К 200-летию теоремы Карно

В. В. Коледов, В. Г. Шавров, С. В. фон Гратовски

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

victor_koledov@mail.ru

Перспективы твердотельной калорики связаны с решением ряда проблем, которые трудно или невозможно решить методами традиционного преобразования тепла в механическую энергию и обратно на основе термодинамических машин с газообразным и/или жидким рабочим телом. Принципиально, эффективность термодинамической машины с любым рабочим телом ограничена теоремой Карно, и обратимость процесса преобразования тепло-механическая энергия является необходимым фактором достижения высокого коэффициента идеальности. Поиск новых подходов к созданию рефрижераторов и тепловых насосов, близких к идеальной термодинамической машине по эффективности привлекает исследователей к твердотельным материалам с фазовыми превращениями различного типа.

магнитокалорического эффекта в области мартенситных фазовых переходов при нагреве и охлаждении. Проблема оценки вкладов структурной и решеточной подсистем в суммарный магнитокалорический эффект (МКЭ) в этих материалах остается нерешенной. Во многих сплавах Гейслера наблюдается сильная зависимость МКЭ от частоты изменения магнитного поля, также не находящая в настоящее время разумного объяснения. Кроме того, до сих пор не изучено влияние длительного воздействия циклического магнитного поля на стабильность магнитокалорических свойств сплавов Гейслера, а это является очень важной задачей с практической точки зрения.

В данном сообщении представлены результаты исследования магнитокалорических свойств сплавов Гейслера Ni-Mn-X (X = In, Sn) в области магнитоструктурных (мартенситных) фазовых переходов в циклических (переменных) магнитных полях. Чтобы лучше понять эффекты, происходящие в сплавах Гейслера, также были изучены тепловое расширение этих материалов в постоянных магнитных полях, а также магнитострикция в циклических магнитных полях. На основе полученных результатов даются объяснения различия величины МКЭ в режимах нагрева и охлаждения, а также даются оценки вкладов структурной и магнитной подсистем в общий МКЭ. Обсуждаются возможные механизмы снижения МКЭ при увеличении частоты изменений поля. Приведены некоторые экспериментальные результаты, свидетельствующие о явлениях долговременной релаксации и деградационном влиянии длительного воздействия переменного магнитного поля на свойства исследуемых материалов.

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



Мартенситный переход и магнитокалорический эффект в 4d сплавах Гейслера Rh_2FeZ

Д. Р. Байгутлин¹, В. В. Соколовский¹,
В. Д. Бучельников¹, О. Н. Мирошкина²

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

² Университет Дуйсбург-Эссен, Дуйсбург, Германия.
miroshkina.on@yandex.ru

В последние несколько десятилетий сплавы Гейслера привлекают внимание научного сообщества благодаря широкому разнообразию интересных свойств, таких как магнитокалорический эффект, термоэлектрические свойства, полуметаллическое поведение, эффект памяти формы и многим другим [1—2]. Сплавы Гейслера на основе 3d переходных металлов довольно хорошо изучены, однако сплавы содержащие 4d элементы исследованы недостаточно [2]. Целью данной работы является исследование структурных, полуметаллических, магнитокалорических свойств и стабильности сплавов Гейслера на основе семейства Rh_2FeZ ($Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn$).

Оптимизация геометрии проводилась с использованием теории функционала плотности с проекционным методом дополненных волн, реализованным в VASP [3]. Для учета эффектов обменно-корреляционных эффектов использовалось приближение мета-GGA SCAN [4]. Для расчетов использовалась плотность сетки ≈ 5000 k-точек на атом обратной решетки. Расчет параметров обменного взаимодействия выполнен с помощью модели жесткой связи с базисом на функциях Ванье [5].

На рис. 1 показаны результаты геометрической оптимизации. Показано, что структура $L2_1$ энергетически выгодна для всех Z-элементов. Магнитное упорядочение основного состояния соответствует FM. Чтобы установить возможность мартенситного превращения, на рис. 1, b построена зависимость полной энергии от степени тетрагонального искажения. В случае элемента Z из третьей группы наблюдаются два почти вырожденных мартенситных минимума с малым искажением $c/a \approx 0,98$ и $1,02$ для FM-упорядочения. При переходе к элементам четвертой группы эти

минимумы становятся четко различимыми. Коэффициент тетрагонального искажения составляет 0,92 и 1,2, соответственно.

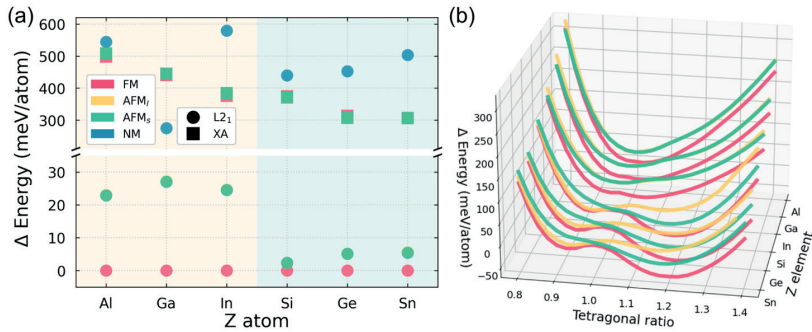


Рис. 1. Полная энергия как функция параметра решетки (a) и тетрагонального искажения (b) для Rh_2FeZ . За ноль взята энергия кубической фазы с FM-упорядочением

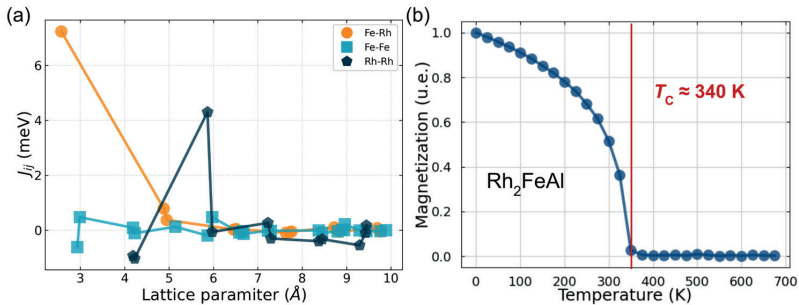


Рис. 2. Параметры обменного взаимодействия J_{ij} и зависимость намагниченности от температуры для Rh_2FeAl

Для использования сплавов Rh_2FeZ в качестве магнитокалорических материалов также необходимо, чтобы температура Кюри была близка к комнатной. Например, для Rh_2FeAl самым сильным является обменное взаимодействие между атомами Rh-Fe, которое очень быстро затухает после первой координационной сферы. Вторым по силе является обмен между атомами Rh, носящий осциллирующий AFM-FM характер. Обменный интеграл атомов Fe практически равен нулю. Температура Кюри при этом составляет примерно 340 °K, что характерно для сплавов Гейслера на основе Rh_2 [6].



Кратко опишем результаты приведенных нами исследований (см. рис. 1). На температурной зависимости теплоемкости наблюдаются четкие аномалии, связанные со структурным ($T_S = 220$ К) и магнитными ($T_C = 313$ К) фазовыми переходами. Аномалии при T_S практически исчезают при обратном переходе. Связано это с тем, что при охлаждении образца вблизи T_S происходит выделение скрытой теплоты фазового перехода, что эквивалентно уменьшению подводимой извне энергии, необходимой для изменения температуры образца [1].

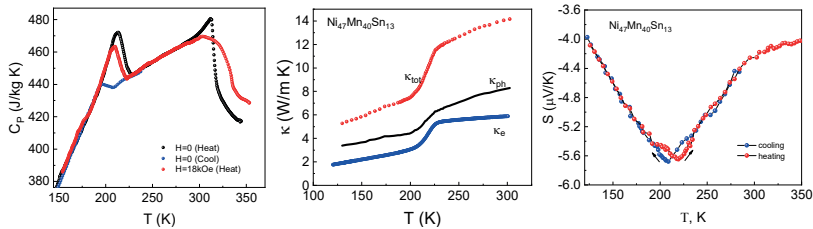


Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости, теплопроводности и термодэс для сплава $Ni_{47}Mn_{49}Sn_{13}$

Сравнение измеренной κ_{tot} и вычисленной на основании соотношения Видемана — Франца электронной составляющей теплопроводности κ_e показывает, что κ_e и κ_{ph} одного порядка величины. В области фазового перехода мартенсит-аустенит наблюдается резкий рост κ_{tot} , который может быть связан как с ростом κ_{ph} , так и с увеличением κ_e . В литературе [2; 3] этот скачок связывается с ростом κ_e благодаря росту подвижности электронов проводимости при фазовом переходе. В нашем случае такое объяснение не совсем корректно, так как скачок $\Delta\kappa_e = \kappa_e(\text{ауст}) - \kappa_e(\text{март}) = 2,6$ Вт/мК, в то время как общее изменение теплопроводности $\Delta\kappa_{tot} = \kappa_{tot}(\text{ауст}) - \kappa_{tot}(\text{март}) = 2,6$ Вт/мК. Это означает, что фононный вклад в скачок $\Delta\kappa_{ph} = 1,6$ Вт/мК является существенным и им нельзя пренебречь.

Характерной особенностью поведения теплопроводности материалов с магнитоструктурными фазовыми переходами МСФП является зависимость κ_{ph} от магнитного поля. Под влиянием магнитного поля вблизи МСФП происходит увеличение объемной доли высокосимметричного аустенита, что приводит к уменьшению скорости рассеяния электронов и фононов и росту κ_{tot} . Оцененное аналогично магнитосопротивлению, термомагнитосопротивление

$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} = \frac{\kappa_H - \kappa_0}{\kappa_H}$ равно $\sim 13\%$ в поле $H = 4$ Тл, что несколько меньше, чем $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \sim 18\%$.

На температурной зависимости термоэдс $S(T)$ вблизи температуры МСФП наблюдается аномалия в виде глубокого минимума. Появление минимума можно связать с трансформацией поверхности Ферми при фазовом переходе. В [4] показано, что при переходе мартенсит-аустенит в сплаве Ni-Mn-Co-Jn происходит трансформация поверхности Ферми таким образом, что площадь поверхности, ответственная за электроны проводимости убывает, соответственно, наблюдается плавный рост поверхности, ответственной за носители дырочного типа. Если эту идеологию применить к нашему случаю, то наблюдаемый минимум на зависимостях $S(T)$ соответствует упомянутой перестройке и является следствием конкуренции вкладов электронов и дырок в термоэдс.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-19-00610.

- [1] S. M. Podgornykh, E. G. Gerasimov, N. V. Mushnikov and T. Kanomata, J. Phys.: Conf. Series, **266**, 012004 (2011).
- [2] Q. Zheng, G. Zhu, Z. Diao, D. Banerjee, D. G. Cahill, Adv. Eng. Mater., **1801342** (2019).
- [3] J. Kaštil, J. Kamarád, M. Mišek, J. Hejtmánek, Z. Arnold, J. Magn. Magn. Mater., **466**, 260-266 (2018).
- [4] А. Б. Грановский, В. Н. Прудников, А. П. Казаков, А. П. Жуков, И. С. Дубенко, ЖЭТФ, **142**, 916 (2012).

Фазовые переходы в сплавах Гейслера Mn_2YZ : роль обменно-корреляционных взаимодействий

В. Д. Бучельников, Д. Р. Байгутлин,
В. В. Соколовский, О. Н. Мирошкина

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

Полуметаллические магнитные материалы (ПМММ) вызывают интерес в связи с их потенциальным применением в спинтронике, включая новые термоэлектрики, спиновые фильтры, устройства

хранения данных и другие устройства на основе спинов [1; 2]. ПМММ демонстрируют металлическое поведение в одном спиновом канале и полупроводниковое поведение в другом спиновом канале вблизи энергии Ферми. Сплавы Гейслера Mn_2YZ представляют особый интерес, поскольку в них содержатся ионы Mn^{3+} с электронной конфигурацией d^4 и сильными ферромагнитными или антиферромагнитными корреляциями между атомами Mn. Эти сплавы имеют малые магнитные моменты и уменьшенные паразитные поля, что делает их перспективными материалами для применения в спинтронике. Сплав Mn_2VAl был первым предложен в качестве ПМММ и исследован как экспериментально [3], так и теоретически [4—6]. Одним из других потенциальных ПМММ является сплав Mn_2VSi [7], а также другие сплавы Mn_2YZ [8—10].

В недавних наших работах было показано, что учет эффектов электронной корреляции с использованием сильно ограниченного и соответствующим образом нормированного (SCAN) мета-GGA функционала дает почти вырожденные полуметаллическое и металлическое состояния в сплавах Mn_2ScZ и $Mn_2V(Ge, Si)$ [8—10]. Было предположено, что переключение между этими двумя фазами может быть достигнуто путем изменения объема кубической фазы, приложением внешнего магнитного поля или легированием сплава четвертым элементом.

Целью данной работы является обзор теоретических исследований двухфазных состояний в сплавах Mn_2YZ , которые демонстрируют переключаемое поведение между низким (LMS) и высоким магнитным состоянием (HMS). Показано, что такой механизм переключения может иметь место за счет учета обменно-корреляционных эффектов, описанных в функционале SCAN, а также легирования стехиометрических сплавов третьим элементом. Например, обнаружено, что стехиометрические сплавы Mn_2VAl и Mn_2VSi демонстрируют разницу в энергии между фазами LMS и HMS, которая слишком велика, чтобы обеспечить легкое переключение между этими двумя фазами. Данные сплавы демонстрируют противоположную тенденцию в разнице энергий между двумя магнитными состояниями $\Delta E = E_{LMS} - E_{HMS}$. Для Mn_2VAl эта разность положительна, а для Mn_2VSi она отрицательна. По этой причине было предложено легировать данные сплавы атомами Si или Al для того, чтобы приводить фазы LMS и HMS в состояния близкие к вырождению. В результате показано, что эффект легирования значительно уменьшает энергию между фазами LMS и HMS.



Все расчеты проводились по схеме DFT с использованием метода PAW, реализованного в пакете VASP [11]. Для учета эффектов обменной корреляции использовалась параметризация PBE [12] GGA и мета-GGA SCAN [13]. Для плоских волн использовалась энергия отсечки 450 эВ. Для генерации k-точек в обратном пространстве применялась схема Монкхорста — Пака [12]. Сетка из $11 \times 11 \times 11$ k-точек использовалась в процедуре релаксации, а сетка из $25 \times 25 \times 25$ k-точек — в расчетах плотности состояний (DOS) и зонной структуры. В расчетах использовалась ячейка из 16 атомов.

Для примера на рис. 1 представлены результаты оптимизации для сплавов Mn_2VAl , Mn_2VSi и $Mn_2VAl_{0.5}Si_{0.5}$. Остальные результаты приведены в [8—10].

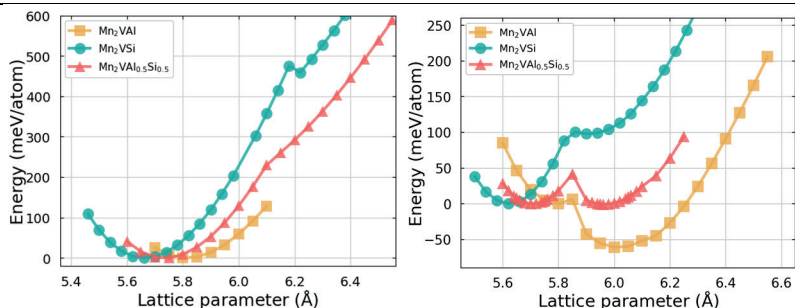


Рис. 1. Зависимость энергии от постоянной решетки для Mn_2VAl , Mn_2VSi и $Mn_2VAl_{0.5}Si_{0.5}$ для функционалов PBE (слева) и SCAN (справа)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-20032.

- [1] B. Dieny, et al, Nat. Electron. **3**, 446 (2020).
- [2] J. Puebla, J. Kim, K. Kondou, Y. Otani, Commun. Mater. **1**, 1 (2020).
- [3] C. Jiang, M. Venkatesan, J. Coey, Solid State Commun. **118**, 513 (2001).
- [4] R. Weht, W. E. Pickett, Phys. Rev. B **60**, 13006 (1999).
- [5] R. Umetsu, et al, Phys. Rev. B **99**, 134414 (2019).
- [6] Inshad Jum'ah, et al, J. Supercond. and Nov. Magn. **32**, 3915 (2019).
- [7] K. Özdogan, et al, J. Condens. Matter Phys. **18**, 2905 (2006).
- [8] Д.Р. Байгутлин и др., ФТТ **63**, 1751 (2021).
- [9] V. D. Buchelnikov et al, Phys. Rev. B **103**, 054414 (2021).
- [10] V. D. Buchelnikov et al, Adv. Theory and Simul. **4**, 2100311 (2021).
- [11] G. Kresse, J. Furthmüller, Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).
- [12] J. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77**, 3865 (1996).



[13] J. Sun, et al, Phys. Rev. Lett. **115**, 036402 (2015).

[14] H. J. Monkhorst, J. D. Pack, Phys. Rev. B **13**, 5188 (1976).

Влияние эволюции магнитоиндуцированного мартенситного перехода на необратимость магнитокалорического эффекта в сплаве Гейслера семейства Ni-Mn-Ga-Cu

Э. Т. Дильмиева¹, Ю. С. Кошкидько², В. Г. Шавров¹

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

² Институт низких температур и структурных исследований ПАН, Вроцлав,
Польша. y.koshkidko@intibs.pl

Сплавам Гейслера и реализующегося в них магнитокалорическому эффекту (МКЭ) в области магнитоструктурного фазового перехода (МФП) посвящено большое количество работ. Однако актуальность данных исследований не уменьшается, т. к. до сих пор остается ряд нерешенных фундаментальных проблем. Ключевым является вопрос взаимодействия структурной и магнитных подсистем в области МФП в сплавах Гейслера под действия внешних параметров. Сложность решения данной фундаментальной задачи заключается в необходимости изучения и магнитной, и структурной подсистем в одних и тех же термодинамических условиях, что предполагает исследование множества физических параметров одновременно. Поэтому авторы работы предлагают изучение структурного перехода металлографическим методом в сильных магнитных полях в адиабатических и изотермических условиях с помощью разработанного оптического микроскопа [1]. В качестве образца был выбран сплав Гейслера Ni₂Mn_{0,74}Cu_{0,26}Ga. Сплавы Гейслера Ni-Mn-Ga с добавками меди привлекают внимание, благодаря улучшенным функциональным свойствам: более высоким значениям МКЭ и уменьшенной шириной температурного гистерезиса [2; 3]. Таким образом, в работе будут представлены результаты изучения особенностей эволюции магнитоиндуцированного мартенситного перехода в сильных магнитных полях до 12 Тл на примере сплава Гейслера семейства Ni-Mn-Ga-Cu в адиабатическом и изотермическом режимах и их влияние на необратимость магнитокалорического

эффекта. Будет наглядно продемонстрировано, что наличие остаточного мартенсита, образовавшегося в результате первого намагничивания образца, является причиной необратимости магнитокалорического эффекта, а также показаны разница протекания мартенситного перехода в адиабатическом и изотермическом режимах, зависимость зародышеобразования мартенситной фазы и движения границ новой фазы от скорости развёртки магнитного поля.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 20-19-00745.

[1] E.T. Dilmieva, et al., JAP 127, 175103 (2020).

[2] S. Roy, et al., Phys. Rev. B 79, 235127 (2009).

[3] D. Zhao, et al., Phys. Rev. B 96, 224105 (2017).

Исследование из первых принципов мартенситной фазы модулированных структур сплавов Ni-Mn-In с избытком Mn

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

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



В последние годы магнитные сплавы с эффектом памяти формы привлекают большое внимание из-за значительных деформаций, индуцированных магнитным полем, и большого магнитокалорического эффекта, используемого в современных технологиях. Наличие больших обратимых магнитодеформаций связано с возникновением модулированных низкосимметричных структур в мартенситной фазе вследствие бездиффузионного мартенситного перехода из высокотемпературной аустенитной фазы с кубической структурой. Модулированные мартенситные структуры представляют собой периодический сдвиг атомных плоскостей решетки с определённой амплитудой и периодом, приводящий к соразмерным и несоразмерным орторомбическим или двойниковым моноклинным структурам. Несмотря на то, что многие стехиометрические сплавы Ni₂MnX имеют серьезные ограничения в их полноценном применении, связанные с рабочим температурным интервалом, поскольку температура Кюри достаточно велика, то управление температура-



ми мартенситного и магнитного перехода можно реализовать посредством введения нестехиометрии.

В данной работе первопринципные вычисления модулированных структур сплава $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1.75}\text{In}_{0.25}$ были выполнены с помощью теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP (Vienna Ab initio Simulation Package) [1], в приближении GGA-PBE [2]. Расположение избыточных атомов Mn рассчитывалось в программном пакете ATAT. Плотность k сетки, применявшейся для геометрической оптимизации составляла $\sim 15\,000$ точек на атом обратной решетки. Энергия обрезки плоских волн составляла 460 eV, а параметр сходимости по энергии равнялся 10^{-8} eV/атом.

По данным рис. 1, структуры с случайным расположением избыточных атомов Mn в подрешетке In обладают большей по модулю энергией основного состояния, чем структуры с равномерным расположением In.

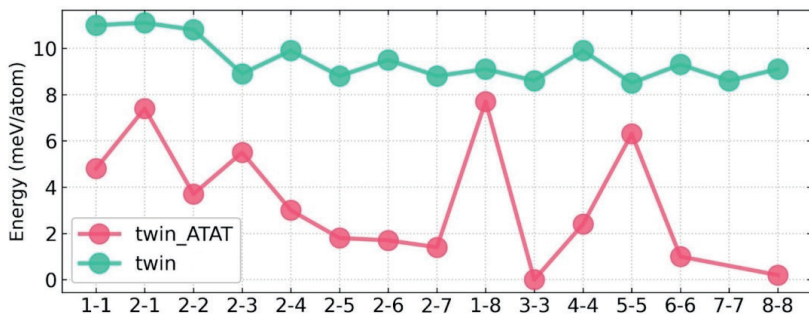


Рис. 1. Энергии основного состояния структур, рассчитанные относительно самой выгодной 3-3

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-01391-22-00.

[1] Kresse G., Furthmüller J. Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).
 [2] Perdew J. P., Burke K., Ernzerhof M. Phys. Rev. Let. **77**, 3865 (1996).

Магнитные и магнитокалорические свойства тетрагональных сплавов Mn_3Z ($Z = In, Sn, Sb$)

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

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

В настоящее время значительные усилия научных групп по всему миру направлены на создание и интенсивное изучение новых соединений и сплавов с многофункциональными свойствами [1]. Значительное внимание к таким материалам вызвано прежде всего исследованием новых ярких физических эффектов (гигантское магнитосопротивление, гигантский магнитокалорический эффект, эффект памяти формы и др.), которые могут послужить основой для разработки современных технологий в различных областях. Среди таких материалов наиболее актуальными являются сплавы Гейслера, одними из которых являются изоструктурные интерметаллиды Mn_3Z ($Z = Ga, Ge, In, Sn, Sb$). Интерес к таким сплавам обусловлен тем, что они могут иметь три различные структурные фазы, каждая из которых проявляет разные магнитные свойства [2—7]. Гексагональная фаза известна уже более пятидесяти лет. Атомы элемента Mn в гексагональной структуре образуют решётку кагоме в плоскости с атомом элемента Z в центре шестиугольника со слабым результирующим магнитным моментом [2; 3]. Кубическая фаза представляет собой стандартную структуру Гейслера. В этой фазе атомы Mn присутствуют в двух узлах решетки, в которых магнитные моменты противоположно направлены, что приводит к ферримагнитному упорядочению [5]. Тетрагональную фазу можно рассматривать как кубическую фазу с искажением вдоль оси z . Это искажение заставляет магнитные моменты благоприятствовать оси c , а это означает, что система обладает перпендикулярной магнитокристаллической анизотропией [6]. В рамках данной работы мы исследуем магнитные и магнитокалорические свойства сплавов Mn_3Z ($Z = In, Sn, Sb$) с помощью методов теории функционала плотности и моделирования методом Монте-Карло.

Исследование выполнено при помощи методов проекционных присоединенных волн и функций Грина Корринги — Кона — Ростокера, реализованных в программных пакетах VASP [8; 9] SPR-

ККР [10]. В рамках первопринципных расчетов были определены равновесные параметры решеток, параметры магнитного обменного взаимодействия, энергии магнитокристаллической анизотропии для тетрагональной структуры сплавов Mn_3Z ($Z = In, Sn, Sb$) при $T = 0$ К. При конечных температурах, с помощью моделирования методом Монте-Карло в трехмерной модели Гейзенберга в отсутствие анизотропии проведены расчеты температурных зависимостей намагниченности и термодинамических характеристик исследуемых сплавов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-01391-22-00.

- [1] C. Felser, A. Hirohata (eds.), Heusler Alloys: Properties, Growth, Applications. Basel: Springer, 2016. 486 p.
- [2] S. Tomiyoshi, Y. Yamaguchi, J. Magn. Magn. Mater. **31-34**, 629-630 (1983).
- [3] P.J. Brown et al., J. Phys.: Condens. Matter **2**, 9409-9422 (1990).
- [4] D. Zhang et al., J. Phys.: Condens. Matter **25**, 206006 (2013).
- [5] S. Wurmehl et al., J. Phys.: Condens. Matter **18**, 6171 (2006).
- [6] J. Winterlik et al., Adv. Mater. **24(47)**, 6283-6287 (2012).
- [7] H. Kurt et al., Appl. Phys. Lett. **101**, 132410 (2012)
- [8] G. Kresse, J. Furthmüller, Phys. Rev. B **54**, 11169-11186 (1996).
- [9] G. Kresse, D. Joubert, Phys. Rev. B **59**, 1758-1775 (1999).
- [10] H. Ebert et al., Rep. Prog. Phys. **74**, 96501 (2011).

Магнитокалорический эффект ленточного образца сплава Гейслера $Ni_{45}Co_5Mn_{37}Al_{19}$ в циклических магнитных полях

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

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

Сплавы Гейслера являются перспективными функциональными материалами для применения в технологиях магнитного охлаждения, это связано с тем, что данные материалы обладают большой величиной магнитокалорического эффекта (МКЭ), как положительного, так и отрицательного, а также памятью формы. В работе [1]

было показано, что частичная замена Ni на Co в системе Ni-Mn-Al ведет к увеличению намагниченности и сдвигу температуры Кюри в сторону высоких температур с ростом содержания Co.

В данной работе представлены результаты прямых измерений адиабатического изменения температуры (ΔT_{ad}) ленточного образца сплава Гейслера $Ni_{45}Co_5Mn_{31}Al_{19}$ как в циклических магнитных полях, так и при разовых циклах вкл/выкл магнитного поля 8 Тл. Также представлены результаты исследования магнитотранспортных и теплофизических свойств с оценкой механизмов электро- и теплопереноса.

На рис. 1 приведена зависимость намагниченности от температуры в поле 100 Ое в режиме нагрева. При понижении температуры намагниченность образца резко возрастает вследствие перехода образца из парамагнитного (ПМ) в ферромагнитное (ФМ) состояние с $T_C=280$ К, а затем резко уменьшается в диапазоне температур от 280 К до 250 К, что связано с магнитоструктурным фазовым переходом из аустенитной ФМ фазы в мартенситную АФМ. В температурном интервале от A_S до A_F в образце сосуществуют одновременно две фазы — аустенитная и мартенситная, с близкими температурами перехода, что значительно увеличивает величину намагниченности в этом интервале. Стоит отметить, что два фазовых перехода находятся рядом: T_C^A (аустенит) = 290 К, начало мартенситного перехода $T_S = 270$ К. Зависимость dM/dT , представленная на вставке рис. 1, хорошо иллюстрирует вышесказанное.

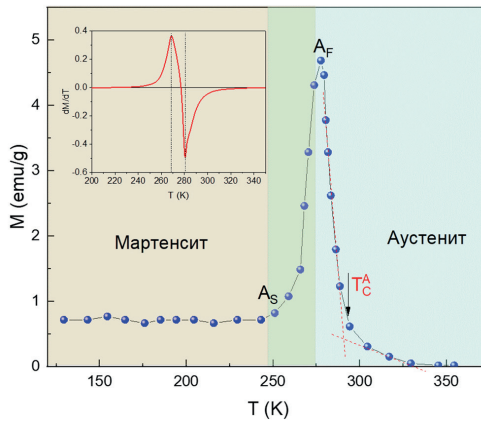


Рис. 1. Зависимость $M(T)$ $H=100$ Ое (режим нагрева).
На вставке представлена зависимость dM/dT от температуры



На рис. 2, а представлена температурная зависимость МКЭ в циклических магнитных полях 2, 4 и 8 Тл. Из рис. 1 видно, что наблюдается как прямой ($\Delta T_{ad} > 0$) вблизи T_C , так и обратный ($\Delta T_{ad} < 0$) вблизи температуры МСФП магнитокалорический эффект, причем максимальные значения ΔT_{ad} в поле 8 Т равны +0,9 К и -0,7 К соответственно. С ростом напряженности приложенного поля величина ΔT_{ad} в обоих случаях возрастает. Температура максимума ΔT_{ad} вблизи T_C не зависит от напряженности поля, в то время как вблизи МСФП наблюдается смещение T_{max} в сторону низких температур при увеличении магнитного поля.

На рис. 2, б представлена полевая зависимость МКЭ в полях до 8 Тл вблизи прямого (305 К) и обратного (264 К) магнитокалорического эффекта. Как видно из графика, величина ΔT вблизи T_C достигает значения 0,9 К при 8 Тл, а при отключении поля возвращается обратно, что является следствием обратимости фазового перехода ФМ-ПМ. Для $T = 264$ К обратный МКЭ при 8 Тл достигает величины $\Delta T = -2$ К, а затем при отключении поля возвращается к величине $\Delta T = -0,75$ К, что говорит о наличии гистерезиса и необратимости МСФП.

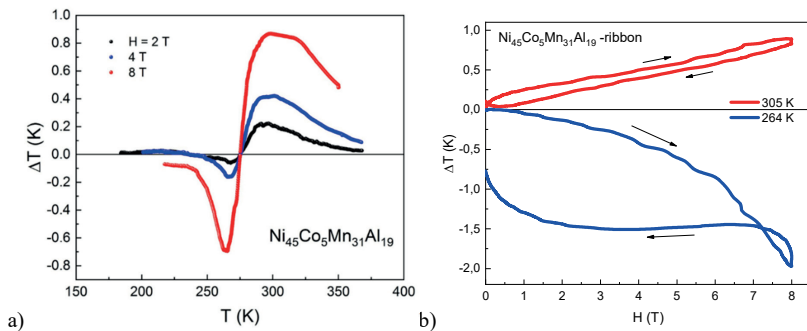


Рис. 2. Температурная зависимость МКЭ в режиме нагрева в циклических полях 2, 4 и 8 Т. б) Полевые зависимости МКЭ вблизи МСФП и магнитного ФП при разовом вкл/выкл магнитного поля 8 Тл

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-19-00610.

[1] H.C. Xuan, F.H. Chen, P.D. Han, D.H. Wang, Y.W. Du, Intermetallics **47**, 31-35, (2014).

Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера Ni-Mn-Ga-Cu в стационарных и импульсных магнитных полях

Ю. С. Кошкидько¹, А. П. Каманцев², Э. Т. Дильмиева²,
И. И. Мусабиоров³, С. Salazar Mejia⁴, В. В. Коледов², В. Г. Шавров²

¹ Институт низких температур и структурных исследований ПАН,
Вроцлав, Польша. *y.koshkidko@intibs.pl*

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

³ Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

⁴ Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum
Dresden-Rossendorf, 01328 Dresden, Germany

С целью исследования образцов магнетиков, обладающих магнитоструктурным фазовым переходом (МСФП) в импульсных магнитных полях, был создан магнитометр для одновременного измерения намагниченности и температуры образца. Основной особенностью этого магнитометра, кроме указанных выше, является возможность учета фона (background) при измерении намагниченности. С использованием данного магнитометра были проведены измерения для образца сплава Гейслера Ni₂Mn_{0.69}GaCu_{0.31}. На рис. 1 представлены результаты измерения намагниченности и одновременного изменения температуры при начальной температуре образца T_{start} = 290 К. Как видно из графика (рис. 1) результаты измерений ΔT_{ad}, полученные в импульсном поле хорошо согласуются с результатами измерений, полученных ранее с использованием экстракционного метода [1] в стационарных магнитных полях до 14 Тл. Из графика (рис. 1) также видно, что в поле μ₀H_{cr} = 10 Тл наблюдается изгиб, связанный с МСФП. В свою очередь на полевой зависимости намагниченности в данной области магнитных полей аномалии не наблюдается. Это связано с тем, что в данном образце МСФП происходит в области температуры Кюри, поэтому на фоне активно протекающего парапроцесса аномалия намагниченности, связанная с МСФП, практически не наблюдается. В данном случае адиабатическое изменение температуры оказывается более чувствительным к МСФП. Это позволяет довольно точно определить не только величину критического поля, но и соответствующую этому полю температуру.

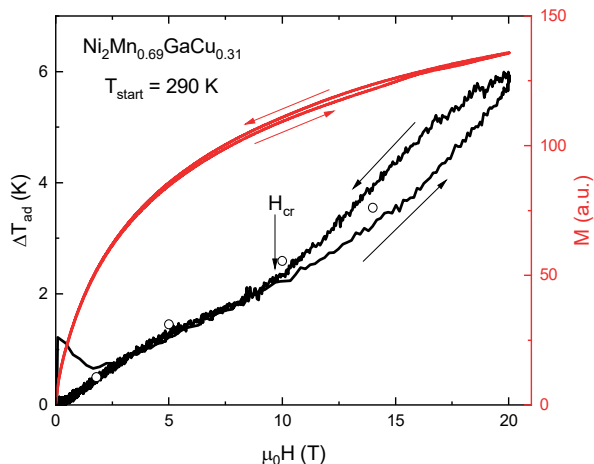


Рис. 1 Зависимости намагниченности (черная линия) и адиабатического изменения температуры (красная линия) от магнитного поля измеренные при начальной температуре 290 K, измеренные в импульсном поле. Точками показаны результаты измерения ΔT_{ad} в стационарном поле

Известно также, что адиабатическое изменение температуры линейно зависит от квадрата намагниченности [2] и $H^{2/3}$ [3]. Разработанный нами магнитометр позволяет проводить измерения, на основе которых можно проводить эти построения. Как видно из рис. 2, линейная зависимость $\Delta T_{\text{ad}}(M^2)$ хорошо выполняется до области МСФП. До критического значения магнитного поля вблизи МСФП адиабатическое изменение температуры в основном определяется парапроцессом. Выше критического поля появляется дополнительный вклад, связанный с изменением структуры образца. Поэтому в этой области кривая отклоняется от линейного поведения. Подобную ситуацию можно наблюдать для зависимости ΔT_{ad} от $H^{2/3}$. Измерения данным методом дают более широкую информацию о магнитных и манитокалорических свойствах образца. На основании полученных данных была построена фазовая диаграмма исследованного сплава и определено значение температуры и магнитного поля трикритической точки.

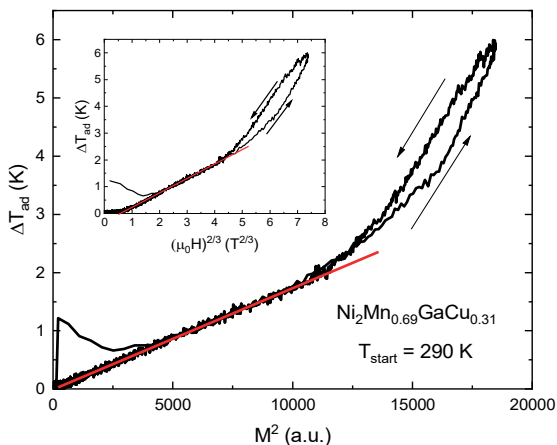


Рис. 2 Зависимости адиабатического изменения температуры от квадрата намагниченности, измеренные при начальной температуре 290 К. На вставке представлена зависимость ΔT_{ad} от $H^{2/3}$

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 20-19-00745.

- [1] Y.S. Koshkid'ko, J. Ćwik, T.I. Ivanova, S.A. Nikitin, M. Miller, K. Rogacki, JMMM **433**, 238 (2017).
- [2] P. Weiss, A. Piccard, J. Phys. (Paris). 5th Ser. (7), 103 (1917).
- [3] A S Andreenko, K P Belov, S A Nikitin, A M Tishin, SOV PHYS USPEKHI 32 (8), 649 (1989).

Циклические колебания компонентов параметров порядка в сплавах типа Гейслера в цилиндрически симметричной потенциальной яме

А. С. Метлов^{1, 2}

¹ Донецкий физико-технический институт, Донецк, ДНР,

² Донецкий национальный университет, Донецк, ДНР. lsmet@donfti.ru

Семейство сплавов Гейслера Ni_2MnGa при структурном фазовом переходе испытывают тетрагональные искажения, которые описываются структурной частью свободной энергии [1]

$$f = \frac{1}{2}a(e_2^2 + e_3^2) + \frac{1}{3}be_3(e_3^2 - 3e_2^2) + \frac{1}{4}c(e_2^2 + e_3^2)^2, \quad (1)$$

где e_2, e_3 — линейные комбинации тензора упругих деформаций, первое, второе и последнее слагаемые — второй, третий и четвертый инвариант свободной энергии с соответствующими весовыми коэффициентами a, b и c . Переменные e_2 и e_3 играют роль деформационных параметров порядка (ПП).

За род перехода отвечает константа b , если она не равна нулю, то это фазовый переход 1-го рода, если равна нулю, то второго. Если она положительна, то одна из сторон куба при тетрагональном искажении сокращается, при отрицательном ее значении удлиняется по сравнению с размерами остальных сторон куба. Подробное исследование случая $b > 0$ проведено в работах автора [2—4]. Свободная энергия в этом случае имеет три мартенситных минимума, разделенных углами 120° в плоскости ПП $e_2 - e_3$ и один аустенитный минимум в центре.

Рельеф свободной энергии для случая $b = 0$ в плоскости $e_2 - e_3$ представляет собой концентрические окружности. При температуре $T < T_M$ в области мартенситной фазы минимум свободной энергии также имеет вид концентрической окружности (рис. 1). Это означает, что изменение ПП e_2 и e_3 вдоль этой окружности не требует затрат дополнительной энергии, и, следовательно, в такой системе возможны незатухающие или слабозатухающие циклические упругие колебания.

Для численного анализа такой возможности будем использовать динамико-эволюционное уравнение энергии, аналогичное [5; 6].

$$\lambda \frac{\partial^2 e_i}{\partial t^2} + \tau \frac{\partial e_i}{\partial t} + \frac{\delta f}{\delta e_i} = 0, \quad (2)$$

в котором λ — масса материала, τ — время релаксации, индекс i принимает значения 2 и 3.

Это уравнение описывает упругие колебания (первое слагаемое) с затуханием (второе слагаемое). Затухание обусловлено поглощением “лишней” энергии внешними термостатами в изотермическом процессе при релаксации к основному состоянию. Основное состояние определяется равенством нулю обобщенной силы (третье слагаемое в (2)), Причем, эта сила едина как для динамического, так и для релаксационного процесса. Пример расчета уравнения (2) при

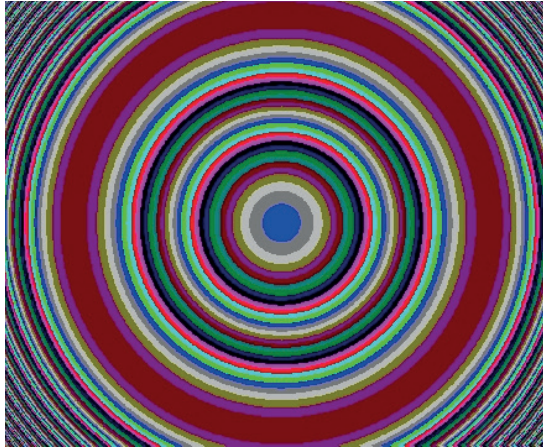


Рис. 1. Рельеф свободной энергии для случая $b = 0$; вертикальная ось e_2 , горизонтальная ось e_3 . $T = 120 \text{ K} < T_M = 150 \text{ K}$

низком значении коэффициента затухания упругих волн τ приведен на рис. 2, из которого видно, что система колеблется в радиальном направлении и одновременно совершает трендовое движение вдоль минимума свободной энергии.

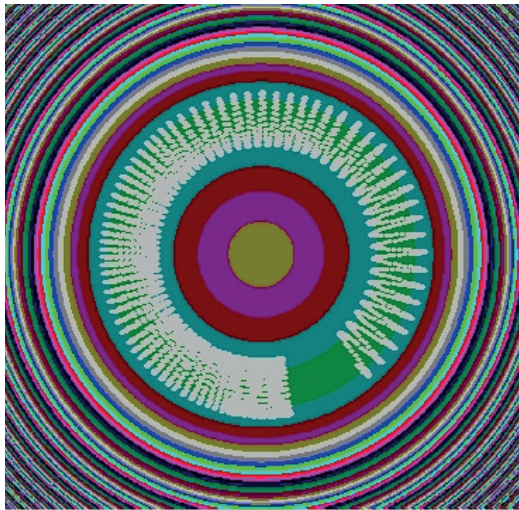


Рис. 2. Упругие колебания, наложенные на рельеф свободной энергии на плоскости $e_2 - e_3$ для случая $b = 0$. $T = 140 \text{ K} < T_M = 150 \text{ K}$



Расчеты показывают, что в области мартенситной фазы в зависимости от значений параметров модели, а также от начальных условий могут наблюдаться мощные надбарьерные колебания и слабые подбарьерные движения. Пример последнего случая (рис. 2).

- [1] A.N. Vasil'ev et al., Phys. Rev. B **59**, 1113 (1999).
- [2] Л.С. Метлов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, ФТВД, **28**, 1, 46, (2018).
- [3] Л.С. Метлов, В.Д. Пойманов, ФТВД, **28**, 1, 62, (2018).
- [4] Л.С. Метлов, ФТВД, **29**, 1, 28, (2019).
- [5] L.M.A. Bettencout, Phys. Rev. D **63**, 045020 (2001)
- [6] Л.С. Метлов, А.Г. Петренко, ФТВД, **28**, 3, 46, (2018).

Скачок вектора намагниченности при мартенситном фазовом переходе в сплавах Гейслера обусловленные инвариантом 5-го порядка

Л. С. Метлов^{1,2}, Е. Д. Дахно², В. В. Коледов³, В. Г. Шавров³

¹ Донецкий физико-технический институт, Донецк, ДНР

² Донецкий национальный университет, Донецк, ДНР

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия. lsmet@donfti.ru

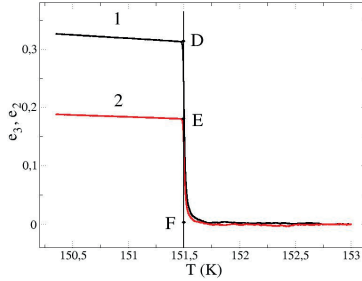
Мартенситные фазовые переходы в сплавах Гейслера приемлемо описываются в рамках феноменологической теории Ландау. В известных работах в свободной энергии учитываются чисто структурные, чисто магнитные, а также смешанные инварианты вплоть до четвертой степени (см. [1] и ссылки в ней). При этом анизотропия магнитных свойств описывается чисто магнитным инвариантом четвертого порядка

$$K \left(m_1^2 m_2^2 + m_2^2 m_3^2 + m_3^2 m_1^2 \right), \quad (1)$$

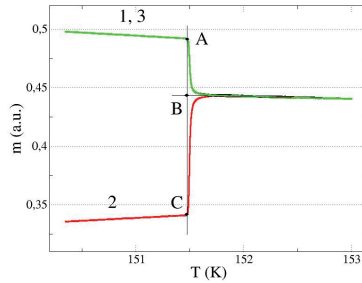
где m_i — декартовы компоненты вектора намагниченности ($i = 1, 2, 3$), K — константа анизотропии.

Этот чисто магнитный инвариант в равновесном состоянии задает направление магнитного момента вдоль главной диагонали куба, то есть предопределяется структурой материала. Но такая

$$\varepsilon_{zz} = e \sqrt[3]{3} = 0.148. \quad (6)$$



a



б

Рис. 1. Кинетика параметров порядка а) структурных б) магнитных

Согласно (4)—(6) элементарная ячейка при данном МФП сокращается вдоль направления y и удлиняется вдоль направлений x , z . В качестве меры коллинеарности двух векторов выберем для вектора главной диагонали отношение

$$(1 + \varepsilon_{yy}) / (1 + \varepsilon_{xx}) = 0.615,$$

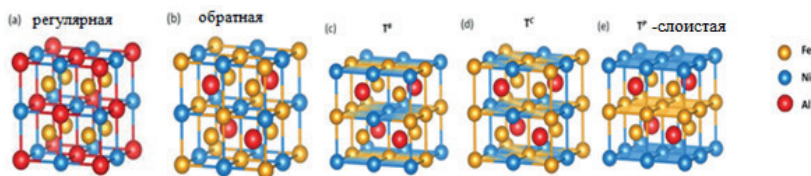
а для намагниченности $m_2 / m_1 = 0,694$. Как видим, с учетом флуктуационного характера процесса, а также возможной погрешности при ручном снятии данных с графиков критерий коллинеарности главной диагонали параллелепипеда элементарной ячейки и вектора намагниченности после МФП выполняется достаточно хорошо.

Таким образом, комбинация чисто магнитного инварианта четвертого порядка и смешанного инварианта пятого порядка с единой константой анизотропии позволяет описать изменение направления



**Равновесные значения параметров решеток,
энергия основного состояния, магнитные моменты
сплавов Ti_2VZ ($Z = Al, Ga, In$)**

№	a (Å)	b (Å)	c (Å)	E, (эВ/атом)	MA (μВ/ф.е.)
Al	6,3274	6,3274	6,3274	-7,2470	1,1655
Ga	6,2831	6,2831	6,2831	-7,0694	1,0075
In	6,5175	6,5175	6,5175	-6,7745	1,0943



*Рис. 1. Пять структур сплава Гейслера Fe_2NiAl
с кубическими параметрами решетки: (а) регулярная структура Гейслера
типа Cu_2MnAl , (б) обратная структура Гейслера типа Hg_2TiCu ,
(в) $T\#$, (г) Tc и (д)) Tc -структуры*

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 22-12-20032.

[1] Uher C., Yang J., Hu S., Morelli D.T., Meisner G.P., Phys Rev B. **59**, 8615 (1999).
 [2] Kresse G., Furthmüller J. Phys. Rev. B. **54**, 11169 (1996).
 [3] Perdew, J.P., Burke K., Ernzerhof M. Phys. Rev. B. **77**, 3865 (1996).

**Исследование из первых принципов
структурных свойств сплавов Гейслера
на основе Co_2NiZ ($Z = Al, Ga, In, Sn$)**

А. А. Саносян¹, В. В. Соколовский²

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

² Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия.
 vsokolovsky84@mail.ru

Функциональные сплавы Гейслера на основе Со являются перспективными с точки зрения создания постоянных магнитов [1]

в силу их низкой стоимости и конкурентоспособности с современными постоянными магнитами на редкоземельных элементах, таких как (Dy, Nd) [2]. В связи с этим перед фундаментальной наукой стоит задача поиска новых высокоэнергетических без редкоземельных магнитотвердых материалов. Их уникальность объясняется высокими показателями намагниченности и магнитной анизотропии, благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию.

В данной работе рассмотрены сплавы Гейслера семейства $\text{Co}_2\text{Ni}_{1-x}\text{Z}_x$ ($Z = \text{Al, Ga, In, Sn}$). Исследования из первых принципов выполнены с помощью программного пакета «VASP» [3,4]. Расчеты магнитных и структурных свойств проведены для суперячейки, состоящей из 16 атомов, в приближении обобщенного градиента электронной плотности (GGA-PBE). В качестве кристаллической структуры аустенитной и мартенситной фазы рассмотрено пять кристаллических мотивов с различным атомным упорядочением (рис. 1).

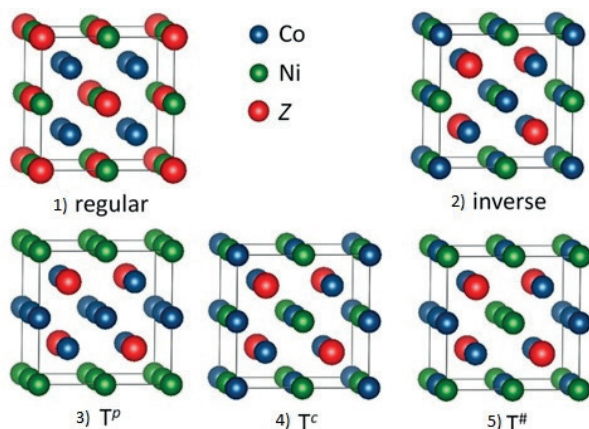


Рис. 1. Типы рассматриваемых кристаллических структур

В результате рассчитаны равновесные состояния для каждой структуры с различным соотношением атомов Ni и Z, где ($Z = \text{Al, Ga, In, Sn}$). Показано, что соединения с In и Sn оказались энергетически невыгодными вследствие положительного значения энергии формирования. Для устойчивых соединений получены зависимости энергии кристалла от параметра решетки и степени тетрагонального искажения c/a (рис. 2).



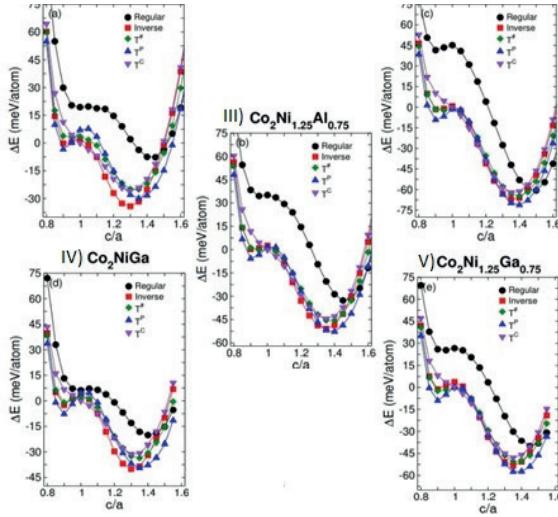


Рис. 2. Зависимость энергии кристалла $Co_2Ni_{1+x}Z_{1-x}$ ($Z = Al, Ga$)

На примере сплавов Co-Ni-(Al, Ga) из рис. 2 видно, что обычная $L2_1$ структура невыгодна по энергии формирования и не может конкурировать с остальными рассматриваемыми композициями. Отсутствие минимумов при $c/a = 1$ позволяет сделать вывод, что аустенитные структуры этих соединений будут нестабильны. Мартенситные фазы, напротив, оказались устойчивы во всех рассмотренных случаях, которые демонстрируют минимальную энергию формирования.

*Исследования выполнены при финансовой поддержке
 Министерства науки и высшего образования РФ
 в рамках государственного задания № 075-01391-22-00.*

мельных ПМ и являются основой простого дизайна высокоэффективных новых магнитотвердых материалов. На сегодняшний день, во многих научных группах и лабораториях ведутся интенсивные исследования магнитотвердых материалов в рамках первопринципных подходов и теории функционала плотности. Теория функционала плотности является мощным инструментом для изучения электронной структуры и свойств основного состояния, включая намагниченность насыщения, ЭМА и параметры обменного взаимодействия.

В ряде работ [4—8], посвященных первопринципным исследованиям новых магнитотвердых материалов в качестве ПМ рассматривались сплавы Гейслера на основе Ni [4; 5], Fe [5—7], Co [5; 6; 8], Rh, Au, Mn, а также бинарные составы Fe₃Ga и Fe₃Ge [5]. В представленных работах исследовано влияние Y и Z элементов, добавки четвертого элемента, а также деформации решетки на ЭМА. Показано, что добавка четвертого элемента из главной подгруппы III и IV групп позволяет усилить фазовую стабильность и увеличить ЭМА. Исследования влияния тетрагональных искажений на величину ЭМА указывают на то, что небольшие отклонения от кубической структуры могут привести к усилению ЭМА. Для большинства систем ЭМА демонстрирует квазилинейное поведение со сменой знака при соотношении тетрагональности $c/a = 1$ или близкому к нему. В работе [7] предсказана новая структура кубической аустенитной фазы с послойным атомным упорядочением атомов Fe и Ni в качестве основного состояния. Рассмотренные соединения в данной структуре обладают высокими значениями магнитокристаллической анизотропии, превосходящей в несколько раз значения для сплава FeNi с тетрагональной симметрией.

Освещенные в докладе результаты имеют научную важность и могут служить отправной точкой для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований с целью создания достойной, не уступающей по характеристикам альтернативы дорогостоящим редкоземельным постоянным магнитам.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 075-01391-22-00.

- [1] R. McCallum et al., Annual Review of Materials Research **44**, 451 (2014).



- [2] R. Skomski and J. Coey, *Scripta Materialia* **112**, 3 (2016).
 [3] K.P. Skokov and O. Gutfleisch, *Scripta Mater.* **154**, 289 (2018).
 [4] H. C. Herper, *Phys. Rev. B* **98**, 014411 (2018).
 [5] Q. Gao et al., *Acta Mater.* **186**, 355 (2020).
 [6] Y-I. Matsushita et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 095002 (2017).
 [7] V.V. Sokolovskiy et al., *Phys. Rev. Mater.* **6**, 025402 (2022).
 [8] V.V. Sokolovskiy et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **546**, 168728 (2021).

Магнитокалорические, транспортные и теплофизические свойства сплава Гейслера $\text{Ni}_{43.18}\text{Mn}_{45.15}\text{In}_{11.67}$

А. Н. Ханов¹, А. М. Алиев¹, А. В. Маширов², Д. Д. Кузнецов²

¹ Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия. *hanov82@mail.ru*

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. *a.v.mashirov@mail.ru*

В последние десятилетия интенсивно ведутся исследования, направленные на поиск материалов с гигантскими величинами магнитокалорического эффекта (МКЭ) в области комнатных температур. Наиболее перспективными считаются материалы с магнитоструктурными фазовыми переходами, в которых в магнитокалорический эффект могут внести вклад как магнитная, так и решеточная подсистемы. Одним из таких материалов считается сплав Гейслера. Для полного понимания механизма МКЭ в этих материалах необходимо точно определить вклады магнитной и решеточной подсистем. Полученные при оценке вкладов результаты могут стать ключом для получения оптимальных магнитокалорических материалов.

В данном сообщении приводятся результаты экспериментального исследования электросопротивления, МКЭ, теплового расширения и магнитострикции сплава Гейслера $\text{Ni}_{43.18}\text{Mn}_{45.15}\text{In}_{11.67}$ в сильных магнитных полях. Исследования проводились в области магнитоструктурного фазового перехода в циклических магнитных полях до 8 Тл. Измерения электросопротивления проводилось четырехзондовым методом, магнитокалорических свойств — модуляционным методом [1; 2], а тепловое расширение и магнитострикция — тензометрическим методом [3]. При оценке вкладов

использовались результаты температурной и полевой зависимости МКЭ и магнитострикции, полученные при одинаковых условиях. Для оценки вкладов используются два предположения: решеточный вклад пропорционален магнитострикции [4], а магнитный вклад в области сильных полей меняется по закону $\Delta T_m \sim H^n$ [5].

На рис. 1 приведены температурные зависимости электросопротивления сплава $Ni_{43.18}Mn_{45.15}In_{11.67}$ в нулевом поле и в магнитных полях до 8 Тл в режимах нагрева и охлаждения. Температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ имеет вид, характерный для сплавов Гейслера с магнитоструктурными фазовыми переходами. С ростом температуры вблизи перехода мартенсит-аустенит сопротивление резко падает. Приложение магнитного поля стабилизирует высокотемпературную аустенитную фазу и приводит к сдвигу $\rho(T)$ в сторону низких температур и появлению отрицательного магнитосопротивления, которое в поле 8 Тл достигает 46 % (см. вставку на рис. 1).

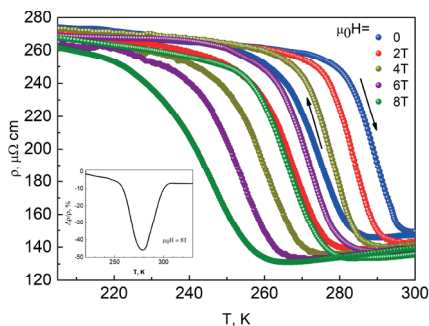


Рис. 1. Температурная зависимость электро-сопротивления сплава $Ni_{43.18}Mn_{45.15}In_{11.67}$ в нулевом и магнитных полях до 8Т в режимах нагрева и охлаждения. На вставке — магнитосопротивление в зависимости от температуры

На рис. 2 представлены температурные зависимости линейного теплового расширения сплава Гейслера $Ni_{43.18}Mn_{45.15}In_{11.67}$ в нулевом поле и в магнитных полях до 8 Тл в режимах нагрева и охлаждения. С ростом температуры происходит увеличение линейных размеров образца, со скачкообразным ростом линейного расширения в области магнитоструктурного фазового перехода. Под действием магнитного поля происходит смещение аномалии в сторону низких температур и происходит уширение температурного гистерезиса.

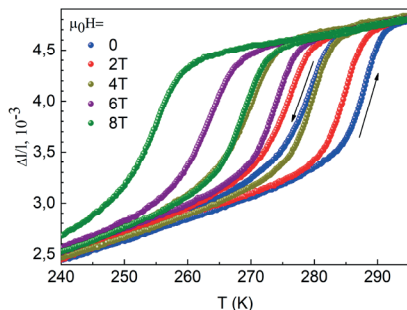


Рис. 2. Температурные зависимости линейного теплового расширения сплава $Ni_{43.18}Mn_{45.15}In_{11.67}$ без поля и в магнитных полях до 8T в режимах нагрева и охлаждения

По результатам экспериментальных исследований температурной и полевой зависимости МКЭ и магнитострикции в циклических магнитных полях проведена оценка вкладов в общий МКЭ. Установлено, что в исследуемом образце сплава Гейслера $Ni_{43.18}Mn_{45.15}In_{11.67}$ доминирующий вклад в общий МКЭ вносит решеточная составляющая.

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

- [1] А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, В.С. Калитка. Письма в ЖЭТФ **90**, 736 (2009).
- [2] А.М. Aliev. Direct magnetocaloric effect measurement technique in alternating magnetic fields. arXiv:1409.6898 (2014).
- [3] С.И. Новикова. Тепловое расширение твердых тел. Наука, М. (1974). 294 с.
- [4] А.М. Aliev, А.В. Batdalov et al. Appl. Phys. Lett. **109**, 202407 (2016).
- [5] Sh. B. Abdulvagidov, A. M. Aliev et al. JETP Letters **84**, 31–34 (2006).



Прямые измерения магнитокалорического эффекта сплава $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в циклических магнитных полях

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

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

В последние годы появление новых типов материалов с гигантским магнитокалорическим эффектом в значительной степени способствовали развитию технологии магнитного охлаждения при комнатной температуре. Среди таких материалов сплавы Гейслера $Ni-Mn-Z$ ($Z = In, Sn, Sb$ и Ga) вызывают особый интерес, как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, особенно те сплавы, которые не содержат дорогостоящих редкоземельных элементов.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования магнитных и магнитокалорических свойств сплава Гейслера $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$. Прямые исследования МКЭ проводилась как экстракционным методом в стационарных магнитных полях до 8 Тл, так и методом модуляции магнитного поля в циклических магнитных поля 0,62, 1,2 и 1,8 Тл.

На рис. 1 приведена температурная зависимость намагниченности образца $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в режиме нагрева и охлаждения. При понижении температуры в аустенитной фазе образец переходит в ферромагнитное состояние при $T_C = 313$ К. При дальнейшем понижении температуры происходит магнитоструктурный фазовый переход (МСФП) из аустенита в мартенсит с $T_{MS} = 212$ К и $T_{Mf} = 190$ К. Характерные температуры для обратного перехода $T_{AS} = 206$ К, $T_{Af} = 232$ К. При МСФП образец не переходит в состояние с нулевой намагниченностью, а остается слабомагнитным по отношению к аустенитной фазе. Магнитное состояние мартенсита можно характеризовать как слабомагнитное с сильными антиферромагнитными корреляциями. На присутствие антиферромагнитных корреляций в мартенситной фазе указывает отрицательный знак магнитокалорического эффекта.

На рис. 2 приведены результаты исследования МКЭ в циклическом магнитном поле 1.8 Тл с $f = 0,2$ Гц в режимах нагрева и охлаждения, а также при разных скоростях нагрева/охлаждение образца.

На графике видно, что на зависимости $\Delta T(T)$ наблюдаются прямой ($\Delta T > 0$) при T_c и обратный ($\Delta T < 0$) МКЭ при МСФП.

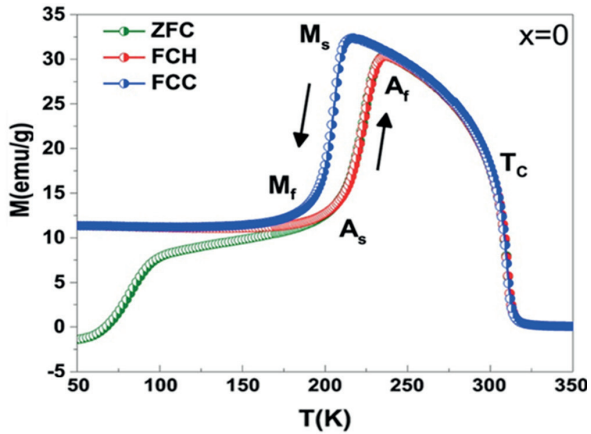


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности в режиме нагрева и охлаждения в поле 20 мТл

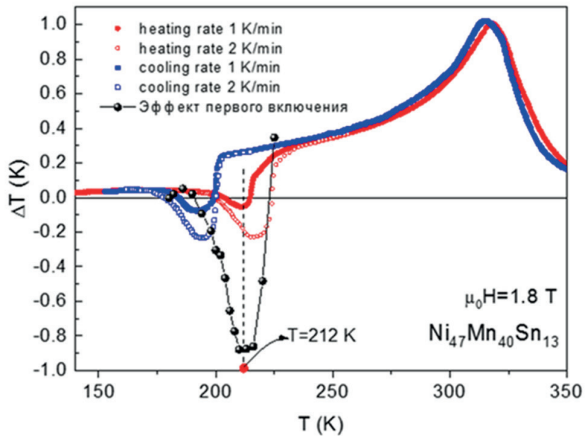


Рис. 2. Температурная зависимость МКЭ в режиме нагрева и охлаждения в переменном магнитном поле 1,8 Тл при $f = 0,2$ Гц. Там же для сравнения приведены данные прямых измерений МКЭ при разовом включении магнитного поля 1,8 Тл (черные точки)



Максимальная величина прямого эффекта в поле 1.8 Тл равна 1 К и наблюдается при $T = 314$ К. Величина обратного эффекта зависит от скорости изменения температуры образца (нагрева или охлаждения), чем выше скорость, тем больше величина обратного эффекта. Природа такого поведения более детально рассмотрена в работах [1; 2] Максимальная величина обратного эффекта, полученная экстракционным методом в магнитном поле 1.8 Тл равна -0.9 К (см. точки на рис. 2).

На рис. 3 приведены результаты измерения влияние частоты циклического магнитного поля на величину МКЭ в поле 1.2 Тл. Как видно с увеличением частоты от 1 до 30 Гц величина эффекта вблизи T_C уменьшается с 0.78 К до 0,35 К, т. е. более чем в 2 раза. Данные результаты требуют более детального анализа с учетом микроструктуры образца и протокола измерений особенно вблизи МСФП.

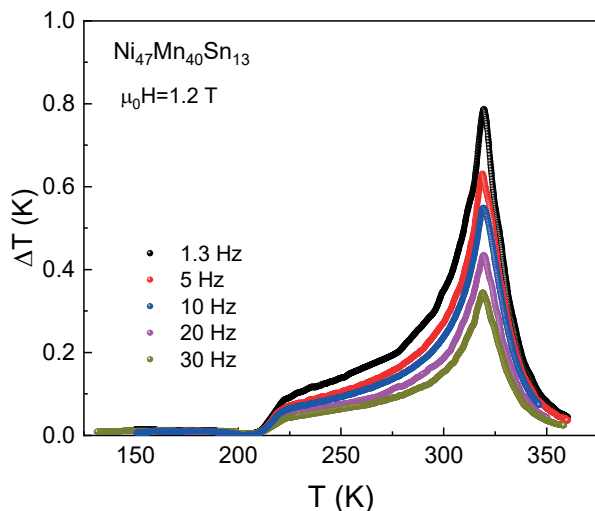


Рис. 3. Частотная зависимость для $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в циклическом поле 1,2 Тл в интервале от 1—30 Гц

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00610.

[1] A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, et al., *Applied Physics Letters*, **113**(17), 172406 (2018).

[2] A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, et al., *Journal of Materials Science*, **56**(27), 15397 (2021).

Влияние атомов водорода на напряжение течения в Al-Cu сплаве

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]. В настоящее время появляется все больше доказательств того, что существенную роль в ВО играет взаимодействием водорода с дислокациями. Сплавы являются основным конструкционных материалом, поэтому необходимо дальнейшее развитие исследований влияния водорода на пластические свойства и разрушение сплавов, контролируемых в значительной мере упрочняющими включениями легирующих элементов.

В связи с этим, в данной работе проведено молекулярно-динамическое исследование движения дислокаций в алюминии, содержащем упрочняющие фазы θ' с атомами водорода внутри включения и вблизи межфазных границ. Взаимодействие дислокаций с включением, наблюдаемым в реальных сплавах, исследовано с использованием программного пакета LAMMPS [2]. Взаимодействие атомов описывается потенциалом ADP [3]. Анализ и визуализация полученных атомных распределений осуществляется с помощью пакета OVITO [4].

Определены энергетически предпочтительные места расположения водорода вблизи упрочняющих включений θ' -фазы в Al-Cu сплаве. Система с максимальным содержанием водорода демонстрирует при комнатной температуре тенденцию к поглощению атомов водорода, изначально расположенных на межфазной границе. Показано, что накопление водорода в объеме θ' вызывает снижение сопротивляемости включения к сдвигу и вызывает смену механизма взаимодействия от формирования петли Орована к перерезанию включения. Этот результат получен в МД для двух рассмотренных размеров включения: 5 и 10 нм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-71-10038

- [1] S.Wansleben, D.P. Landau, Phys. Rev. B **43**, 6006 (1991).
[1] R.D. Merrick, Mater. Perform. **28** (1989).
[2] S.Plimpton, J. Comput. Phys. **117** (1995).
[3] F. Apostol, Y. Mishin, Phys. Rev. B. **82**, 144115 (2010).
[4] A. Stukowski, Mater. Sci. Eng. **18**, 015012 (2010).

Термомеханические свойства и структура быстрозакаленного сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, модифицированного внешними экстремальными воздействиями

К. А. Бородако^{1,2}, А. В. Шеляков³, Н. Н. Ситников³, В. В. Коледов²

¹ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

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

³ АО ГНЦ «Центр Келдыша», Москва, Россия. *borodako_kir@mail.ru*

Материалы с эффектом памяти формы (ЭПФ) в настоящее время имеют и продолжают находить новые весьма разнообразные области применения [1]. Среди всех областей выделяется микромеханика так как использование таких сплавов в различного рода микроустройствах позволяет находить нестандартные решения современных технических задач [2]. Наиболее важными критериями таких устройств являются размер, быстродействие и стоимость производства. Требованиям миниатюризации, повышения экономичности и быстродействия наиболее полно отвечают тонкомерные материалы с ЭПФ, в том числе тонкие ленты из сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$. Одним из перспективных методов получения таких материалов в виде лент является сверхбыстрая закалка из расплава. Этот метод прост, экономичен и достаточно производителен [3]. Следует отметить, что при использовании сплавов с ЭПФ в микроустройствах, как правило, требуется реализовать обратимое изменение формы в цикле нагрев-охлаждение. Поскольку ЭПФ принципиально однократный эффект, то для формирования, так называемого, обратимого ЭПФ в большинстве случаев требуется комбинация однократного ЭПФ с упругой внешней силой, которая возвращает элемент с ЭПФ к его первоначальной форме при охлаждении.

4. Предложен метод формирования обратимого ЭПФ в локальной области тонкой ленты, включающий операции псевдопластической деформации образцов с памятью формы из сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, затем воздействие концентрированных потоков энергии на поверхность образцов с целью разрушения ЭПФ в поверхностном слое за счет аморфизации сплава или модификации мартенсита. Экспериментально показано, что воздействие импульсного лазерного излучения или ПРПЖ на кристаллических лент приводит к появлению обратимого ЭПФ с величиной обратной деформации достигающей 1 %.

- [1] K.Otsuka et al., MRS Bulletin **27**, 91 (2002).
- [2] A.V.Shelyakov et al., Int. J. Smart Nano Mater. **22**, 68 (2011).
- [3] A.V.Shelyakov et al., Shape Memory Alloys: Fundamentals, Modeling and Industrial Applications Eds. F.Trochu, V. Brailovski, Canadian Inst. of Mining. Metallurgy and Petroleum (1999).
- [4] A.Shelyakov et al., MSF **738–739**, 352(2013).
- [5] P.Misaelides, Application of particle and laser beams in materials tech Ed. P. Misaelides. Dordrecht-Boston-London: Kluwer Academic Publishes (1994).
- [6] A.L.Gavze et al., Met. Sci. Heat Treat. **43**(9-10), 363 (2001).

Термодинамическая эффективность исполнительных элементов на основе функциональных сплавов системы NiTi

В. С. Калашников¹, В. Г. Шавров¹, А. В. Шеляков², В. В. Коледов¹

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

² НИЯУ МИФИ, Москва, Россия. newballer@mail.ru

Совершенствование методов выплавки и обработки интерметаллических сплавов с эффектом памяти (ЭПФ) привело к повышению качества сплавов, а также расширение областей применения в жизнедеятельности человека [1]. Наиболее известными и нашедшими широкое применение являются сплавы системы Ni-Ti, обладающие высокой прочностью, биосовместимостью, технологичностью [1; 2]. Повышение функциональных характеристик этих сплавов позволяет изготавливать более миниатюрные исполнительные элементы,

Высокоскоростная работа композитного микроактюатора с эффектом памяти формы: математическое моделирование и эксперимент

П. В. Лега^{1,2}, С. Р. Романов¹, А. П. Орлов², В. В. Колецов²

¹ Московский государственный технический университет
им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

² ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. lega_peter@list.ru

Были изучены кинетические свойства и скоростные процессы при фазовых (мартенситных) превращениях и связанных с ними гигантских деформациях в микро- и нанообразцах функциональных наноматериалов [1] в переменных электрических и тепловых полях. Теоретически и экспериментально были исследованы процессы управляемых деформаций и распределения тепла в микрообразцах, в которых проявление таких явлений как термоупругий мартенситный переход и связанный с ним эффект памяти формы (ЭПФ) возможен. Используя метод фокусированного ионного пучка, были изготовлены образцы композитных микро- и наноактюаторов на основе сплава Ti_2NiCu с ЭПФ.

Была разработана компьютерная модель высокоскоростной работы композитного актюатора, геометрия которого показана на рис. 1 и построена зависимость максимальной частоты активации от линейных размеров микроактюатора (рис. 2). Экспериментальное исследование скоростной работы микроактюатора осуществлялось с помощью сканирующего электронного микроскопия (СЭМ). Активация микроактюатора проводилась путем нагрева за счет пропускания через него импульсов электрического тока. Была продемонстрирована работа микроактюатора на частотах до 8 кГц (рис. 3). Создана новая конструкция нанопинцета, что впервые дает возможность достигнуть почти нулевого теплового дрейфа (несколько десятков нанометров), что является очень важным аспектом в трехмерном манипулировании нанообъектами.

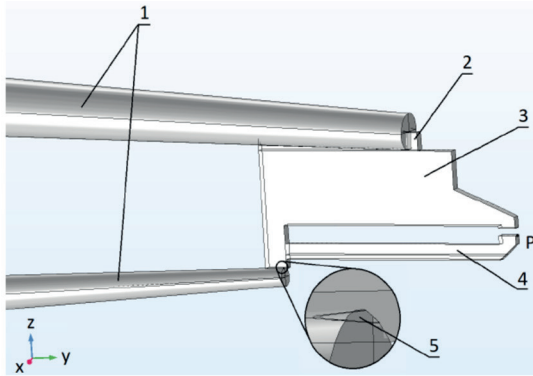


Рис. 1. Геометрия микроактюатора. 1 — иглы, 2 — «заплатка» из платины, 3 — верхняя консоль, 4 — нижняя консоль, 5 — слой, P — точка на нижней консоли микроактюатора

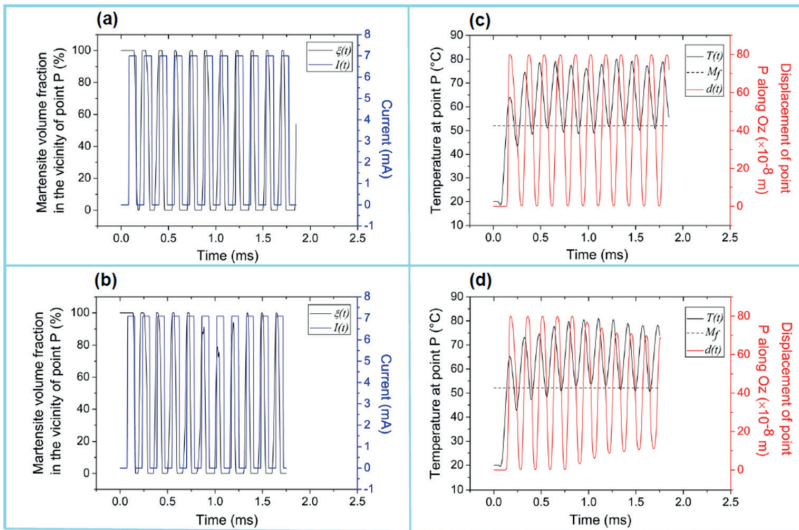


Рис. 2. Зависимость объемной доли мартенсита в окрестности точки P и управляющего тока от времени при $v_1 = 6.2$ кГц, $I_{max} = 7$ мА, $N = 11$ (a), $v_2 = 6.4$ кГц, $I_{max} = 7,1$ мА, $N = 11$ (b).

Зависимость сдвига точки P и температуры от времени $v_1 = 6,2$ кГц, $I_{max} = 7$ мА, $N = 11$ (c), $v_2 = 6,4$ кГц, $I_{max} = 7,1$ мА, $N = 11$ (d)



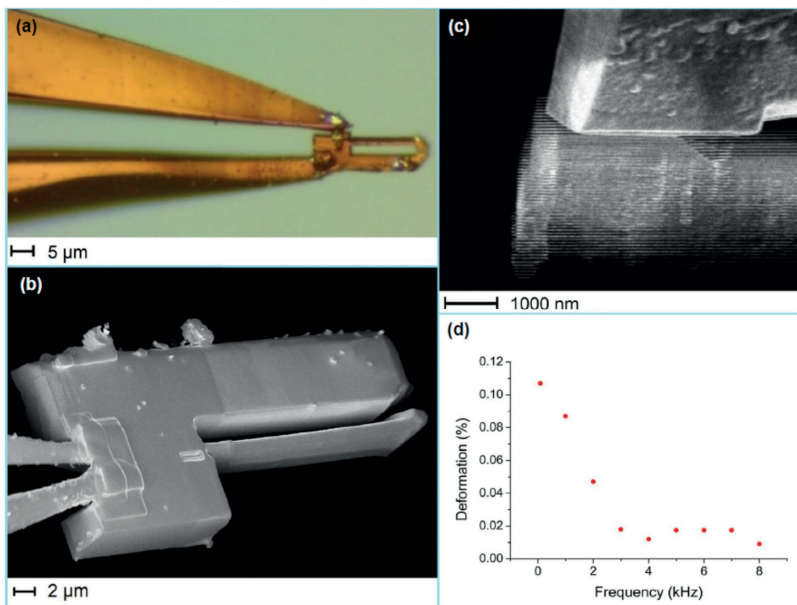


Рис. 3. Высокоскоростной микроактюатор на основе сплава Ti_2NiCu с ЭПФ.
 Вид в оптическом микроскопе (a). Микроактюатор в СЭМ (b).
 Изображение микроактюатора в СЭМ при воздействии импульсами
 электрического тока частотой 8 кГц (c).
 Зависимость амплитуды деформации микроактюатора
 от частоты импульсов тока (d)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект
 № 22-19-00783.

[1] Kuchin D.S., et al. 2017 international conference on manipulation, automation and robotics at small scales (MARSS), IEEE. — 2017. — С. 1-4. DOI: 10.1109/MARSS.2017.8001932.

Термомеханические свойства и эластокалорический эффект в сплаве Ti_2NiCu в разных структурных состояниях

Е. В. Морозов, Д. Д. Кузнецов,
М. С. Быбик, В. С. Калашников,
В. В. Коледов, В. Г. Шавров

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

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое изучение термомеханических свойств и эластокалорического эффекта (ЭКЭ) [1] сплава Ti_2NiCu , находящегося в разных структурных состояниях: аморфном, поликристаллическом и в композитном аморфно-кристаллическом состоянии.

В подвешенной аморфной ленте сплава Ti_2NiCu был обнаружен эффект появления автоколебаний под действием постоянного электрического тока величиной от $1,2 \cdot 10^7 A/m^2$ до $1,7 \cdot 10^7 A/m^2$, и нагрузке от 0,4 до 0,9 МПа. Колеблущаяся быстрозакаленная лента имеет 2 вида колебаний. Первый — колебания подобно маятнику, второй — подобно дрожанию струны, происходящие в плоскости ленты. Предложена физическая модель, объясняющая эффект колебаний в подвешенной быстрозакаленной аморфной ленте под действием постоянного электрического тока. Измерен ЭКЭ в аморфных быстрозакаленных лентах сплава Ti_2NiCu при частотах до 10 Гц, механических нагрузках до 300 МПа в температурном диапазоне от 300 К до 365 К. Максимальное значение ЭКЭ составляет -2 К при нагрузке 300 МПа. Это очень малое значение по сравнению с полимерами и поликристаллическими лентами того же сплава. Экспериментально показано отсутствие зависимости от частоты до 10 Гц. Расчетные результаты совпадают с результатами, полученными экспериментально в пределах погрешности.

Измерен ЭКЭ в латексной резине при частотах до 4 Гц, деформациях до 700 % и температуре 300 К. Максимальная измеренная величина эффекта составила 14 К. Показано, что в латексной резине, при деформациях величиной в сотни процентов, зависимость ЭКЭ в образце от его удлинения является нелинейной. В результате исследования ЭКЭ при периодическом воздействии в диапазоне частот от 0 до 4 Гц растягивающей силы были выявлены три диапазона

частот циклов, при которых проявляются различные термодинамические процессы: эластокалорическое охлаждение, саморазогрев и уменьшение ЭКЭ. Произведена оценка удельной мощности образца латексной резины в зависимости от частоты растягивающей силы. Удельная мощность достигает максимального значения при частоте $f = 4$ Гц и равна $W = 10$ Вт/г.

Механический отклик актюатора на основе быстроокаленного сплава Ti_2NiCu с термоупругим мартенситным ФП, в условиях охлаждения проточной водой, сохраняется при длительности возбуждающих (активирующих) электрических импульсов до 2 мс. Минимальная длительность механического отклика с учетом задержки составляет 8 мс, что соответствует частоте колебаний 125 Гц при периодической активации. Измерен ЭКЭ в поликристаллических быстроокаленных лентах сплава Ti_2NiCu при частотах до 50 Гц, механических нагрузках до 300 МПа в температурном диапазоне от 300 К до 365 К. Максимальное значение ЭКЭ составляет +21 К при нагрузке 300 МПа и температуре A_f (температура завершения обратного мартенситного перехода). Произведена оценка удельной мощности быстроокаленной ленты сплава в зависимости от частоты растягивающей силы. Удельная мощность при частоте $f = 50$ Гц равна $W = 150$ Вт/г. Представлена теоретическая модель для описания ЭКЭ и мартенситного ФП, основанная на разложении функции свободной энергии до четвертого порядка по деформации и второго порядка по температуре. Получено выражение для расчета ЭКЭ, а также два уравнения состояния для описания материалов с ЭПФ. Проверка на сплаве Ti_2NiCu показывает хорошее совпадение с экспериментальным результатом: $\Delta T_{теор} = 20,1$ К, $\Delta T_{эксп} = 21$ К.

В результате проведенных исследований предложена принципиальная схема эластокалорического теплового насоса. Произведен расчет для создания многокаскадного теплового насоса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 22-19-00783.

[1] X. Moysa, S. Kar-Narayan, N. D. Mathur, Nat. Mater. **13**, 439 (2014).



Магнитокалорический эффект в сплаве $\text{Ni}_{2,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Ga}_{0,93}\text{Si}_{0,07}$ в литом и ковном состоянии

И. И. Мусабиров¹, Р. Ю. Гайфуллин¹, И. М. Сафаров¹,
Р. М. Галеев¹, Р. А. Асылбаева², А. М. Алиев³, А. Б. Гаджиев³,
Р. Р. Мүлюков¹

¹ Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

² Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

³ Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия.

irekmusabirov@mail.ru

Сплавы Гейслера в области мартенситного превращения обладают сочетанием таких уникальных функциональных эффектов как ферромагнитный эффект памяти формы, магнитокалорический эффект, гигантское магнитосопротивление и др. Существенным недостатком сплавов в монокристаллическом и поликристаллическом состоянии являются пониженные эксплуатационные свойства. При многократных циклах мартенситного превращения, образцы сплавов разрушаются вследствие накопления дефектов, формирующихся упругими напряжениями при фазовом превращении. Одним из способов повышения эксплуатационных свойств материала является деформационно-термическая обработка (ДТО). При этом необходимо учитывать тот факт, что обработка может снизить величины функциональных эффектов из-за изменения зеренной микроструктуры и уменьшения среднего размера зерна.

В данной работе представлены результаты исследования магнитокалорического эффекта в поликристаллическом сплаве $\text{Ni}_{2,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Ga}_{0,93}\text{Si}_{0,07}$ в исходном литом состоянии и после ДТО методом всесторонней изотермическойковки (ВИК). Преимущество этого метода деформационной обработки заключается в более высокой плотности дислокаций, высоком уровне внутренних напряжений и необходимой микроструктуре в получаемом объемном слитке материала. Исследуемый сплав демонстрирует наложение мартенситного и магнитного фазовых превращений. Исследование магнитокалорического эффекта выполнено прямым методом в магнитном поле 1,8 Тл. Как видно из рис. 1, пиковая величина МКЭ составляет 0,59 °С в магнитном поле 1,8 Тл при температуре 79,5°С. Чувствительность при этом составляет 0,33 °С/Тл. В результатековки эта величина снижается до 0,55 °С при 63,9°С (0,31 °С/Тл)

и $0,50\text{ }^{\circ}\text{C}$ при $67,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($0,28\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Tл}$) для плоскостей YOX и YOZ соответственно. При этом наблюдается смещение пиковых значений МКЭ в область низких температур, что обусловлено смещением мартенситного превращения в результате ДТО. В целом величина МКЭ как в исходном, так и кованном состоянии являются не столь значительными для данных сплавов.

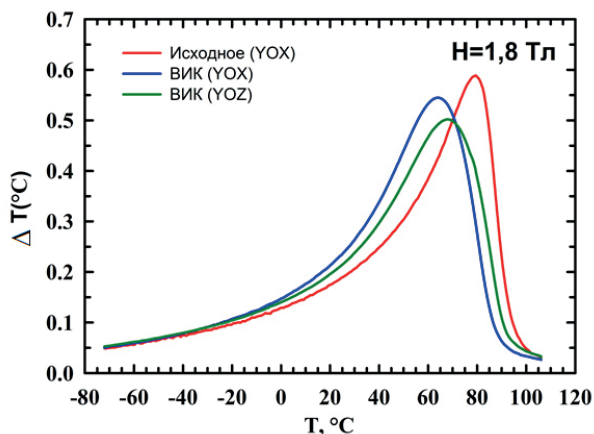


Рис. 1. Магнитокалорический эффект в поле 1,8 Тл в сплаве в исходном состоянии (красная линия), после ВИК на образцах, вырезанных во взаимно перпендикулярных плоскостях YOX (синяя линия) и YOZ (зеленая линия)

Из литературных данных известно, что средняя величина эффекта составляет около $1\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Tл}$ [1]. В случае исследуемого сплава она много ниже. Однако положительным моментом является то, что в результате ВИК не наблюдается значительной деградации функционального эффекта. Это наряду с фактом, что ВИК повышает циклическую прочность сплавов Гейслера, является перспективным направлением исследований [2].

[1] V.V. Khovaylo. J. Alloys Comp. 2013. V. 577, № 1. P. 362-366.

[2] Musabirov I.I., et al., Transactions of the Indian Institute of Metals, 2021. V. 74. I. 10. P. 2481-2489.

Фазовые превращения и эффект памяти формы в сплавах Гейслера $Ni_{53.8}Mn_{20.0}Ga_{24.3}Si_{1.7}$ и $Ni_{56.2}Mn_{18.8}Ga_{23.2}Si_{1.8}$ в условиях трехточечного изгиба

А. В. Несолонов¹, И. И. Мусабилов², В. С. Калашников¹,
В. В. Коледов¹, В. Г. Шавров¹

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

² Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

По результатам обработки полученных зависимостей, определено влияние напряжений на температуры фазовых превращений (A_s , A_f , M_s , M_f), обратимую деформацию ε_r и ширину температурного интервала превращений ΔT . Результаты обработки представлены на рис. 1.

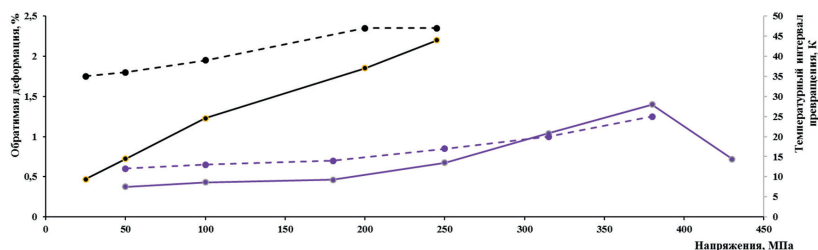


Рис. 1. Зависимости $\varepsilon(T, \sigma)$ для сплава № 1 (слева) и сплава № 2 (справа)

При обработке результатов проведенных испытаний выявились следующие особенности поведения двух сплавов от приложенной нагрузки. На рис. 1 видно, что влияние нагрузки на обратимую деформацию соответствует двум различным закономерностям, т.е. сплавы обладают различной чувствительностью фазового перехода к внешнему механическому напряжению: у сплава № 2 практически линейная зависимость обратимой деформации от нагрузки, в то время как у сплава № 1 при увеличении нагрузки до 180 МПа обратимая деформация практически не изменяется. Аналогичное поведение имеет зависимость величины интервала превращения от нагрузки, что отчетливо видно на рис. 1. Отличительной особенностью протекания термоупругого мартенситного превращения у



обоих сплавов является то, что для них характерен II тип мартенситного превращения, по терминологии [5].

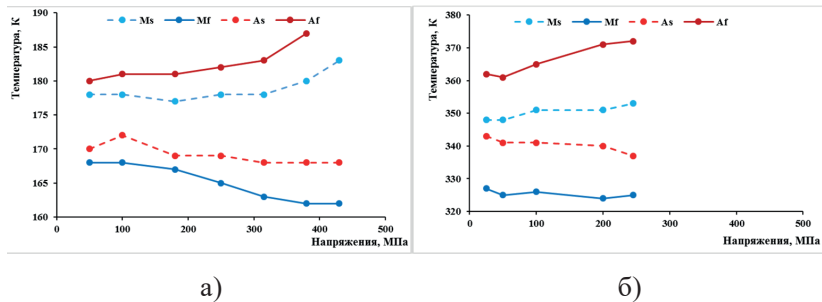


Рис. 2. Зависимости обратимой деформации (сплошные фиолетовая и черная линия на рис. 1), ширины температурного интервала превращения (сплошные фиолетовая и черная линия на рис. 1) для сплава № 1 (фиолетового цвета линии) и сплава № 2 (черного цвета линии), а также зависимости характеристических температур превращения для сплава № 1 (а) и для сплава № 2 (б)

Результаты сравнения сплавов состава $\text{Ni}_{53.8}\text{Mn}_{20.0}\text{Ga}_{24.3}\text{Si}_{1.7}$ (сплав № 1) и вновь полученного сплава состава $\text{Ni}_{56.2}\text{Mn}_{18.8}\text{Ga}_{23.2}\text{Si}_{1.8}$ (сплав № 2) показали, что сплав № 2 обладает более широким интервалом превращения 47 К, меньшим уровнем критических напряжений 245 МПа, при этом максимальная обратимая деформация составила 2,2 %, а сам термоупругий фазовый переход протекает при температурах выше комнатной. Установлено, что оба сплава демонстрирует термоупругое мартенситное превращение II типа.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 20-19-00745.

- [1] A.A. Cherechukin, I.E. Dikshtein, D.I. Ermakov, A.V. Glebov, V.V. Koledov, T. Physics Letters A.291 (2-3), 175 (2001).
- [2] И.И. Мусабилов, И.М. Сафаров, Р.М. Галеев, Р.А. Гайсин, В.В. Коледов, Р.Р. Мулюков, ФТТ 60, №. 6, 1051 (2018).
- [3] В.С. Калашников, И.И. Мусабилов, В.В. Коледов, и др. ЖТФ 90, № 4. 603 (2020).
- [4] В.С. Калашников, В.В. Коледов, Д.С. Кучин, А.В. Петров, В.Г. Шавров, Приборы и техника эксперимента. № 2. С. 139-145 (2018).

Система управления наномеханическими устройствами из сплавов с эффектом памяти формы

А. В. Прокунин¹, В. В. Коледов¹, А. П. Иржак²

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. *prokunin.av@phystech.edu*

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия. *airzhak@gmail.com*

В области нанотехнологий существуют задачи, которые могут быть решены исключительно методами прямого манипулирования нанообъектами. На данном этапе развития технологий, отечественные разработки находятся на переднем крае [1—3]. Однако имеющиеся системы манипулирования [4; 5], в основе которых лежит контролируемый нагрев наноинструмента с эффектом памяти формы (ЭПФ), обладают недостатком — термическое расширение (удлинение) несущей конструкции (вольфрамовой иглы), что снижает точность манипулирования.

Было предложено два способа снижения теплового дрейфа: один на основе использования вольфрамовой иглы с оптимизированным профилем ее кончика, другой на основе двух игл. Показано, что первая система демонстрирует значительное уменьшение величины термического расширения вольфрамовой иглы (с 6 до 0.3 мкм), а вторая система — величину термического расширения сравнимую с погрешностью измерения СЭМ (< 10 нм) и быстродействие, равное 5 кГц. Результаты моделирования и эксперимента находятся в хорошем согласии.

Разработанные системы управления наномеханическими устройствами с ЭПФ предоставляют возможность прямого манипулирования микро и нанообъектами, которые могут быть использованы для решения большого спектра задач.



Рис. 1. Система нагрева с оптимизированной геометрией кончика (а), двухигольчатая система нагрева (б)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 22-19-00783.

- [1] S. Von Gratowski, V. Koledov, V. Shavrov, et al. *Frontiers in Materials Processing, Applications, Research and Technology*, 135-154 (2018).
- [2] P. Lega, D. Kuchin, V. Koledov, et al. *Materials Science Forum* **845**, 142-145 (2016).
- [3] A. Zhikharev, A. Irzhak, P. Lega et al. *Journal of Physics: Conference Series* **741**, 012206 (2016).
- [4] P. Lega, V. Koledov, D. Kuchin et al. *Journal of communications technology and electronics* **60** (10), 1124-1133 (2015).
- [5] A. Zhikharev, M. Beresin, P. Lega, et al. *6th IEEE International Conference on Manipulation, Manufacturing and Measurement on the Nanoscale (IEEE 3M-NANO)*, 101-104 (2016).



Фазовые переходы в аморфно-кристаллическом композите Ti_2NiCu при кручении под высоким давлением

Р. В. Сундеев^{1,2}, А. В. Шалимова², Н. Н. Ситников³,
О. П. Черногорова⁴, А. М. Глезер², М. Ю. Пресняков⁵,
И. А. Каратеев⁵, Е. А. Печина⁶

¹ РТУ МИРЭА, Москва, Россия

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

³ ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва, Россия

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

⁵ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

⁶ ФТИ УрО РАН, Ижевск, Россия. sundeev55@yandex.ru

В рамках работы изучалось поведение естественного слоистого аморфно-кристаллического композита с одинаковыми по химическому составу, но различными по структуре фазами-прекурсорами, в ходе кручения под высоким давлением (КВД) при комнатной температуре. Образцы исследуемого слоистого композита Ti_2NiCu получали методом закалки из жидкого состояния при скорости охлаждения $\approx 10^5$ К/с. Образцы деформировали методом КВД при комнатной температуре и квазигидростатическом давлением 6 ГПа до значения деформации, соответствующей $n = 8$ (n — число полных оборотов подвижной наковальни). Использовались различные методы структурных исследований: растровая электронная микроскопия, высокоразрешающая просвечивающая электронная микроскопия, рентгеноструктурный анализ. Проводилось измерение твердости индентирования и модуля индентирования по поперечному сечению образцов. Фиксацию *in situ* силовых параметров деформации (момента кручения), реализуемых в ходе КВД, проводили в трех исходных структурных состояниях сплава Ti_2NiCu (аморфном, кристаллическом и композит). Показано, что в различных частях композита — кристаллической и аморфной, в ходе КВД одновременно осуществляются два различных механизма деформации. В кристаллической области происходит аморфизация путем расширения аморфных границ зерен, а в аморфной части — зарождение и развитие полос сдвига, в которых в дальнейшем могут образовываться нанокристаллы. Выделены три области композита, различающиеся по структуре: аморфная, кристаллическая и переходная.

Переходный (граничный) слой играет двойную роль в ходе КВД: при деформации $n < 4$ разграничивает две области композита с разными механизмами деформации. После $n \geq 4$ не было зафиксировано заметного вклада переходного слоя в структурные изменения и механические свойства в ходе КВД.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 19-72-20066.

Магнитокалорический эффект в сплаве $\text{LaFe}_{11}\text{Mn}_{0.1}\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$: прямые и косвенные измерения

Н. Э. Абдулкадирова¹, А.Г. Гамзатов¹, К. И. Камиллов^{1,2},
А. Т. Кадырбардев¹, А.М. Алиев¹, Р. Gebara³

¹ Институт физики им.Х.И.Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия.
nnurizhat@mail.ru

²Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

³Institute of Physics, Czestochowa University of Technology, Czestochowa, Poland

С точки зрения использования материалов в технологии магнитного охлаждения больший интерес представляют материалы с фазовыми переходами второго рода, что обусловлено отсутствием сильных изменений решетки и гистерезисных явлений в области фазовых переходов. Прекрасным примером таких материалов являются соединения на основе системы La-Fe-Co-Si с фазовым переходом второго рода, которые демонстрируют высокие значения магнитокалорических характеристик, не уступающие Gd и его сплавам [1].

В данной работе представлены результаты исследования теплоемкости, намагниченности и магнитокалорического эффекта (прямые и косвенные оценки) сплава $\text{LaFe}_{11.1}\text{Mn}_{0.1}\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$ в интервале температур 80–300 К и в магнитных полях до 175 кЭ (см. рис. 1, а, б). Исследовано также влияние частоты циклического магнитного поля 12 кЭ на величину МКЭ. Намагниченность измерялась в диапазоне температур 80—275 К с шагом 5 К в импульсных полях до 175 кЭ. Далее, используя соотношение Максвелла,

в показана $\Delta S_{\max}(H)$ при $T = 252,5$ К. Как показано в [5], полевая зависимость МКЭ вблизи T_C в материалах с фазовыми переходами второго рода имеет степенную зависимость: $\Delta S \sim H^n$, где $n = 1$ при $T \ll T_C$, $n = 2$ при $T \gg T_C$ и $n = 0,75$ вблизи T_C . Зависимость $\Delta S_{\max}(H)$ для $\text{LaFe}_{11,1}\text{Mn}_{0,1}\text{Co}_{0,7}\text{Si}_{1,1}$ также хорошо следует закономерностям $\Delta S_{\max}(H) \sim H^n$, где $n = 2/3$ (см. линию на вставке рис. 1(в)). Такое поведение хорошо согласуется с предсказаниями теории среднего поля, которая дает зависимость $\Delta S \sim H^{2/3}$ [6].

Эффективность магнитного охлаждения (RC) является важным параметром для оценки магнитокалорических материалов, который определяется значением ΔSM и его полной шириной на полувысоте ($\delta t_{FWHM} = T_2 - T_1$). Он задается выражением $RC = \int_{T_1}^{T_2} \Delta S_M(T, H) dT$. На рис. 1, г представлены полевые зависимости параметров ΔS_{\max} , dT_{FWHM} и RC вблизи максимума эффекта при $T=252$ К. Зависимость $RC(H)$ монотонно возрастает с ростом магнитного поля без признаков насыщения. В магнитном поле 175 кЭ значение RC для сплава $\text{LaFe}_{11,1}\text{Mn}_{0,1}\text{Co}_{0,7}\text{Si}_{1,1}$ достигает максимального значения и составляет ~ 732 Дж/кг.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ГФЕН в рамках научного проекта № 21-58-53046.

- [1] P. Gebara, P. Pawlik, J. Magn. Magn. Mat., **442**, 145-151 (2017).
- [2] P. Gebara, M. Cesnek, J. Bednarcik, Current Applied Physics, **19**(2), 188-192 (2019).
- [3] M. Balli, D. Fruchart, et al, J. Magn. Magn. Mat. **313**, 43-46 (2007).
- [4] P. Gebara, J. Kovac, Materials & Design, **129**, 111-115 (2017).
- [5] V. Franco, J. S. Blázquez, and A. Conde, Appl. Phys. Lett. **89**, 222512 (2006).
- [6] H. Oesterreicher, F. T. Parker, J. of Applied Physics **55**, 4334-4338 (1984).



Влияние термообработки на магнитокалорические свойства сплава $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$ в циклических магнитных полях

А. М. Алиев¹, А. Г. Гамзатов¹, В. В. Коледов², В. Г. Шавров²

¹ Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН,
Махачкала, Россия. *lowtemp@mail.ru*

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
Москва, Россия. *shavrov@cplire.ru*

Сплав FeRh относится к материалам с большим магнитокалорическим эффектом. При этом его практическое использование не имеет перспектив как из-за высокой стоимости Rh, так и некоторых особенностей магнитокалорического эффекта в этом составе. В частности, температурная ширина полужаака в FeRh в полях 1—2 Тл не превышает 10 К. Также в этом сплаве в циклических магнитных полях наблюдается сильная деградация эффекта в циклических магнитных полях. Тем не менее интерес к исследованию данного сплава не уменьшается, что вызвано тем, что данный материал является удобным для исследования различных особенностей магнитокалорического эффекта, взаимодействия магнитной и решеточной подсистем, а также влияния циклических магнитных полей на деградацию магнитокалорических свойств и частоты магнитного поля на величину магнитокалорического эффекта.

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитокалорических свойств сплавов $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$ с различной термической обработкой: исходного сплава, а также сплавов после отжига и закалки. Исходный состав проявляет относительно небольшую величину эффекта: около 1,5 К при изменении поля в 1,8 Тл, с максимумами около 350 К. На кривых МКЭ также заметна вторая аномалия, при температуре около 325 К, и величиной эффекта около 0,7 К. Образец после закалки показывает величину эффекта около 3,2 К при температуре 321 К. Наибольшую величину эффекта показывает отожженный образец, около 4,15 К при температуре 319 К. Закаленный и отожженный образцы не показывают двухфазное состояние.

Во всех исследованных образцах наблюдается деградация магнитокалорического эффекта. Также в этих образцах наблюдается сильная зависимость величины МКЭ от частоты магнитного поля.

В докладе обсуждаются возможные механизмы деградации МКЭ и его зависимости от частоты магнитного поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и NSFC, номер проекта 21-58-53046.

Пористые магнитокалорические композиты на основе порошков $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$

А. А. Амиров^{1, 2}, Д. М. Юсупов¹, А. М. Алиев¹, А. П. Каманцев³

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

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия. *amiroff_a@mail.ru*

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия. *kama@cplire.ru*

Интeрметаллические сплавы на основе $\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}$ являются одними из перспективных магнитокалорических материалов с фазовым переходом 1-го рода и рассматриваются в качестве рабочих тел для твердотельных систем магнитного охлаждения. Гидрированный $\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}\text{H}_x$ имеет высокие значения магнитокалорических параметров (адиабатическое изменение температуры, изотермическое изменение магнитной энтропии) в области комнатных температур [1] Однако, несмотря на отличные магнитокалорические характеристики, гидрированный $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$ имеет плохую химическую стабильность и слабые механические свойства. Кроме того, в процессе гидрирования промежуточный атом Н вызывает разложение сплава $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}$ в порошок, которому требуется дальнейшая механическая обработка и защита от коррозии, которой подвержен данный сплав.

Одним из методов решения указанных проблем является изготовление полимерных композитов из микропорошков $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$, в которых полимер выполняет роль связующего и защищает материал от коррозии [2]. Однако полимер имеет низкую теплопроводность, что может негативно сказаться на эффективности работы магнитного регенератора. Наше решение относится к изготовлению пористых композитов с полимерным связующим методом выщелачивания частиц (particulate leaching).

Для этой цели кристаллиты сахара были смешаны с порошком $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$ в различных массовых соотношениях (1:1, 1:2, 1:3) и спрессованы в таблетки диаметром 10 мм. Для прессовки композитов применены технологические параметры, использованные в работе [3]. В качестве полимерного связующего использовался эпоксидный клей марки ЭДП с массовой долей не превышающей 5%. Для прессовки были использованы частицы $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$ с размером более 100 мкм.

Для исходного порошка $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$ и композитов на его основе был исследован магнитокалорический эффект прямыми методами: контактным (дифференциальная микротермопара) и бесконтактным (ИК-тепловизор). Максимум адиабатического изменения температуры для всех композитов был обнаружен в области 295 К и составил около $\Delta T = \sim 4$ К в магнитном поле 1,8 Т. Исследования магнитокалорического эффекта, выполненные с помощью ИК-тепловизора, позволили заключить, что крупные частицы 400-600 мкм являются более оптимальными для изготовления композитов. Было обнаружено, что увеличение пористости композита до расчетной в 50 % приводит к ухудшению магнитокалорического эффекта и механических свойств композитов $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$.

Работа поддержана РНФ, проект № 22-29-01201.

[1] M. Krautz, et al., J. Alloys Compd. **598**, 27 (2014).

[2] I.A. Radulov, et al. Acta Materialia **127**, 389 (2017).

[3] K.P. Skokov, et al. J. Appl. Phys. **115**, 17A941 (2014).

Влияние интенсивной пластической деформации на магнитные и магнитокалорические свойства редкоземельных металлов

Д. С. Батаев, С. В. Таскаев, М. Ю. Богуш, Д. В. Плахотский

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия.

dimabataev@bk.ru

С момента обнаружения «гигантского» магнитокалорического эффекта (МКЭ) в соединении $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$ [1] интерес к теоретическому и экспериментальному изучению МКЭ в металлах, сплавах

и соединениях не ослабевает на протяжении уже более двух десятилетий. Этот интерес обусловлен прежде всего практической значимостью МКЭ в технологии магнитного охлаждения как для применений вблизи комнатных температур (магнитный холодильник), так и для сжижения криогенных газов. Рассматривая инженерные аспекты магнитокалорического охлаждения, является очевидным, что теплообмен между рабочим телом холодильника и окружающей средой является важной проблемой для разработки эффективных магнитных холодильников. Поэтому значительный интерес вызывает изучение материалов в виде тонких пленок, лент или микропроводов [2]. Согласно теоретическим оценкам, оптимальная толщина рабочего тела магнитокалорического холодильника должна быть порядка 0,1 мм. Для изготовления лент подобной толщины наиболее подходящим является метод закалки из жидкого состояния (спиннингование расплава) и метод холодной/горячей прокатки, который является одним из разновидностей интенсивной пластической деформации (ИПД).

Методы интенсивной пластической деформации широко используются для разработки широкого спектра современных функциональных материалов. В частности, ИПД хорошо известен как эффективный метод модификации магнитных свойств интерметаллических сплавов и соединений. В частности, ИПД существенно влияет на процессы намагничивания, магнитную анизотропию, намагниченность насыщения и т. п. Более того, ИПД была предложена в качестве способа получения магнитотвердых материалов.

Редкоземельные металлы (РЗМ) используются в огромном числе практических приложений в различных сегментах мировой экономики. Физические свойства РЗМ систематически исследуются с момента их открытия, и одной из наиболее важных особенностей, делающих эти элементы столь привлекательными для практических применений, являются их магнитные свойства, которые непосредственно связаны с электронной структурой $4f$ оболочки. В ряде исследований показана высокая чувствительность магнитных свойств редкоземельных элементов к их структурному состоянию. Это можно объяснить тем, что их магнитный порядок определяется косвенными взаимодействиями через электроны проводимости и сильно зависит от межатомных расстояний.

Ряд экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что изменения магнитных свойств редкоземельных металлов и соединений, подвергнутых пластическим деформациям, иногда



бывают очень сложными, а их интерпретация весьма затруднительна. Несмотря на большое количество работ, посвященных физическим свойствам редкоземельных металлов, единичные исследования посвящены влиянию интенсивной пластической деформации на магнитные свойства РЗМ.

Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям магнитных свойств и магнитокалорического эффекта в лентах РЗМ, полученных холодной прокаткой исходных поликристаллических образцов. Объектами исследований являлись редкоземельные химические элементы Nd, Sm, Tb и Dy, которые имеют критическое значение для производства современных постоянных магнитов с улучшенной термической стабильностью, а также Gd, который играет ключевую роль в разработке технологии магнитного охлаждения при комнатных температурах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 22-22-20033.

- [1] V.K. Pecharsky and K.A. Gschneidner, Jr. Giant magnetocaloric effect in $Gd_5(Si_2Ge_2)$ // Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 4494.
- [2] V.V. Khovaylo, V.V. Rodionova, S.N. Shevyrталov, and V. Novosad. Magnetocaloric effect in “reduced” dimensions: thin films, ribbons and microwires of Heusler alloys and related compounds // Phys. Status Solidi (b) 251 (2014) 2104.



Киттеля — Касуи — Йосиды, предсказывающей температуру Кюри для этого соединения $T_C = 170$ К, что согласуется с экспериментальным значением [2].

Исследуемые нами поликристаллические образцы $Gd_{100-x}Er_xAl_2$ ($x = 0; 50$) были синтезированы методом аргоно-дуговой плавки из исходных высокочистых химических элементов Gd, Er и Al чистотой не менее 99,98 ат. %. Синтезированные образцы переворачивали и переплавляли не менее трех раз для достижения лучшей однородности. Элементный анализ выполнен методом энергодисперсионной рентгенофлуоресцентной спектроскопии на установке электронного микроскопа JEOL 7001. Рентгеноструктурный и рентгенофазовый анализы выполняли на рентгеновском дифрактометре Rigaku Ultima V с использованием $Cu-K\alpha$ -излучения. Сканирующую электронную микроскопию проводили на электронном микроскопе JEOL 7001. Все магнитные измерения проводились с использованием систем измерения физических свойств и магнитометров Quantum Design Versa Lab по стандартным методикам измерений при температуре до 350 К в магнитных полях до 3 Тл.

Проведено исследование магнитных и магнитокалорических свойств поликристаллического $Gd_{100-x}Er_xAl_2$ ($x = 0; 50$). Установлено, что замена Gd на Er существенно не влияет на величину изменения изотермической магнитной энтропии, которая равна $\Delta S_M = -5,0$ Дж/(кг×К) при $T_C = 163$ К для $GdAl_2$ и $\Delta S_M = -4.9$ Дж/(кг×К) при $T_C = 97$ К для $Gd_{0,5}Er_{0,5}Al_2$ (при изменении магнитного поля 3 Тл). Однако в сплаве $Gd_{0,5}Er_{0,5}Al_2$ наблюдается большой магнитокалорический эффект в широком диапазоне температур $\Delta T = 66$ К, что делает эти материалы перспективными для технологии магнитного охлаждения при низких температурах (рис. 1, 2).

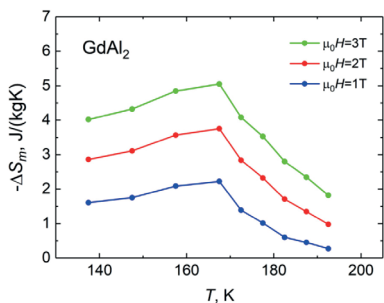


Рис. 1 Изменение магнитной энтропии $GdAl_2$ во внешнем магнитном поле 3Тл

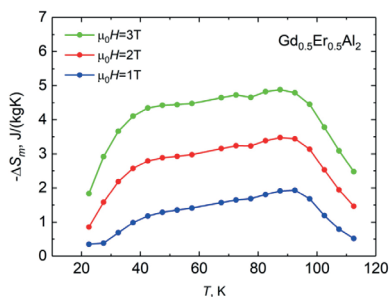


Рис. 2 Изменение магнитной энтропии $Gd_{0,5}Er_{0,5}Al_2$ во внешнем магнитном поле 3Тл



Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-20033.

- [1] S Gutfleisch O., Gottschall T., Fries M., Benke D., Radulov I., Skokov K.P., Wende H., Gruner M., Acet M., Entel P., Farle M. Mastering hysteresis in magnetocaloric materials, Philosophical Transactions of the Royal Society A, 2016, vol. 374, p. 20150308.
- [2] Williams D.S., Shand P.M., Pekarek T.M., Skomski R., Petkov V., Leslie-Pelecky D.L. Magnetic transitions in disordered GdAl₂. Physical Review B, 2003, vol. 68, p. 214404.

Магнитоструктурные состояния «высокий спин — низкий спин» в магнитокалорических сплавах на основе MnAs

В. И. Вальков, Б. М. Тодрис, А. В. Головчан

ГБУ Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина,
Донецк, ДНР. valkov09@gmail.com

Результаты комплексных экспериментальных исследований пниктидов $Mn_{1-x}A_xAs$ (A — Fe, Co, Ni) на основе MnAs, показывают, что стабильность ромбической структуры (гр. симметрии P_{nma}), возникающей в результате парамагнитного структурного перехода 2-го рода $PM(P_{nma}) - PM(P6_3/mmc)$ из гексагональной высокотемпературной фазы (гр. симметрии $P6_3/mmc$) тесным образом связана с давлением, типом магнитного порядка и величиной намагниченности насыщения. Особенность P-T диаграммы MnAs и ряда пниктидов (рис. 1, 2) позволяет наблюдать при одной и той же низкой температуре и атмосферном давлении обе взаимоисключающие друг друга магнитоструктурные фазы: так называемую $V8_1$ ферромагнитную фазу с гексагональной структурой $FM(P6_3/mmc)$ и $V31$ антиферромагнитную фазу с ромбической структурой $AF(P_{nm})$. При давлениях $P \geq 8$ кбар ромбическое состояние $V31(P_{nm})$ становится единственно стабильным «низкоспиновым» ферромагнитным [3]. При этом возникновению этого состояния предшествует характерная аномалия обратной восприимчивости в парамагнитной области [3].

В настоящем сообщении проведен анализ магнитоструктурных переходов в системах на основе MnAs на основе концепции мягкой моды для структурных переходов между гексагональной ($P6_3/$

mтс) и ромбической (Pnma) кристаллическими структурами и модели Гейзенберга для спиновой подсистемы при использовании в гамильтониане Гейзенберга внутреннего ортогонального поля, воздействующего на ортогональную спиновую компоненту. В рамках приближения молекулярного поля для спиновой подсистемы и приближения смещенного гармонического осциллятора для структурной подсистемы получено, что в зависимости от соотношения между ортогональным полем и обменно-структурными вкладками, которые описывают взаимодействие спиновой и структурной подсистем, может реализоваться ряд особенностей, сопоставимых с экспериментально наблюдаемыми «высокоспиновым» гексагональным FM($B8_1$) и «низкоспиновым» ромбическим FM($B31$) состояниями, которые реализуются при $P = 0$ $P = 10$ кбар соответственно. При этом «высокоспиновое» и «низкоспиновое» состояния [4] определяются величинами намагниченности насыщения и не связаны с традиционным электронными переходами между $e_g - t_{2g}$ d-электронными состояниями.

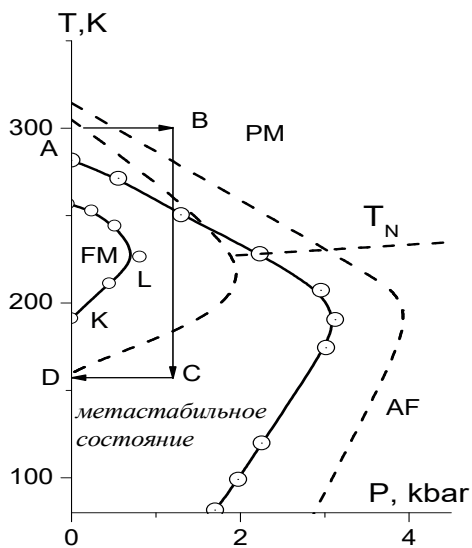


Рис. 1. Совмещенные фазовые P-T диаграммы MnAs (штриховые линии) и Mn_{0.99}Fe_{0.01}As [1]. В точке D при простом понижении температуры реализуется так называемое «высокоспиновое» FM($P6_3/mтс$) состояние; при попадании в эту точку по схеме BCD реализуется так называемое «низкоспиновое» AF(P_{nmd}) состояние



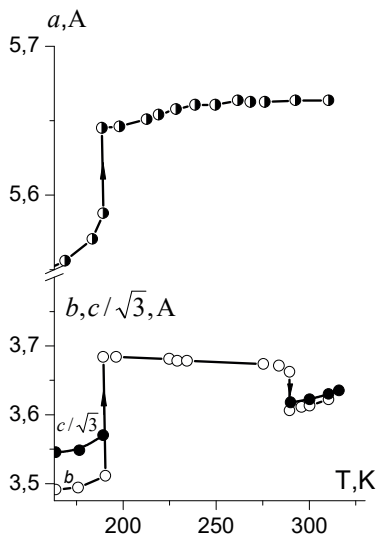


Рис. 2. Температурная зависимость параметров кристаллической решетки $Mn_{0.99}Fe_{0.01}As$ при спонтанных переходах [2]. Низкотемпературные скачки параметров кристаллической решетки (190K) соответствуют магнитоструктурным переходам из орторомбической низкоспиновой антиферромагнитной фазы в гексагональную высокоспиновую ферромагнитную фазу

Работа выполнена в рамках бюджетной темы «Фундаментальные и прикладные аспекты развития физики магнитных явлений в коррелированных системах»

- [1] Э.А. Завадский, В.И. Вальков, Е.Г. Галкина, Б.М. Тодрис, В.И. Каменев, ДАН УССР № 12., 52 (1981).
- [2] В.И. Вальков, Е.Г. Галкина, Э.А. Завадский, В.И. Каменев, Б.М. Тодрис, ФТТ 23, 2209 (1981).
- [3] N. Menyuk, J.A. Kafalas, K. Dwight, J.B. Goodenough, Phys. Rev. **177**, 942 (1969).
- [4] S. Haneda, N. Kazama, Y. Yamaguchi, H. Watanabe, J. Phys. Soc. Japan **42**, 1201 (1977); **42**, 1212 (1977); **42**, 31 (1977).

Магнитокалорический эффект в поликристаллическом $DyAl_2$ в магнитных полях до 3 Тл

М. А. Гаврилова¹, С. В. Таскаев¹, В. В. Ховайло², Д. С. Батаев¹,
М. Ю. Богуш¹, Д. В. Плахотский¹, М. В. Утарбекова¹

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

² Национальный исследовательский технологический университет
«Московский институт стали и сплавов», Москва, Россия.
khovaylo@gmail.com

Сегодня природный газ приобретает все большее геополитическое значение как источник энергии, транспортируемой на большие расстояния для потребления в различных отраслях экономики. Однако современные технологии сжижения углеводородов очень сложны и дороги. Учитывая значительный прогресс в области современных сверхпроводящих источников магнитного поля, магнитное охлаждение становится альтернативой традиционному парогазовому охлаждению. В криогенном диапазоне температур, фазы Лавеса являются одними из наиболее эффективных материалов с магнитокалорическим эффектом. Данная работа посвящена исследованию магнитокалорического эффекта в магнитных полях до 3 Тл в $DyAl_2$. В этих магнитных полях изменение магнитной энтропии в интерметаллическом соединении составляет $\Delta S_m = -9,26$ Дж/(кг·К) и достигается вблизи температуры Кюри $T_C = 55$ К.

В последние годы растет интерес к фазам Лавеса $RETh_2$ (редкоземельные элементы RE и переходные металлы Tm) как к потенциальным кандидатам для технологии магнитного охлаждения при криогенных температурах, в частности, в качестве материалов для сжижения природных газов [1] или других применений [2]. Соединения $REAl_2$ — хорошо известные интерметаллические материалы с интересными магнитными свойствами при низких температурах, о чем, например, сообщается в [3-5]. Все лантаниды соединяются с алюминием и образуют соединение $REAl_2$ с одинаковой кристаллической структурой, которая представляет собой так называемую кубическую фазу Лавеса C15.

Заглядывая в будущее технологии сжижения природного газа, можно предположить, что технология магнитного охлаждения будет

широко использоваться для этой цели благодаря своей энергоэффективности и экологичности. Эта оценка основана главным образом на том, что сегодня существует огромное разнообразие легкодоступных сверхпроводящих магнитов, работающих в криогенном диапазоне температур. Результаты наших экспериментальных исследований МКЭ в $DyAl_2$ ясно показали большой потенциал этого соединения фазы Лавеса для использования в магнитных полях, создаваемых сверхпроводящими магнитами, что может привести к реализации сжижения природного газа путем магнитного охлаждения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-20033.

- [1] Franco V., Bl'azquez J.S., Ingale B., Conde A. The magnetocaloric effect and magnetic refrigeration near room temperature: Materials and models. Annual Review of Materials Research, 2012, vol. 42, pp. 305–342.
- [2] Franco V., Bl'azquez J.S., Ipus J.J., Law J.Y., Moreno-Ramirez L.M., Conde A. Magnetocaloric effect: From materials research to refrigeration devices. Progress in Material Science, 2018, vol. 93, pp. 112–232.
- [3] Nereson N., Olsen C., Arnold G. Magnetic Properties of $DyAl_2$ and $NdAl_2$. Journal of Applied Physics, 1966, vol. 37, pp. 4575–4580.
- [4] Lee E.W., Montenegro J.F.D. The magnetization of $GdAl_2$. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1981, vol. 22, iss. 3, pp. 282–290.
- [5] Khalaf K.A.M. The low temperature specific heat of single crystal $ErAl_2$ compound. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2019, vol. 469, pp. 178–182.

Магнитокалорический эффект и магнитострикция в сплавах $Mn_{1-x}Fe_xAs$ в циклических магнитных полях

А. Б. Гаджиев¹, А. Г. Гамзатов¹, А. М. Алиев¹, Л. Н. Ханов¹,
В. И. Митюк², Г. А. Говор²

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

² НПЦ НАН Белоруссии по материаловедению, Минск, Белоруссия.
mr.gadzhiev.93@mail.ru

Известно, что к материалам для использования в технологии магнитного охлаждения предъявляется большое количество

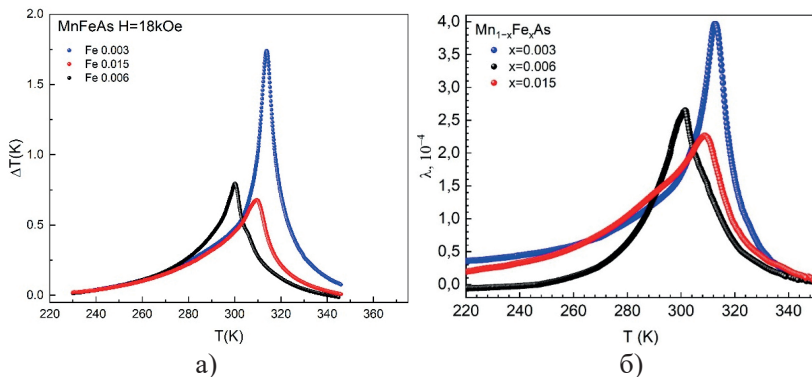


Рис. 1. а) Температурная зависимость МКЭ в поле 1,8 Тк для системы $Mn_{1-x}Fe_xAs$ ($x=0.003, 0.006, 0.015$); б) температурная зависимость магнитострикции $Mn_{1-x}Fe_xAs$ в магнитном поле 1.8 Тл в режиме нагрева

На рис. 1, б показана температурная зависимость магнитострикции для соединения $Mn_{1-x}Fe_xAs$ для различных концентраций Fe ($x=0.003; 0.006; 0.015$) в магнитном поле 1.8 Тл. Видно, что с увеличением содержания железа λ_{\max} уменьшается и происходит смещение по температуре. Как видим данные магнитострикции хорошо коррелируют с данными МКЭ. Уменьшение величины магнитострикции приводит к уменьшению решеточного вклада, вследствие чего происходит уменьшение МКЭ. Аналогичную картину мы наблюдали ранее в работе [3]: при замещении As фосфором общая величина МКЭ уменьшается. То, что легирование Fe вызывает только структурную деформацию, показали авторы в своей работе [4].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ГФЕН в рамках научного проекта № 21-58-53046.

- [1] B. Yu, M. Liu, et.al., International Journal of Refrigeration, 33, 1029 (2010).
- [2] K.A. Gschneidner, Jr., V.K. Pecharsky. Int. J. Refrigeration 31, 945 (2008).
- [3] A.M. Aliev, L.N. Khanov, et.al., Appl. Phys. Lett. **118**, 072404 (2021).
- [4] D. L. Rocco, A. de Campos, et al., Phys. Rev. B **93**, 054431 (2016).

Влияние частоты циклического магнитного поля на величину магнитокалорического эффекта: роль микроструктуры и фазовых неоднородностей

А. Г. Гамзатов, А. М. Алиев

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

Несмотря на то что процесс создания твердотельных магнитных холодильников выходит в практическую плоскость, технология магнитного охлаждения столкнулась с множеством проблем, требующих дальнейших научных и научно-поисковых исследований. Созданные к настоящему моменту прототипы магнитных холодильных машин работают при относительно низких частотах (4—10 Гц). Поэтому традиционные требования, предъявляемые к магнитокалорическим материалам (большие величины МКЭ, удобные рабочие температуры и высокие значения охлаждающей мощности) являются недостаточными условиями для идентификации подходящих материалов для технологии магнитного охлаждения. К ним следует добавить и такие свойства, как независимость вышесписанных параметров от частоты изменения магнитного поля, а также временная и механическая стабильность при долговременном циклическом воздействии магнитного поля.

Недавние исследования [1—3] материалов с гигантскими значениями МКЭ показали, что величина адиабатического изменения температуры уменьшается с ростом частоты циклического магнитного поля. Кроме того, наблюдается деградация эффекта при долговременном воздействии циклических полей, что напрямую препятствует их практическому применению. Однако природа частотно-деградационных свойств магнитокалорических материалов остается неясной. В данной работе приводится анализ влияние частоты (до 30 Гц) циклического магнитного поля 0,62 и 1,2 Тл на величину адиабатического изменения температуры (ΔT_{ad}) в сплавах Гейслера Ni-Mn-(In,Ga,Sn), в манганитах (La,Sm)-(Ca,Sr,Ag)-MnO₃, в сплавах Fe-Rh, La-Fe-Si и Gd. В зависимости от рода фазового перехода, обосновывается ключевая роль микроструктуры исследуемых образцов и магнитно-фазового расслоения в частотной зависимости МКЭ вблизи T_C .

- [1] A.M. Aliev, A.B. Batdalov, et al, J. Alloy. Compd. **676**, 601 (2016).
- [2] A.M. Aliev, A.G. Gamzatov, J. Magn. Magn. Mater. **553**, 169300 (2022).
- [3] K. Qiao, et al, ACS Appl. Mat. & Interf., **14**(16), 18293 (2022).

Электронная структура и обменные взаимодействия в сплавах $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$

А. В. Головчан^{1,2}, А. П. Каманцев², О. Е. Ковалёв^{1,2}, А. П. Сиваченко^{1,2}

¹ Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина,
Донецк, ДНР. golovchan1@yandex.ru

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
Москва, Россия. kama@cplire.ru

В последнее время усилия многих исследовательских групп во всем мире направлены на разработку новой технологии охлаждения вблизи комнатной температуры на основе твердотельных магнитокалорических материалов. Найдены подходящие для этих целей магнитные материалы и созданы прототипы магнитных холодильников, которые, однако, пока не могут по совокупности служебных характеристик конкурировать с традиционными парокомпрессионными системами [1—3]. Система $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ широко исследуется в последние годы из-за гигантского магнитокалорического эффекта, который наблюдается в интервале концентраций $1,0 \leq x \leq 1,8$ [1, 2].

В представленной работе с помощью полнорелятивистского пакета SPRKKR v8.6 [4; 5] в рамках теории функционала электронной плотности выполнен расчет электронной структуры и проведена оценка параметров межатомных обменных взаимодействий для выбранных сплавов $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ (табл. 1). Обменно-корреляционная энергия вычислялась в LDA приближении [6]. Для кристаллического потенциала использовалось приближение атомных сфер. Сплавы $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ имеют кубическую кристаллическую структуру типа NaZn_{13} (пространственная группа $Fm\bar{3}c$) [7], в которой атомы Fe занимают два типа позиций 8b(Fe_I) и 96i(Fe_{II}). 12 атомов Fe_{II} находятся в вершинах правильного икосаэдра, в центре которого находится Fe_I . Предполагается, что атомы Si занимают позиции Fe_{II} [7]. Атомы лантана занимают позиции типа 8a. Параметры кристаллической

решетки взяты из [7] ($a=11,461 \text{ \AA}$, $y=0,179$, $z=0,1168$). Межатомные обменные интегралы рассчитывались по методике [8].

Зависимость основных межатомных обменных интегралов от концентрации Si (J_{ij} в meV).

Exchange type	FeII-FeII	FeI-FeII	FeII-FeII	FeII-FeII	FeII-FeII	La-FeII	FeII-FeII	FeI-FeII
Rij/a	0,213	0,214	0,218	0,223	0,234	0,292	0,302	0,342
LaFe13	20,3	6,5	22,9	20,2	7	1,8	-1,6	4
LaFe12Si	16,8	5,6	19,1	15	4,5	0,5	0,5	3,2
LaFe11.8Si1.2	17,0	5,8	18,5	14,8	4,1	0,5	0,9	3,1
LaFe11.5Si1.5	17,1	6	18	14,4	3,9	0,5	1,3	3
LaFe11Si2	17,9	6,1	16,9	13,6	3,5	0,5	2	2,5
LaFe10Si3	18,6	6,5	15,6	12,5	2,6	0,4	2,5	1,6

Типичные зависимости основных обменных интегралов от межатомного расстояния для $\text{LaFe}_{11.5}\text{Si}_{1.5}$ показаны в левой части рис. 1. Как видно из рис. 1, обменные интегралы достаточно быстро уменьшаются с увеличением межатомного расстояния и не превышают 1 мэВ уже на расстоянии $0.5a$. Наиболее значимыми являются обменные взаимодействия между атомами Fe_{II} (~18 мэВ). Взаимодействие $\text{Fe}_{\text{II}}-\text{Fe}_{\text{I}}$ (между оболочкой икосаэдра и его центром) примерно в три раза меньше (~6 мэВ). Увеличение концентрации кремния в диапазоне $x = 0—3$ приводит к уменьшению J_{ij} (см. таблицу). На основе рассчитанных обменных интегралов

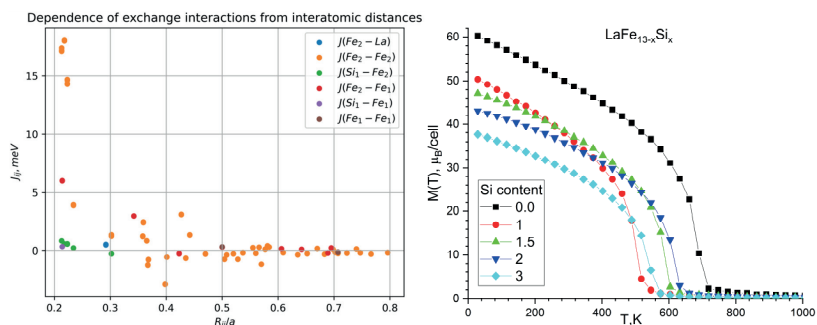


Рис. 1. Зависимость величин межатомных обменных интегралов в $\text{LaFe}_{11.5}\text{Si}_{1.5}$ (слева) и рассчитанные методом Монте-Карло температурные зависимости намагниченности для сплавов $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ (справа).



в рамках классической модели Гейзенберга методом Монте-Карло рассчитан температурный ход намагниченности и оценено влияние S_i на температуру Кюри исследуемых сплавов (рис. 1, справа). Полученные результаты находятся в качественном согласии с экспериментальными данными. Согласно анализу, проведенному по методу Берто [9], основное магнитное состояние во всех сплавах — ферромагнитное.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22-29-01201.

- [1] A.M. Tishin, Magnetocaloric effect in the vicinity of phase transitions, *Handb. Magn. Mater.* **12** (1999) 395-524.
- [2] L.Li, M. Yan, *J. Alloys and Comp.* **823**, 153810 (2020).
- [3] S. Fujieda, A. Fujita, K. Fukamichi, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1276-1278 (2002).
- [4] The Munich SPR-KKR package, version 8.6, H. Ebert et al, <https://www.ebert.cup.uni-muenchen.de/sprkkkr>
- [5] H. Ebert, D. Kodderitzsch, J. Minar, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 096501 (2011).
- [6] S.H. Vosko, L. Wilk, *Phys.Rev.B* **22**, 3812 (1980).
- [7] X.B. Liu, et al, *J.Phys.Cond.Matt.* **15**, 7385-7394 (2003).
- [8] A.I. Liechtenstein, M.I. Katsnelson et.al, *JMMM* **67**, 65 (1987).
- [9] E.F. Bertaut, *C.R. Acad. Sc. Paris, B* **277** (1973) 583.

Обратный магнитокалорический эффект в поликристаллическом соединении Mn_5Si_3

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

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

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

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

Поиск перспективных магнитокалорических материалов, преобладающих магнитные и магнитоструктурные фазовые переходы, является актуальным направлением в области твердотельного магнитного охлаждения [1; 2].

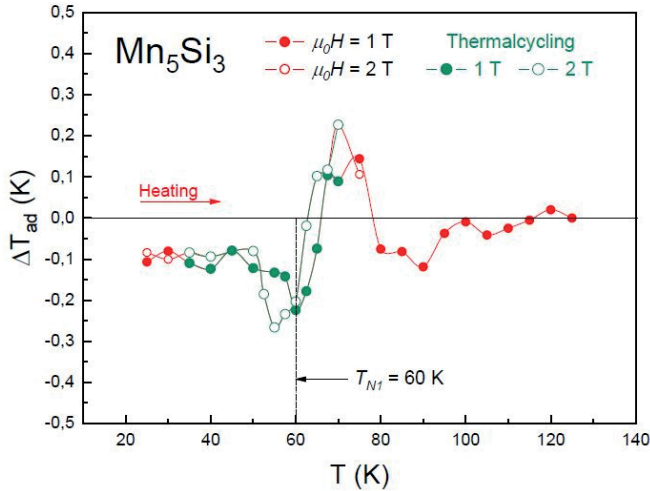


Рис. 1. Температурная зависимость магнитокалорического эффекта в магнитных полях до 2 Тл

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10197).

- [1] A. M. Tishin and Y. I. Spichkin // Institute of Physics Publishing, Bristol (2003), 476 p.
- [2] T. Numazawaa, K. Kamiya, T. Utaki, K. Matsumoto // Supercond. And Cryogenics **15**, 1-8 (2013)
- [3] G.H. Lander, P.J. Brown, J.B. Forsyth // Proc. Phys. Soc. **91** (1967) 332.
- [4] A.Z. Menshikov et. al// Phys. Status Solidi B **158** (1990) 319–328.
- [5] N. P. Sudakova et. al // Fiz. tverd. Tela **16**, 3515 (1974).
- [6] R. F. Luccas et. al// J. Magn. Magn. Mater. **489** (2019), 2578-2581
- [7] Songlin et al. // J. Alloys Compd. **334**, 249 (2002).
- [8] M. Gottschilch et al.// J. Mater. Chem. **22**, 15275 (2012).
- [9] D.M. de Almeida et al// J. Magn. Magn. Mater. **321** (2009), 165451.



Исследование магнитокалорического эффекта в сплавах $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ ($25 \leq x \leq 31,25$ ат. %)

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

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

Многофункциональные сплавы $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ являются перспективными материалами в области современных производственных технологий. Данные сплавы устойчивы к окислению и коррозии, имеют хорошую пластичность при комнатной температуре, относительно низкую плотность и высокую магнитную проницаемость [1—3]. Помимо этого, системы Fe—Al интересны с точки зрения изучения структурных и магнитных фазовых переходов. Согласно экспериментальной фазовой диаграмме Fe—Al [4] в области до 50 ат.% наблюдаются три объемо-центрированные кубические структуры с различной степенью упорядочения A2 (229 группа симметрии, FeAl) и D0₃ (225 группа симметрии, Fe₃Al), области существования которых зависят от температуры и концентрации Al. Структурное упорядочение оказывает существенное влияние на магнитные свойства сплавов Fe-Al [5—8]. В области содержания Al до 25 ат.% сплавы $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ демонстрируют высокие значения магнитострикции, максимум которой $3/2\lambda_{001} \approx 184 \times 10^{-6}$ [5,6] наблюдается в композиции Fe₈₁Al₁₉ и обусловлен наличием структуры A2. Последующее уменьшение λ_{001} связано с формированием упорядоченной структуры D0₃. В стехиометрическом составе Fe₇₅Al₂₅ наблюдается стабильная кристаллическая фаза D0₃ и ферромагнитное упорядочение сохраняется вплоть до температуры Кюри ($T_C = 770$ К) [7].

Детальное исследование высокотемпературных магнитных свойств образцов стехиометрического состава [8], полученных путем дуговой плавки, выявило значительное изменение магнитной энтропии сплавов ΔS . Максимальное значение $\Delta S_{\text{mag}} = 2,2$ Дж×кг⁻¹×К⁻¹ было получено при изменении магнитного поля $\Delta H = 5$ Тл вблизи температуры Кюри $T_C \approx 763$ К. Полученные результаты позволяют рассматривать сплавы Fe₃Al в качестве перспективных материалов для термомагнитных генераторов [8].

В настоящей работе проведен расчет изменения магнитной энтропии ΔS_{mag} в кристаллической структуре D0₃ сплавов $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$

($25 \leq x \leq 31,25$ ат.%). Исследование выполнено при помощи метода проекционных присоединенных волн, реализованного в программном пакете VASP (*Vienna Ab initio Simulation Package*) [9,10] и моделирования методом Монте-Карло при конечных температурах. Для проведения геометрической оптимизации использовался подход 32-атомной суперячейки. Учет обменно-корреляционных эффектов проводился в приближении обобщенного градиента в формулировке Пердью, Бурке и Эрнцернхофа [11]. На основании полученных равновесных параметров решетки были рассчитаны параметры магнитного обменного взаимодействия в рамках программного пакета SPR-KKR [12]. Методом Монте-Карло в трехмерной модели Гейзенберга в отсутствии анизотропии проведены расчеты температурных зависимостей намагниченности и термодинамических характеристик исследуемых сплавов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-01391-22-00.

- [1] J.R. Knibloe, R.N. Wright, C.L. Trybus, V.K. Sikka, *J. Matter Sci.* **74**, 2040 (1993).
- [2] M. Eggersmann, H. Mehrer, *Phil. Mag. A* **80**, 1219 (2000).
- [3] O. Ikeda, I. Ohnuma, R. Kainuma, K. Ishida, *Intermetallics* **9**, 755 (2001).
- [4] F. Stein, M. Palm, *Int. J. Mat. Res.* **98**, 580 (2014).
- [5] A.E. Clark, J.B. Restorff, M. Wun-Fogle, D. Wu, T.A. Lograsso, *J. Appl. Phys.* **103**, 07B310 (2008).
- [6] J.B. Restorff, M. Wun-Fogle, K.B. Hathaway, A.E. Clark, Th. A. Lograsso, G. Petculescu, *J. Appl. Phys.* **111**, 023905 (2012).
- [7] M. Kato, Y. Nishino, U. Mizutani, Y. Watanabe and S. Asano, *J. Phys.: Condens. Matter*, **12**, 9153 (2000).
- [8] Shubhra Dash, A.V. Lukoyanov, Yu.V. Knyazev, Yu.I. Kuz'min, E.D. Baglasov, Bruno Weise, Pramod Kumar, M. Vasundhara, Ajit K. Patra, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **21**, 10823 (2019).
- [9] G.Kresse, D.Joubert, *Phys. Rev. B.* **59**, 1758 (1999).
- [10] G.Kresse, J.Furthmüller, *PhysicalReview B.* **54**, 11169 (1996).
- [11] J.P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Let.*, **77**, 18 3865 (1996).
- [12] H. Ebert, D.Koedderitzsch, J. Minar, *Reports on Progress in Physics.* **74**, 096501 (2011).



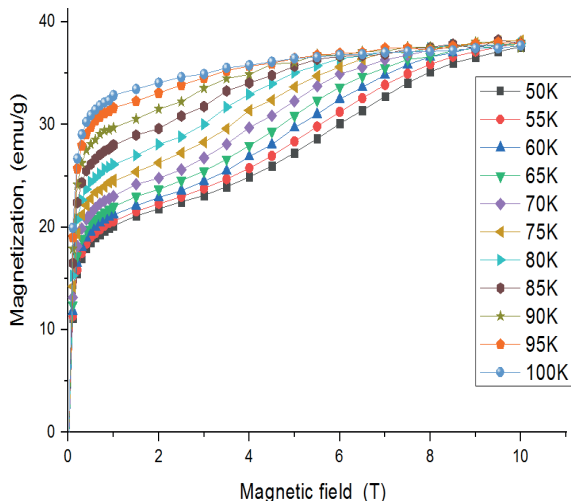


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности образца $Mn_{1.9}Cu_{0.1}Sb$ при изменении индукции магнитного поля от 0 до 10 Тл

Теоретическое исследование свойств и фазовой стабильности сплавов Fe-Rh-Pt

О. О. Павлухина, В. В. Соколовский,
В. Д. Бучельников, М. А. Загребин

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

На протяжении нескольких десятилетий ведутся интенсивные теоретические исследования магнитных, структурных, электронных и термодинамических свойств сплавов Fe—Rh. Сплавы на основе Fe—Rh находят свое практическое применение в устройствах магнитной записи, охлаждения, устройствах спинтроники, в связи с этим данные сплавы исследуются экспериментально и теоретически [1; 2]. В данных сплавах при комнатных температурах наблюдается метамгнитный фазовый переход, приводящий к большим значениям изменения намагниченности и, следовательно, к наблюдению рекордно больших значений магнитокалорического эффекта [3; 4]. Также представляют интерес исследования, посвященные влиянию

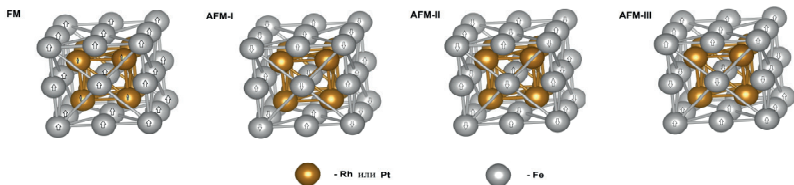


Рис. 1. Магнитные спиновые конфигурации (ферромагнитное (FM) и три типа антиферромагнитных состояний (AFM-I, AFM-II, AFM-III))

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № 075-01391-22-00.

О. О. Павлухина и М. А. Загребин выражают благодарность Фонду перспективных научных исследований Челябинского государственного университета.

- [1] S. Cumpson, P. Hidding, R. Coehoorn, IEEE Transactions on Magnetics. **36**, 2271 (2000).
- [2] J. Thiele, S. Maat, E. Fullerton, Appl. Phys. Lett. **82**, 2859 (2003).
- [3] M. Annaorazov, K. Asatryan, G. Myalikgulyev, S. Nikitin, A. Tishin, A. Tyurin, Cryog. **32**, 867 (1992).
- [4] A. Chirkova, K. Skokov, L. Schultz, N. Baranov, O. Gutfleisch, T. Woodcock, Acta. Mater. **106**, 15 (2016)
- [5] S. Yuasa, H. Miyajima, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. **76**, 71 (1993).
- [6] K. Takizawa, T. Ono, H. Miyajima, J. Magn. Magn. Mater. **226**, 572 (2001).

Знакопеременный магнитокалорический эффект в редкоземельных соединениях на основе железа

Н. Ю. Панкратов¹, А. Ю. Карпенков^{1,2}, И. С. Терёшина¹, С. А. Никитин¹

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Москва, Россия. pankratov@phys.msu.ru

В последние годы в области магнитного материаловедения возрос интерес к исследованию редкоземельных (РЗ) соединений

с высоким содержанием железа. Среди них соединения R_2Fe_{17} имеют ферро- (для легких РЗ и Y) или ферримагнитный (для тяжелых РЗ) порядок с температурами Кюри (T_C) близкими к комнатной. Замещение атомов железа атомами других элементов вызывает не только значительное изменение T_C , но и намагниченности. В системах типа $R_2Fe_{17-x}Al_x$ магнитный момент 3d-подрешетки уменьшается с увеличением концентрации Al, что приводит к компенсации магнитных моментов подрешеток R и Fe при некоторой температуре (T_{comp}) [1].

Целью данной работы явилось исследование влияния ферримагнитной структуры в соединениях $R_2Fe_{10}Al_7$ ($R = Gd, Tb, Dy, Ho$) на магнитокалорический эффект (МКЭ). В работе также исследован МКЭ в соединении $Y_2Fe_{10}Al_7$ с ферромагнитной структурой. Изучение МКЭ важно как с фундаментальной, так и практической точки зрения. В ферримагнетиках вблизи T_{comp} следует ожидать изменение знака МКЭ.

В нашей работе МКЭ измерялся прямым методом в области температур 80-300 К в магнитном поле до 18 кЭ на установке MagEq. Намагниченность измерялась на стандартном оборудовании PPMS-7.

На основе полученных экспериментальных результатов и теоретических оценок показано, что температурные и полевые зависимости МКЭ в редкоземельных ферримагнетиках значительно отличаются от таковых в ферромагнитном материале $Y_2Fe_{10}Al_7$. Величина эффективных магнитных полей (действующих на РЗ подрешетку со стороны подрешетки Fe), рассчитанных по значениям МКЭ вблизи T_{comp} , хорошо согласуется с известными литературными данными.

Показано, что соединения $R_2(Fe,Al)_{17}$ со знакопеременным МКЭ могут быть полезны для устройств, стабилизирующих температуру при её отклонении от заданных значений.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00773, <https://rscf.ru/project/22-29-00773/>.

- [1] S. A. Nikitin, N. Yu. Pankratov, et.al. J. Alloys Comp., **854**, 156214 (2021).



Магнитокалорический эффект в фазах Лавеса $\text{Ho}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Al}_2$ в высоких магнитных полях

А. В. Плахотский¹, С. В. Таскаев¹, В. В. Ховайло²

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

² Национальный исследовательский технологический университет
«Московский институт стали и сплавов», Москва, Россия.
khovaylo@gmail.com

В условиях постоянно растущего уровня потребления энергии в мире современному обществу требуется все более эффективные технологии для производства и хранения энергии. Водород, как возобновляемый энергоноситель, имеет самую высокую гравиметрическую плотность энергии среди всех химических видов топлива — 143 МДж/кг/1 (более низкая теплотворная способность), что в три раза больше, чем для бензина (42—44 МДж/кг/1) или дизельного топлива (около 43 МДж/кг/1) [1]. На сегодняшний день водородные топливные элементы демонстрируют очень высокую эффективность от 40 до 60 % [2].

Магнитокалорические материалы обладают большим потенциалом применения для сжижения газа, и могут сделать жидкий водород наиболее конкурентоспособным в качестве топлива. В этой работе мы исследуем ряд материалов с фазой Лавеса на предмет их структурных, магнитных и магнитокалорических свойств в сильных магнитных полях. В исследовании принимали участие три соединения HoAl_2 , $\text{Ho}_{0.5}\text{Dy}_{0.5}\text{Al}_2$ и DyAl_2 потенциально пригодные для использования при охлаждении природного газа от температуры жидкого азота (77 К) до температуры кипения водорода (20 К). Как видно из проведенных прямых измерений адиабатического изменения температуры в импульсных магнитных полях, сплавы показывают значительный магнитокалорический эффект (МКЭ), который также сравнивался с калориметрическими данными, измеренными в статическом поле. С помощью этой методики мы можем изучать пригодность магнитокалорических материалов при работе в низких температурах и при высоких магнитных полях.

На рис. 1 показаны рентгеновские дифракционные профили сплавов $\text{Ho}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Al}_2$, полученные при комнатной. Узкие пики для всех образцов указывают на то, что сплавы хорошо кристаллизованы.

Сплавы HoAl_2 , $\text{Ho}_{0.5}\text{Dy}_{0.5}\text{Al}_2$ и DyAl_2 гетерофазны. На рис. 2 видно наличие вторичных фаз продемонстрировано с помощью электронной микроскопии. Анализ методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии показывает, что, помимо матричных фаз HoAl_2 , $\text{Ho}_{0.5}\text{Dy}_{0.5}\text{Al}_2$ и DyAl_2 (красные стрелки на рис. 2), эти образцы содержат примеси RAl_3 .

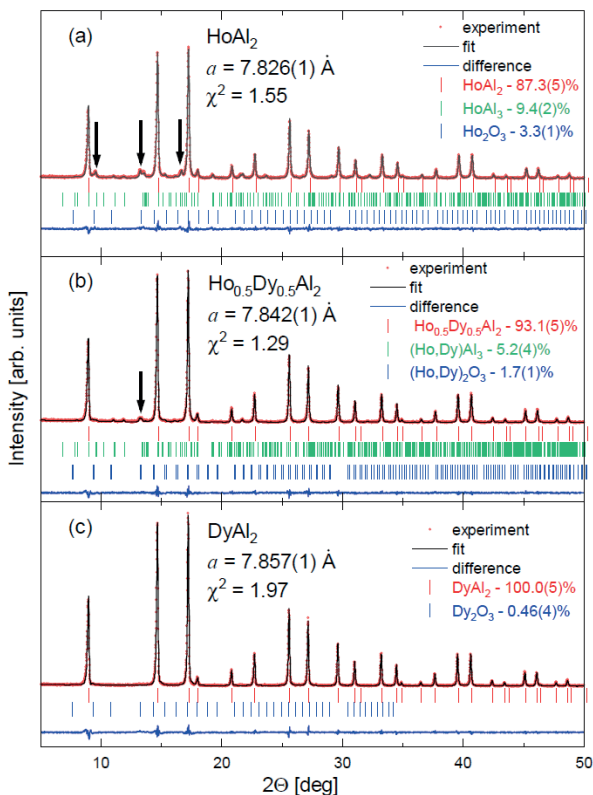


Рис. 1. Дифрактограмма соединения $\text{Ho}_{x-1}\text{Dy}_x\text{Al}_2$

Температура Кюри соединений увеличивается с концентрацией Dy, и, следовательно, температура максимума МКЭ смещается совместно с концентрацией x . Согласно соотношению Максвелла, изменение энтропии пропорционально производной $\partial M / \partial T$, которая является наибольшей для сплава с наименьшей температурой Кюри. Интересно, что для полей 40 и 50 Т эта тенденция меняется, и



$\text{Ho}_{0.5}\text{Dy}_{0.5}\text{Al}_2$ показывает наибольшие величины: 26,9 К и 30,7 К соответственно. Для HoAl_2 эти значения составляют $\Delta T_{ad} = 26,1$ К при 40 Т и 27,6 К при 50 Т, для DyAl_2 23,6 К и 27,8 К соответственно.

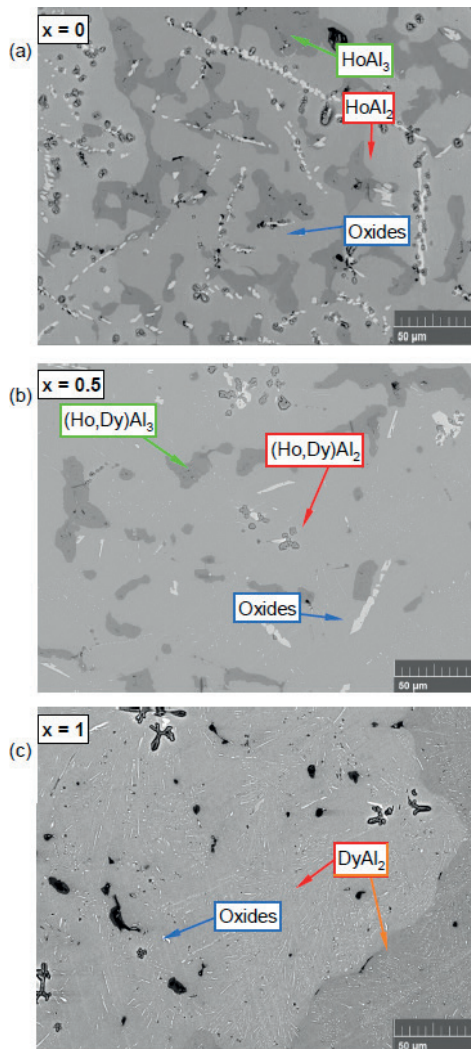


Рис. 2. Электронная микроскопия сплава $\text{Ho}_{x-1}\text{Dy}_x\text{Al}_2$

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-20033.

- [1] Z. Navas-Anguita, D. García-Gusano, and D. Iribarren. Review of techno-economic data for road transportation fuels // *Renew. Sustain. Energy Rev.* 112, 11 (2019).
- [2] J. Lindorfer, D.C. Rosenfeld, and H. Böhm. in *Future Energy: Improved, Sustainable and Clean Options for Our Planet* // Elsevier pp. 495-517 (2020).

Новые магнитокалорические материалы на основе соединений RNi

И. С. Терёшина, А. А. Курганская

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия. *irina_tereshina@mail.ru*

Среди функциональных магнитных материалов соединения RNi вызывают особый интерес из-за значительного по величине магнитокалорического эффекта (МКЭ), который они демонстрируют в области температуры Кюри [1]. Магнитные свойства данных редкоземельных интерметаллидов крайне чувствительны к различным замещениям (как в подрешетке редкой земли, так и в подрешетке никеля), а также к атомам легких элементов внедрения (например, водороду). Гидрирование оказывает существенное влияние на температуру магнитного фазового перехода, намагниченность и магнитокристаллическую анизотропию. Целью данной работы явилось исследование комплексного влияния атомов замещения и атомов внедрения на величину МКЭ в соединениях RNi (где R = Gd, Tb, Dy).

Сплавы $R_xR'_{1-x}Ni$ ($0.1 \leq x \leq 0.9$) были получены из высокочистых элементов в дуговой печи в защитной атмосфере аргона на медном водоохлаждаемом поду. Гидриды $R_xR'_{1-x}NiH_y$ ($3 \leq y \leq 4$) были синтезированы на установке типа Сиверса с рабочим диапазоном давления водорода до 100 МПа. Состав гидридов рассчитывали волюметрическим методом. Рентгеноструктурный анализ образцов производился в геометрии Брэгга-Брентано с использованием излучения Cu-K α в диапазоне $2\theta = 10\text{--}120^\circ$. Кривые намагниченности M(H) образцов были получены в магнитных полях до 9 Тл в

диапазоне температур 4.2 – 150 К. Величина МКЭ была рассчитана с использованием соотношения Максвелла.

Обнаружено, что гидрирование значительно понижает температуру Кюри в гидридах $R_xR'_{1-x}NiH_y$ по сравнению с исходными составами $R_xR'_{1-x}Ni$. Однако именно гидрирование приводит к значительному увеличению МКЭ. Влияние замещений (Gd, Tb, Dy) также анализируется. Наблюдаемые эффекты могут быть объяснены на основе изменения обменных и магнитокристаллических взаимодействий в исследуемых соединениях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00773, <https://rscf.ru/project/22-29-00773/>.

- [1] В.Б. Чжан, И.С. Терёшина, А.А. Курганская и др. Письма в журнал технической физики **6**, 51 (2020).
- [2] Chzhan V.B., Kurganskaya A.A., Tereshina I.S. et.al. Materials Chemistry and Physics **264**, 124455 (2021).

Фазы Лавеса RNi_2 (импульсные измерения МКЭ на примере $GdNi_2$)

М. В. Утарбекова, С. В. Таскаев

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия.
shchichko.marina.csu@gmail.com

Учитывая недавние результаты успешной разработки магнитокалорических материалов при комнатной температуре, многообещающе применять такие подходы к процессу низкотемпературного сжижения газа. В области низких температур наличие сверхпроводящих магнитов стимулирует исследование потенциальных материалов для сжижения природного газа в отношении их магнитокалорических свойств в сильных магнитных полях. Это побудило нас изучить магнитные и магнитокалорические свойства фаз Лавеса, в частности, $GdNi_2$ в магнитных полях до 10 Тл и выше.

Поликристаллический образец $GdNi_2$ синтезирован дуговой плавкой в защитной атмосфере аргона из химически чистых элементов. Кристаллическую структуру образца охарактеризовали при комнатной температуре с помощью дифракции рентгеновских лучей (XRD) на дифрактометре RIGAKU Ultima IV с Cu-K α -

При изменении магнитного поля в 10 Тл изменение магнитной энтропии достигает максимального значения $\Delta S_m \approx -17$ Дж/кгК в окрестности температуры Кюри $T_C = 70$ К.

ΔT_{ad} зависит от магнитного поля как $\sim H^{2/3}$, т.е. хорошо согласуется с теоретической оценкой ΔT_{ad} в магнитных полях [4]. Максимальное значение адиабатического изменения температуры составило $\Delta T_{ad} \approx 15$ К при изменении магнитного поля 50 Тл. Что касается изменения магнитного поля 10 Тл, адиабатическое изменение температуры достигло $\Delta T_{ad} \approx 6,8$ К в окрестности температуры Кюри $T_C = 70$ К. Следует отметить, что адиабатическое изменение температуры, рассчитанное из изменения магнитной энтропии ΔS_m , и данных удельной теплоемкости, представленные Мацумото и др. [5], хорошо согласуются с нашими результатами прямых измерений для соответствующих изменений поля в 5 Тл. Для изменения магнитного поля на 10 Тл, очевидно, что наш образец $GdNi_2$ может работать в широком температурном окне со значительным магнитокалорическим эффектом.

Результаты нашего экспериментального исследования МКЭ в $GdNi_2$ показали, что магнитокалорический эффект в фазе Лавеса в магнитном поле, создаваемом новыми сверхпроводящими магнитными источниками, может быть достаточным для разработки нового подхода к сжижению природного газа - процесса магнитного охлаждения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФ, проекты № 22-22-20033 и № 20-19-00745.

- [1] Gottschall, M. D. Kuz'min, and etc., Phys. Rev. B 99, 134429 (2019).
- [2] A. Skrabec and W. E. Wallace, J. Appl. Phys. 34, 1356–1357 (1963).
- [3] Paudyal, Y. Mudryk, and etc., Phys. Rev. B 78, 184436 (2008).
- [4] Oesterreicher and T. F. Parker, J. Appl. Phys. 55, 4334–4338 (1984).
- [5] Matsumoto, K. Asamoto, and etc., Phys. Conf. Ser. 400, 052020 (2012)



Технологические основы получения полимерных мультикалорических композитов на основе PVDF

А. А. Амиров^{1, 2}, К. П. Андрушин³, И. А. Вербенко³,
Л. А. Резниченко³

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

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта

³ НИИ физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия. *amiroff_a@mail.ru*

Одним из перспективных и активно исследуемых в последние годы направлений в твердотельном охлаждении является подход, базирующийся на идее использования парных калорических эффектов (КЭ). Основанный на наблюдении хотя бы двух из известных КЭ подход к исследованию термодинамических свойств материалов получил объединительный термин «*мультикалорический*» и стал рассматриваться в качестве перспективной технологии для улучшения эффективности энергетических систем, основанных на одиночных калорических эффектах [1—3].

К мультикалорическим материалам с парными калорическими эффектами могут быть отнесены композиты, состоящие из компонент обладающих высокими значениями калорических эффектов в каждой составляющей исследуемого объекта. Для реализации этого подхода компоненты должны быть подобраны таким образом, чтобы температуры их фазовых переходов были расположены близко друг другу. Так, например, в случае рассмотрения мультикалорического композита, состоящего из магнитной и сегнетоэлектрической фаз, исходными компонентами должны быть материалы с высокими значениями магнитокалорического (МКЭ) и электрокалорического (ЭКЭ) эффектов с близкими друг к другу температурами магнитного и сегнетоэлектрического фазовых переходов, в области которых наблюдаются максимумы калорических эффектов. К сожалению, данный подход не нашел своего широкого применения в экспериментальных работах по исследованию мультиКЭ в связи со сложностями, связанными с постановкой эксперимента при одновременном приложении внешних полей, а также проблемой поиска компонентов композита с близкими температурами магнитных и сегнетоэлектрических фазовых переходов. При этом соотноше-

ние магнитного и сегнетоэлектрического компонентов композита, а также скорость изменения прикладываемых магнитного и электрического полей должны быть подобраны с учетом теплофизических свойств (теплоемкости, теплопроводности) каждой из компонент для наблюдения в конечном итоге синергетического эффекта. В данном случае вклад от МЭ взаимодействия не рассматривается в качестве основного механизма усиления суммарного калорического эффекта, а использование двух или более внешних полей рассматривается как один из путей повышения энергоэффективности и уменьшения затрат. Одним из вариантов такого принципа может быть применение мультикалорического подхода как одного из путей оптимизации «классической» технологии магнитокалорического охлаждения путем увеличения величины адиабатического изменения температуры на единицу напряженности магнитного поля за счет вклада от ЭКЭ. Увеличение концентрации магнитной компоненты приводит к росту проводимости композита и токов утечки, что, в конечном итоге, может привести к пробое при измерениях ЭКЭ. Поскольку однофазные мультиферроики демонстрируют очень малые значения калорических эффектов, а их температуры магнитных и сегнетоэлектрических переходов находятся в области высоких температур, прямое измерение МКЭ и ЭКЭ не представлялось возможным.

С целью получения материалов с выраженными калорическими эффектами в области комнатной температуры, были изготовлены новые магнитоэлектрические композиты, в которых несущей матрицей является поливинилденфторид (PVDF), который составляет основу для полимеров с гигантскими значениями ЭКЭ.

Для достижения указанной цели была избрана следующая стратегия: компоненты композита были подобраны таким образом, чтобы температуры Кюри магнитной и сегнетоэлектрической компонент, а, следовательно, и максимумы МКЭ и ЭКЭ были в области комнатной температуры и располагались близко друг к другу. В связи с этим, в качестве магнитной компоненты было выбрано соединение MnAs с гигантским МКЭ в области (315÷320) К, а в качестве сегнетоэлектрической — твердый раствор 0,9 PMN — 0,1 РТ с максимумом ЭКЭ в области (300÷320) К. Для усиления МЭ взаимодействия фазы были включены в пьезоэлектрическую матрицу PVDF.

Мультикалорические композиты MnAs/PMN-РТ/PVDF были изготовлены методом растворения («solvent casting»). Одной из



основных проблем при изготовлении данного полимера является получение состава с высокой (более 70 %) долей электроактивной фазы и малой пористостью, которые, в итоге, влияют на его сегнетоэлектрические характеристики. Для решения данной проблемы была использована техника “spin coating” — сушка полимера на равномерно вращающейся поверхности с регулируемой частотой. Данный метод позволил удалить излишки растворителя, уменьшить пористость и улучшить образование электроактивной фазы за счет поверхностных напряжений.

Базовый раствор PVDF был изготовлен путем растворения гранул PVDF в диметилформамиде (DMF) в соотношении 1:10 при температуре 40 С в течение 60 мин до получения гомогенного раствора. Затем порошки исходных компонент магнитных и сегнетоэлектрических частиц, выбранных в нужном массовом соотношении, были просеяны через сито с размером сетки 20 μm , предварительно смешаны и добавлены в базовый раствор PVDF. Конечный раствор распределялся на вращающейся поверхности (скорость вращения 400 г.р.м) в течение времени, не превышающем 30 сек. с последующей сушкой при температуре 313К. Точные параметры для spin-coating техники подбирались исходя из вязкости раствора, которая зависела от концентрации магнитных и сегнетоэлектрических добавок.

Таким образом были изготовлены как двухкомпонентные PMN-PT/PVDF, так и трехкомпонентные композиты MnAs/PMN-PT/PVDF с общей концентрацией массовой доли добавок в матрицу PVDF в диапазоне (5÷25) %. Толщина полученных композитов находилась в диапазоне (25÷60) мкм. Отработанный в результате работ технологический композит позволяет получать мультикалорические композиты с парными МКЭ и ЭКЭ в области комнатных температур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности научный проект № (0852-2020-0032)/ (БА30110/20-3-07ИФ).

- [1] E. Stern-Taulats, T. Castán, L. Mañosa, A. Planes, N.D. Mathur, X. Moya, MRS Bull. **43** 295-299 (2018)
- [2] А.А. Амиров, А.М.Тишин, О.В. Пахомов, ФТТ **4**, 395 (2022).
- [3] M.M. Vopson, Phys. В Condens. Matter. **513**, 103-105 (2017).



Квадратные системы кагоме как полезные для развития фундаментальной науки объекты

А. Н. Васильев^{1,2}

¹ Лаборатория квантовых функциональных материалов, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

² Кафедра физики низких температур и сверхпроводимости, Московский государственный университет, Москва, Россия. vasil@lt.phys.msu.ru

Квантовый антиферромагнетик с квадратной решеткой кагоме (SKL) представляет собой редкий случай, когда можно точно установить происхождение новой физической концепции. В 2001 году Сиддхархан и Георги ввели двумерную сеть треугольников с симметрией квадратной решетки [1]. В отличие от решетки кагоме, которая представляет собой двумерную сеть треугольников с гексагональными пустотами, SKL — это двумерная сеть треугольников с альтернативными квадратными и восьмиугольными пустотами. Существует две неэквивалентных позиции для магнитных ионов, α и β , находящиеся в соотношении один к двум. Форма элементарной ячейки напоминает сюрикен, скрытое оружие ниндзя древнего времени. Как было показано численно, свойства квадратного кагоме аналогичны тем, которые обнаруживает решетка кагоме.

Для гейзенберговского квантового антиферромагнетика со спином $1/2$ предсказано резонирующее валентное состояния с триплетным зазором, заполненным континуумом низколежащих синглетных состояний. При конечных температурах предсказан также переход в фазу с упорядоченными резонансными петлями. Этот экзотический переход не запрещен теоремой Мермина — Вагнера, поскольку он связан с нарушением трансляционной симметрии.

Недавно было показано, что модель геометрически фрустрированного SKL обладает только одним термодинамически устойчивым решением для произвольных значений параметров модели. Само наличие этого уникального решения означает, что модель не может испытывать фазовые переходы первого или второго порядка, по меньшей мере, при ненулевых температурах [2]. Температурная зависимость удельной теплоемкости SKL был проанализирован Томчаком и Рихтером, которые предсказали наличие широкого

пика, расположенного при $T \sim 0,85$ J, характерного для любых низкоразмерных магнитных систем, а также второго пика при $T \sim 0,10$ J, отвечающего энергии синглет-триплетного возбуждения [3].

Долгое время исследования термодинамических свойств соединений с SKL или его производными проводились исключительно теоретическими методами, хотя и природе предусмотрены такие узоры в некоторых редких минералах. Среди этих минералов набокоит $\text{KCu}_7\text{TeO}_4(\text{SO}_4)_5\text{Cl}$ (показанный на рис. 1), атласовит $\text{KCu}_6\text{FeBiO}_4(\text{SO}_4)_5\text{Cl}$, элазмохлоит $\text{Na}_3\text{Cu}_6\text{BiO}_4(\text{SO}_4)_5$ и фавроит $\text{PbCu}_6\text{BiO}_4(\text{SeO}_3)_4(\text{OH})\text{H}_2\text{O}$. Собственно, свойства SKL в набокоите и атласовите маскируются присутствием магнитных ионов посторонних к этой сети меди или железа. Недавно, аналог атласовита, $\text{KCu}_6\text{AlBiO}_4(\text{SO}_4)_5\text{Cl}$, был синтезирован и тщательно исследован в измерениях термодинамики, спиновой релаксации мюонов и рассеяния нейтронов. Установлено, что до 58 мк это соединение сохраняется в бесщелевом квантовом спиновом состоянии.



Рис. 1. Минерал набокоит

Кроме того, новый хлорид фосфата натрия, $\text{Na}_6\text{Cu}_7\text{BiO}_4(\text{PO}_4)_4\text{Cl}_3$, содержащий как квадратные слои кагоме и межслоевые ионы меди был синтезирован гидротермальным методом. Этот материал не показывает магнитного упорядочения до 50 мК и образует квантовую спиновую жидкость, аналогичную $\text{KCu}_6\text{AlBiO}_4(\text{SO}_4)_5\text{Cl}$.

Здесь мы представляем результаты различных измерений на синтетических $\text{KCu}_6\text{AlBiO}_4(\text{SO}_4)_5\text{Cl}$, $\text{Na}_6\text{Cu}_7\text{BiO}_4(\text{PO}_4)_4\text{Cl}_3$ и $\text{KCu}_7\text{TeO}_4(\text{SO}_4)_5\text{Cl}$. Температурные зависимости магнитной восприимчивости и теплоемкости в набокоите $\text{KCu}_7\text{TeO}_4(\text{SO}_4)_5\text{Cl}$ показаны на левом и правом графиках соответственно (рис. 2).



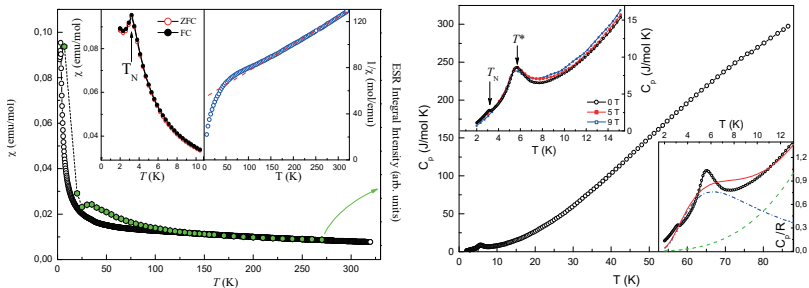


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости и теплоемкости в Набокуите

Исследования поддерживаются программой мегагрантов
Правительства Российской Федерации по проекту 075-15-2021-604.

- [1] R. Siddharthan and A. Georges, Phys. Rev. B 65, 014417 (2001).
- [2] E. Jurčišinová and M. Jurčišín, Physica A 492, 1798 (2018).
- [3] P. Tomczak and J. Richter, J. Phys. A: Math. Gen. 36, 5399 (2003).

Магнитное фазовое расслоение и его влияние на магнитокалорический эффект

П. А. Игошев¹, А. В. Лукьянов²

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

В последние годы магнитокалорическому эффекту (МКЭ) уделяется достаточно большое внимание, однако многие его аспекты остаются неясными. Одним из таких аспектов является влияние перехода первого рода, а также фазовых вкладов в величину эффекта, имеющих при соответствующем переходе первого рода фазовом расслоении (ФР). Также большой интерес представляет сценарий сосуществования ферро- и антиферромагнитного упорядочения (это может быть как сценарий наложения различных порядков (ферримagnetизм, скошенные структуры), так и расслоение с их участием [1; 2], реализующееся экспериментально) и его влияние на величину МКЭ.

В настоящей работе мы рассматриваем различные сценарии перехода первого рода для различных геометрий решеток для

второго рода. Мы обнаружили, что фазы, участвующие в ПС, имеют изменение энтропии ΔS разного знака (обратный эффект — магнитоупорядоченная фаза, прямой эффект — немагнитная фаза), см. подробности в [3].

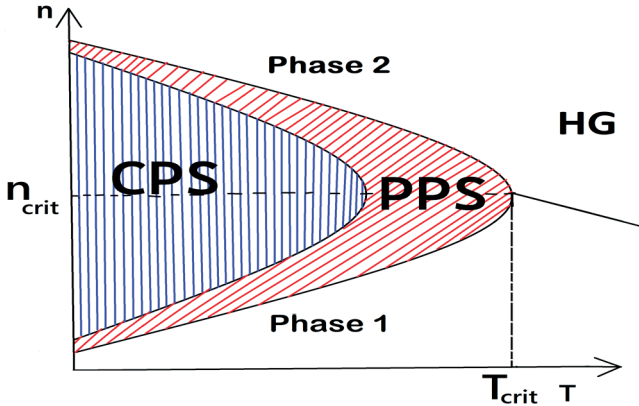


Рис. 1. Схематическое изображение окрестности трикритической точки (n_{crit}, T_{crit}) на фазовой диаграмме через температуру T — электронную концентрацию (n):

CPS — область фазового расслоения

«Фаза 1 + Фаза 2» как в нуле, так и в конечном магнитное 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

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РНФ, проект № 18-72-10098.

[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. Gilmudtinov, 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).

Применение термообработки для оптимизации магнитоэлектрической компоненты магнитоэлектрического композита

Е. Е. Ивашева¹, В. С. Леонтьев¹, М. И. Бичурин¹, В. В. Коледов²

¹ Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия. *ellen9879@yandex.ru*

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия. *victor_koledov@mail.ru*

В последние годы много публикаций посвящено исследованиям магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в магнитоэлектрично-пьезоэлектрических структурах для создания различных высокочувствительных сенсоров нового поколения. В материалах такого рода МЭ эффект проявляется как результат взаимодействия магнитоэлектрической и пьезоэлектрической фаз компонентов, т.е., в случае прямого МЭ эффекта, электрическая поляризация индуцируется внешним переменным магнитным полем в присутствии подмагничивающего поля. Значение МЭ эффекта обычно характеризуется МЭ коэффициентом по напряжению.

В монокристаллических мультиферроиках МЭ эффект незначителен и наблюдается, как правило, при низких температурах и в больших магнитных полях, что ограничивает их практическое применение. Значительно больший по величине МЭ эффект обнаружен в композитных слоистых структурах, содержащих магнитоэлектрическую и пьезоэлектрическую фазы, что открывает широкие возможности для практики. Одним из основных применений МЭ композитов являются высокочувствительные датчики магнитных полей — магнитометры.

Оптимизация МЭ свойств композитных структур представляет большой интерес для различных приложений. Основными преимуществами устройств, основанных на МЭ эффекте, являются высокая чувствительность и возможность работы при комнатной температуре. Оценка возможности оптимизации МЭ свойств композитных структур, в частности МЭ коэффициента, является важным фактором при разработке приложений на основе МЭ эффекта (датчики тока, датчики магнитного поля и т. д.).

Данный доклад посвящен применению термообработки магнитоэлектрической компоненты с целью увеличения МЭ коэффициента в

результате процесса нанокристаллизации. В качестве магнитоэлектрической компоненты МЭ композита был выбран аморфный магнитный сплав АМАГ-493 с размерами 30x10x0.02 мм, производства ПАО «Мстатор» (г.Боровичи, Россия). Термообработка проводилась в муфельной печи KSL-1200X-UL (МТИ Corp.). Вырезанные образцы аморфного сплава отжигались при различных температурах в течение 1 часа. Затем полученные пластины посредством клея БФ-2 соединялись с пластиной ЦТС-19 соответствующего размера. Полученные композитные МЭ структуры сушились в течение 24 часов при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены экспериментальные значения МЭ коэффициента по напряжению в полученных композитных структурах. Измерения проводились при помощи цифрового синхронного усилителя MFLI (Zurich Instruments).

Как видно из графика, при термообработке магнитоэлектрической компоненты наблюдается существенное увеличение значения МЭ коэффициента по напряжению. Максимальное значение МЭ коэффициента для образцов после термообработки при температуре 350 °С составило 29,52 В/(см·Э) на частоте продольного резонанса 53.4 кГц, без термообработки резонансное значение МЭ коэффициента на этих образцах составило 17,44 В/(см·Э). В результате экс-

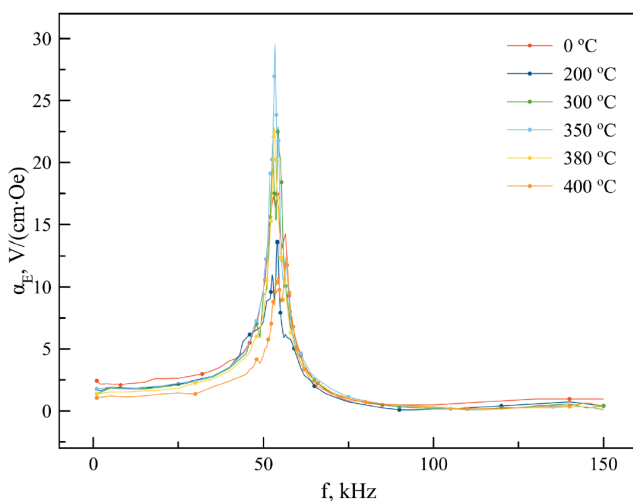


Рис. 1. Зависимость магнитоэлектрического коэффициента по напряжению от частоты переменного магнитного поля

перимента отметим, что увеличение значения МЭ коэффициента по напряжению за счет термообработки составило ~70 %. Дальнейшие исследования будут направлены на изучение процесса нанокристаллизации в аморфных магнитных сплавах.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ,
проект № 22-25-20224.*

Магнитные свойства сплавов Fe-Ni из метеорита «Челябинск»

Г. А. Савостеенко, С. В. Таскаев

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия.
galina.kiseleva40@gmail.com

Метеорит «Челябинск», упавший 15 февраля 2013 года, был уникальным по своим масштабам явлением и вызвал огромный общественный и научный интерес. Челябинский метеорит отнесен к обыкновенным хондритам группы LL петрологического типа 5 [1]. В своем составе метеорит содержит набор магнитных минералов Fe-Ni сплавы, Fe-сульфиды (прежде всего троилит, а также пирротин).

Фаза тетратенита (FeNi), наблюдаемая в основном в метеоритах, обладает уникальными магнитными характеристиками и является природным безредкоземельным постоянным магнитом [2]. Применение таких материалов в промышленности вызовет технологическую революцию. Однако промышленной технологии его синтеза на сегодняшний день не существует. Результаты исследования могут быть применены для лабораторного синтеза новых материалов или лечь в основу дальнейших теоретических исследований.

В этой работе было проанализировано множество фрагментов металлических включений метеорита «Челябинск», среди них были найдены и отделены частицы сплавов Fe-Ni, близкие по составу к Fe₅₀Ni₅₀.

Исследования были направлены на поиск высококоэрцитивной фазы тетратенита, наблюдаемой исключительно в метеоритах. На рис. 1 приведены оптические изображения типичных фрагмен-

тов метеорита Челябинск. С помощью сканирующей электронной микроскопии (SEM) и энерго дисперсионной спектроскопии (EDX) были найдены девять различных частиц интерметаллических включений Fe-Ni с близким к 50:50 at.% составом. Частицы Fe-Ni, пронумерованные на рис. рис. 2, имеют соответствующий химический состав $\text{Fe}_{70.3}\text{Ni}_{21.7}\text{Si}_{4.8}$ (спектр 1), $\text{Fe}_{59.6}\text{Ni}_{35.5}\text{Si}_{2.4}$ (спектр 2), $\text{Fe}_{70.8}\text{Ni}_{22.1}\text{Si}_{4.1}$ (спектр 3), $\text{Fe}_{63.1}\text{Ni}_{30.5}\text{Si}_{6.4}$ (спектр 4), $\text{Fe}_{60.0}\text{Ni}_{33.4}\text{Si}_{6.6}$ (спектр 5), $\text{Fe}_{60.3}\text{Ni}_{37.4}\text{Si}_{2.3}$ (спектр 6), $\text{Fe}_{58.4}\text{Ni}_{37.6}\text{Si}_{4.0}$ (спектр 7), $\text{Fe}_{57.1}\text{Ni}_{39.8}\text{Si}_{3.2}$ (спектр 8), $\text{Fe}_{60.3}\text{Ni}_{38.1}\text{Si}_{1.6}$ (спектр 9). Лучший кандидат среди найденных частиц Fe-Ni была помечен номером 8 (Fe/Ni = 58,9/41,1 at. %). Тем не менее все частицы были извлечены из окруженных силикатов, представляющих в основном фазы оливинов и пироксенов и исследованы с помощью вибрационной магнитометрии и золь-гель метода.

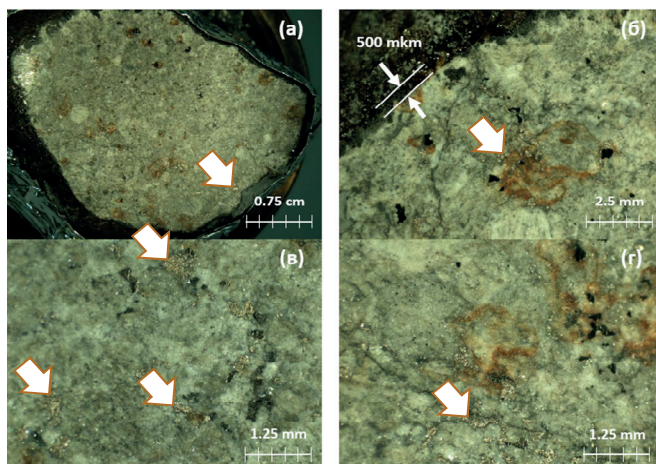


Рис. 1. Оптическая микроскопия фрагментов метеорита «Челябинск» (стрелками показаны металлические включения сплавов Fe-Ni)

Кристаллическая структура обнаруженных включений может быть либо кубической A1, либо тетрагональной L10. Доменная структура получена золь-гель методом (коллоидный раствор Fe_2O_3 на водной основе). Видно, что структура доменов $\text{Fe}_{59}\text{Ni}_{41}$ четко указывает, что данная включение кубический неупорядоченную фазу A1, т. к. домены имеют типичную полосовую структуру магнитных доменов, которая является общей для кубических магнитов. Результаты магнитных измерений подтвердили отсутствие тетрагональной

Моделирование системы откачки высокоскоростного вакуумного транспорта

Д. А. Калинин, О. В. Белова

Московский государственный технический университет
им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия. *dakalinkin@yandex.ru*

Вакуумная система высокоскоростного вакуумного транспорта — система с объектом откачки большой протяженности, к которому с определенной периодичностью подключаются средства откачки с целью поддержания на всем протяжении уровня вакуума в заданном диапазоне. Уровень вакуума в замкнутом объеме высокоскоростного транспорта на магнитной подушке также поддерживается с помощью периодичной установки системы вакуумных насосов. Представлена разработка концептуальной и математической моделей системы откачки вакуумного транспортного трубопровода, на основе которых проводится анализ влияния конструкционных материалов на состав и требуемую мощность системы откачки.

Протяженные периодические системы вакуумной откачки встречаются в разных отраслях промышленности: на производстве вакуумных приборов, в линиях коллекторной откачки имитационных и технологических вакуумных камер, в исследовательских ускорительно-накопительных комплексах. Выбор состава и материала такой вакуумной системы определяется требованиями по допустимому составу остаточных газов, по диапазону рабочих давлений, времени рабочего процесса и доступным средствам откачки при ограниченных финансовых затратах.

Рассмотрены основные допущения, математическая модель периодической вакуумной системы, варианты её применения.

Разработанная модель позволяет определить зависимость среднего давления в вакуумном трубопроводе от времени, что позволяет прогнозировать график работы средств откачки.

На примере распределенной периодической вакуумной системы показана возможность применения разработанной модели на этапе проектных расчетов для подбора геометрических размеров, материалов и средств вакуумной откачки при соблюдении ограничений на требуемые параметры. Рассматриваются различные материалы с близкими прочностными параметрами. Проведена оценка параметров вакуумной системы из различных материалов, а также их влияния на потребляемую средствами откачки мощность.

- [1] Belova O.V., Vulf M.D. *Procedia Engineering*, **152**, 276-280 (2016).
- [2] Воробьев И.А., Кондратенко Р.О., Нестеров С.Б., Белоконов А.М. Бюллетень объединенного ученого совета ОАО «РЖД», №4, 18-24. (2016).
- [3] Kalinkin D.A., Belova O.V., Andreev R.O. *AIP Conference Proceedings*, **2007**, 030034 (2018).
- [4] Калинин Д.А., Белова О.В., Нестеров С.Б., Горюнов С.В., Вульф М.Д. Трубопроводная арматура и оборудование, № 6 (117), 66-68 (2021).

Намагничивание сверхпроводников — метод получения низких температур

А. П. Каманцев¹, В. В. Коледов¹, В. Г. Шавров¹, А. Г. Гамзатов²

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

² Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия. *gamzatov_adler@mail.ru*

Исследование сверхпроводимости в первые два десятилетия после ее открытия продвигалось по современным меркам довольно медленно [1], например, эффект Мейсснера был обнаружен лишь в 1933 г., т. е. через 22 года после открытия сверхпроводимости. Только после этого стало ясно, что металл в нормальном и сверхпроводящем состояниях можно рассматривать как две фазы вещества в термодинамическом смысле этого понятия. В результате в 1934 г. пришли к так называемому двухжидкостному подходу к сверхпроводникам и было записано соотношение (пренебрегая намагничиванием нормальной фазы)

$$F_{n0}(T) - F_{s0}(T) = \frac{H_{cm}^2(T)}{8\pi}, \quad (1)$$

где F_{n0} и F_{s0} — плотности свободной энергии (при отсутствии поля) соответственно в нормальной и сверхпроводящей фазах, а H_{cm} — критическое магнитное поле, разрушающее сверхпроводимость. Дифференцирование выражения (1) по T приводит к выражению для разности энтропии

$$S_n - S_s = -\frac{H_{cm}}{4\pi} \frac{dH_{cm}}{dT}. \quad (2)$$

Производная dH_{cm}/dT всегда отрицательна, поэтому энтропия сверхпроводящей фазы меньше или равна (в точке перехода $H_{cm} = 0$) энтропии нормальной фазы. Изотермическое разрушение сверхпроводимости магнитным полем сопровождается поглощением тепла $Q = T(S_n - S_s)$, тогда получим

$$Q = -T \frac{H_{cm}}{4\pi} \frac{dH_{cm}}{dT}. \quad (3)$$

В отсутствие магнитного поля ($H_{cm} = 0$) теплота превращения $Q = 0$, так как при T_C производная dH_{cm}/dT сохраняет конечное значение. Переход в сверхпроводящее состояние в этом случае является фазовым переходом 2-го рода. В магнитном поле этот переход сопровождается поглощением тепла, а обратный — выделением тепла и является фазовым переходом 1-го рода. Таким образом, сверхпроводник представляет собой вещество, с помощью которого методом адиабатического/изотермического намагничивания можно проводить охлаждение. Для олова было получено превосходное согласие между значениями Q , найденными калориметрически и рассчитанными по кривой $H_{cm}(T)$ [2]. Впервые адиабатический магнитокалорический эффект в сверхпроводящем олове был продемонстрирован в 1934 г. [3], а его максимальное значение составило $\Delta T = 0,33$ К при $T = 2,5$ К в критическом магнитном поле $H_{cm} \sim 167$ Э, которое можно оценить ($T_C = 3,72$ К, $H_{cm}(0) = 305$ Э) по формуле

$$H_{cm}(T) = H_{cm}(0) \left[1 - (T/T_C)^2 \right]. \quad (4)$$

Так как теплоёмкость $C = T(dS/dT)$, тогда из (2) разность теплоёмкостей сверхпроводящей и нормальной фаз

$$\Delta C = \frac{T}{4\pi} \left[H_{cm} \frac{d^2 H_{cm}}{dT^2} + \left(\frac{dH_{cm}}{dT} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

В отсутствие магнитного поля, то есть при $T = T_C$, получим из-

Силовая криостатическая система для магнитолевитационного транспорта на основе высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO

Д. А. Карпухин^{1,2}, Д. А. Суслов^{1,2}, А. О. Петров^{1,2},
Ю. А. Терентьев^{1,2}, В. Г. Шавров^{1,2}, В. В. Коледов^{1,2},
И. В. Бабачаназ², И. П. Малашин², В. К. Балабанов²,
В. С. Ларюхин², С. Г. Ясев³, В. С. Захвалинский⁴

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

² НТУ Сириус, Сочи, Россия

³ АО ОКБ «АСТРОН» Москва, Россия.

⁴ Белгородский государственный национальный исследовательский уни-
верситет. *interceptor1986@mail.ru*

Успехи последних лет в области физики и технологии магнитных функциональных магнитных материалов, стимулируют многочисленные прикладные исследования в различных областях от энергетики до медицины. Особое значение применение таких новых материалов, как сверхпроводники, постоянные магниты, магнитокалорические материалы может иметь для создания перспективного сверхскоростного наземного вакуумного магнитолевитационного транспорта (ВМЛТ), от которого ожидают одновременно резкого повышение скорости движения и снижения удельных энергозатрат [1]. К силовой криостатической системе, которая по существу является движителем магнитолевитационного транспортного средства, предъявляются весьма жесткие противоречивые требования: высокий вакуум и сверхнизкие тепловые притоки в криостат и одновременно высокая механическая прочность и надежность. Цель работы — экспериментальное исследование конструкции криостата и процесса магнитной левитации криостата с элементами из керамики высокотемпературного сверхпроводника Y-Ba-Cu-O на макете трассы из линеек постоянных магнитов на основе Nd-Fe-B.

Принцип работы магнито-левитационной транспортной системы основан на использовании явления магнитной левитации высокотемпературных сверхпроводников второго рода (рис. 1). Над трассой, собранной из постоянных магнитов, охлаждается криостат с высокотемпературным сверхпроводником (ВТСП) состава YBaCuO

(рис. 2.). Температура перехода ВТСП в сверхпроводящее состояние равно 93 К, что позволяет охлаждать криостат жидким азотом.

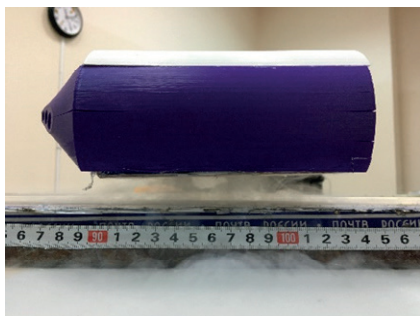


Рис. 1. Принцип магнитной левитации

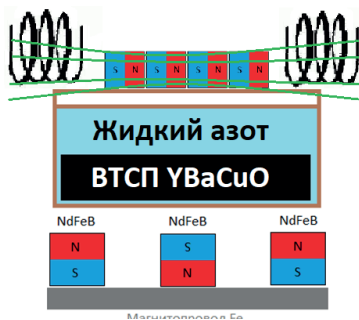


Рис. 2. Разрез трассы МЛТ с управляемым разгоном и торможением

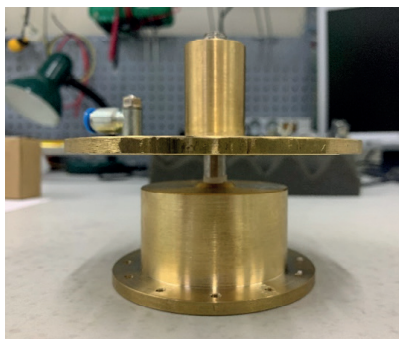


Рис. 3. Вакуумный криостат в разборе



Рис. 4. Внешний вид вакуумного криостата

На рис. 3 изображен вакуумный разборный криостат. Он состоит из двух цилиндрических латунных камер, соединительной трубки из нержавеющей стали и вакуумного клапана. На дне малого цилиндра закрепляется ВТСП. Сам цилиндр подвешен на трубке, которая является и заливной горловиной для жидкого азота. Большой цилиндр соединяется с малым только в верхней части трубки и между ними с помощью клапана и вакуумного насоса откачан воздух. Такая конструкция позволяет увеличить время испарения жидкого азота и соответственно увеличить время левитации.



Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, НТУ «Сириус», ОАО «РЖД» и Образовательного фонда «Талант и успех» в рамках научного проекта № 20-37-51005.

[1] Терентьев Ю.А. и др. Транспортные системы и технологии. Т. 5. №. 4. (2019).

Термическое сопротивление контакта разъёмной контактной пары в криогенной области температур

К. А. Колесов¹, А. В. Маширов², А. С. Кузнецов², А. О. Петров²,
О. В. Белова¹, В. В. Коледов², В. Г. Шавров²

¹ Московский государственный технический университет
им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия. *kolesovkka@mail.ru*

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

В данной работе исследуется контактное термическое сопротивление (контактная теплопроводность) пары из медных дисков. Разъёмная контактная пара представляют собой модель теплового ключа, в котором передача тепла реализуется за счёт контактной теплопроводности. В данном устройстве реализован принцип механического теплового ключа, при котором контакт обеспечивается за счёт возвратно-поступательного перемещения одной из контактирующих пар с помощью линейного электродвигателя. Исследуется температурная область 60–80 К, близкая к фазовому превращению соединений $DyAl_2$ и $GdNi_2$. В работе также было экспериментально определено контактное термическое сопротивление пары Cu-Cu при воздействии внешнего магнитного поля 5 Тл. Перед проведением эксперимента контактные поверхности были отполированы алмазной пастой до шероховатости Ra 0,04. Был реализован метод измерения контактного термического сопротивления в нестационарных условиях. Для измерения температуры вдоль оси медного диска контактной пары использовались температурный датчик «Сернох» и дифференциальная микротермопара (см. рис. 1).

В результате эксперимента величина контактной теплопроводности составила 2300—3300 Вт/(м²·К). Полученные результаты

согласуются с литературными данными [1] в исследуемом температурном диапазоне для неразъемной контактной пары Cu-Cu. Измерения были выполнены в вакууме, чтобы избежать конвективного теплообмена.



Рис. 1. Монтаж элемента контактной пары Cu-Cu

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10197).

[1] E. Gmelin et al. J. Phys. D: Appl. Phys. 32, R19–R43 (1999).

Оценка потенциальной холодопроизводительности магнитного криогенного рефрижератора

А. В. Маширов¹, Ю. С. Кошкидько², А. С. Кузнецов¹,
И. И. Мусабилов³, А. П. Каманцев¹, В. В. Коледов¹, В. Г. Шавров¹

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

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур ПАН, Вроцлав, Польша. yurec@mail.ru

³ Институт проблем сверхпластичности металлов Российской академии наук, Уфа, Россия. irekmusabirov@mail.ru

Развитие новых прямых методов исследования магнитокалорического эффекта [1—5] позволяет с рядом допущений провести

оценку потенциальной холодопроизводительности магнитных холодильников и рефрижераторов. Например, используемый в вышеприведенной литературе прямой метод определения квазиизотермического выделения или поглощение тепла при намагничивании или размагничивании магнетиков в области фазовых переходов в результате магнитокалорического эффекта дает значение удельного количества тепла, которое может быть передано испарителю (горячему теплообменнику) в изотермических условиях при намагничивании или отобрано от конденсатора (холодного теплообменника) в изотермических условиях при размагничивании при реализации цикла охлаждения. Циклом охлаждения в таком случае может быть цикл Эриксона из двух изотерм (в нашем случае квазиизотерм) и двух изополевых процессов.

Цикл, описанный выше Э будет является идеальным. Реальный цикл будет отличаться от идеального вследствие следующих потерь: 1) потери температурного напора при передаче тепла с помощью теплового ключа; 2) зависимости магнитокалорического эффекта (внутреннего охлаждения) от температуры; 3) неизотермичности процессов квазиизотерм, 4) потери вследствие конечного времени теплопередачи; 5) потери от теплообмена с окружающей средой, 6) потери вызванные магнитотепловыми эффектами (эффект Риги — Ледюка), когда в тепловом ключе результирующий вектор теплового потока не направлен нормально к поверхности и может отклоняться в зависимости от ориентации магнитного поля.

В работе [1] представлены результаты исследования квазиизотермического выделения тепла Δq в поликристаллическом образце $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$. Было получено максимальное значение $\Delta q = 6,1$ кДж/кг при 313 К в поле 14 Тл в режиме охлаждения после нагрева до 350 К. В работе [2] представлены результаты исследования квазиизотермического выделения тепла в монокристалле $MnAs$ в температурном диапазоне магнитных фазового перехода первого рода 280-350 К в магнитных полях до 10 Тл. Максимальное значение $\Delta q = 9300$ Дж/кг достигается при 318 К в магнитном поле 10 Тл. Максимальное значение, достигаемое при термоциклировании $\Delta q = 9000$ Дж/кг при температуре 313 К, т.е. наблюдается температурный гистерезис Δq . Полученные в данной работе значения Δq для монокристалла $MnAs$ в 1,5—2 раза превышают значения сплавов Гейслера и гадолиния, которые были исследованы прямым методом ранее [3—5]. Так, для гадолиния было получено значение $\Delta q = 5900$ Дж/кг в магнитном поле 14 Тл [4]. В работе [3] по-



казаны результаты измерения Δq прямым методом в $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ в диапазоне 290—360 К в магнитном поле 14 Тл и что максимальное значение переданного тепла $\Delta q = 4900$ Дж/ кг при 343 К. В работе [5] показаны результаты измерения Δq прямым методом в $\text{Ni}_{43}\text{Mn}_{37.9}\text{In}_{12.1}\text{Co}_7$ в магнитном поле до 14 Тл, максимальное значение $\Delta q = -1600$ Дж/ кг при 273 К при 8 Тл.

Используя вышеописанный метод определения Δq , была проведена серия экспериментов для криогенной области температур 10–120 К в магнитном поле 5, 10 и 14 Тл для поликристаллического образца DyAl_2 . Показано, что в магнитном поле 14 Тл значение $\Delta q = 3200$ Дж/кг при температуре Кюри около 60 К. При проведении эксперимента для обеспечения теплового контакта использовалось небольшое количество серебряной эпоксидной смолы. Контактная теплопроводность данного интерфейса может быть равно не менее $\text{TCC} = 2000$ Вт/(м²К) при температуре около 60 К [6]. Из значения контактной теплопроводности вычисляется потеря температурного напора. Данная потеря температурного напора зависит как и контактная теплопроводность от толщины интерфейса, шероховатости контактирующих поверхностей, силы прижатия теплового контакта, свойств поверхностных оксидных пленок, уровня вакуума, что обуславливает ошибку экспериментального определения Δq и последующее применения значения Δq для оценки потенциальной холодопроизводительности магнитного криогенного рефрижератора.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10197).

- [1] Yu S. Koshkid'ko et al. J. Alloys Compd 904, 164051 (2022).
- [2] Yu S. Koshkid'ko et al. J. Alloys Compd 798, 810-819 (2019).
- [3] A.P. Kamantsev et al. J. Appl. Phys. 117, 163903 (2015).
- [4] A.P. Kamantsev et al. Solid State Phenom. 233–234, 216 (2015).
- [5] A. Kamantsev et al. EPJ Web Conf. 75, 04008 (2014).
- [6] E. Gmelin et al. J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, R19–R43 (1999).



Захват магнитного потока в образце керамики ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$ в условиях двухстороннего экранирования магнитным материалом

А. О. Петров, А. В. Маширов, В. В. Коледов, В. Г. Шавров

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.
alexandrpetrov291094@gmail.com

Твердотельные криогенные системы нового поколения требует разработки источников сильных магнитных полей, превышающих по напряженности постоянные магниты. Потенциальным кандидатом для таких систем являются сверхпроводящие постоянные магниты, выполненные из лент или объемных керамических элементов из ВТСП, в частности $YBa_2Cu_3O_7$.

Целью данной работы является экспериментальное исследование процесса захвата магнитного потока, измерение скорости релаксации магнитной индукции при захвате потока и изучение сопутствующих релаксации эффектов в твердотельном сверхпроводящем керамическом материале с ВТСП в условиях двухстороннего экранирования магнитным материалом (см. рис. 1).



Рис. 1. Схема эксперимента по захвату магнитного потока в образцах ВТСП керамики

Эксперимент планируется проводить на основе криомагнитной системы с магнитным полем 10 Тл и рефрижератором на цикле

Динамика и изменение структуры вихрей в спин-трансферном наноосцилляторе

Е. Г. Екомасов¹, К.А. Звездин², С. В. Степанов¹,
Г. И. Антонов¹, В. В. Мухамадеева¹

¹ Башкирский государственный университет. Уфа, Россия.

EkomasovEG@gmail.com

² Институт общей физики РАН имени А. М. Прохорова, Москва, Россия.

В настоящее время одним из перспективных технических устройств для спинтроники, является микроволновой спин-трансферный наноосциллятор (СТНО) [1—3]. В его основе обычно лежат мультислойные наностолбики, которые имеют два магнитных слоя различной толщины, разделенных немагнитной прослойкой [3]. В магнитных слоях может существовать, как основное состояние, магнитный вихрь. Появилось много работ, посвященных исследованию вихревых СТНО, когда вихрь существует в каждом из магнитных слоев (см., например, [3—6]). Показано, что для системы из двух взаимодействующих магнитостатически магнитных вихрей магнитных дисков, динамика вихрей может кардинально измениться по сравнению с одновихревым СТНО. Также экспериментально показана возможность раздельного переключения полярности каждого из вихрей при совместном приложении магнитного поля и спин-поляризованного тока.

Исследуемые в данной работе СТНО имеют магнитные слои из пермаллоя толщиной 4 нм и 15 нм (содержащие магнитные вихри) разделенные немагнитной прослойкой меди разной толщины. С помощью численного решения обобщенного уравнения Ландау-Лифшица изучена динамика двух магнитостатически связанных магнитных вихрей под действием внешнего магнитного поля и спин-поляризованного электрического тока. Рассмотрено влияние изменения толщины немагнитной прослойки на связанную динамику вихрей на примере СТНО малого диаметра. Показано, что при увеличении толщины немагнитной прослойки наблюдается уменьшение величины критических токов, а диапазон токов, при котором наблюдается стационарный режим связанных колебаний вихрей, увеличивается.

Также исследован процесс переключения полярности магнитных вихрей при совместном воздействии спин-поляризованного тока и

Фрактальный анализ доменной структуры Vi:ФГ пленки до и после термического воздействия

А. Д. Зигерт, А. И. Иванова, Н. Б. Кузьмин,
Е. М. Семенова, Н. Ю. Сдобняков

Тверской государственной университет, Тверь, Россия.
nsdobnyakov@mail.ru

При изучении физических характеристик на микро- и наноровне существует проблема описания наблюдаемых структур, в том числе, доменной структуры (ДС) с помощью универсальной величины, характеризующей развитость наблюдаемой структуры. Такой характеристикой может служить фрактальная размерность (ФР) [1; 2]. В работах [3; 4] аппарат фрактальной геометрии уже использовался нами для описания ДС висмут-содержащих ферритгранатовых пленок (Vi:ФГ).

В данной работе была поставлена задача исследовать изменение ФР ДС Vi:ФГ пленки в процессе термического воздействия при трансформации доменов из лабиринтной в цилиндрическую ДС. Изображения доменов регистрировались магнитооптическим методом полярного эффекта Керра. Нагревание осуществлялось от температуры 24 °С до температуры превышающей температуру магнитного упорядочения пленки (150 °С), с последующим охлаждением до комнатной температуры. В процессе охлаждения на поверхности пленки формировалась цилиндрическая ДС. В работе сравнивались ФР, рассчитанные по изображениям ДС, полученным при комнатной температуре до и после цикла нагрев-охлаждение. Показано, что, несмотря на то что конфигурация доменов изменяется, величина ФР пленки возрастает незначительно от 1,80 (лабиринтная ДС) до 1,84 (ЦМД).

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения ГЗ в сфере научной деятельности (проект № 0817-2020-0007).

- [1] E.M. Semenova, et al., J. Phys. Conf. Ser., **1658**, 012050 (2020).
- [2] E.M. Semenova, et al., Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys., **85**, 955 (2021).
- [3] A.D. Zigert, et al., Phys. Chem. Aspects Stud. Clusters, Nanostruct. Nanomater., **13**, 134 (2021).
- [4] A.D. Zigert, et al., J. Supercond. Nov. Magn. (2022).

Флуктуационное излучение гиротропного полупространства

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

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

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

В настоящее время существует множество работ, посвящённых изучению эффектов флуктуационной электродинамики. Здесь стоит отметить работы А. И. Волокитина и Б. Н. Дж. Перссона по изучению радиационной передачи тепла и бесконтактного трения между наноструктурами [1]. Исследование термостимулированных полей твёрдых тел, выполненные Е. А. Виноградовым и И. А. Дорофеевым [2]. Г. В. Дедков и А. А. Кясов провели обширную серию исследований, посвящённых изучению радиационного теплообмена и ван-дер-ваальсового взаимодействия изотропных тел в конфигурация пластина–пластина и частица–пластина [3, 4], в том числе подробно описали структуру флуктуационного поля однородного изотропного полупространства, граничащего с вакуумом.

В интересах развития низкоразмерной электроники необходимо исследовать флуктуационные поля анизотропных сред, так как большинство материалов в этой области являются именно анизотропными. Причём среди анизотропных материалов большой интерес представляют магнитоактивные материалы, свойства которых можно регулировать внешним магнитным полем. Этим и обусловлена актуальность данной работы, целью которой является расчёт флуктуационного поля вблизи поверхности гиротропного полупространства, граничащего с вакуумом.

Рассматривается материальная среда, заполняющая полупространство $z < 0$ и имеющая следующие параметры (рис. 1): $\mu_1 = 1$ —

магнитная проницаемость среды, $\varepsilon_1 = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}$ — диэлектри-

ческая проницаемость среды, T — температура среды. Область $z > 0$ занимает вакуум. Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси z .

Компоненты диэлектрической проницаемости определяются следующим образом:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{2} \left(\frac{1}{\omega^2 - \omega\omega_c - i\omega\nu_{\text{эфф}}} + \frac{1}{\omega^2 + \omega\omega_c - i\omega\nu_{\text{эфф}}} \right)$$

$$g = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega + \omega_c - i\nu_{\text{эфф}})(\omega - \omega_c - i\nu_{\text{эфф}})}$$

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\nu_{\text{эфф}}}$$

Для расчёта корреляционных функций спектральных амплитуд флуктуационного поля воспользуемся теорией Ландау–Лифшица. Учитывая условия непрерывности тангенциальных компонент напряжённостей \mathbf{E} и \mathbf{H} на границе $z = 0$, а также условиям обращения поля в нуль на бесконечности, найдем компоненты запаздывающей функции Грина для рассматриваемой конфигурации.

В качестве примера была выбрана диэлектрическая проницаемость материала CdCr_2Se_4 . Так имеем следующие параметры:

$$T = 300 \text{ К}; \nu_{\text{эфф}} = 10^{15} \text{ с}^{-1}; \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2}{0.15 m_e}}; \omega_c = \frac{|e|H_0}{0.15 m_e c}; n_s = 10^{18} \text{ см}^{-3};$$

H_0 — амплитуда внешнего магнитного поля; e — заряд электрона; m_e — масса электрона; c — скорость света в вакууме.

Результаты расчётов представлены на графике на рис. 1. По графику видно, что внешнее магнитное поле влияет на значение плотности электромагнитных флуктуаций гиротропной среды, только при $\omega_c > \omega_p$. На рис. 1. пунктирная линия соответствует Эрстед, что является довольно большой величиной.

Перемагничивание цепочки наночастиц сверхкороткими упругими импульсами

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

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

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

Магнитоупругое взаимодействие на сегодняшний день очень хорошо исследовано в большом количестве разнообразных материалов [1; 2]. Оно может приводить как линейному взаимодействию упругих и спиновых волн (связанные магнитоупругие волны), так и к нелинейным эффектам, связанным с возбуждением нелинейной динамики намагниченности (в том числе, перемагничиванием) при помощи упругих импульсов. Так, например, недавно была теоретически продемонстрирована [3] возможность переключения намагниченности в эллипсоидальной наночастице никеля при помощи оптически индуцированного ультракороткого импульса поверхностной магнитоупругой волны. Для наблюдения переключения нужно добиться определенного соотношения между длительностью импульса и максимальной величины упругих смещений, время переключения также зависит от их соотношения.

В настоящей работе представлены результаты исследований, логически продолжающих работу [3]. Мы рассматриваем цепочку магнитных эллипсоидальных наночастиц, жестко закрепленных на подложке, по которой распространяется ультракороткий импульс поверхностной упругой волны. При прохождении импульса через частицу, в ней возникает эффективное магнитное поле за счет магнитострикции. Между магнитными наночастицами присутствует магнитное диполь-дипольное взаимодействие, которое накладывает ряд особенностей на рассматриваемую структуру и существенно отличает ее от единичной наночастицы. Схема рассматриваемой структуры приведена на рис. 1, а. Вся система наночастиц помещена во внешнее магнитное поле, которое приводит к наклону равновесных состояний намагниченности в каждой частице и приводит к снижению энергетического барьера между этими двумя состояниями, что делает возможным переключение между положениями равновесия даже относительно слабыми импульсами.

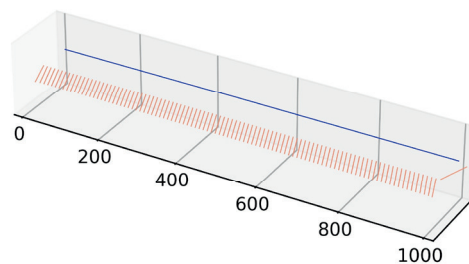
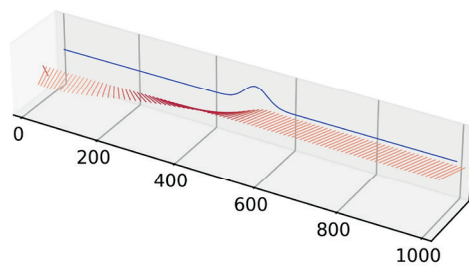
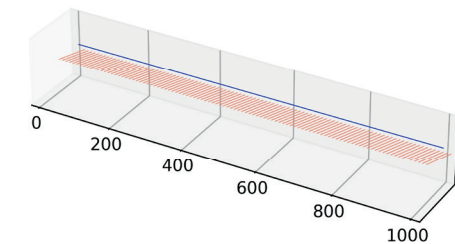
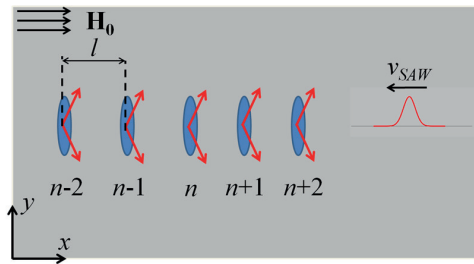


Рис. 1. Схема цепочки наночастиц. Красными стрелками показаны две равновесные ориентации намагниченности в каждой наночастице.

Ниже показаны конфигурации намагниченностей 100 наночастиц до, во время и после прохождения импульса сверху вниз соответственно



Для исследования динамического поведения в такой системе необходимо решить уравнения Ландау — Лифшица — Гильберта для намагниченности каждой частицы цепочки:

$$\frac{d\mathbf{M}_n}{dt} = -\gamma \left[\mathbf{M}_n, \mathbf{H}_{eff,n} \right] + \alpha \left[\mathbf{M}_n, \frac{d\mathbf{M}_n}{dt} \right], \quad (1)$$

$$\mathbf{H}_{eff,n} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{d,n} + \mathbf{H}_{me,n} + \mathbf{H}_{d-d,n}$$

Здесь $\mathbf{H}_0 = (H_0, 0, 0)$ — постоянное внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{d,n} = (-N_x M_{x,n}, -N_y M_{y,n}, -N_z M_{z,n})$ — размагничивающее поле, Nx_i — размагничивающие факторы наночастицы, $\mathbf{H}_{me,n} = (-2b_1 e_{xx} M_{x,n}, 0, 0)$ — поле, создаваемое упругим импульсом $e_{xx}(x,t)$ за счет магнитоупругого взаимодействия, b_1 — константа магнитоупругого взаимодействия, $\mathbf{H}_{d-d,n} = l^3 (2 \sum_{k \neq n} M_{x,k} / |n-k|^3, - \sum_{k \neq n} M_{y,k} / |n-k|^3, - \sum_{k \neq n} M_{z,k} / |n-k|^3)$ — эффективное поле, возникающее в системе за счет диполь-дипольного взаимодействия.

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.

Численный анализ показал, что в зависимости от ширины и силы импульса возможно как переключение всей цепочки, так и сложная нелинейная динамика с последующим возвращением в исходное состояние. Из-за того, что вблизи концов цепочки поле диполь-дипольного взаимодействия слабее его значений в середине цепочки, возможно переключение центральной части цепочки при неизменных значениях намагниченности вблизи ее краев.

Работа выполнена в рамках государственного задания (договор № 075-01391-22-00), численное моделирование проведено за счет средств РФФ, проект № 22-19-00355.

- [1] Е.А. Туров, В.Г. Шавров, УФН **140**, 429 (1983).
- [2] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров, УФН **167**, 735 (1997).
- [3] V. S. Vlasov et al., PRB **101** (2) 024425 (2020).

Монте-Карло моделирование одномерного мультиферроика на подложке

И. В. Бычков, И. В. Мальцев

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

В работе представлено теоретическое исследование влияния подложки на электрическую поляризацию и структуру одномерного мультиферроика. Для 1D мультиферроика была применена модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями ближайших и следующих. Влияние подложки моделировалось с помощью периодического потенциала Френкеля — Конторовой.

Примером 1D мультиферроика может служить соединение $\text{Ca}_3\text{CoMnO}_6$. В работах [1; 2] было подтверждено возникновение сегнетоэлектричества в результате изменения расстояний Co-Mn и магнитного упорядочения *up-up-down-down*, а в работе [3] экспериментально обнаружено появление сегнетоэлектричества в кристалле $\text{Ca}_3\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_6$ ($x = 0,96$).

Гамильтониан исследуемой модели записывается как

$$H = -\sum_{(i,j)} J_{FM}(r_{ij})s_i s_j - \sum_{[i,k]}^{Mn} J_{AF_{Mn}} s_i s_j - \sum_{[i,k]}^{Co} J_{AF_{Co}}(r_{ij})s_i s_j - hg\mu_B \sum_i s_i - E \sum_i qd_i + \frac{1}{2}k \sum_i d_i^2 - \alpha_{FK} \sum_i \cos\left(\frac{2\pi(i + d_i)}{b_{FK}}\right),$$

где первые 3 слагаемы описывают конкурирующие ФМ и АФМ взаимодействия. Четвёртое и пятое слагаемые представляют собой энергии магнитного и электрических полей соответственно, шестое слагаемое — упругая энергия, последнее слагаемое описывает периодический потенциал подложки.

Влияние подложки на электрическую поляризацию показано на рис. 1. Были рассмотрены 2 случая, когда период потенциала подложки был больше и меньше межатомного расстояния r_0 на 5 %. Можно заметить, что потенциал подложки уменьшает макроскопическую поляризацию тем больше, чем больше амплитуда потенциала. Однако отклонение периода потенциала от постоянной решётки в сторону увеличения или в сторону уменьшения действует на величину ослабления поляризации одинаково.

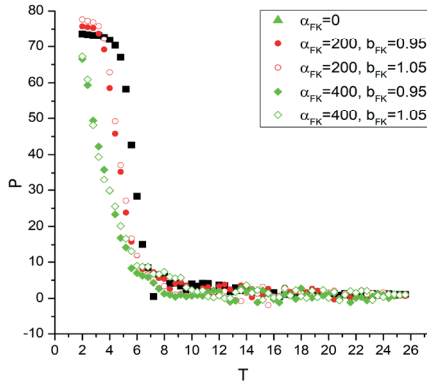


Рис. 1. Температурная зависимость поляризации при учёте влияния подложки

Дальнейший анализ показал различное влияние доменов с четной и нечетной длиной на электрическую поляризацию. Магнитные домены с нечетным количеством спинов способствует образованию смещений противоположных направлений, тем самым уменьшая макроскопическую поляризацию.

Для исследования структуры 1D мультиферроика была введена функция $SDN(n_s)$, показывающую количество магнитных доменов с длиной n_s . На рис. 2 представлено распределение магнитных доменов с длиной от 2 до 5 спинов в зависимости от температуры без подложки и при её наличии.

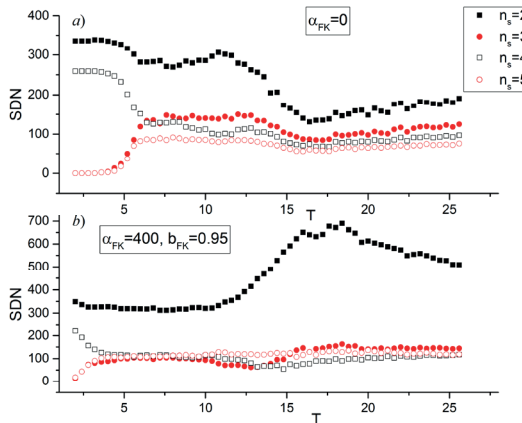


Рис. 2. Зависимость функции SDN от температуры с n_s от 2 до 5: (а) без потенциала подложки, (б) при наличии потенциала подложки

Несмотря на значительное увеличение числа магнитных доменов длиной $n_s = 2$ вблизи магнитного фазового перехода ($T_p \approx 16$) при появлении потенциала подложки, поляризация системы значительно не увеличивается. Смещения, образованные магнитными доменами с чётными n_s компенсируются противоположно направленными смещениями, образованными доменами с нечётным n_s .

Работа поддержана грантом РФФ 22-19-00355.

- [1] H. Wu, T. Burnus, Z. Hu, [et al.], Phys. Rev. Lett. **102**, 026404 (2009).
- [2] Y. Zhang, H. J. Xiang, M.-H. Whangbo, Phys. Rev. B **79**, 054432 (2009).
- [3] Y. J. Choi, H. T. Yi, S. Lee, [et al.], Phys. Rev. Lett. **100**, 047601 (2008).

Невзаимность распространения обменных спиновых волн в антиферромагнитной сверхрешетке

В. Δ. Пойманов

Институт синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова
РАН, Москва, Россия. Vladislav.Poymanow@yandex.ru

Принципиальной основой работы любого логического устройства является возможность дифференцировать, по меньшей мере, два его состояния. Так, например, в электронике логические «ноль» и «единица» идентифицируются с отсутствием и наличием тока. Наличие специфических для передачи сигналов свойств у обменных спиновых волн (ОСВ) открывает более широкий диапазон возможностей их управлением [1]. Таким параметром для спиновых волн является их поляризация (киральность прецессии намагниченности) [2]. Определенную киральность ОСВ можно отождествить с “магнонным псевдоспином”.

В самом простом случае изолированного магнитного момента характер его движения является ларморовской прецессией, при которой конец вектора намагниченности описывает окружность в направлении по часовой стрелке при наблюдении вдоль равновесной намагниченности (т.н. правосторонняя прецессия). При тех же условиях прецессия в противоположном направлении будет антиларморовской, и в силу уравнения Ландау — Лифшица невозможна

для изолированного магнитного момента. Однако при наличии обменного поля, описываемого множителем $\lambda^2 k^2$ (λ — обменная длина, k — волновое число), эффективное поле отрицательно, если волновое число является мнимым. Соответствующая волна, называемая эванесцентной (затухающей), локализована вблизи границы и не может существовать в неограниченной среде.

Используя данное обстоятельство можно предположить, что в одномерном магнетном кристалле с антипараллельным упорядочением равновесной намагниченности в смежных ячейках характер распространения ОСВ с разным псевдоспином может отличаться существенно. В частности, для таких структур, в которых относительные толщины ячеек либо магнитные параметры слоев различны, ширина зон пропускания определяется киральностью падающей волны, что позволяет создать эффективные магнетонные вентили для управления сигналами.

[1] Spin Wave Confinement: Propagating Waves, 2nd edition, ed. by S. O. Demokritov. Pan Stanford Publishing, Singapore (2017).

[2] V. D. Poimanov, V. V. Kruglyak, J. Appl. Phys. **130** (13) 133902 (2021).

Угловая фаза в пленках редкоземельных феррит-гранатов

Д. А. Суслов¹, П. М. Ветошко¹, А. В. Маширов¹, Е. И. Павлюк²,
С. Н. Полулях², В. Н. Бержанский², В. Г. Шавров¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия. sda_53@mail.ru

² Крымский Федеральный университет им. В. И. Вернадского, Симферополь, Россия. pvetoshko@mail.ru

Редкоземельные ферриты-гранаты — сложные окислы, содержащие ионы железа и редкоземельных элементов, с кристаллической структурой изоморфной природному минералу гранату.

Магнитная структура феррит-граната определяется обменным взаимодействием ионов разных подрешеток друг с другом. Наиболее сильным является косвенное обменное взаимодействие, которое приводит к антипараллельному упорядочению магнитных моментов и возникает между тетраэдрическими и октаэдрическими ионами

моменты железных и редкоземельных магнитных подрешеток разворачиваются на 180° . То есть происходит ориентационный переход из одной коллинеарной фазы в другую.

Кроме температуры, стимулировать ориентационный переход может также внешнее магнитное поле. В области магнитной компенсации может произойти не только переворот магнитной структуры, но и наблюдаться состояние, когда направления векторов намагниченности разных знаков в процессе перехода будут составлять между собой определенный угол, меньший 180 градусов. Такое состояние намагниченности называется «угловой фазой».

Экспериментально обнаружена граница коллинеарных фаз и раздвоение границы при возникновении угловой фазы. К противоположным концам образца ЖИГ также дополнительно прилагался некоторый градиент температур. Эксперименты в районе температуры компенсации проведены в диапазоне полей от 0 до 100 кЭ и диапазоне градиентов температур от 0 до 12 К.

Работа поддержана РНФ, проект № 22-22-00754.

[1] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2018. 68 с..

Влияние фазового перехода на нагрев шара из железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$

В. А. Толкачев¹, Д. А. Кузьмин¹, И. В. Бычков¹, В. Г. Шавров²

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия.
tolkachevva91@yandex.ru

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

Исследование сплава железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$, который, по-прежнему остается одним из наиболее востребованных материалов с точки зрения его практического применения в микроволновых и магнитооптических устройствах [1].

В работе мы приводим результаты исследования распределения плотности тепла (Q), поглощаемого в шаре из железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$) до и после фазового перехода.

При численных расчетах радиус шара $R=0,5$ см, длина электромагнитной волны, падающей на шар $\lambda = 1,17$ см. Магнитную проницаемость μ_1 до фазового перехода полагаем $\mu_1=1$, после фазового перехода $\mu_1 = 1 + \omega_M (\omega_H - i\alpha\omega) / (\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 - 2i\alpha\omega\omega_H)$, где $\omega_H = gH_0$, $\omega_M = 4\pi gM_0$, g — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения, α — параметр демпфирования.

На рис. 1 показано двумерное распределение плотности тепла в шаре (плоскость XOZ совпадает с плоскостью поляризации падающей плоской волны) в ферромагнитном состоянии (рис. 1, а) и в парамагнитном состоянии (рис. 1, б). Из рис. 1, б можно сделать вывод, что после перехода шара в парамагнитное состояние изменение тепла резко уменьшается, что связано с уменьшением магнитной проницаемости шара.

Из проведенного моделирования можно предположить, что шар в ферромагнитном состоянии из-за магнитной составляющей будет нагреваться быстрее, чем шар в парамагнитном состоянии. Таким образом, управляя переходом ферромагнетик-парамагнетик, можно регулировать скорость нагрева шара.

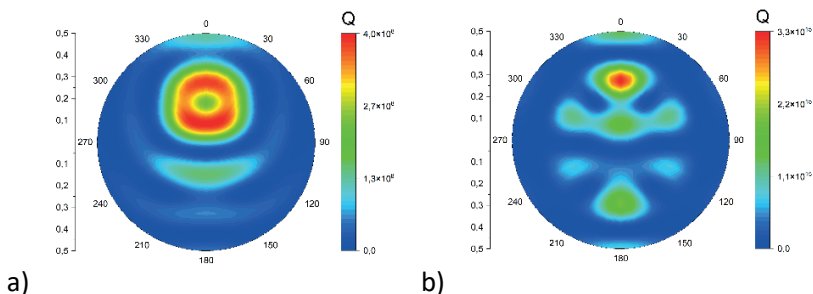


Рис. 1. Распределение плотности тепла в плоскости XOZ при а) $g=2 \cdot 10^7$ Гц/Э, $H_0=4000$ Э, $M_0=500$ Г, $\alpha=10^{-4}$, б) $M_0=0$ Г

Работа выполнена в рамках государственного задания (договор № 075-01391-22-00), при частичном финансировании РФФИ (грант № 20-07-00466), численное моделирование проведено за счет средств РНФ, проект № 22-19-00355.

- [1] V.F. Shkar, V.N. Spiridonov, I.G. Salkov, V.V. Morenko, Proceedings of the European Conference Physics of Magnetism 2011 (PM'11), Poznan, June 27–July 1, 2011
- [2] Bychkov I. V. et al. Phys. Sol. St. **62**, 993 (2020).

Поведение поверхностных плазмон-поляритонов в структуре VO_2 - SiO_2 -гиперболическая метаповерхность на основе графена под воздействием внешнего магнитного поля

М. О. УСИК, Д. А. КУЗЬМИН, И. В. БЫЧКОВ

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия.
usikmo95@gmail.com

В этой работе мы изучали поведение поверхностных плазмонных поляритонов в метаповерхностной структуре диоксид ванадия-диоксид кремния-гиперболическая метаповерхность под воздействием внешнего магнитного поля (рис. 1). Поскольку влияние фазовых переходов на характер возбуждения поверхностных плазмонов представляет особый интерес, в качестве одного из слоев был взят диоксид ванадия, так как его фазовый переход из диэлектрического состояния в металлическое происходит при температурах, близких к комнатным [1].

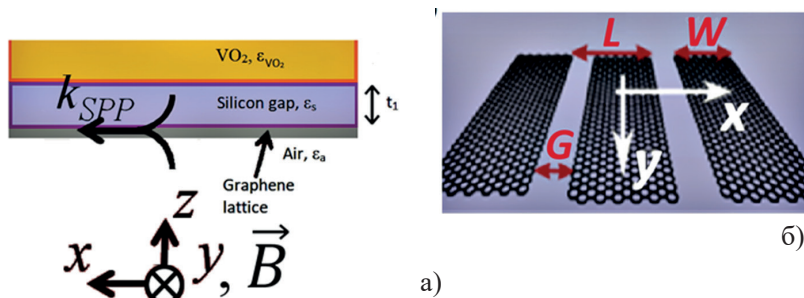


Рис. 1. Схематическая модель структуры VO_2 - SiO_2 -гиперболическая

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

При учете фазового перехода диоксида ванадия мы взяли уже известные данные о поведении диоксида ванадия и выполнили линейную аппроксимацию, используя теорию Друде [3], что позволило нам 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 $\mathbf{E}_{\alpha\pm}, \mathbf{H}_{\alpha\pm} \sim \exp[-i\omega t + i\mathbf{k}\alpha\mathbf{x} \pm \gamma_\alpha]$ [4], где ω — угловая частота, $k\alpha$ — постоянная распространения, и $\pm\gamma_\alpha$ — 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:

$$[\mathbf{k}_{\alpha\pm}, \mathbf{E}_{\alpha\pm}] = i\omega\mathbf{B}_{\alpha\pm}, [\mathbf{k}_{\alpha\pm}, \mathbf{H}_{\alpha\pm}] = -i\omega\mathbf{D}_{\alpha\pm},$$

$$\mathbf{B}_{\alpha\pm} = \mu_0\mathbf{H}_{\alpha\pm}, \mathbf{D}_{\alpha\pm} = \varepsilon_0\hat{\varepsilon}_{\alpha\pm}\mathbf{E}_{\alpha\pm}, \alpha = \text{VO}_2, \text{SiO}_2, a.$$

Граничные условия в таком случае можно записать в виде

$$\mathbf{H}_{\text{VO}_2, \tau|_{z=-t_1}} = \mathbf{H}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=-t_1}}, \quad \mathbf{E}_{\text{VO}_2, \tau|_{z=-t_1}} = \mathbf{E}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=-t_1}},$$

$$[\mathbf{n}, \mathbf{H}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=0}} - \mathbf{H}_{a, \tau|_{z=0}}] = \hat{\sigma}\mathbf{E}_{a, \tau|_{z=0}}, \quad \mathbf{E}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=0}} = \mathbf{E}_{a, \tau|_{z=0}}.$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, перпендикулярный поверхности; $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости графена; $\hat{\varepsilon}_\alpha$ — тензор диэлектрической проницаемости в условиях воздействия внешнего магнитного поля.

Мы считаем, что наше исследование может помочь изучить поведение поверхностных плазмонов в системах с переменными параметрами, а также открывает новые возможности для управления электромагнитным излучением на наноразмере.

Работа выполнена в рамках государственного задания (договор № 075-01391-22-00), при частичном финансировании РФФИ (грант № 20-07-00466), численное моделирование проведено за счет средств РНФ, проект № 22-19-00355.

- [1] T. Peterseim, M. Dressel, M. Dietrich and A. Polity, JAP **120**, 075102 (2016).
- [2] J. S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, and A. Alù, PRL **114**, (2015).
- [3] M. Tazawa, P. Jin, and S. Tanemura, Appl. Opt. **37**, (1998).
- [4] I.V. Bychkov, D.A. Kuzmin, V.A. Tolkachev, P.S. Plaksin, V.G. Shavrov, Opt. Lett. **3**, (2018).

Электрокалорический эффект в релаксорном сегнетоэлектрике

К. П. Андрюшин¹, И. Н. Андрюшина¹, И. А. Вербенко¹,
В. В. Коледов², М. С. Быбик², В. С. Калашников², А. В. Несоломенов²,
С. В. фон Гратовски², Д. Д. Кузнецов², В. Г. Шавров²,
И. П. Малашин³, Е. И. Ситало¹, Л. А. Резниченко¹,
Г. А. Шандрюк⁴, A. Peláiz-Barranco⁴

¹ НИИ физики Южного федерального университета,
Ростов-на-Дону, Россия

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

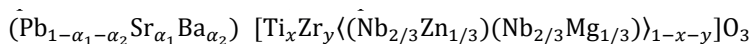
³ МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

⁴ Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН,
Москва, Россия

⁵ Ferroic Materials Group, Physics Faculty — IMRE, Havana University,
La Habana, Cuba

Электрокалорическим эффектом (ЭКЭ) называется изменение температуры и энтропии вещества при изменении внешнего электрического поля. Сегнетоэлектрические материалы ярко проявляют ЭКЭ вблизи своих фазовых переходов. Некоторые виды сегнетокерамик на основе твердых растворов цирконата-титаната свинца, $Pb(Ti,Zr)O_3$, (ЦТС), из перовскитового семейства принадлежат к классу сегнетоэлектрических систем с разупорядоченными структурами, в которых реализуется размытый фазовый переход (так называемые, сегнеторелаксоры). Целью данной работы является экспериментальное исследование фазового сегнетоэлектрического перехода в образцах сегнеторелаксоров на основе ЦТС методами диэлектрической спектроскопии, а также теплоемкости и ЭКЭ методом дифференциальной калориметрии.

Материал для исследований, который относится к 4-компонентной системе



с $\alpha_1 = 0,10$, $x = 0,400$, был изготовлен в НИИ физики ЮФУ [1]. На фазовой диаграмме концентрационных состояний он расположен вблизи тетрагональной границы морфотропной области. Известно, что в нем в области температур $T_m = 450$ К реализуется размытый фазовый переход из кубической в тетрагонально-ромбоэдрическую фазу. В неполяризованном образце керамики при комнатной температуре кроме сегнетоэлектрических ромбоэдрической и тетрагональной фаз существует и кубическая фаза (до 50 %). При температуре $T_c = 420$ К (температура «размораживания» доменов) происходит переход из сегнетоэлектрического в релаксорное состояние.

Образцы для измерения ЭКЭ представляли собой диски диаметром 10 мм и толщиной 1 мм. Исследования температурной и частотной зависимости относительной диэлектрической проницаемости, $\varepsilon/\varepsilon_0$, проводилось с помощью прибора Agilent 4980A.

Для измерения ЭКЭ прямым методом [2] в диапазоне температур от 0 °С до 150 °С применен специально разработанный прибор по схеме дифференциальной калориметрии. Максимальное измеренное значение ЭКЭ составляет $\Delta T = 3,5$ К при температуре образца $T_{cp} = 120$ °С и при приложении напряжения U 1000 В. Дальнейшее увеличение поля и температуры приводило к пробое и разрушению одного из образцов.

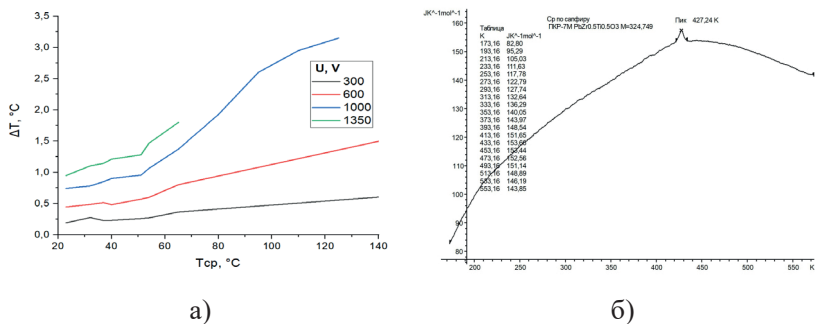


Рис. 1. Температурные зависимости свойств релаксорного сегнетоэлектрика. а) ЭКЭ при различных U ; б) теплоемкость

В работе получены следующие результаты:

Методом диэлектрической спектроскопии показано, что в интервале от 120 °С до 180 °С образец демонстрирует широкую аномалию диэлектрической проницаемости с максимумом до 25000.

Прямые измерения методом дифференциальной калориметрии показали значительный ЭКЭ в его окрестности. Максимальное измеренное значение ЭКЭ — 3,5 К в электрическом поле 1000 В/мм (рис. 1, а).

Измерения теплоемкости показали характерный для сегнеторелаксоров широкий пик в области температур 300—550 К (рис. 1, б).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности научный проект № (0852-2020-0032)/ (БАЗ0110/20-3-07ИФ)). Измерения калорических свойств осуществлены при поддержке РФФИ, грант № 22-19-00783.

[1] Andryushin K.P., Andryushina I.N., Cherpakov A.V., Popov A.V., Verbenko I.A., Reznichenko L.A. Journal of Advanced Dielectrics, 11(05), 2160001 (2021).

[2] Коледов В.В., Шавров В.Г., Быбик М.С. и др.. Журнал радиоэлектроники, № 3, 6 (2022).

Магнитный фазовый переход в композиционном материале на основе пыли ЭДП при микроволновом нагреве

А. П. Анзулевич¹, Д. С. Халезина¹, Д. А. Павлов¹, Д. А. Калганов²

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия.
anzul@list.ru

² Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия. kalganov@itmo.ru

Микроволновое излучение широко применяется в различных сферах промышленности для обработки материалов, связанной с их измельчением, активацией химических превращений и фазовыми переходами. К основным преимуществам его использования относят экологическую чистоту технологий и возможность точного контроля нагрева. Поглощение электромагнитных волн в материалах

сложного состава определяется их эффективными характеристиками, которые могут значительно изменяться с температурой.

В данной работе исследовано влияние магнитных переходов и химических превращений на процесс карботермического восстановления металлов из пыли электродуговых печей (ЭДП) имеющий высокую практическую ценность [1]. В состав материала образцов также входили восстановитель (биоуголь) и связующее вещество (бентонит). Композиционный материал формировали из смеси этих веществ в круглые гранулы различного диаметра. Аналогично [2] были получены экспериментальные и расчетные значения эффективных магнитной и диэлектрической проницаемостей. При условии полного восстановления металлов рассмотрена эффективность микроволнового нагрева на частоте $f = 2,45$ ГГц в зависимости от размера образцов и функции распределения исходных компонентов по её объёму (рис. 1, а). Результаты эксперимента при микроволновом нагреве в лабораторной установке сравниваются с численным моделированием методом конечных элементов. Также приводятся расчетные величины для коэффициента отражения и поглощения электромагнитных волн структурой из гранул с найденными характеристиками в виде плотной упаковки (рис. 1, б).

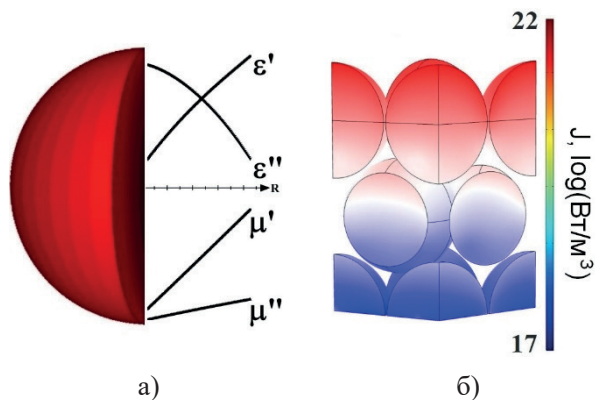


Рис. 1. Изменение эффективных параметров в объёме образца — а и поглощение энергии в структуре из гранул — б

В образцах с равномерным распределением исходных компонентов температура в приповерхностном слое возрастает быстрее, обуславливая неравномерный нагрев. При этом снижается эффективность восстановления металлов из термически-стабильных фаз

газообразными продуктами реакций ($\text{CO}\uparrow$) и повышается требуемое количество восстановителя [2]. При микроволновом нагреве образцов с объёмной долей пыли ЭДП, возрастающей к их поверхности, увеличивается глубина проникновения и снижается отражение электромагнитных волн, что позволяет добиться равномерного нагрева из центра гранулы [2—3]. Данный эффект связан с магнитными свойствами фаз Fe_3O_4 и ZnFe_2O_4 зависящими от температуры и химических превращений в смеси. Химические реакции с участием оксида Fe_3O_4 в рассматриваемой системе начинаются при температурах выше точки Кюри 585 °C [3]. С нагревом смеси содержащей Fe_3O_4 наблюдается небольшое уменьшение действительной части магнитной проницаемости и возрастание магнитных потерь. Температуры химических превращений феррита ZnFe_2O_4 в присутствии восстановителя могут меняться в небольшом диапазоне температур $T \approx 290 \pm 5\text{ °C}$ ввиду замещения атомов цинка другими элементами (Mn, Co, Ni, Cr, Ca). Вклад в эффективные магнитные свойства смеси этой фазы существенен в виду больших её возможных концентраций (до 20 % объёма), но учёт соответствующих эффектов возможен только на основе экспериментальных данных.

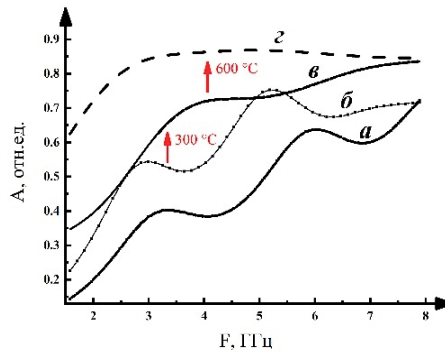


Рис. 2. Поглощение электромагнитной энергии структурой из гранул для однородного распределения — а и неоднородного при комнатной температуре — б и нагреве — в, г

В случае неоднородного распределения исходных компонентов, соответствующему условию согласования импедансов, поглощение электромагнитных волн в структуре из гранул возрастает и теряет выраженный резонансный характер. При увеличении температуры вплоть до точки Кюри данный материал эффективно поглощает микроволновое излучение.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 21-58-53044.

- [1] А.М. Паньшин, Р.М. Шакирзянов, П.А. Избрехт, Цветные металлы **5**, 19-21 (2015).
- [2] A. Anzulevich, L. Butko, D. Kalganov, D. Pavlov, V. Tolkachev, A. Fedii, V. Buchelnikov, Z. Peng, Metals **11**(11), 1765 (2021).
- [3] L. Ye, Z. Peng, Q. Ye, L. Wang, R. Augustine, M. Perez, Y. Liu, M. Liu, H. Tang, M. Rao, G. Li, T. Jiang, Waste Manag. **135**, 389-396 (2021).

Композиционные магнитоэлектрические материалы для СВЧ- и микроэлектронной техники

Ю. А. Лупицкая¹, А. Д. Дугин¹

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

Одним из перспективных направлений практического применения композиционных магнитоэлектрических материалов [1] является разработка необходимых в современной СВЧ- и микроэлектронной технике функциональных устройств (датчиков магнитных полей, фазовращателей, модуляторов электромагнитных волн), способных работать в широком частотном диапазоне. Прототипами таких устройств могут служить соответствующие резонансные ферритовые приборы при условии замены магнитной управляющей системы на систему электродов, подключенных к источнику управляющего напряжения. Сочетание свойств ферритов и сегнетоэлектриков, а также свойств, обусловленных магнитоэлектрическим взаимодействием, открывает широкие функциональные возможности для устройств на основе композиционных феррит-пьезоэлектрических материалов [2], получить которые можно путем обычной керамической технологии.

В работе синтезированы однофазные высокоплотные кристаллические композиционные феррит-пьезоэлектрические материалы и разработаны экспериментальные стенды для проведения исследований вольт-фарадных характеристик, диэлектрического гистерезиса, магнитодиэлектрического и магнитоэлектрического эффектов. Установлено, что совмещение пьезоэлектрической и ферромагнитной

Содержание

В. Г. Шавров Магнетизм — современные проблемы и перспективы.....	3
В. В. Коледов, В. Г. Шавров, С. В. фон Гратовски Перспективы твердотельной калорики. К 200-летию теоремы Карно.....	4
А. М. Алиев, А. Г. Гамзатов Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера Ni-Mn-In в циклических магнитных полях.....	5
Д. Р. Байгутлин, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников, О. Н. Ми- рошкина Мартенситный переход и магнитокалорический эффект в 4d сплавах Гейслера Rh ₂ FeZ.....	7
А. Б. Батдалов, А. Г. Гамзатов, А. М. Алиев, И. К. Камиров Магнитокалорические свойства сплава Ni ₄₇ Mn ₄₀ Sn ₁₃	9
В. Д. Бучельников, Д. Р. Байгутлин, В. В. Соколовский, О. Н. Ми- рошкина Фазовые переходы в сплавах Гейслера Mn ₂ YZ: роль обменно-корреляционных взаимодействий.....	11
Э. Т. Дильмиева, Ю. С. Кошкидько, В. Г. Шавров Влияние эволюции магнитоиндуцированного мартенситного перехода на необратимость магнитокалорического эффекта в сплаве Гейслера семейства Ni-Mn-Ga-Cu.....	14
К. Р. Ерагер, В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников Исследование из первых принципов мартенситной фазы модулированных структур сплавов Ni-Mn-In с избытком Mn.....	15
М. А. Загребин, В. В. Соколовский, М. А. Обамби, В. Д. Бучельников Магнитные и магнитокалорические свойства тетрагональных сплавов Mn ₃ Z (Z = In, Sn, Sb).....	17
А. Т. Кадырбардеев, А. Г. Гамзатов, А. М. Алиев, А. Б. Батдалов Магнитокалорический эффект ленточного образца сплава Гейслера Ni ₄₅ Co ₅ Mn ₃₁ Al ₁₉ в циклических магнитных полях.....	18
Ю. С. Кошкидько, А. П. Каманцев, Э. Т. Дильмиева, И. И. Мусабириев, С. Salazar Mejia, В. В. Коледов, В. Г. Шавров Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера Ni-Mn-Ga-Cu в стационарных и импульсных магнитных полях.....	21

Л. С. Метлов

Циклические колебания компонентов параметров порядка в сплавах типа Гейслера в цилиндрически симметричной потенциальной яме..... 23

Л. С. Метлов, Е. Д. Дахно, В. В. Коледов, В. Г. Шавров

Скачок вектора намагниченности при мартенситном фазовом переходе в сплавах Гейслера обусловленные инвариантом 5-го порядка 26

А. А. Раев, Д. Р. Байгутлин,

В. В. Соколовский, В. Д. Бучельников

Исследования из первых принципов полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера на основе Ti 29

А. А. Саносян, В. В. Соколовский

Исследование из первых принципов структурных свойств сплавов Гейслера на основе Co_2NiZ ($Z = Al, Ga, In, Sn$)..... 30

В. В. Соколовский, О. Н. Мирошкина, Д. Р. Байгутлин,

А. А. Саносян, М. А. Загребин, В. Д. Бучельников

Первопринципные исследования свойств сплавов Гейслера с высокой магнитокристаллической анизотропией..... 33

Л. Н. Ханов, А. М. Алиев, А. В. Маширов, Д. Д. Кузнецов

Магнитокалорические, транспортные

и теплофизические свойства сплава Гейслера $Ni_{43.18}Mn_{45.15}In_{11.67}$ 35

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

Прямые измерения магнитокалорического эффекта сплава $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в циклических магнитных полях 38

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

Влияние атомов водорода на напряжение течения в Al-Cu сплаве 41

К. А. Бородако, А. В. Шеляков,

Н. Н. Ситников, В. В. Коледов

Термомеханические свойства и структура быстрозакаленного сплава $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$, модифицированного внешними экстремальными воздействиями 42

В. С. Калашников, В. Г. Шавров,

А. В. Шеляков, В. В. Коледов

Термодинамическая эффективность исполнительных элементов на основе функциональных сплавов системы NiTi..... 44

П. В. Лега, С. Р. Романов, А. П. Орлов, В. В. Коледов

Высокоскоростная работа композитного микроактюатора с эффектом памяти формы: математическое моделирование и эксперимент 46



Е. В. Морозов, Д. Д. Кузнецов, М. С. Быбик, В. С. Калашников, В. В. Коледов, В. Г. Шавров	
Термомеханические свойства и эластокалорический эффект в сплаве Ti_2NiCu в разных структурных состояниях	49
И. И. Мусабилов, Р. Ю. Гайфуллин, И. М. Сафаров, Р. М. Галеев, Р. А. Асылбаева, А. М. Алиев, А. Б. Гаджиев, Р. Р. Мулюков	
Магнитокалорический эффект в сплаве $Ni_{2,25}Mn_{0,75}Ga_{0,93}Si_{0,07}$ в литом и кованом состоянии	51
А. В. Несоленов, И. И. Мусабилов, В. С. Калашников, В. В. Коледов, В. Г. Шавров	
Фазовые превращения и эффект памяти формы в сплавах Гейслера $Ni_{53,8}Mn_{20,0}Ga_{24,3}Si_{1,7}$ и $Ni_{56,2}Mn_{18,8}Ga_{23,2}Si_{1,8}$ в условиях трехточечного изгиба	53
А. В. Прокунин, В. В. Коледов, А. П. Иржак	
Система управления наномеханическими устройствами из сплавов с эффектом памяти формы	55
Р. В. Сундеев, А. В. Шалимова, Н. Н. Ситников, О. П. Черногорова, А. М. Глезер, М. Ю. Пресняков, И. А. Каратеев, Е. А. Печина	
Фазовые переходы в аморфно-кристаллическом композите Ti_2NiCu при кручении под высоким давлением	57
Н. З. Абдулкадирова, А. Г. Гамзатов, К. И. Камилов, А. Т. Кадырбардев, А. М. Алиев, Р. Gebaga	
Магнитокалорический эффект в сплаве $LaFe_{11,1}Mn_{0,1}Co_{0,7}Si_{1,1}$: прямые и косвенные измерения.....	58
А. М. Алиев, А. Г. Гамзатов, В. В. Коледов, В. Г. Шавров	
Влияние термообработки на магнитокалорические свойства сплава $Fe_{49}Rh_{51}$ в циклических магнитных полях.....	61
А. А. Амиров, Д. М. Юсупов, А. М. Алиев, А. П. Каманцев	
Пористые магнитокалорические композиты на основе порошков $La(Fe, Mn, Si)_{13}H_x$	62
Д. С. Батаев, С. В. Таскаев, М. Ю. Богуш, Д. В. Плахотский	
Влияние интенсивной пластической деформации на магнитные и магнитокалорические свойства редкоземельных металлов.....	63
М. Ю. Богуш, С. В. Таскаев, В. В. Ховайло, М. Н. Ульянов, Д. С. Батаев, А. А. Башарова, М. В. Утарбекова, Д. В. Плахотский, М. А. Гаврилова, Д. А. Жеребцов, Д. Ху	
Масштабирование магнитных и магнитокалорических свойств $GdAl_2$ замещением эрбия.....	66

Д. Плахотский, С. Таскаев, В. Ховайло Магнитокалорический эффект в фазах Лавеса $\text{Ho}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Al}_2$ в высоких магнитных полях	88
И. С. Терёшина, А. А. Курганская Новые магнитокалорические материалы на основе соединений RNi	91
М. В. Утарбекова, С. В. Таскаев Фазы Лавеса RNi_2 (импульсные измерения МКЭ на примере GdNi_2)	82
А. А. Амиров, К. П. Андрюшин, И. А. Вербенко, Л. А. Резниченко Технологические основы получения полимерных мультикалорических композитов на основе PVDF	95
А. Н. Васильев Квадратные системы кагоме как полезные для развития фундаментальной науки объекты	98
П. А. Игошев, А. В. Лукоянов Магнитное фазовое расслоение и его влияние на магнитокалорический эффект	100
Е. Е. Ивашева, В. С. Леонтьев, М. И. Бичурин, В. В. Коледов Применение термообработки для оптимизации магнестрикционной компоненты магнитоэлектрического композита	103
Г. А. Савостеенко, С. В. Таскаев Магнитные свойства сплавов Fe-Ni из метеорита «Челябинск».....	105
Д. А. Калинин, О. В. Белова Моделирование системы откачки высокоскоростного вакуумного транспорта	108
А. П. Каманцев, В. В. Коледов, В. Г. Шавров, А. Г. Гамзатов Намагничивание сверхпроводников — метод получения низких температур	109
Д. А. Карпухин, Д. А. Суслов, А. О. Петров, Ю. А. Терентьев, В. Г. Шавров, В. В. Коледов, И. В. Бабачанов, И. П. Малашин, В. К. Балабанов, В. С. Ларюхин, С. Г. Ясев, В. С. Захвалинский Силовая криостатическая система для магнитолевитационного транспорта на основе высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO	112
К. А. Колесов, А. В. Маширов, А. С. Кузнецов, А. О. Петров, О. В. Белова, В. В. Коледов, В. Г. Шавров Термическое сопротивление контакта разъемной контактной пары в криогенной области температур.....	114

А. В. Маширов, Ю. С. Кошкидько, А. С. Кузнецов, И. И. Мусабиров, А. П. Каманцев, В. В. Коледов, В. Г. Шавров	
Оценка потенциальной холодопроизводительности магнитного криогенного рефрижератора.....	115
А. О. Петров, А. В. Маширов, В. В. Коледов, В. Г. Шавров	
Захват магнитного потока в образце керамики ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$ в условиях двухстороннего экранирования магнитным материалом.....	118
Е. Г. Екомасов, К.А. Звездин, С. В. Степанов, Г. И. Антонов, В. В. Мухамадеева	
Динамика и изменение структуры вихрей в спин-трансферном наноосцилляторе	120
А. Д. Зигерт, А. И. Иванова, Н. Б. Кузьмин, Е. М. Семенова, Н. Ю. Сдобняков	
Фрактальный анализ доменной структуры $Bi:Fe$ пленки до и после термического воздействия.....	122
И. А. Кузнецов, Д. А. Кузьмин, И. В. Бычков, В. Г. Шавров	
Флуктуационное излучение гиротропного полупространства	123
Д. А. Кузьмин, И. В. Бычков, В. Г. Шавров	
Перемагничивание цепочки наночастиц сверхкороткими упругими импульсами	126
И. В. Бычков, И. В. Мальцев	
Монте-Карло моделирование одномерного мультиферроика на подложке.....	129
В. Д. Пойманов	
Невзаимность распространения обменных спиновых волн в антиферромагнитной сверхрешетке.....	131
Д. А. Суслов, П. М. Ветошко, А. В. Маширов, Е. И. Павлюк, С. Н. Полулях, В. Н. Бержанский, В. Г. Шавров	
Угловая фаза в пленках редкоземельных феррит-гранатов	132
В. А. Толкачев, Д. А. Кузьмин, И. В. Бычков, В. Г. Шавров	
Влияние фазового перехода на нагрев шара из железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$	134
М. О. Усик, Д. А. Кузьмин, И. В. Бычков	
Поведение поверхностных плазмон-поляритонов в структуре VO_2-SiO_2 -гиперболическая метаповерхность на основе графена под воздействием внешнего магнитного поля.....	137



К. П. Андрюшин, И. Н. Андрюшина, И. А. Вербенко, В. В. Коледов, М. С. Быбик, В. С. Калашников, А. В. Несоленов, С. В. фон Градовски, Д. Д. Кузнецов, В. Г. Шавров, И. П. Малашин, Е. И. Ситало, Л. А. Резниченко, Г. А. Шандрюк, A. Peláiz-Barranco	
Электрокалорический эффект в релаксорном сегнетоэлектрике	139
А. П. Анзулевич, Д. С. Халезина, Д. А. Павлов, Д. А. Калганов	
Магнитный фазовый переход в композиционном материале на основе пыли ЭДП при микроволновом нагреве	141
Ю. А. Лупицкая, А. Д. Дугин	
Композиционные магнитоэлектрические материалы для СВЧ- и микроэлектронной техники.....	144

Научное издание

**ДНИ КАЛОРИКИ В КОРОЛЕВЕ:
ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ**

Сборник тезисов

3-го Международного научного семинара

16—20 августа 2022 г.

г. Королев

Корректор *Е. С. Меньшенина*

Верстка *Е. С. Меньшениной*

Подписано в печать 03.08.22.

Формат 60×84 ¹/₁₆.

Усл. печ. л. 8,8. Уч.-изд. л. 7,6.

Тираж 500 экз. Заказ 392.

Цена договорная

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

Отпечатано:

Издательство Челябинского государственного университета
454021, Челябинск, ул. Молодогвардейцев, 576