

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
ОТДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ДАГЕСТАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР РАН
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМ. Х.И. АМИРХАНОВА ДФИЦ РАН
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ЧЕЛЯБИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Сборник трудов XVI международного семинара

*Махачкала, Республика Дагестан, Россия
28 октября 2025 г.*

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Сборник трудов XVI международного семинара

В настоящий сборник включены материалы, представленные на XVI международный семинар "Магнитные фазовые переходы".

Семинар проводится Институтом физики Дагестанского федерального исследовательского центра Российской академии наук, Дагестанским государственным университетом, Челябинским государственным университетом.

Материалы воспроизведены с авторских оригиналов, в связи с чем Оргкомитет конференции не несет ответственности за допущенные опечатки и стилистические погрешности.

© Институт физики Дагестанского ФИЦ РАН, 2025.

УДК 537.61(075.8)

ББК 22.334я73

M12

ISBN 978-5-00212-910-2

DOI: 10.33580/9785002129102

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: Хизриев К.Ш., Махачкала, Россия

Зам. председателя: Арсланов Т.Р., Махачкала, Россия
Соколовский В.В., Челябинск, Россия

Секретарь: Курбанова Д.Р., Махачкала, Россия

Члены оргкомитета

чл.-корр. РАН Борисов А.Б., Екатеринбург, Россия
чл.-корр. Смирнов А.И., Москва, Россия
Алиев А.М., Махачкала, Россия
Аплеснин С.С., Красноярск, Россия
Батдалов А.Б., Махачкала, Россия
Грановский А.Б., Москва, Россия
Екомасов Е.Г., Уфа, Россия
Кассан-Оглы Ф.А., Екатеринбург, Россия
Котов Л.Н., Сыктывкар, Россия
Мокшин А.В., Казань, Россия
Перов С.Н., Москва, Россия
Прудников П.В., Омск, Россия
Прошин Ю.Н., Казань, Россия
Таскаев С.В., Челябинск, Россия

ЛОКАЛЬНЫЙ И ПРОГРАММНЫЙ ОРГКОМИТЕТ

Хизриев К.Ш. – председатель
Гамзатов А.Г. – зам. председателя
Абакарова Н.С. – секретарь
Атаева Г.Я.
Бабаев А.Б.
Бадиев М.К.

Ибаев Ж.Г.
Магомедов М.А.
Муртазаев К.Ш.
Мутайламов В.А.
Рамазанов М.-Ш.К

Содержание

Секция А2. Магнитные фазовые переходы.....	5
Авторский список.....	42

Секция А2

Магнитные фазовые переходы

Влияние гидрирования на фазовые переходы в системе многокомпонентных соединений RNi , ($R = Gd, Tb, Dy, Y$)

Курганская А.А.^{1,2}, Лю Чж.¹, Козлякова Е.С.¹, Терёшина И.С.¹,
Вербетский В.Н.¹, Митрохин С.В.¹, Васильев А.Н.¹

¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
e-mail: kurganskaia.aal7@physics.msu.ru, 1250902029@qq.com, evenuell@gmail.com,
irina_tereshina@mail.ru, verbetsky@hydride.chem.msu.ru,
Mitrokhin@hydride.chem.msu.ru, vasil@mig.phys.msu.ru

² *Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия*

Магнитное охлаждение предлагает более экологичную альтернативу традиционным системам охлаждения на основе сжатия газа, которые используют хладагенты, в значительной степени способствующие изменению климата (на долю традиционных холодильных технологий приходится около 10% глобальных выбросов углекислого газа). Ожидается, что магнитное охлаждение будет ещё и более энергоэффективной технологией, поскольку в его процессе генерируется меньше отходящего тепла и используется меньше движущихся частей. Средне- и высокоэнтропийные редкоземельные сплавы, созданные на основе соединений редкоземельных металлов с никелем а также их гидриды, считаются перспективными для использования в качестве рабочих тел магнитных холодильников, особенно в криогенном диапазоне температур. Ключевой задачей в этой области является поиск материалов, которые могли бы увеличить экологичность и энергоэффективность производства, хранения и транспортировки сжиженных газов [1,2]. Важным параметром при оценке применимости материала в качестве рабочего тела магнитного рефрижератора является род перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное. Этот параметр предоставляет важную информацию о магнитном состоянии и обменных взаимодействиях внутри системы, а также оказывает влияние на оптимизацию магнитокалорического эффекта (МКЭ): именно материалы, претерпевающие фазовый магнитный переход второго рода потенциально способны сохранять одинаковые значения МКЭ на протяжении многих температурных циклов (что является неотъемлемым требованием к работе рефрижераторной системы) [3].

В данной работе исследуется род фазовых магнитных переходов в многокомпонентных соединениях $Gd_{0.33}Tb_{0.33}Dy_{0.33}Ni$, $Gd_{0.33}Tb_{0.33}Y_{0.33}Ni$, $Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni$, $Gd_{0.25}Tb_{0.25}Dy_{0.25}Y_{0.25}Ni$ и их гидридах. Для определения рода фазового магнитного перехода в каждом из исследованных соединений использовалось три способа, подробно описанных в работе [3]. Во-первых, анализировались кривые Белова-Аррота [4]. Во-вторых, исследовалась зависимость магнитной части энтропии $-\Delta S_m$ от приложенного магнитного

поля (предполагается, что $\Delta S_m \sim \left(\frac{\mu_0 H}{T_C}\right)^{\frac{2}{3}}$, если соединение претерпевает фазовый магнитный переход второго рода [5]). В-третьих, исследовалась зависимость количественного параметра n от температуры [6]:

$$n(T, H) = \frac{d \ln |\Delta S_m|}{d \ln H}, \quad (1)$$

Было определено, что все исходные интерметаллические соединения претерпевают фазовый магнитный переход второго рода. Результаты применения последних двух методов к гидридам исследованных соединений продемонстрированы на рис. 1.

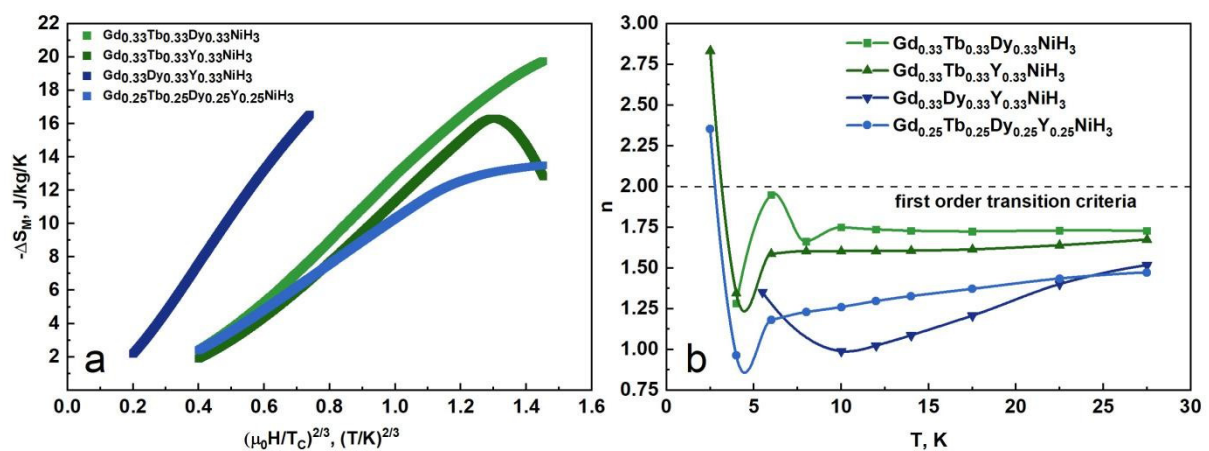


Рис.1 Критерии определения рода фазового перехода для гидридов исследованных

соединений (a) Зависимость магнитной части энтропии от $\left(\frac{\mu_0 H}{T_C}\right)^{\frac{2}{3}}$

(b) Температурные зависимости экспоненциального параметра $n(T, H) = \frac{d \ln |\Delta S_m|}{d \ln H}$ для гидридов исследованных соединений в области температур перехода.

Только про один из исследованных гидридов ($Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}NiH_3$) можно с уверенностью сказать, что он претерпевает фазовый магнитный переход второго рода. В случае соединений $Gd_{0.33}Tb_{0.33}Y_{0.33}NiH_3$ и $Gd_{0.25}Tb_{0.25}Dy_{0.25}Y_{0.25}NiH_3$ наблюдаются явные признаки фазового магнитного перехода первого рода, а в случае соединения $Gd_{0.33}Tb_{0.33}Dy_{0.33}NiH_3$ результаты применения использованных методов определения рода перехода неоднозначны и требуют дальнейших исследований. Полученные данные подтверждают роль гидрирования в качестве успешного метода модификации структуры соединений с целью управления их магнитоэнергетическими свойствами для последующего практического применения.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

Часть исследования была выполнена в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова, проект 122012400186-9.

- [1] Y.Yuan, Y.Wu, X.Tong, H.Zhang, H.Wang, X.J.Liu, L.Ma, H.L.Suo, Z.P.Lu, Acta Materialia, **125**, 481- 484 (2017).
- [2] W.Liu, E.Bykov, S.Taskaev, M.Bogush, V.Khovaylo, N.Fortunato, A.Aubert, H.Zhang, T.Gottschall, J.Wosnitza, F.Scheibel, K.Skokov, O.Gutfleisch, Applied Materials Today, **29**, 101624(2022).
- [3] A.A. Kurganskaya, Zh. Liu, E.S. Kozlyakova, T.P. Kaminskaya, I.S. Tereshina, V.N. Verbetsky, S.V. Mitrokhin, A.N. Vasiliev, JMMM, **627**(2025).
- [4] A. Arrott, J.E. Noakes, Phys. Rev. Lett. **19** (786) (1967).
- [5] H. Oesterreicher, F. T. Parker; J. Appl. Phys., **55** (12) (1984).
- [6] J.Y. Law, V. Franco, L.M. Moreno-Ramírez, A. Conde, D.Y. Karpenkov, I. Radulov, K.P. Skokov, O. Gutfleisch, Oliver, Nature Communications, **9** (2018).

Определение температуры Кюри и рода фазового перехода в бинарных интерметаллических соединениях $\text{Dy}(\text{Ni}, \text{Al})_2$

Кузнецов А.С.¹, Маширов А.В.¹, Колесов К.А.¹, Кошкидько Ю.С.²

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

² Институт низких температур и структурных исследований ПАН, Вроцлав, Польша
e-mail: kuznetsovalserg@gmail.com

На протяжении длительного времени, исследование функциональных материалов, претерпевающих магнитные и магнитоструктурные фазовые переходы, является актуальным направлением в области физики твердого тела [1]. Привлекательными, с точки зрения практических применений являются соединения на основе тяжелых редкоземельных R элементов, в частности сплавы фаз Лавеса $R\text{Ni}_2$ и $R\text{Al}_2$, где $R = \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}$ [2].

Основываясь на ранее полученных результатах температурных $M(T)$ и полевых $M(\mu_0 H)$ экспериментальных измерений намагниченности [3, 4], в настоящей работе проведен теоретический анализ магнитных свойств бинарных интерметаллических сплавов фаз Лавеса $\text{Dy}(\text{Ni}, \text{Al})_2$. Анализ магнитных свойств соединений $\text{Dy}(\text{Ni}, \text{Al})_2$ осуществлялся в рамках теории Ландау фазовых переходов (ФП) 2-го рода путем разложения свободной энергии F в ряд по параметру порядка – намагниченности M с учетом приложения внешнего магнитного поля $\mu_0 H$ [5]. Из условий минимума $\partial F / \partial M = 0$ данного разложения, можно получить зависимость $\mu_0 H(M)$, которая описывает поведение намагниченности вблизи температуры ФП следующим образом:

$$\mu_0 H = A(T)M + B(T)M^3 + C(T)M^5 \quad (1)$$

где $A(T)$, $B(T)$, $C(T)$ – термодинамические коэффициенты разложения Ландау, зависящие от температуры. Согласно термодинамической теории, при температуре T_C зависимость $A(T)$ имеет характерный минимум, а значение коэффициента $B > 0$ для ФП 2-го рода, в противном случае – род перехода определяется, как первый.

Используя температурную зависимость производной dM/dT , полученную из экспериментальных кривых $M(T)$, температура Кюри была найдена равной $T_C = 21.3$ К для образца соединения DyNi_2 и $T_C = 60.1$ К для DyAl_2 . Путем аппроксимации уравнением (1) экспериментальных кривых $\mu_0 H(M)$, определены коэффициенты разложения $A(T)$, $B(T)$, $C(T)$, значения которых в точке магнитного упорядочения T_C позволяют сделать вывод о том, что род ФП является вторым. Используя кривые $M(H)$ в рамках анализа и подтверждения рода магнитного фазового перехода [6] построены кривые Белова-Аррота, положение и наклон которых подтверждают указанные выше результаты.

- [1] Tishin A.M., Spichkin Y.I. The Magnetocaloric Effect and its Applications. Institute of Physics Publishing, Bristol 2003. P. 476
- [2] Liu W., Gottschall T. et al // J. Alloy. Comp. 2024. V. 995. P. 174612
- [3] Кузнецов А.С., Маширов А.В., Алиев А.М. и др. // ФММ. 2022. Т. 123. №4. С.425.
- [4] Kuznetsov A.S., Mashirov A.V. et al // J. Magn. Magn. Mat. 2024. V. 612. P. 172612.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. V. Статистическая физика. Ч. 1. — 5-е изд. стереот. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 616 с.
- [6] Banerjee S. K. On a generalised approach to first and second order magnetic transitions // Phys. Let. 1964. V. 12. N. 1. pp. 16-17

Магнитокалорические свойства сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{Cu}_x\text{NiTi}$

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

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

e-mail: matunins.fam@mail.ru

Постоянный интерес к сплавам Гейслера на протяжении вот уже более ста лет обусловлен их функциональными свойствами [1, 2]. Сильная взаимосвязь между магнитной, электронной и кристаллической подсистемами приводит к ряду таких значимых эффектов как эффект памяти формы, магнитокалорический эффект, магнитосопротивление, повышенная пластичность, термоэлектрические свойства [1, 2], что представляет значительный интерес для разработки нового поколения интеллектуальных материалов и устройств, включая датчики, актуаторы и системы энергопреобразования. Полные сплавы Гейслера соответствуют составу X_2YZ , где X и Y являются переходными металлами (*d*-элементами), а Z является элементом основной группы (*sp*-элементами групп III–VI). Гибридизация между *p*- и *d*-орбиталями определяет температуру мартенситного перехода – ключевую особенность магнитоструктурного фазового перехода, ответственного за калорические эффекты, что обуславливает перспективность применения полных сплавов Гейслера в твердотельном охлаждении и механических приводах. С другой стороны, ковалентная природа *p*–*d* гибридизации способствует хрупкости материалов, вызывая структурную усталость при повторяющихся термомеханических или магнитных циклах, значительно сокращая их срок службы в качестве охлаждающих материалов или механических приводов. Одной из перспективных стратегий модификации сплавов Гейслера, направленной на улучшение механических свойств, является замещение элемента основной группы переходным металлом [3] и, соответственно, замена *p*–*d* гибридизации на *d*–*d*.

В настоящей работе представлены теоретические исследования магнитных, структурных и магнитокалорических свойств сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{Cu}_x\text{NiTi}$ ($x = 0; 0,25; 0,5; 0,75$ ат.%) полностью состоящих из переходных металлов. Исследования выполнены в рамках теории функционала плотности (ТФП) и классического метода Монте-Карло (МК). При помощи ТФП с использованием метода проекционных присоединенных волн (PAW) и пакета VASP [4] проведена процедура геометрической оптимизации прямой (225 группа симметрии) и обратной (216 группа симметрии) кристаллических решеток кубической фазы с ферромагнитным (ФМ) упорядочением. Расчеты выполнены на 16-ти атомной суперячейке $\text{Fe}_{8-x}\text{Cu}_x\text{Ni}_4\text{Ti}_4$ ($x = 1, 2, 3$ атом), где атомы меди замещали атомы железа в основной подрешетке на позициях 8c (0,25; 0,25;

0,25) и (0,75; 0,75; 0,75) в случае прямой решетки и на позициях $4d$ (0,25; 0,25; 0,25).

В таблице 1 представлены расчетные значения энергии основного состояния, параметры решетки и полный магнитный момент. Для всех исследуемых композиций энергетически выгодной является обратная решетка, при этом кубическая симметрия сохраняется.

Таблица 1. Теоретические значения равновесных параметров решетки a_0 (Å), энергия основного состояния E_0 (эВ/атом) и полный магнитный момент $\mu_{\text{полн.}}$ (мБ/ф.е.) для прямой и обратной решеток сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{Cu}_x\text{NiTi}$ ($x = 0, 0,25; 0,5; 0,75$ ат.%)

x , ат.%	216			225		
	a_0	E_0	$\mu_{\text{полн.}}$	a_0	E_0	$\mu_{\text{полн.}}$
0	5,808	-7,696	3,930	5,802	-7,628	3,891
0,25	5,806	-7,342	3,322	5,812	-7,274	3,40
0,50	5,798	-7,055	2,471	5,812	-6,992	2,645
0,75						

Равновесные постоянные решетки в дальнейшем были использованы в качестве входных параметров в пакете SPR-KKR [5] для определения констант магнитного обменного взаимодействия J_{ij} в зависимости от межатомных расстояний d/a для 216 группы симметрии. На рис. 1 а) представлена зависимость наибольших значений J_{ij} в первой координационной сфере в зависимости от концентрации меди в сплавах между атомами железа, расположенными на позициях $4a$ (0; 0; 0) и $4d$, и атомами Ti, замещающими позиции $4c$ (0,75; 0,75; 0,75). В случае $\text{Fe}_1\text{-Fe}_2$ величина ФМ взаимодействия составляет более 30 мЭВ и резко убывает до значений менее 1 мЭВ во второй координационной сфере.

Второй этап исследований связан с моделированием поведения намагниченности и термодинамических характеристик исследуемых составов в магнитных полях до 2 Тл. Моделирование выполнено с помощью метода МК и трехмерной модели Гейзенберга. На рис. 1 б) приведены температурные зависимости намагниченности сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{Cu}_x\text{NiTi}$ ($x = 0; 0,25; 0,5; 0,625; 0,75$ ат.%). Для моделирования термодинамических характеристик композиции $\text{Fe}_{1,375}\text{Cu}_{0,625}\text{NiTi}$ было проведено усреднение параметров магнитного обменного взаимодействия композиций $\text{Fe}_{1,5}\text{Cu}_{0,5}\text{NiTi}$ и $\text{Fe}_{1,25}\text{Cu}_{0,75}\text{NiTi}$. Как можно видеть температура магнитного перехода из ферромагнитного в парамагнитное уменьшается с добавкой меди. В сплаве с содержанием меди 0,625 ат.% температура магнитного перехода соответствует комнатной.

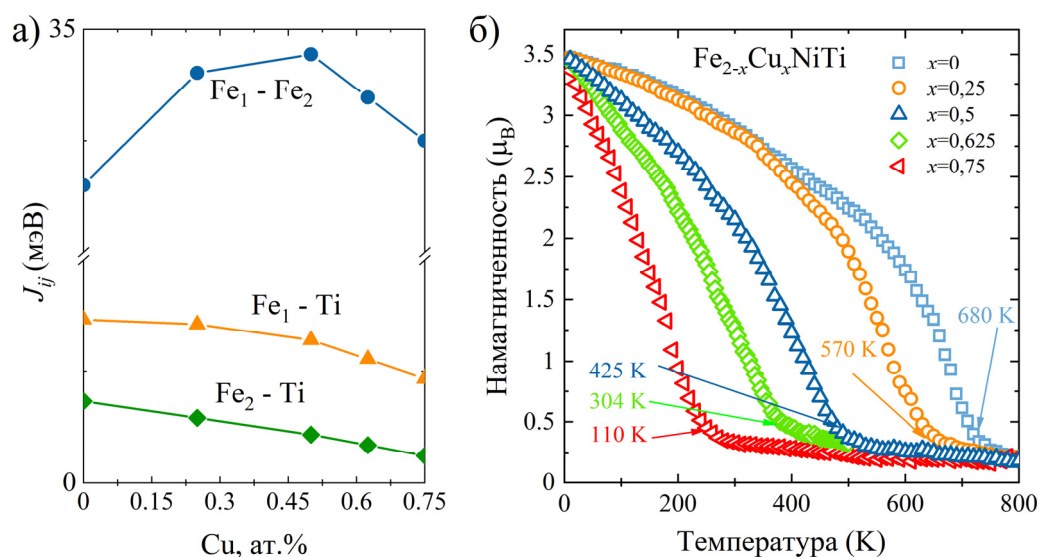


Рис. 1 а) Концентрационная зависимость параметров магнитного обменного взаимодействия J_{ij} в первой координационной сфере между атомами железа Fe_1-Fe_2 , расположенными на позициях 4a (0; 0; 0) и 4d, и атомами Ti (Fe_1-Ti , Fe_2-Ti), замещающими позиции 4c (0,75; 0,75; 0,75). б) Температурные зависимости намагниченности сплавов $Fe_{2-x}Cu_xNiTi$ ($x = 0; 0,25; 0,5; 0,625; 0,75$ ат.%).

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 25-12-20024, <https://rscf.ru/project/25-12-20024/>.

- [1] T. Graf, C. Felser, S.S.P. Parkin, Prog. Solid State Chem. **39**, 1 (2011).
- [2] S. Tavares, K. Yang, M.A. Meyers. Prog. Mater. Sci. **132**, 101017 (2023).
- [3] V.G. de Paula and M.S. Reis, Chem. Mater. **33**, 5483 (2021).
- [4] G. Kresse and J. Furthmuller, Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).
- [5] H. Ebert, D. kodderitzsch, J. minar, Rep. Prog. Phys. **74**, 096501 (2011).

Магнитоупругая динамика плёнок марганец-цинковой шпинели с точкой инверсии первой константы анизотропии при разных направлениях постоянного магнитного поля

Майбуров М.В., Котов Л.Н.

Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

e-mail: mayburov@rambler.ru

Нелинейная магнитоупругая динамика плёнок в области магнитных фазовых переходов в настоящее время начинает привлекать повышенное внимание исследователей [1]. Многообразие режимов магнитных колебаний в магнитных пластинах и плёнках даёт возможность использовать их в нелинейных устройствах преобразования частоты, сверхчувствительных датчиках магнитного поля, а также в качестве поглотителей электромагнитного поля, акустических колебаний и волн [1-3]. Несмотря на достаточно большое количество исследований по данной тематике за последние годы, многие из нелинейных эффектов, связанных с особенностями кристаллической структуры твердых тел, особенно в области магнитных фазовых переходов, продолжают оставаться мало изученными [1, 2].

Нахождение временных зависимостей амплитуд магнитных и упругих колебаний при разных материальных параметрах, соответствующих разным температурам кристалла марганец-цинковой шпинели (МЦШ) осуществлялось на основе решения полной системы дифференциальных уравнений, описывающих магнитную и упругую динамики [3, 4]. Решение системы уравнений находилось для кристалла МЦШ состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$, для которого наблюдается инверсия знака первой константы магнитной анизотропии K_1 в нулевом постоянном магнитном поле при изменении температуры [1, 2].

Считалось, что полная сумма плотности энергии кристаллической пластины равна сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергии [3]. Системы уравнений решались методом Рунге-Кутты-Фельберга 7-8 порядка с контролем длины шага интегрирования. Уравнение Ландау-Лифшица и уравнение упругости численно решалось с учётом полной энергии плёнки [3]:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \cdot [\vec{m} \times \vec{H}_e] + \alpha \cdot \left[\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right], \quad \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + 2c_{44} (u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + 2B_2 (m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}) \quad (2)$$

где $\vec{m} = \vec{M} / M_0$ – единичный вектор намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения, H_0 – напряжённость постоянного магнитного поля, K_1, K_2 – константы кристаллографической анизотропии магнитной подсистемы, u_{ij} – компоненты упругого смещения, c_{44} – константа упругости второго порядка, B_2 – константа магнитоупругой связи для поперечных упругих колебаний, γ – гиромагнитное отношение для спина электрона, $\vec{H}_e$ – вектор напряжённости эффективного магнитного поля, действующего на магнитный момент, α – параметр магнитной диссипации, β – скорость затухания упругих колебаний, ρ – плотность кристалла. В уравнении (2) не учитывались только поперечные упругие колебания. Решения для магнитной динамики находились с использованием классических методов численных решений дифференциальных уравнений. С помощью вариационной производной получались выражения для эффективных магнитных полей, которые были использованы в ходе решения уравнения движения намагниченности (1), где упругая энергия записывалась через тензор деформации. При расчётах выбирались следующие значения материальных параметров: плотность пластины $\rho = 5.4$ г/см³ на всем рассматриваемом интервале температур; параметр упругого затухания $\beta = 1.5 \cdot 10^6$ с⁻¹; константа упругости $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг/см³; константа магнитоупругого взаимодействия $B_2 = -39.61 \cdot 10^6$ эрг/см³; значение намагниченности насыщения $M_S = 382.45$ Гс; толщина пластины была равна $d = 10^{-3}$ см. Амплитуда переменного магнитного поля была равна 10 Э, частота поля 180 МГц, которая совпадала с частотой акустического резонанса плёнки МЦШ. В первом случае малое постоянное

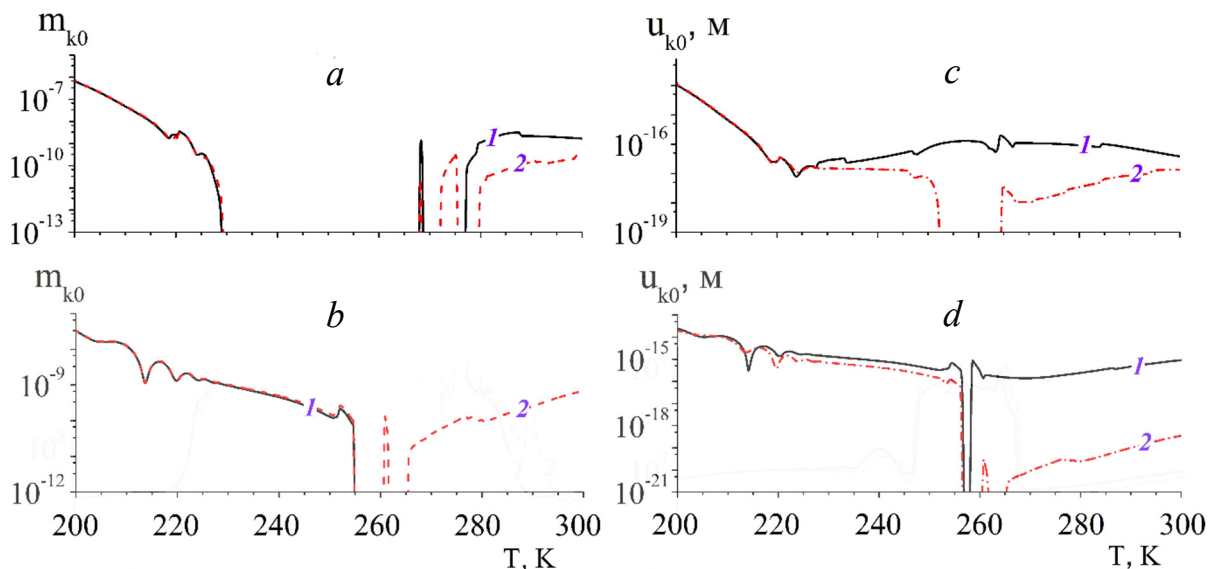


Рис. 1. Температурные зависимости максимальных амплитуд компонент намагниченности m_{k0} (a, b) и упругих смещений u_{k0} (c, d) в плёнках МЦШ. Постоянное магнитное поле направлено вдоль Oz (a, c) и вдоль оси Ox (b, d). Переменное поле направлено вдоль Oy ($k = x$ – кривая 1, $k = y$ – кривая 2).

магнитное поле с индукцией 0.2 мТл, было направлено вдоль оси Oz и перпендикулярно плоскости плёнки, а во втором случае, магнитное поле было направлено вдоль оси Ox и параллельно плоскости плёнки. Переменное магнитное поле в обоих случаях было направлено вдоль оси Oy .

Результаты проведённых исследований показывают, что в области температур, охватывающих точку нулевого значения первой константы анизотропии K_I , наблюдается либо полное отсутствие колебаний, либо малые значения амплитуд $m_{x,y} \sim 10^{-12}$ и $u_{x,y} \sim 10^{-13}$ см. На кривых температурных зависимостей магнитных компонент $m_{x,y}(T)$ обнаружены узкие пики, обусловленные ферромагнитным резонансом. Температурное поведение амплитуд $m_{x,y}$ и $u_{x,y}$ характеризуется их ростом из-за увеличения значений $|K_I|$ при уменьшении температуры и до достижения максимальных значений компонентами намагниченности. При очень низких температурах наблюдается переход амплитуд $m_{x,y}$ и $u_{x,y}$ к постоянному значению.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект №25-72-20063.

- [1] Котов Л. Н., Северин П. А., Власов В. С., Миронов В. В. Магнитные и упругие колебания в кристалле марганец-цинковой шпинели в области спиновой переориентации // Известия РАН. Серия физическая, 2023, том 87, № 3, с. 422–428. DOI: 10.31857/S0367676522700740
- [2] Kotov L.N., Severin P.A., Vlasov V.S. et al. Magnetic and elastic vibrations in manganese–zinc spinel crystals as the functions of anisotropy constant // Physics of the Solid State. 2018. V. 60. No. 6. pp. 1153–1157. DOI: 10.21883/FTT.2018.06.45989.25M
- [3] Власов В.С., Котов Л.Н., Липина Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. №10. С. 1459; Vlasov V.S., Kotov L.N., Lipina E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1255.
- [4] Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. РЭ **54**, 863(2009).

Пленки феррита-граната с ориентационным фазовым переходом у нулевого значения внешнего поля

Непочатых Ю.И.¹, Коледов В.В.²

¹ *Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, Россия
e-mail: nepo@bk.ru*

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

В эпитаксиальных пленках феррита-граната с уменьшением их толщины до десятых долей микрометра обнаруживаются новые свойства по сравнению с ранее используемыми экземплярами толщиной в единицы и десятки микрометров. Исследуемые пленки выращены с применением технологии смачивающего раствора-расплава [1]. Перед ростом основного состава подложка гадолиний-галлиевого граната очищается растворением поверхности в тигле с перегретым раствором-расплавом $Y_3Fe_5O_{12}$ с малой добавкой La и получает защитную пленку этого состава в жидком состоянии, из которой вырастает первый слой феррита-граната толщиной в несколько десятых микрометра при переносе подложки во второй тигель. Во втором тигле обеспечивалось выращивание основного слоя пленки толщиной от единиц до нескольких десятков микрометров различного по востребованности состава. Тогда как первый слой – технологический, полезен в пленках для устройств с цилиндрическими магнитными доменами. Первый слой в сумме с переходным слоем от подложки и утонченный второй слой являются объектом исследования.

Выращенные пленки изучались нами с помощью, модернизированной индуктивно-частотной установки [2,3]. Модернизация состоит в увеличении количества регистрируемых и обсчитываемых параметров автодина, которые очень чувствительным образом воспроизводят магнитные и высокочастотные характеристики исследуемых образцов. Образцы помещаются в катушку индуктивности автогенератора для изучения влияния изменения внешнего поля, температуры, времени и т.д. посредством записи параметров автодина отражающих соответствующую трансформацию компонентов комплексной величины магнитной проницаемости, а также возможных скачков и автоколебаний магнитных и высокочастотных характеристик.

Зависимость частоты автодина с пленкой при ее перемагничивании демонстрирует на рис.1 около нулевого значения нормального поля наличие глубокого острого минимума. Он круто исчезает с отклонением толщины от величины 0,2мкм на других записях. При этом минимум частоты в точке насыщения намагниченности, не меняя своей формы остается характерным признаком точки насыщения. По данным частоты рассчитывается зависимость магнитной проницаемости:

$$\mu(H) = B[\nu^{-2}(H) - \nu^{-2}(H_{\infty})],$$

где $\nu(H)$ - измеряемая зависимость частоты от поля,

$\nu(H_{\infty})$ – частота автодина при максимальном значении поля,

B – постоянная измерительной ячейки установки.

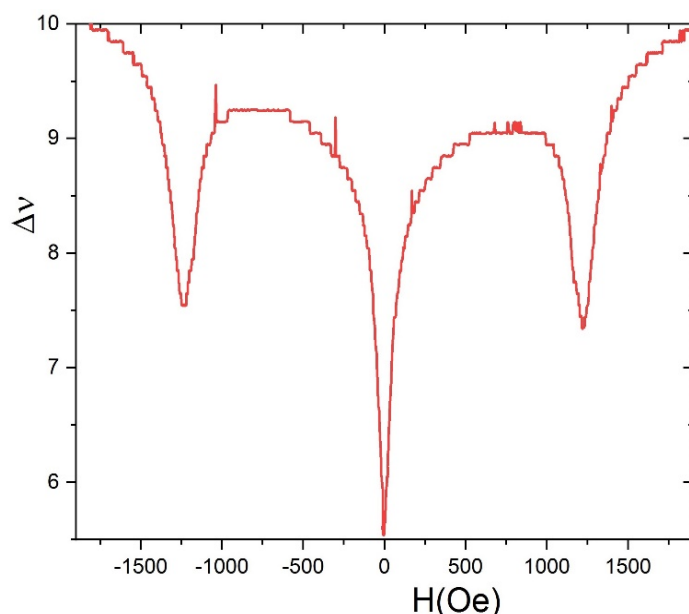


Рис.1. Зависимость частоты автодина с пленкой толщиной 0,2мкм от поля перпендикулярного ее плоскости.

Как показано на рис.2 кривые зависимостей от поля рассчитанной магнитной проницаемости симметрично обращены от кривых частоты при малом ее относительном изменении, как в нашем случае $\Delta\nu \sim 0,001\nu$ для всех приведенных кривых.

Предустановленная частота ν задавалась в отдельных измерениях величинами 5 и 10МГц.

Все образцы пленок были в форме круга $\varnothing 4$ мм. Изменением направления поля в плоскости пленки

толщиной 0,2мкм обеспечивался переход к монотонному, как на рис.2б, ходу кривых к точке $H=0$ (от немонотонного - на рис.2а). В толстых пленках для этого использовалось придание специальной формы [4] образцам.

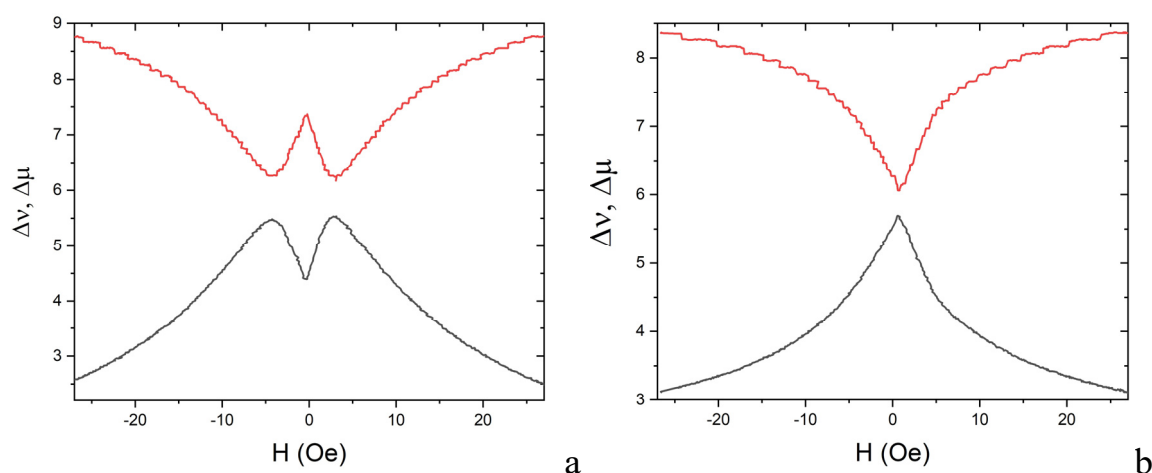


Рис.2. Зависимости частоты автодина с пленкой (верхние кривые) и магнитной проницаемости (нижние кривые) от поля в плоскости пленки различного азимута для а и б.

Свидетельства особых свойств созданных субмикронных пленок феррита-граната проявились необычным поведением также других полевых

зависимостей характеристик магнитной проницаемости, отражающимися, в частности, особенностями изменения амплитуды автодина. Можно сделать вывод, что с последовательным уменьшением толщины нашей пленки задает приближение ее магнитной структуры к ориентационному фазовому переходу у нулевого значения внешнего поля. Он специфически проявляется в широком диапазоне частот, мало зависим от изменения температуры, что определяет интерес к его изучению и возможному применению.

- [1] Е.И. Николаев, И.А. Красин, Кристаллография **33**, 478 (1988).
- [2] N.I. Mezin, Yu.I. Nepochatykh, N.Yu. Starostyuk, S.V. Yampolskii, JMMM **476**, 447 (2019).
- [3] Ю.И. Непочатых, В.Н. Варюхин, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, ФТВД, **34**, №4, 54 (2024).
- [4] Ю.М. Николаенко, А.Б. Мухин, Н.И. Мезин, **33**, № 1, 86 (2023).

Влияние магнитного поля на нелинейную магнитоупругую динамику плёнок марганец-цинковой шпинели в области магнитного фазового перехода

Котов Л.Н.¹, Майбуров М.В.¹, Наяк Ч.²

¹ Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

² Веллурский технологический институт, Веллур, Индия

E-mail: kotovln@mail.ru

В последние годы наблюдается растущий интерес к исследованию нелинейной магнитоупругой динамики магнитных материалов, особенно в области магнитных фазовых переходов [1, 2]. Это обусловлено наличием большой нелинейности магнитных и упругих колебаний и гигантского затухания в области магнитных фазовых переходов, а обнаруженные новые эффекты в этой области, могут быть использованы в различных нелинейных устройствах: от преобразователей частоты до сверхчувствительных датчиков магнитного поля и поглотителей электромагнитного СВЧ излучения в широком интервале температур [2]. Однако, несмотря на большой интерес к этой области, многие нелинейные магнитоупругие эффекты, связанные с особенностями кристаллической структуры твёрдых тел в области магнитных фазовых переходов, остаются малоизученными [1]. Кроме того, эти исследования важны и для понимания механизмов возникновения нелинейных магнитоупругих колебаний и для поиска возможных механизмов управления этими нелинейностями и гигантским затуханием. Результаты исследований нелинейной магнитоупругой динамики могут привести к созданию новых типов устройств на основе магнитных материалов, в которых проявляются магнитные фазовые переходы при изменении температуры.

Расчёт температурных зависимостей амплитуд магнитных и упругих колебаний плёнок марганец-цинковой шпинели (МЦШ) нестехиометрического состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ проводилось на основе решения полной системы дифференциальных уравнений, описывающих магнитную и упругую динамику [3, 7-9]. Для кристалла МЦШ данного состава наблюдается изменение знака первой константы магнитной анизотропии K_1 в нулевом постоянном магнитном поле при изменении температуры [4]. Системы уравнений Ландау-Лифшица и уравнения упругости решались численно методом Рунге-Кутты-Фельберга 7-8 порядка с контролем длины шага интегрирования [3]

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \cdot [\vec{m} \times \vec{H}_e] + \alpha \cdot \left[\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2}, \quad (2)$$

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + 2c_{44} (u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + 2B_2 (m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}), \quad (3)$$

где $\vec{m} = \vec{M} / M_0$ – единичный вектор намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения, H_0 – напряжённость постоянного магнитного поля, K_1, K_2 – первая и вторая константы кристаллографической магнитной анизотропии кристалла, u_{ij} – компоненты упругого смещения, c_{44} – константа упругости второго порядка, B_2 – константа магнитоупругой связи для поперечных упругих колебаний, γ – гиромагнитное отношение для спина электрона, $\vec{H}_e$ – вектор напряжённости эффективного магнитного поля, действующего на магнитный момент, α – параметр магнитной диссипации, β – скорость затухания упругих колебаний, ρ – плотность кристалла. В уравнении (3) учитывались только поперечные упругие колебания. С помощью вариационной производной находились выражения для эффективных магнитных полей, которые далее были использованы решения уравнения движения намагниченности (1). Большинство параметров кристалла МЦШ для вычислений взято из монографии [4]: $\rho = 5.4 \text{ г/см}^3$ во всем интервале температур; параметр упругого затухания $\beta = 1.5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$; константа упругости $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11} \text{ эрг/см}^3$; константа магнитоупругого взаимодействия $B_2 = -39.61 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$, значение намагниченности насыщения при комнатной температуре $M_s = 382.45 \text{ Гс}$; толщина пластины была равна $d = 10 \text{ мкм}$; амплитуда переменного магнитного поля – 1 мТл, частота переменного поля -180 МГц, равная частоте акустического резонанса для плёнки МЦШ, толщиной 10 мкм. Переменное магнитное поле было направлено вдоль оси Oy , а постоянное магнитное поле было направлено вдоль оси Oz и перпендикулярно плоскости пластины МЦШ.

На рис. 1 приведены температурные зависимости максимальных амплитуд компонент намагниченности m_x (a, b, c) и компонент упругого смещения u_x (d, e, f), коэффициентов затухания и частоты магнитных и упругих колебаний при трёх внешних магнитных полях 0.2, 2, 20 мТл. При малых постоянных магнитных полях 0.2 мТл, меньших поля магнитной анизотропии в интервале температур 220-270 К, включающего магнитный фазовый переход, наблюдается либо полное отсутствие магнитных и упругих колебаний, либо бесконечно малые значения их максимальных амплитуд $m_{x0} \sim 10^{-12}$ и $u_{x0} \sim 10^{-17} \text{ см}$. При понижении температуры плёнки МЦШ с 220 до 160 К максимальные амплитуды магнитных колебаний m_{x0} растут до $3 \cdot 10^{-5}$, а упругих колебаний до 10^{-12} см . Для констант затухания магнитных и упругих колебаний при малых магнитных полях в интервале температур 230-270 К наблюдаются максимумы с бесконечно большой амплитудой. Частота магнитных колебаний при этом уменьшается более чем на два порядка. Частота упругих колебаний в интервале температур 230-

265 К уменьшается неравномерно, а в минимуме находится несколько локальных максимумов и минимумов, что соответствует разной эффективности магнитоупругого взаимодействия.

При намагничивании плёнки МЦШ до магнитных полей 2 мТл, близких по величине с полем магнитной анизотропии кристалла МЦШ, в интервале температур 220-270 К, температурное поведение максимальных амплитуд магнитных колебаний аналогично поведению при малых магнитных полях 0.2 мТл. При этих полях максимум константы затухания и минимум частоты магнитных колебаний сдвинуты в область низких температур и имеют более узкие интервалы температур 230-250 К. При магнитных полях 2 мТл максимум константы затухания и минимум частоты упругих колебаний сдвигаются в область низких температур 235-250 К.

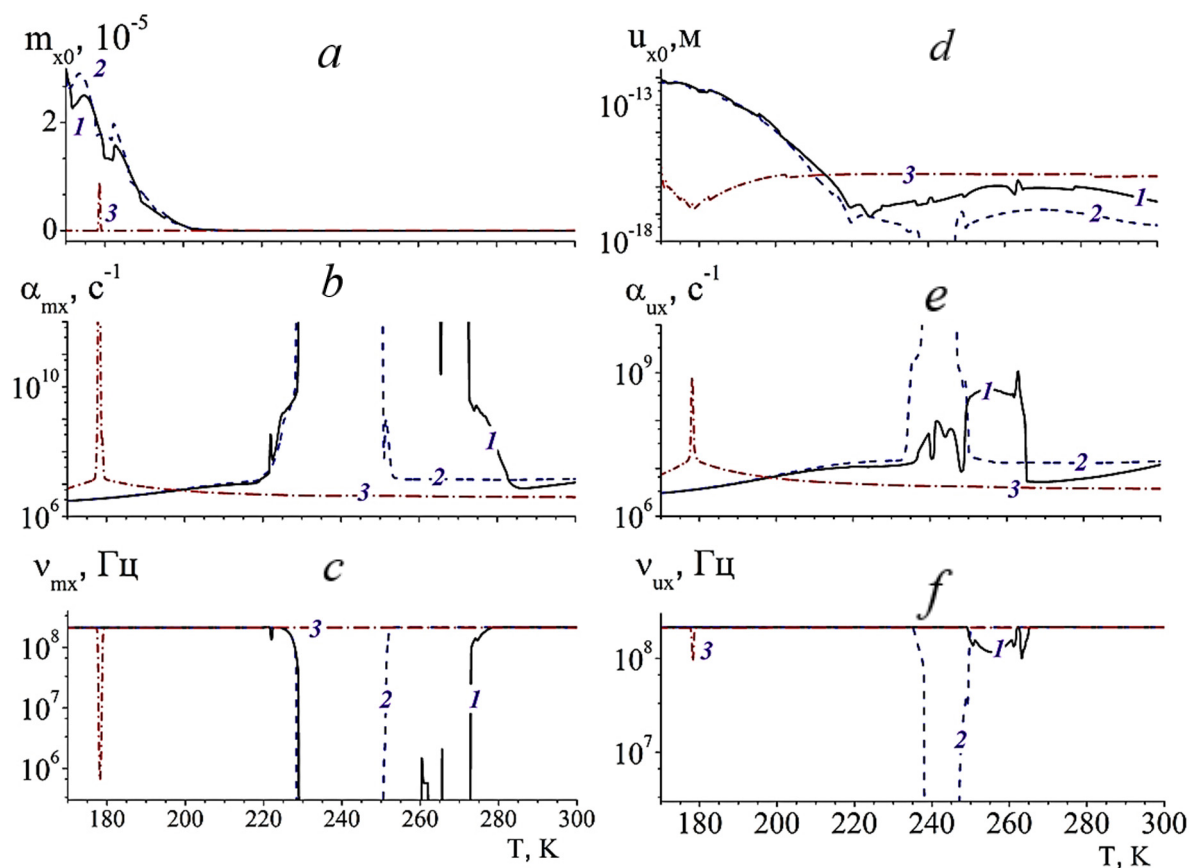


Рис. 1. Температурные зависимости максимальных амплитуд (a, d), констант затухания (b, e) и частот (c, f) и магнитных и упругих колебаний при нормальном приложении постоянного поля величиной B_0 : 1 – 0.2; 2 – 2; 3 – 20 Тл. Переменное магнитное поле направлено вдоль оси Oy в плоскости плёнки. Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси Oz перпендикулярно к плоскости плёнки.

При больших магнитных полях 20 мТл в интервале температур 170-300 К максимальные амплитуды, частоты и константы затухания магнитных и упругих колебаний практически не зависят от температуры. Амплитуда магнитных колебаний при этом уменьшается практически до нуля. В то же время, амплитуда упругих колебаний имеет относительно большое

значение 10^{-13} см. На температурных зависимостях констант затухания магнитных и упругих колебаний в области ФМР при $T=178$ К наблюдаются узкие максимумы, а для частоты - узкие минимумы

Результаты проведённых исследований показывают, что в области магнитного фазового перехода плёнки МЦШ наблюдается либо полное отсутствие колебаний, либо малые значения амплитуд $m_{x,y} \sim 10^{-12}$ и $u_{x,y} \sim 10^{-13}$ см. При больших магнитных полях 20 мТл в интервале температур 170-300 К максимальные амплитуды, частоты и константы затухания магнитных и упругих колебаний практически не зависят от температуры, а область магнитного фазового перехода на зависимостях параметров магнитных и упругих колебаний не обнаруживается. На кривых температурных зависимостей магнитных компонент $m_{x,y}(T)$ и констант затухания упругих и магнитных колебаний при больших магнитных полях обнаружены узкие пики, обусловленные ферромагнитным резонансом.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда, проект №25-72-20063.

- [1] Л. Н. Котов, П. А. Северин, В. С. Власов, В. В. Миронов, Известия РАН. Серия физическая, **87**, 422 (2023).
- [2] L.N. Kotov, P.A. Severin, V.S. Vlasov et al., Physics of the Solid State. **60**, 1153 (2018).
- [3] В.С. Власов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, Радиотехника и электроника, **59**, 482 (2014).
- [4] Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л. К. Зарембо, С.Н. Карпачев *Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах)*, Наука, Ленинград (1991).

Магнитоструктурные фазовые переходы в фосфорсодержащих пниктидах марганца

Алиев А.М.¹, Гамзатов А.Г.¹, Бердиев У.Т.², Головчан А.В.³,
Гурбанович А.В.⁴, Митюк В.И.⁴

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

² *Ташкентский государственный транспортный университет, Ташкент, Узбекистан*

³ *Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Россия*

⁴ *ГО "НПЦ НАН Беларуси по материаловедению", Минск, 220072, Беларусь*
e-mail: mitsiuk@physics.by

В последнее десятилетие большое внимание уделяется изучению магнитоструктурных фазовых переходов, которые сопровождаются изменением плотности электронных состояний вблизи поверхности Ферми [1-2]. В момент такого перехода происходит анизотропная деформация кристаллической решетки и выделение теплоты. В связи с этим исследование структурных и магнитных характеристик и их зависимости от температуры, давления, легирования образца, определение теплоты магнитоструктурного фазового перехода являются важным для понимания механизма таких фазовых переходов. Одним из модельных объектов для исследований вышеперечисленных зависимостей является арсенид марганца и сплавы на его основе. Это связано с наличием в них целой гаммы магнитоструктурных фазовых превращений как первого, так и второго рода.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния малых замещений в подрешетке мышьяка на магнитоструктурные фазовые переходы в соединении на основе MnAs. В качестве легирующего элемента был выбран фосфор. Это обусловлено подобием внешних электронных оболочек атомов фосфора и мышьяка и, следовательно, предполагает хорошую взаимозаменяемость в твердом растворе, но размер отличающийся атома фосфора позволяет модифицировать переход. Нами определены структурные параметры и магнитные свойства этих соединений в сильных магнитных полях до 14 Тл в области фазового перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ–МИРРУ в рамках научного проекта №T25УЗБ-053 и FL-8824063324-R3, соответственно.

[1] L. Tocado [et al.] J. Appl. Phys. **105** (2009).

[2] A. Magnus [et al.] Eur. Phys. J. B **68**, 67 (2009).

Электрические и магнитные свойства $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$, допированного ванадием

Мельникова Н.В.¹, Кадырова Н.И.², Мирзорахимов А.А.¹, Устинова И.С.¹,
Степанова Е.А.¹, Тебеньков А.В.¹, Сайпулаева Л.А.³, Бабушкин А.Н.¹

¹ Уральский федеральный университет, Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

e-mail: ustinovairina@list.ru, nvm.melnikova@gmail.com

² Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

e-mail: kadyrova@ihim.uran.ru

³ Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

e-mail: l.saypulaeva@gmail.com

В настоящее время активно продолжаются обсуждения причин проявления высоких значений диэлектрической постоянной ($\epsilon \sim 10^4$ - 10^5) открытого еще в 1967 г. [1, 2] перовскитоподобного титаната кальция-меди $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ (ССТО), и материалов на основе этого соединения, полученных, в том числе, путем изовалентного и неизовалентного частичного замещения ионов меди и титана [3-5]. В материалах наблюдаются температурные и барические фазовые переходы и особенности поведения диэлектрических параметров [6, 7].

Проявление высоких значений диэлектрической проницаемости может быть обусловлено как т.н. «внешними» (приэлектродные поляризационные эффекты, эффекты Максвелла-Вагнера по границам зерен и неоднородностей, с учетом влияния морфологии, формы и размеров зерен), так и «внутренними» (поляризационные эффекты, связанные с отклонениями от идеальной кристаллической структуры, наномасштабные ёмкостные барьеры внутри зерен, тип носителей заряда, в том числе, наличие поляронов малого радиуса, и связанные с этим особенности транспортных процессов) причинами. Для анализа «внешних» и «внутренних» причин, как правило, используют соответственно модели ILBC (Internal barrier layer capacitors - модель емкости внутреннего барьерного слоя) и NLBC (Nanosized Barrier Layer Capacitance - модель емкости наноразмерного барьерного слоя), последнюю - часто с учетом механизма прыжкового перемещения поляронов малого радиуса [8].

Заведомо изменяя параметры, гипотетически определяющие диэлектрические свойства материала (морфологию, микроструктуру, параметры и особенности кристаллической и электронной структуры), используя для этого допирование, температурные и барические воздействия и др., можно оценить степень значимости указанных причин в формировании величины диэлектрической проницаемости.

В настоящей работе представлены результаты исследования кристаллической структуры, микроструктуры, электрических и магнитных свойств оксидов $\text{CaCu}_3\text{Ti}_{4-x}\text{V}_x\text{O}_{12}$ ($x=0.1; 0.2; 0.3; 0.4; 0.5$), полученных

замещением части атомов титана в $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ атомами ванадия. Проанализировано влияние температуры, статического давления, частоты электрического поля f и индукции магнитного поля B на электрические характеристики, а также изучено температурное поведение магнитной восприимчивости. Методики и оборудование подробно описаны в [8, 9].

Термобарический метод синтеза ($P \sim 8-9$ ГПа, $T \sim 1000-1100^\circ\text{C}$, $t \sim 10-15$ мин.) [8] обеспечил получение материалов с перовскитоподобной структурой (пр.гр.Im-3, $Z=2$). При постепенном замещении титана ванадием в $\text{CaCu}_3\text{Ti}_{4-x}\text{V}_x\text{O}_{12}$ уменьшается параметр решетки, меньше становится размер зерен, растет электропроводность (сохраняя полупроводниковый характер зависимости от температуры), снижается энергия активации электропроводности, диэлектрическая проницаемость для всех материалов остается на уровне 10^3-10^4 в широкой области температур (рис. 1).

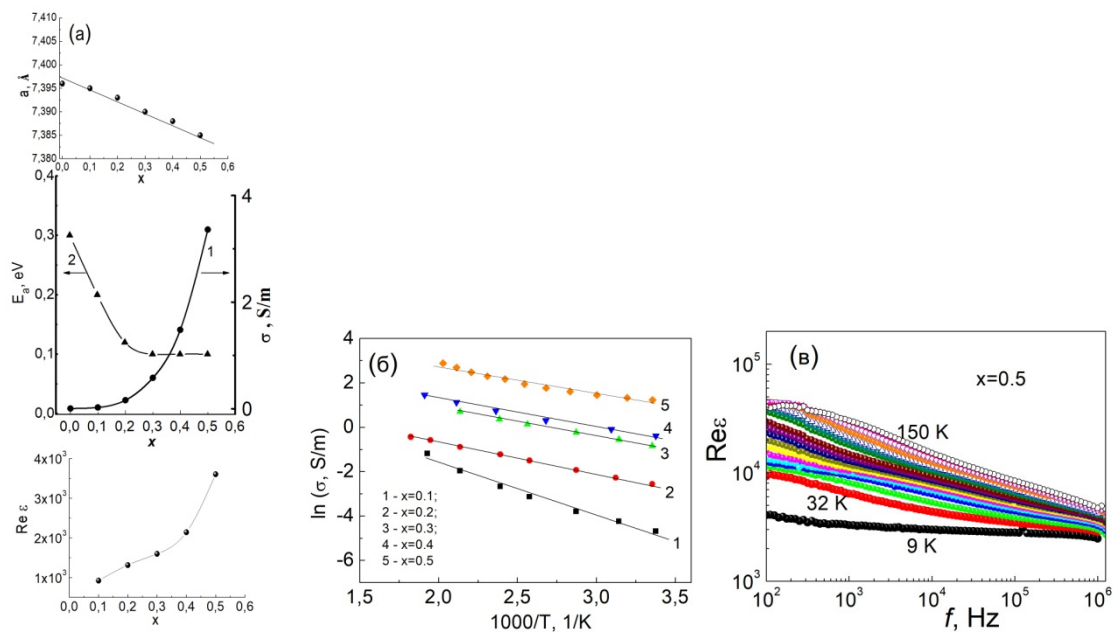


Рис. 1. Зависимости параметра кубической решетки a , энергии активации E_a , удельной электропроводности σ и диэлектрической константы $\text{Re } \epsilon$ от значения x для оксидов $\text{CaCu}_3\text{Ti}_{4-x}\text{V}_x\text{O}_{12}$ (при комнатной температуре) (а); температурные зависимости электропроводности для указанных x (б); пример спектров $\text{Re } \epsilon(f)$ в области температур (9-150) K для образца с $x=0.5$ (в).

Исследования влияния давления на величину диэлектрической проницаемости, оцененной из ёмкости ячейки с образцом, указывают на высокие её значения ($\sim 10^3$) и на отсутствие дисперсии в области частот 10^2-10^7 Гц. Это свидетельствует о том, что причины высокой диэлектрической проницаемости материалов, в том числе и в условиях высоких статических давлений, могут быть связаны с особенностями кристаллической структуры (которая сохраняется вплоть до давления 57 ГПа [10]), определяющими поляризованность, например, из-за смещения положения ионов титана и ванадия в октаэдрах TiO_6 и VO_6 .

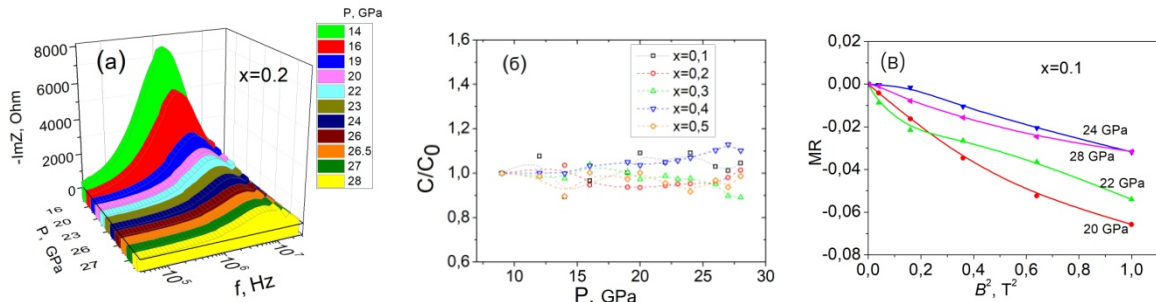


Рис. 2. Частотно-барические зависимости мнимой части импеданса (а); барические зависимости относительного изменения емкости ячейки с образцами (б) и зависимости магнитосопротивления от квадрата величины магнитной индукции (в) для $\text{CaCu}_3\text{Ti}_{4-x}\text{V}_x\text{O}_{12}$ при указанных значениях x .

Установлено, что поведение электропроводности и диэлектрической проницаемости хорошо объясняется при условии учета прыжкового механизма переноса поляронов малого радиуса внутри наномасштабных внутризеренных областей. Т.о., модель NBLC и учет наличия поляронных носителей оказались наиболее приемлемы для объяснения одновременного проявления высокой диэлектрической проницаемости и относительно высокой электропроводности. В некоторых материалах при высоких давлениях наблюдали отрицательное магнитосопротивление (ОМС) (рис.2), за проявление которого могут быть ответственны парамагнитные центры, типа Cu^{2+} , играющие главную роль в уменьшении электросопротивления в условиях внешнего магнитного поля.

При исследовании температурных зависимостей магнитной восприимчивости $\text{CaCu}_3\text{Ti}_{4-x}\text{V}_x\text{O}_{12}$ ($0.1 \leq x \leq 0.4$) установлено, что материалы парамагнитны в области температур $\sim (25-300)$ К, и испытывают антиферромагнитные (АФМ) переходы при $T_N \sim 25-28$ К (рис. 3). В интервалах температур выполнения закона Кюри — Вейса проведены оценки значений постоянной Вейса, результирующих эффективных магнитных моментов, обусловленных ионами Cu^{2+} и V^{4+} , и молярной постоянной Кюри. Например, для $\text{CaCu}_3\text{Ti}_{3.8}\text{V}_{0.2}\text{O}_{12}$ $T_N = 26$ К, постоянная Вейса $\Theta_{\text{CW}} = -26$ К. Оцененные температуры T_N близки к температуре Нееля для $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ ($T_N = 25$ К). Ниже этой температуры спины ионов меди (Cu^{2+} , d^9 , $S = 1/2$) располагаются в плоскостях, создавая в них ферромагнитное упорядочение, при этом вдоль направления $[111]$ создается антиферромагнитное упорядочение. Суперобменное взаимодействие между ионами Cu^{2+} , приводящее к АФМ упорядочению, осуществляется в основном через немагнитные ионы Ti^{4+} [7]. Замещение ионов Ti^{4+} на магнитные ионы V^{4+} должно влиять на АФМ переход. При увеличении количества атомов ванадия, при замене части немагнитных ионов титана Ti^{4+} , находящихся в центрах октаэдров, на парамагнитные ионы V^{4+} , обменные взаимодействия между электронами атомов меди (ближайшие, второго и третьего порядка соседи атомов меди) нарушается. При

постепенном увеличении значений x переход к антиферромагнитному упорядочению становится менее выраженным, и при $x=0.5$ в области температур (5–300) К переход не наблюдается, материал во всей этой температурной области парамагнитен, так же, как и соединение $\text{CaCu}_3\text{V}_4\text{O}_{12}$ [11], то есть при полной замене титана на ванадий в $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$.

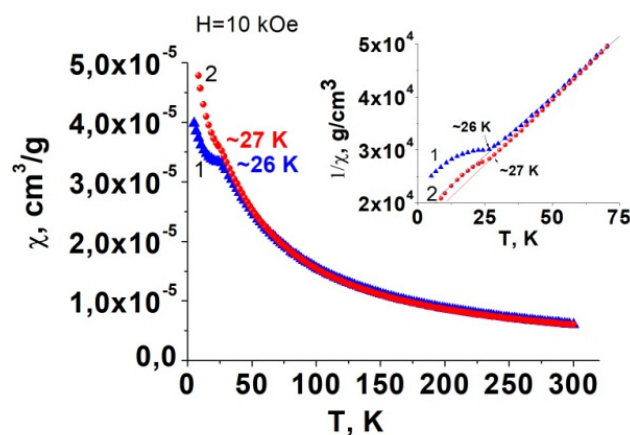


Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости и обратной величины к магнитной восприимчивости в области низких температур (на вставке) для $\text{CaCu}_3\text{Ti}_{4-x}\text{V}_x\text{O}_{12}$, $x=0.2$ (1) и $x=0.4$ (2).

Таким образом, замена части атомов титана на атомы ванадия в $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$ практически не изменяет температурное и барическое поведение и величины значений диэлектрической проницаемости, но меняет некоторые магнитные характеристики, в частности, приводит к постепенному (по мере увеличения содержания ванадия) сглаживанию, а потом и к исчезновению АФМ перехода (наблюдающегося в $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$) при низких температурах. В исследованных материалах эксперимент подтверждает наличие поляронных носителей, функционирующих в условиях зарядовой поляризации, что говорит в пользу внутренних причин проявления высоких значений диэлектрической проницаемости.

- [1] A.Deschanvres et.al. Bull. Soc. Chim. Fr. **11**, 4077 (1967).
- [2] A.P.Ramirez et.al. Solid State Commun. **115**, 217–220 (2000).
- [3] Y.H.Lin et.al. Appl. Phys. Lett. **88**, 172902 (2006).
- [4] L.Singh et.al. Prog. Cryst. Growth Char. Mater. **60**, 15–62 (2014).
- [5] J.Wang et.al. J. Eur. Ceram. Soc. **38**, 3505–3511 (2018).
- [6] C.C.Wang et.al. Phys. Rev. B **74**, 024106 (2006).
- [7] S.Krohns et.al. Eur. Phys. J. B **72**, 173–182 (2009).
- [8] N.I.Kadyrova et.al. J. Phys. Chem. Solids **169**, 110870 (2022).
- [9] N.V.Melnikova, J. Phys. Conf. Ser. **946**, 012088 (2018).
- [10] Y.Ma., Appl. Phys. Lett. **88**, 191903 (2006).
- [11] Y.Shimakawa, Inorg. Chem. **47**, 8562–8570 (2008).

Ферромагнитный порядок в ван-дер-ваальсовом соединении Fe_3GeTe_2

Меньшенин В.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,

Екатеринбург, Россия

e-mail: menshenin@imp.uran.ru

Слоистые материалы со слабой межслойной ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВОЙ связью вызывают повышенный интерес. Связано это с тем, что свойствами системы можно управлять, заменяя одни слои на другие, или понижая размерность соединения, выделяя однослойные компоненты. Понижение же размерности приводит к усилению квантовых эффектов, что может оказаться полезным в приложениях. Примером такого соединения является дихалькогенид железа Fe_3GeTe_2 . Это соединения является металлическим ферромагнетиком [1].

Соединение Fe_3GeTe_2 впервые было синтезировано в 2006 году [1]. Оно кристаллизуется в гексагональную структуру, описываемую пространственной группой $P6_3/mmc (D_{6h}^4)$. Атомы железа занимают две неэквивалентных кристаллографических позиции, обозначаемых в [4] как 2c и 4e соответственно. Соединение является слоистым. Каждый слой представляет собой сэндвич-структуру с двумя слоями атомов теллура, покрывающие тройной слой Fe_3Ge с обеих сторон [1]. Спонтанная намагниченность была обнаружена ниже 230К. Имеет место сильная магнитная анизотропия вдоль оси с кристалла. Вакансии, имеющиеся в позиции 2c, подавляют ферромагнитное упорядочение.

В литературе вызывает много споров вопрос о природе дальнего магнитного порядка. В некоторых работах утверждается, что это соединение является зонным магнетиком. В этом случае, как утверждают авторы этих работ, выполняется критерий Стонера для ферромагнитного упорядочения.

В других работах обращается внимание на то, что только наличием свободных электронов ферромагнетизм в этом соединении не описывается и нужно учитывать вклад локализованных электронов, а также наличие сильных электронных корреляций. Высказано также мнение, что магнитные свойства могут описываться в модели Гейзенберга локализованных магнитных моментов.

Цель настоящей работы состояла в анализе магнитного фазового перехода из парамагнитной фазы в ферромагнитную фазу на основе ренормгруппового подхода. При этом в рамках теоретико-группового рассмотрения находится неприводимое представление пространственной группы, по которому происходит переход и построено действие, инвариантное относительно этого представления. Влияние вакансий в

позициях железа на этот переход описывается в предположении, что они могут рассматриваться, исходя из метода реплик, по аналогии с замороженными примесями. В рамках t-J модели проанализирована устойчивость ферромагнитной фазы, принимая во внимание сильные электронные корреляции, о наличии которых в этом соединении упоминалось выше.

Ранее отмечено, что соединение Fe_3GeTe_2 обладает фазовым переходом из парамагнитной в ферромагнитную фазу с сильной C- аксиальной анизотропией ниже 230 К. Магнитоупорядоченная фаза подавляется с увеличением концентрации вакансий. При этом вакансии наблюдаются только в позиции 2с атомов железа. Проанализируем этот переход исходя из теории фазовых переходов второго рода. Результаты упругого нейтронного рассеяния указывают на то, что этот переход относится ко второму роду.

Найдем прежде всего неприводимое представление (НП) пространственной группы $R6_3/mmc (D_{6h}^4)$, по которому может происходить этот переход. В данном подходе мы считаем, что на ионах железа, находящихся в кристаллографических позициях 2с ($3d^6$) и 4е ($3d^5$), локализованы магнитные моменты. Это представление должно входить в состав магнитного представления пространственной группы.

Определим сначала характеры магнитного представления пространственной группы на основе формулы [2] $\chi_m^{k=0}(g) = Sp R_h \delta_h \sum_j \delta_{j,gj}$, где $\chi_m^{k=0}$ -характер элемента группы, $Sp R_h$ -сумма диагональных элементов вращательной части элемента g, $\delta_h=1$ для элементов первого рода и $\delta_h = -1$ для элементов второго рода, дельта символ $\delta_{j,gj}$ означает, что суммирование идет по тем атомам, которые не перемещаются под действием элемента g. Обычным образом, используя известные данные касающиеся НП группы $R6_3/mmc (D_{6h}^4)$, находим, что в состав магнитного представления входят только два двукратных одномерных представления этой группы, а именно: $2\tau_3$ и $2\tau_6$.

Методом, подробно описанном в монографии [2], можно показать, что только неприводимое представление τ_3 пространственной группы допускает существование атомных магнитных моментов, ориентированных в направлении оси C кристалла, как в позиции 2с, так и в позиции 4е атомов железа.

Таким образом, переход из парамагнитного состояния в ферромагнитную фазу может происходить только по представлению τ_3 , причем в формировании дальнего порядка участвуют атомы железа в обеих кристаллографических позициях. Отметим, что теоретико-групповой анализ подтверждает, что эта фаза будет иметь анизотропию вдоль оси z. Фазовый переход из парамагнитной в ферромагнитную фазу характеризуется однокомпонентным параметром порядка, который

обозначим как $\varphi(x)$. Тогда действие S , инвариантное относительно представления τ_3 , записывается в виде

$$S(\varphi) = \int d^d x \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} - \xi \frac{\varphi^2(x)}{2} - \frac{g}{24} \varphi^4(x) \right),$$

где $\xi = T - T_C$, T -температура системы, T_C - затравочная температура Кюри, g - заряд, константа, характеризующая взаимодействие в системе. Это выражение полностью совпадает с неренормированным действием одномерной модели φ^4 . Описание фазового перехода на основе этой модели методом ренормализационной группы хорошо известно. Найдена устойчивая критическая точка и определены все критические индексы в 5-петлевом приближении.

Влияние вакансий на этот фазовый переход проведем аналогично учету замороженных примесей в методе реплик. Тогда учет вакансий можно осуществить в виде добавки к обычному действию φ^4 взаимодействия вида $V_{vac} = \int d^d x \psi(x) \varphi^2(x)$, где $\psi(x)$ –гауссово случайное поле вакансий со средним значением $\langle \psi(x) \rangle = 0$ и коррелятором $\Delta_\psi(x) = \langle \psi(x) \psi(x') \rangle = \lambda_0 \delta(x - x')$ с затравочной константой $\lambda_0 > 0$, пропорциональной концентрации вакансий, $d = 4 - 2\varepsilon, \varepsilon \ll 1$, d -размерность пространства. Формальное описание вакансий методом реплик позволяет применить n -компонентное поле $\varphi_a, a = 1, \dots, n$ с неренормированным действием [3]

$$S_1 = \int d^d x \left\{ -\frac{1}{2\lambda_0} \psi^2(x) - \frac{1}{2} \frac{\partial \varphi_a(x)}{\partial x} \frac{\partial \varphi_a(x)}{\partial x} - \frac{\xi}{2} \varphi_a(x) \varphi_a(x) - \frac{g}{24} \sum_a \varphi_a^4(x) + \psi(x) \varphi_a(x) \varphi_a(x) \right\}.$$

В этом действии можно избавиться от поля $\psi(x)$. Проинтегрируем для этого функционал для статистической суммы по полю $\psi(x)$. В результате получим действие для двухзарядной $O_n \varphi^4$ модели. Поведение намагниченности M в окрестности критической точки имеет вид $M \sim |T - T_C^*|^\beta, \beta = \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \left(\frac{6}{53} \right)^2 (2\varepsilon)^{1/2} - \frac{1284 + 189\zeta(3)}{(53)^2} \varepsilon$, T_C^* -температура перехода в феррромагнитную фазу, ζ - дзета функция Римана. Однако для рассматриваемой модели устойчивость критической точки может быть нарушена, если выполняется неравенство $-12\lambda_0 + g < 0$. С ростом концентрации вакансий положительная константа λ_0 возрастает по величине, что приведет к выполнению этого неравенства. Тогда переход в ферромагнитную фазу будет подавлен.

Подойдем поэтому к проблеме появления ферромагнитной фазы в соединении Fe_3GeTe_2 , используя модель Хаббарда, а точнее t - J модель. Единственное условие, которое нам потребуется из предыдущего рассмотрения состоит в том, что переход происходит по одномерному представлению. Поэтому сделаем предположение, что для описания ферромагнитного состояния можно использовать модель Хаббарда для невырожденных электронов. Значительное упрощение для изучения

свойств электронов производится в модели Хаббарда, в которой существенным для исследования является только один орбитально невырожденный уровень, а все другие уровни не включаются в рассмотрение. Последнее утверждение основано на предположении о большой энергетической щели между этими уровнями и выделенным уровнем.

В работе [4] приведено значение параметра U , описывающего кулоновское отталкивание электронов на одном узле, $U \sim 5$ eV. При таком большом значении параметра U слагаемое в гамильтониане Хаббарда, описывающее кулоновское отталкивание электронов на узле, рассматривается как гамильтониан нулевого приближения, а кинетическое слагаемое, связанное с перескоком электрона на соседний узел, играет роль возмущения, то есть приходим к t - J модели. Гамильтониан, определяющий взаимодействие в t - J модели, имеет вид

$$H_{int} = t \sum_{i,j\sigma} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} + J \sum_{i,j} (X_i^{-+} X_j^{+-} - X_i^{++} X_j^{--}).$$

Здесь t -матричный элемент перескока электрона на соседний узел, $X_i^{\alpha\beta}$ - оператор Хаббарда, $\alpha, \beta = 0, +, -$, где символ $+$ означает состояние со спином вверх, $-$ состояние со спином вниз, 0 - состояние без спина на узле, J - обменный интеграл. В работе [5] вычислен фурье образ функции Грина для поперечных спиновых компонент. После аналитического продолжения $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ эта функция описывает восприимчивость парамагнитной фазы. Динамическая магнитная восприимчивость представляет собой сумму вкладов от локализованных и коллективизированных состояний электронов. Локализованный вклад, обратно пропорциональный температуре, оказывается обычного Кюри вида. Коллективизированный вклад является паулиевским. Этот вклад, связанный с электронной петлей, отвечает за восприимчивость газа невзаимодействующих свободных электронов. Таким образом, из t - J модели следует, что в формировании ферромагнитной фазы участвуют как локализованные, так и свободные электроны. Работа выполнена по государственному заданию Шифр «Квант» Г.р. № 122021000038-7.

- [1] Н.-J. Deiseroth, K. Aleksandrov, C. Reiner, et al., Eur. J. Inorg. Chem. 1561 (2006).
- [2] Ю.А. И Изюмов, В.Е. Найш, Р.П. Озеров, Нейтронография магнетиков, Атомиздат, Москва (1981).
- [3] В.В. Меньшенин, ЖЭТФ **165**, 389 (2024).
- [4] X. Bai, F. Lecherman, Phys. Rev. B 106, L180409 (2022).
- [5] Ю.А. Изюмов, М.И. Кацнельсон, Ю.Н. Скрыбин, Магнетизм коллективизированных электронов, Изд-во «физико-математическая литература», Москва (1994).

Исследование спин-флуктуационного взаимодействия в железосодержащих сверхпроводниках

Каракозов А.Е.^{*}, Магницкая М.В.^{**}

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина,

РАН, Москва, Троицк, Россия

**e-mail: chkara@rambler.ru*

***e-mail: magma@yandex.ru*

Железосодержащие сверхпроводники (ферропниктиды, ФП) помимо практического интереса представляют интерес и как сверхпроводники с возможно нефононным механизмом спаривания посредством спин-флуктуационного взаимодействия (СФВ) с электронными флуктуациями [1]. ФП с квазидвумерной сильно анизотропной поверхностью Ферми (ПФ) и низкой плотностью носителей в дырочных (h , с центром в точке Γ) и электронных (e , с центрами в точках $X = (\pi, 0)$ и $Y = (0, \pi)$) зонах с элементами межзонного нестинга на антиферромагнитных (АФМ) векторах $\mathbf{Q} = (\pi, 0)$, $(0, \pi)$ потенциально относятся к системам с коррелированными электронами. Косвенно на нефононную природу сверхпроводимости ФП могут указывать анизотропия сверхпроводящей щели на отдельных участках ПФ, а также экспериментально наблюдаемые на больших (порядка АФМ векторов $\mathbf{Q}$) волновых векторах (межзонные $e-h$) изотропные спиновые и на малых $\mathbf{q}$ (вблизи точек X и Y) внутризонные квадрупольные $d_{x^2-y^2}$ зарядовые (орбитальные) электронные флуктуации. причем интенсивность как спиновых, так и орбитальных флуктуаций возрастает по мере приближения к АФМ переходу. В настоящее время не существует надежных способов расчета СФВ и более того однозначно не известен даже знак СФВ. Применение же стандартной методики обращения уравнений Элиашберга с экспериментальной туннельной плотностью состояний $N_s(V) \sim dI(V)/dV$ для определения взаимодействия спаривания - функции Элиашберга $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ [2] в многозонных сверхпроводниках с несколькими (4 и более) спектральными функциями $\alpha_{ij}^2(\omega)F_{ij}(\omega)$ вряд ли возможно. В этом случае возможным оказывается только определение межзонных и внутризонных констант связи $\lambda_{ij} = 2 \int d\omega \alpha_{ij}^2(\omega)F_{ij}(\omega)/\omega$ посредством обращения системы уравнений БКШ с экспериментальными значениями безразмерных параметров ($2\Delta_i(0)/T_c$, скачка теплоемкости $\Delta C(T_c)/\gamma T_c$, отношения $\gamma T_c^2/N_c^2(0)$ и т.д.) с коррекцией сильной связи в качестве параметров. Формулы коррекции показывают отличие универсальных значений безразмерных параметров в модели БКШ (3.52, 1.43, 0.168 и т.д., соответственно) и в теории Элиашберга. Такие формулы хорошо известны для сверхпроводников с одной зоной на ПФ [3], например

$$\frac{T_c}{\Omega_{in}} = \frac{1}{1.2} \exp \left(- \frac{1.04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^*(1 + 0.62\lambda)} \right) \quad (1)$$

$$\frac{2\Delta(0)}{T_c} = 3.52 \left[1 + 12.5 (T_c / \Omega_{\text{ln}})^2 \ln(\Omega_{\text{ln}} / 2T_c) \right] \quad (2)$$

$$\ln \Omega_{\text{ln}} = 2 / \lambda \int_0^{\infty} d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) \ln \omega / \omega \quad (3)$$

где $\mu^* \sim 0.1$ – кулоновский псевдопотенциал. Среднелогарифмическая частота Ω_{ln} как основная характеристика спектральной функции взаимодействия была введена в работе [4], в которой был предложен последовательный способ построения БКШ – подобных формул в пределе слабой связи и примененный в [5] к уравнениям Элиашберга на примере вычисления критической температуры. Как было показано, вследствие того, что уравнение Элиашберга для щели (как и уравнение БКШ) при $T_c \rightarrow 0$ содержит логарифмическую особенность вида $\ln(1/T_c)$, приводящую к экспоненциальной зависимости T_c от параметров взаимодействия λ и μ^* , оно может быть представлено в виде суммы БКШ – подобного сингулярного слагаемого, обрезанного на некоторой частоте Ω_c и регулярной поправки, слабо зависящей от T_c и приводящей лишь к числовому множителю порядка единицы в предэкспоненциальном множителе в выражении для T_c , причем при выборе $\Omega_c = \Omega_{\text{ln}}$ в виде (3) уравнение приводится к наиболее близкому к уравнению БКШ виду, сохраняя экспоненциальный множитель практически без изменений. Формулы (1), (2) а также формулы для других безразмерных параметров были установлены численным анализом решений уравнений Элиашберга для большого числа спектральных функций $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ самого разнообразного вида. Формулы коррекции, зависящие только от констант связи, могут быть применены в тех случаях, когда спектральные функции неизвестны и в частности, для анализа свойств многозонных сверхпроводников. Построение БКШ – подобных формул для многозонных уравнений Элиашберга принципиально ничем не отличается от обычных [5], однако оптимизирующая БКШ – подобную формулу частота $\langle \Omega_{\text{ln}} \rangle$ в этом случае определяются сложной комбинацией всех спектральных функций $\alpha_{ij}^2(\omega)F_{ij}(\omega)$. В работе [6] для двухзонных сверхпроводников были предложены формулы коррекции вида (2) с заменой в них универсальных констант БКШ их значениями в 2 – х зонной модели БКШ (отношение $2\Delta(0)/T_c = 3.52$ заменялось на $2\Delta_i(0)/T_c = 2\alpha_i(\lambda_{ij})$ и т.п.).

$$\alpha_1 = 1.76 \exp(\Lambda_1) \quad (4)$$

$$\Lambda_1 = \left\{ \lambda_{12} \theta_2(0) + \left[\lambda_{11} - \lambda_{22} - \sqrt{(\lambda_{11} - \lambda_{22})^2 + 4\lambda_{12}\lambda_{21}} \right] / 2 \right\} \quad (5)$$

$$\lambda_{11} - \lambda_{22} = -\ln \theta_2(0) - \lambda_{12} \theta_2(0) + \lambda_{21} / \theta_2(0) \quad (6)$$

где $\theta_2 = \Delta_2(0)/\Delta_1(0) = 1/\theta_1$ отношения щелей при $T=0$, λ_{ij} выражаются через затравочные константы спаривания λ_{ij}^0 и кулоновские псевдопотенциалы

μ_{ij}^* : и $\bar{\lambda}_{ij}=(\lambda_{ij}^0 -\mu_{ij}^*)/(1+\lambda_{ii}^0 +\lambda_{jj}^0)$, $D=\bar{\lambda}_{11}\bar{\lambda}_{22}-\bar{\lambda}_{12}\bar{\lambda}_{21}$, $\lambda_{ij}=\bar{\lambda}_{ij}/D$, где D – детерминант 2 – х зонной системы уравнений. α_2 получается из (4), (6) заменой $1\leftrightarrow 2$. В работе [6] формула коррекции

$$\frac{2\Delta_{1,2}(0)}{T_c} = 2\alpha_{1,2} \left[1 + 12.5 \left(T_c / \langle \Omega_{ln} \rangle \right)^2 \ln \left(\langle \Omega_{ln} \rangle / 2T_c \right) \right] \equiv 2\alpha_{1,2}\alpha_{sc}$$

(7) проверялась для спектральных функций MgB_2 из [7] и модельных спектральных функций 2 – х зонного сверхпроводника $\alpha_{ij}^2(\omega)F_{ij}(\omega)$. Частота $\langle \Omega_{ln} \rangle$ в [6] выбиралась в виде интуитивной комбинации слагаемых $[\alpha_{ij}^2(\omega)F_{ij}(\omega)]\ln\omega/\omega$. В таком приближении безразмерные параметры БКШ с коррекцией сильной связи с точностью $\sim 10\%$ совпадают с вычисленными из уравнений Элиашберга. $\langle \Omega_{ln} \rangle$ для MgB_2 , вычисленная в нескольких работах из подобных соображений, изменялась в диапазоне 56.2–62.0 мэВ. Как обсуждалось выше, $\langle \Omega_{ln} \rangle$ имеет смысл подгоночного параметра, оставляющего без изменений экспоненциальную часть формулы БКШ для T_c , поэтому в многозонных сверхпроводниках в отсутствие формального определения $\langle \Omega_{ln} \rangle$ более последовательно вычислять $\langle \Omega_{ln} \rangle$ не из интуитивно сконструированных комбинаций $\alpha_{ij}^2(\omega)F_{ij}(\omega)$, а из (1) с эффективной константой связи Λ [6]

$$\Lambda = \left[\lambda_{11} + \lambda_{22} - \sqrt{(\lambda_{11} - \lambda_{22})^2 + 4\lambda_{12}\lambda_{21}} \right] / 2 \quad (8)$$

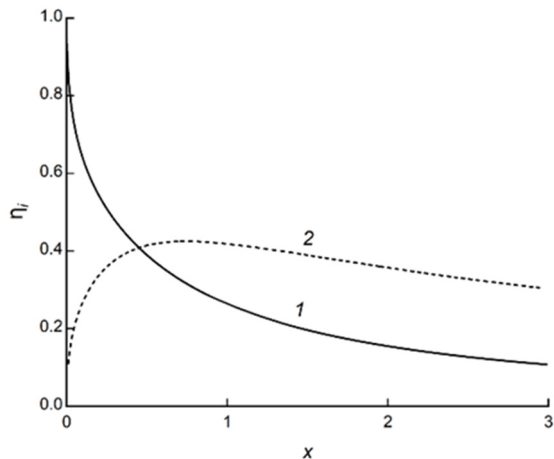
В этом случае аргумент функции коррекции с λ_{ij}^0 и μ_{ij}^* из [7] $T_c/\Omega_{ln} = \exp(-\Lambda)/1.2d_0 = 0.058$ и для $T_c = 39.4$ К из [7] $\Omega_{ln} = 58.2$ meV. Поправка сильной связи $\alpha_{sc}(T_c/\Omega_{ln}=0.058) = 1.09$. Найденное из уравнения (6) отношения щелей $\theta_2 = \Delta_2(0)/\Delta_1(0) = 0.36$ (в [17] $\theta_2 \approx 0.37$). Найденный согласно формулам (6) с $\theta_2 = 0.36$ и (4) параметр БКШ $\alpha_1 = 1.92$ и $2\Delta_1(0)/T_c = 2\alpha_1\alpha_{sc} = 4.2$ также очень хорошо совпадает с полученным из уравнений Элиашберга с первопринципными спектральными функциями значением $2\Delta_1(0)/T_c \approx 4.18$. Такое хорошее совпадение означает, что константы связи [7] являются решениями уравнений БКШ с экспериментальными данными с поправками сильной связи и что возможно решение обратной задачи – восстановление констант взаимодействия λ_{ij}^0 обращением таких уравнений.

В ФП с учетом особенностей ПФ вычисление λ_{ij}^0 можно упростить. Из-за низкой плотности носителей размеры $\hbar$ и e карманов в ФП малы и в меру этой малости внутризонные s-компоненты спаривающего взаимодействия можно считать одинаковыми $\alpha_s^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = U$, межзонное e-h СФВ $\alpha^2(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h) \approx G_s$, а внутризонное e-e $\alpha^2(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_e') \approx U(1 \pm d \cos 2\varphi_{X/Y})(1 \pm d \cos 2\varphi'_{X/Y})$, где коэффициент анизотропии $d = (2G_D/U)^{1/2}$, $G_{s,D}$ – спиновая и орбитальная компоненты СФВ. $\lambda_{ij}^0 = \alpha_{ij}^2 N_j$ удобно определить как λ_h^0 , $\lambda_e^0 = \lambda_h^0 \gamma$, $\lambda_{eh}^0 = \lambda_h^0 x$, $\lambda_{eh}^0 = \lambda_h^0 x$, $\lambda_{he}^0 = \lambda_h^0 \gamma x$, $\gamma = N_e/N_h$. Отношение $G_s/U = x$ имеет смысл меры близости к АФМ переходу или допинговой зависимости. Уравнения

обращения получаются из (4-8) заменой λ_e^0 на $\lambda_e^0(d) = \lambda_e^0(1+d^2/2)$ и уравнения (6) на

$$\ln \theta_e = \lambda_e - \lambda_h - \lambda_{he} \theta_e + \lambda_{eh} / \theta_e - \Phi \quad (9)$$

где $\Phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \beta(\varphi) \ln \beta(\varphi) d\varphi$, $\beta(\varphi) = 1 + \eta \cos 2\varphi$, $\eta = d \{1 - (\lambda_{he}/\lambda_e)/\theta_e\} \lambda_h \lambda_e / D$, а $D = \lambda_h \lambda_e - \lambda_{he} \lambda_{eh}$ детерминант изотропной системы (с $d=0$). Эти уравнения с экспериментальными значениями T_c , θ_e , γ , анизотропии электронной щели η и $2\Delta_h(0)/T_c$ с коррекцией сильной связи в качестве параметров позволяют определить константы связи в фононном и нефононном каналах, доминирующий механизм спаривания, а также коэффициенты анизотропии СФВ d и корреляции спиновой и зарядовой степеней свободы $\zeta = G_D/G_S = d^2/2x$, существенные для выбора правильной модели описания СФВ в ФП. Анализ решений уравнений сверхпроводимости с модельными СФВ $\alpha^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ в сопоставлении с экспериментальными данными позволяет уточнить основные свойства СФВ в ФП. Так обычно считают, что анизотропия η е-щели $\Delta_e(\mathbf{k}) = \Delta_e(1 + \eta \cos 2\varphi)$ совпадает с анизотропией СФВ d и при $G_D/U \gg 1$ е-щель имеет симметрию d-волны с узлами $\varphi = \pi/4, 3\pi/4 \dots$ [8]. Проведенный анализ показал, что в отличие от [8] из-за межзонного е-h



взаимодействия анизотропия е-щели η не совпадает с анизотропией СФВ d ($\eta < d$), а анизотропия СФВ d всегда меньше 1 ($d \leq 1$), т.е. и СФВ и е-щель не имеют узлов. На рисунке показана рассчитанная зависимость коэффициента анизотропии е-щели η от межзонного СФВ $x = G_S/U$ в ФП с $N_h > N_e$ (аналог $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$) в модели делокализованных электронов – слабо коррелированных волн

спиновой и зарядовой плотности с $d(x) \approx 1$ (η_1) и в орбитальной модели – с сильной корреляцией спиновой и зарядовой степеней свободы $d(x) = \sqrt{2x}$ (η_2). Показанная на рисунке зависимость $\eta_1(x)$ качественно воспроизводит допинговую зависимость $\eta(x)$ $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ [9], что свидетельствует в пользу слабых корреляций и делокализованной модели СФВ в ФП.

- [1] Fernandes R.M., Chubukov A.V., Schmalian J., Nature Phys., 10, 97 (2014).
- [2] McMillan W.L., Rowell J.M., Phys. Rev. Lett., 14, 108 (1965).
- [3] Allen P.B., Dynes R.C., Phys. Rev. B., 12, 905 (1975).
- [4] Kirzhnits D.A., Maksimov E.G., Khomskii D.I., J. Low Temp. Phys. 10, 79, 1973.
- [5] Каракозов А.Е., Максимов Е.Г., Машков С.А., ЖЭТФ 68, 1937 (1975).
- [6] Nicol E.J., Carbotte J.P., Phys. Rev. B., 71, 054501 (2005).
- [7] Liu A.Y., Mazin I.I., Kortus J., Phys. Rev. Lett. 87., 87005 (2001).
- [8] Maier T.A., Graser S., Scalapino D.J. et al., Phys. Rev. B., 79, 224510 (2009).
- [9] A.E. Karakozov, M.V. Magnitskaya, L.S. Kadyrov, and B.P. Gorshunov, Phys. Rev. B99 054504 (2019)

**Концентрационные и угловые зависимости параметров ФМР и
структура композитных плёнок
(CoFeB+SiO₂), полученных при разных углах напыления**

Блинов З.Н., Котов Л.Н.

Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

e-mail: blinovzosim@gmail.com

Наноструктурные материалы обладают рядом уникальных физических и химических свойств по сравнению с массивными материалами. Этот факт привел к возникновению огромного интереса ученых-исследователей к изучению наноструктур. К таким структурам относится объект данного исследования, а именно, металл-диэлектрические пленки. Композитные наноструктурированные пленки широко применяются в создании датчиков с высокой чувствительностью к электромагнитным полям, благодаря своим уникальным характеристикам, например, сильный магнитооптический отклик, гигантское магнитосопротивление и другие [1-3]. Одним из методов изучения свойств и структуры композитных пленок является ферромагнитный резонанс (ФМР). В данной работе проведен анализ концентрационных и угловых зависимостей параметров ФМР и структуры композитных пленок CoFeB/SiO₂, которые получены при разных условиях [4-5]. Также был проведен анализ экспериментальных зависимостей на основе изображений, снятых с помощью магнитно-фазового контраста с различной концентрацией металлического сплава.

Композитные пленки CoFeB/SiO₂ были синтезированы методом ионной бомбардировки мишеней, состоящих из металлических сплавов [Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2} и диэлектрика SiO₂ в атмосфере аргона с последующим осаждением выбитых частиц на лавсановый лист, размеры которого составляют 210x297 мм². Напыление серии I осуществлялось под наклонным углом, серия II напылялась под прямым углом. Листы обеих серий нарезаются на 12 полос, из них вырезаются образцы для определения рельефа и магнитно-фазового контраста (МФК), и проведения экспериментов методом ФМР, для определения ширины линии и резонансной линии. Элементный состав и концентрации металлического сплава x образцов получают с помощью сканирующего радиоэлектронного микроскопа Tescan MIRA3 LMN. Исследования проводились при комнатной температуре. С помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Интегра Prima (NT-MDT, Россия) с кантилевером MFM10 были получены поверхности и МФК образцов. Кремниевый зонд микроскопа был покрыт магнитным сплавом CoCr, толщиной 40 нм. Радиус закругления кончика зонда составлял 40 нм. Сверхвысокочастотные (СВЧ) магнитные резонансные характеристики наноструктурированных пленок определялись радиоспектрометром РЭ-1306. В резонаторе, в котором находятся

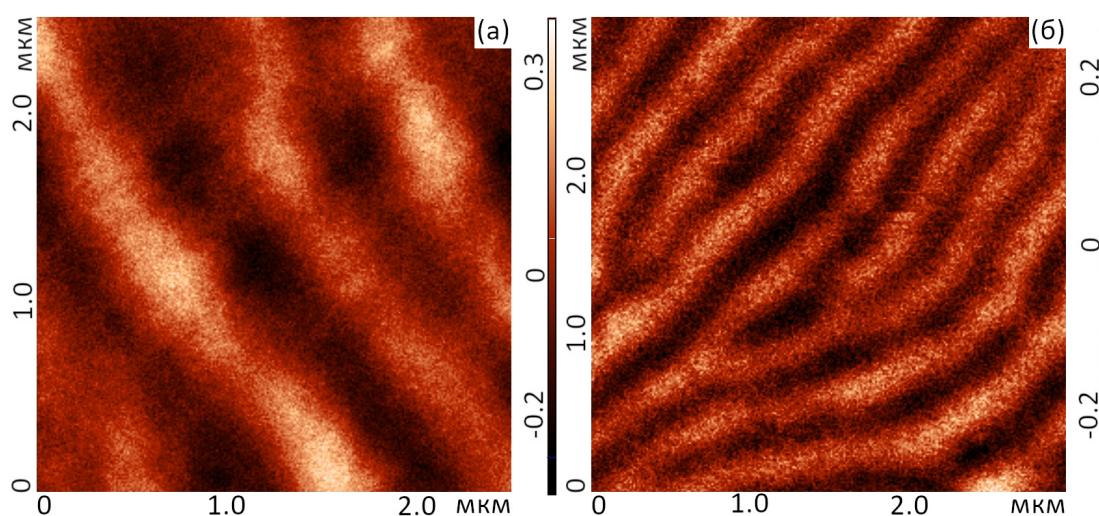


Рис.1. Магнитно-фазовые контрасты для серии I (а) и серии II (б) композитных пленок

исследуемые образцы возбуждаются СВЧ стоячие волны частотой 9.36 ГГц с помощью клистронного генератора [1]. В ходе данного исследования регистрируется резонансная линия и ширина линии ФМР при варьировании угла положения пленки относительно направления постоянного магнитного поля с шагом в 10 градусов в пределах от 0 до 50 градусов. В начальном положении образца ($\varphi = 0$) постоянное и переменное магнитные поля лежали в плоскости плёнки и были перпендикулярно друг другу. В процессе измерения самописец регистрирует производную поглощаемой образцом мощности от магнитного поля. Исходя из полученных изображений, находятся положение ФМР и ширина линии резонанса.

Данное исследование показало наличие гранулярной и гранулярно-перколяционных и полосовых структур в обеих сериях пленок. Полосовые структуры показаны на рис. 1. Так как серии были получены под разными углами напыления, пороги переходы от одной структуры к другой отличаются. МФК для образцов I серии изображены на рис. 1а, исходя из рисунка, можно отметить наличие полосовой структуры, в которой магнитные области обладают шириной 0.3-0.5 мкм и длиной от 2.5 мкм. На рис. 1б представлено полосовая структура пленок II серии с магнитными областями шириной 0.2-0.4 мкм и длиной от 3 мкм. Для серии I полосовая структура возникает при концентрации металлического сплава $x=76$ ат.%, для серии II - при концентрации $x=68$ ат.%.

На рис. 2 представлены графики концентрационных зависимостей резонансного поля (а) и ширины линии ФМР для композитных пленок серии I и II, соответственно кривые 1 и 2 при начальном положении пленки относительно направления постоянного магнитного поля (плоскость пленки находится в плоскости направления постоянного магнитного поля). Как видно из рисунков, характер кривых для образцов обеих серии похожи, но

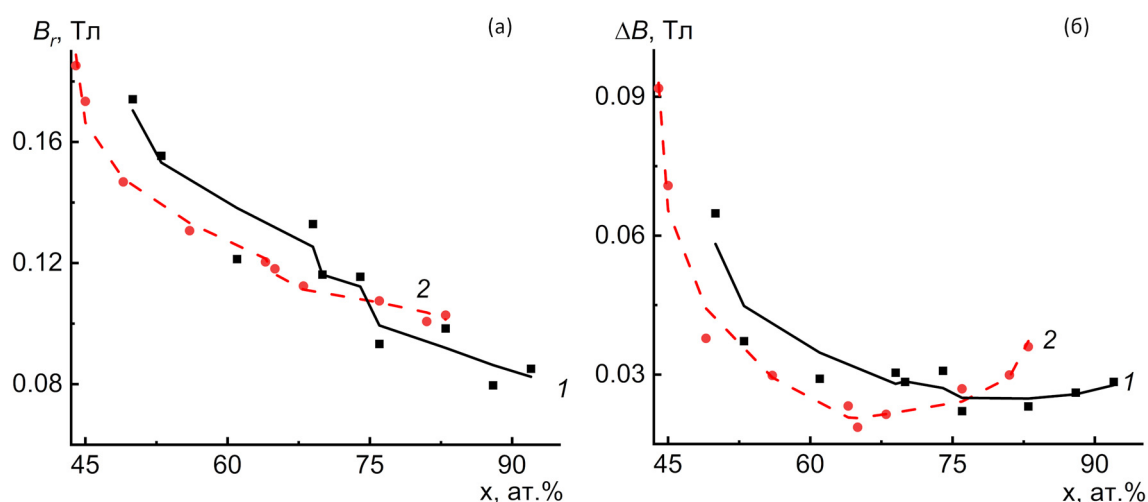


Рис.2. Угловые зависимости линии резонанса (а) и ширины линии ФМР (б) для I серии – кривая 1, для II серии – кривая 2

для пленок, полученных при напылении под прямым углом, структура меняется при меньших концентрациях металлического сплава x . Также на рис. 2а наблюдается уменьшение величины резонансной линии при росте концентрации, что может быть связано с увеличением металлических областей на образцах. Ширина линии ФМР (рис. 2б) имеет зависимость близкую к параболической, особенно для пленок II серии.

Под угловыми зависимостями понимается зависимость параметров ФМР от положения плоскости поверхности пленки относительно направления постоянного магнитного поля. Увеличение угла приводит к росту ширины линии ФМР и резонансной линии, так как при повороте пленки, на нее начинают действовать размагничивающие поля.

Таким образом, в данной работе получены и проанализированы МФК композитных пленок CoFeB/SiO_2 , напыленных под разными углами. Выявлено различие в структуре при разных углах напыления. Получены концентрационные зависимости параметров ФМР для композитных пленок I и II серии, выявлены общие закономерности. Анализ показал, что при наклонном напылении композитных пленок смещается порог перколяции в сторону большей концентрации металлического сплава. Резонансная линия уменьшается с ростом концентрации металлического сплава для обеих серии пленок. Ширина линии ФМР уменьшается до $x = 76$ ат.% для I серии и до $x = 65$ ат.% для II серии. Дальнейшее увеличение концентрации металлического сплава приводит к росту ширины линии ФМР, что скорее всего связано с изменением магнитной структуры пленок.

Исследования выполнены за счёт гранта РНФ, проект № 25-72-20063

[1] L. N. Kotov, Z. N. Blinov, P. D. Kovalev, D. V. Zavarin, Yu. E. Kalinin and A. V. Sitnikov, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **88** (Suppl 1), 80 (2024)

- [2] P.G. Baranov, A.M. Kalashnikova, V.I. Kozub, V.L. Korenev, Yu.G. Kusrayev, R.V. Pisarev, V.F. Sapega, I.A. Akimov, M. Bayer, A.V. Scherbakov, D.R. Yakovlev, UFN **189**(8), 849 (2019) .
- [3] L.N. Kotov, V.A. Ustyugov, V.S. Vlasov, A.A. Utkin, Bulletin RAS: Physics **87**(3), 385 (2023)
- [4] V.V. Rylkov, A.V. Emelyanov, S.N. Nikolaev, K.E. Nikiruy, A.V. Sitnikov, E.A. Fadeev, V.A. Demin, A.B. Granovsky, J. Exp. Theor. Phys., **131**(1), 160 (2020)
- [5] A.B. Drovosekov, N.M. Kreines, A.S. Barkalova, S.N. Nikolaev, V.V. Rylkov, A.V. Sitnikov, JMMM **495**, 165875 (2020)

Каскад фазовых магнитных переходов под давлением в BaMn_2P_2 и BaMn_2As_2

Некрасов И.А.

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

АВТОРСКИЙ СПИСОК

<i>А</i>			<i>Л</i>		
Алиев А.М	24		Лю Чж.	6	
<i>Б</i>			<i>М</i>		
Бабушкин А.Н.	25		Магницкая М.В.	33	
Бердиев У.Т.	24		Майбуров М.В.	14, 20	
Блинов З.Н.	37		Матюнина М.В.	11	
Бучельников В.Д.	11		Маширов А.В.	9	
<i>В</i>			Мельникова Н.В.	25	
Васильев А.Н	6		Меньшенин В.В.	29	
Вербецкий В.Н.	6		Мирзорахимов А.А.	25	
<i>Г</i>			Митрохин С.В.	6	
Гамзатов А.Г.	24		Митюк В.И.	24	
Головчан А.В.	24		<i>Н</i>		
Гурбанович А.В.	24		Наяк Ч.	20	
<i>К</i>			Некрасов И.А.	41	
Кадырова Н.И.	25		Непочатых Ю.И.	17	
Каракозов А.Е.	33		<i>С</i>		
Козлякова Е.С.	6		Сайпулаева Л.А.	25	
Коледов В.В.	17		Соколовский В.В.	11	
Колесов К.А.	9		Степанова Е.А.	25	
Котов Л.Н.	14, 20, 37		<i>Е</i>		
Кошкидько Ю.С.	9		Тебеньков А.В.	25	
Кузнецов А.С.	9		Терёшина И.С.	6	
Курганская А.А.	6		<i>У</i>		
			Устинова И.С.	25	