

*Если хочешь, чтобы люди шли за тобой, иди за ними.*

*Лао Цзы*



Илья Репин «Торжественное заседание государственного совета 7 мая 1901 года» (1904)

## **Пленарные доклады**

УДК 538.955

**Фазовые переходы в неупорядоченных моделях Поттса****Муртазаев А.К.**

директор ДФИЦ РАН, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н.

**Бабаев А.Б.**

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт физики ДФИЦ РАН

**Атаева Г.Я.**

к.ф.-м.н., н.с., Институт физики ДФИЦ РАН

*Аннотация.* В рассматриваемой работе обсуждаются фазовые переходы и критические явления в спиновых решеточных моделях Поттса в различных режимах разбавления. Показано, что немагнитный беспорядок может привести к смене фазового перехода первого рода на фазовый переход второго рода. Анализируются результаты исследований влияния немагнитного беспорядка на макроскопические характеристики неупорядоченных систем.

*Ключевые слова:* модель Поттса, фазовые переходы, трикритическая точка, гистограммный метод анализа данных

**Phase transitions in disordered Potts models****Murtazaev A.K.**Director, DFRC RAS,  
Dr.Sc., Corresponding Member RAS**Babaev A.B.**

Leading Researcher, Institute of Physics of the DFRC RAS

**Ataeva G.Ya.**

Researcher, Institute of Physics of the DFRC RAS

*Annotation.* In this paper we discuss phase transitions and critical phenomena in spin lattice Potts models in different dilution regimes. It is shown that non-magnetic disorder can lead to a change of the phase transition of the first-order to a phase transition of the second-order. The results of studies of the influence of nonmagnetic disorder on the macroscopic characteristics of disordered systems are analyzed.

*Keywords:* Potts model, phase transitions, tricritical point, histogram method of data analysis

Изучение влияния замороженного беспорядка на фазовые переходы (ФП) и критическое поведение (КП) спиновых систем представляет собой один из наиболее актуальных задач физики конденсированных сред [1, 2]. Критерий Харриса [3] позволяет, используя критический индекс  $\alpha$  для теплоемкости предсказать, в каких случаях примеси существенны для критического поведения, а в каких нет. Согласно этому критерию, слабый беспорядок

влияет на критическое поведение только в тех случаях, когда критический индекс теплоемкости положителен,  $\alpha > 0$ . Справедливость этого критерия достаточно хорошо проверена для трехмерных спиновых систем, описываемых моделью Изинга. Критерий Харриса неприменим к двумерной модели Изинга в силу того, что  $\alpha = 0$ . Детальное рассмотрение этого случая [4] позволило прийти к выводу, что влияние немагнитного беспорядка затрагивает только поведение теплоемкости, в то время как остальные термодинамические и корреляционные функции не изменяют своего критического поведения.

Для моделей Поттса при  $q > 2$  на различных двумерных и трехмерных решетках не имеется ни одного точного решения до сегодняшнего дня. Изучение магнитных и тепловых свойств этих моделей в различных режимах разбавления имеет важное фундаментальное и прикладное значение. Это связано с тем, что многие объекты и явления, наблюдаемые в физике конденсированных сред, в частности адсорбция инертных газов на адсорбентах типа графита, может описываться моделями решеточного газа Поттса [2].

В рассматриваемой работе обсуждаются ФП и КП в двумерных и трехмерных спиновых системах, описываемых моделями Изинга и Поттса в чистом и разбавленном режимах. Для анализа характера ФП и особенностей поведения тепловых характеристик вблизи температуры ФП  $T_f(p)$  хорошо зарекомендовал гистограммный метод анализа данных полученных методом Монте-Карло (МК). Гистограммный анализ данных позволяет надежно определить не только концентрации спинов  $p$  при которых возможна смена ФП первого рода на ФП второго рода, но и минимальные размеры систем, при которых возможно правильно определить род ФП на основе МК данных. Поэтому нами проведен тщательный гистограммный анализ данных полученных методом МК при исследовании ФП в разбавленной модели Поттса для значений концентраций спинов  $p$  при которых возможна смена ФП первого рода на второй. В гистограммном анализе [2] данных вероятность обнаружения системы со значением энергии  $E$  и параметром порядка  $m$  определяется выражением:

$$\overline{P(E, m)} = \frac{1}{Z(K)} W(E, m) \exp[-KE], \quad (1)$$

где  $W(E, m)$  – число конфигураций с энергией  $E$  и параметром порядка  $m$ , и  $Z(K)$  – функция распределения энергии всей системы,  $K = |J|/k_B T$ .

Гистограммный анализ данных проведенный для неупорядоченной модели Поттса с  $q=5$  на простой кубической решетке при концентрации спинов  $p=0.85$  приведен на рис. 1. Как видно из рис. 1 для зависимости вероятности  $P$  от энергии  $E$  для рассмотренной системы с линейным размером  $L=80$  наблюдается бимодальность в распределении энергии. Аналогичная картина наблюдалась для этой модели и при концентрации спинов  $p=1.0$  и  $0.90$  для  $L=80$ . Бимодальность в распределении энергии является важным признаком, свидетельствующим в пользу ФП первого рода.

Показано, что вмороженный беспорядок, реализованный в виде немагнитных примесей в ряде случаев может изменить ФП I рода на ФП II рода. В частности, для трехмерных моделей Поттса, для которых в однородном состоянии наблюдается ФП I рода, немагнитный беспорядок может привести к трикритической точке  $p_t$ . При этом в зависимости от значения концентрации спинов  $p$  возможны следующие сценарии ФП: для значений концентраций  $p > p_t$  наблюдается ФП I рода, для  $p \leq p_t$  – ФП II рода (см. рис.2).

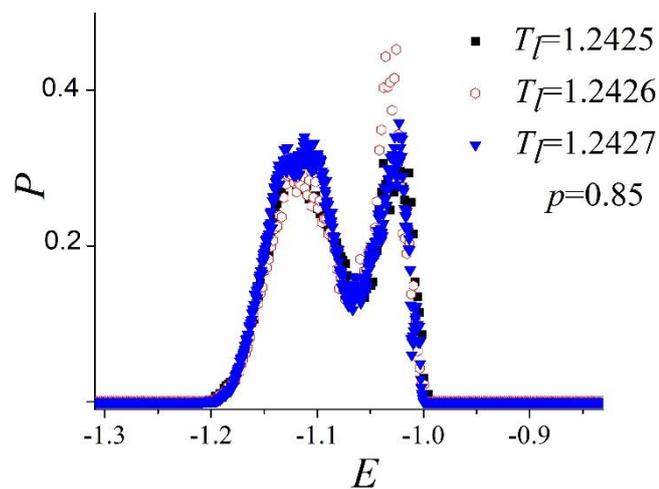


Рис. 1. Гистограмма распределения энергии для неупорядоченной модели Поттса с  $q=3$  на простой кубической решетке при  $p=0.85$ .

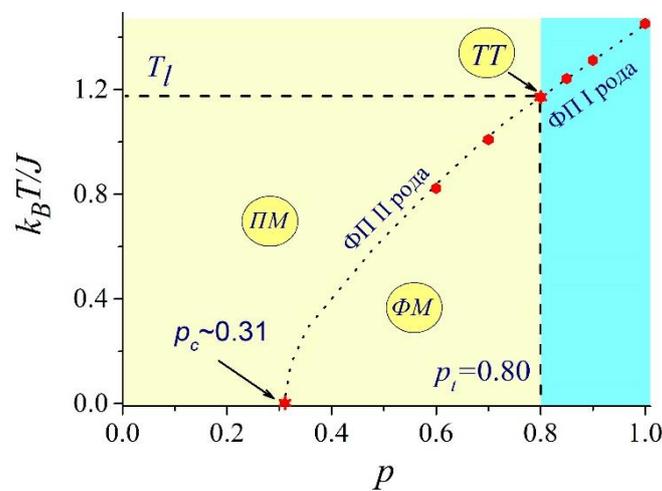


Рис. 2. Фазовая диаграмма неупорядоченной модели Поттса с  $q=3$  на простой кубической решетке. ТТ – трикритическая точка, ФМ – ферромагнитная фаза, ПМ – парамагнитная фаза,  $p_c$  – порог спиновой перколяции,  $T_l$  – температура.

Отдельно проведена оценка значений трикритических точек  $p_t$  для трехмерных моделей Поттса в зависимости от числа состояний спина  $q$ . Анализируются результаты исследований влияния замороженного беспорядка на макроскопические характеристики разбавленных решеточных систем. Показано, что замороженный немагнитный беспорядок может в ряде случаев изменить и критическое поведение двумерных и трехмерных неупорядоченных моделей Поттса.

#### Список использованных источников:

1. Wu F.Y. Exactly Solved Models: A Journey in St. Mechanics. – London: World Scientific, 2009.
2. Муртазаев А.К., Бабаев А.Б. Вычислительная физика и проблемы фазовых переходов. – Москва: Физматлит, 2023.
3. Harris B.A. Effect of random defects on the critical behaviour of Ising models // J. Phys. C: Solide State Phys. - 1974. -V. 7. № 9. - P. 1671.
4. Доценко Вик.С. Критические явления в спиновых системах с беспорядком // УФН. – 1995. - Т. 165, № 5. С. 481.

УДК 291.19.39, 291.19.29, 291.19.19.33

## Магнитные свойства и сверхпроводимость фаз железа и гидридов железа при сверхвысоких давлениях

Любутин И.С.

д.ф.-м.н., профессор, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, НИЦ «Курчатовский институт»

к.ф.-м.н. Гаврилюк А.Г.<sup>2</sup>, к.ф.-м.н. Троян И.А.<sup>1</sup>,

м.н.с. Аксёнов С.Н.<sup>2</sup>, м.н.с. Трунов Д.Н.<sup>2</sup>, к.ф.-м.н. Миронович А.А.<sup>2</sup>,

м.н.с. Любутина М.В.<sup>1</sup>, д.ф.-м.н., профессор Стружкин В.В.<sup>3</sup>

<sup>2</sup> Институт ядерных исследований РАН, 108840, Троицк, Москва, Россия

<sup>3</sup> Center for High Pressure Science and Technology Advanced Research, Shanghai, China

**Аннотация.** Магнитные и электронные состояния железа в гексагональной плотноупакованной (ГПУ)  $\epsilon$ -Fe фазе исследованы при сверхвысоких давлениях до 241 ГПа в диапазоне температур от 4 до 300 К, в том числе, и во внешних магнитных полях до 5 Тесла. Вопреки существующим теориям установлено, что во всей этой P-T области атомы железа в фазе  $\epsilon$ -Fe находятся в немагнитном состоянии. При высоких давлениях до 216 ГПа и высоких температурах до 2000 К синтезированы несколько различных соединений железа с водородом FeH<sub>x</sub> с совершенно разными магнитными и электронными свойствами. Установлено, что при содержании водорода в пределах  $x \leq 4$  образуются магнитные фазы с высокими значениями температуры Нееля. При  $x \geq 5$  образуются фазы, обладающие сверхпроводимостью. Предполагается, что два соединения FeH<sub>x</sub> с критическими температурами перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c \approx 25.0$  и  $27.7$  К (при давлениях 193 и 216 ГПа) относятся к теоретическими предсказанным структурам FeH<sub>5</sub> (пр. гр. I4/mmm) и FeH<sub>6</sub>, (пр. гр. Stmm или C2/c), соответственно.

**Ключевые слова:** фаза  $\epsilon$ -Fe, полигидриды железа, магнетизм, сверхпроводимость, синтез, сверхвысокие давления, камеры с алмазными наковальнями, лазерный нагрев

## Magnetic properties and superconductivity of metallic iron and iron hydrides at ultrahigh pressures

Dr.Sc., professor Lyubutin I.S.<sup>1</sup>, PhD Gavriiliuk A.G.<sup>1,2</sup>, PhD Troyan I.A.<sup>1</sup>, jr Aksenov S.N.<sup>2</sup>, jr Trunov D.N.<sup>2</sup>, PhD Mironovich A.A.<sup>2</sup>, jr Lyubutina M.V.<sup>1</sup>, Dr.Sc., professor Struzhkin V.V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Shubnikov Institute of Crystallography, NRC «Kurchatov Institute», Moscow, 119333 Russia

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, 108840 Russia

<sup>3</sup> Center for High Pressure Science and Technology Advanced Research, Pudong, 201203 Shanghai, People's Republic of China

**Annotation.** The magnetic and electronic states of iron in the hexagonal close-packed (hcp)  $\epsilon$ -Fe phase were investigated at ultrahigh pressures up to 241 GPa in the temperature range from 4 to 300 K, including studies in external magnetic fields up to 5 Tesla. Contrary to existing theories, it has been established that throughout this entire P-T region, iron atoms in the  $\epsilon$ -Fe phase are in a non-

*magnetic state. At high pressures up to 216 GPa and high temperatures up to 2000 K, several different iron-hydrogen compounds FeH<sub>x</sub> with completely different magnetic and electronic properties have been synthesized. It has been established that at a hydrogen content  $x \leq 4$ , magnetic phases with high Néel temperatures are formed. At  $x \geq 5$ , superconducting phases are formed. It is assumed that two FeH<sub>x</sub> compounds with critical transition temperatures to the superconducting state  $T_c \approx 25.0$  and 27.7 K (at pressures of 193 and 216 GPa) belong to the theoretically predicted structures FeH<sub>5</sub> (space group I4/mmm) and FeH<sub>6</sub>, (space group Cmmm or C2/c), respectively.*

**Keywords:**  *$\epsilon$ -Fe phase, iron polyhydrides, magnetism, superconductivity, high pressures synthesis, diamond anvil cells, laser heating*

Железодин – из самых распространенных элементов на нашей планете. Фундаментальные электронные, магнитные и структурные свойства железа чрезвычайно важны как для понимания строения сильно коррелированных электронных систем, так и для исследований свойств внутренних слоёв Земли. При атмосферном давлении исходное  $\alpha$ -Fe имеет кубическую ОЦК структуру (пр. гр. *Im-3m*) и является ферромагнетиком с температурой Кюри около 1043 К. При комнатной температуре и давлении около 13 ГПа происходит структурный переход железа из  $\alpha$ -Fe фазы в ГПУ фазу  $\epsilon$ -Fe (пр. гр. *P63/mmc*). В фазе  $\epsilon$ -Fe в диапазоне давлений 15-30 ГПа обнаружена сверхпроводимость и при температурах ниже 2 К [1]. Природа магнетизма в  $\epsilon$ -Fe до сих пор неясна.

В данной работе магнитные и электронные состояния железа в  $\epsilon$ -Fe фазе исследованы методом синхротронной мессбауэровской спектроскопии на ядрах Fe-57 (NFS) [2]. Измерения выполнены при сверхвысоких давлениях до  $P = 241$  ГПа в диапазоне температур от 4 до 300 К, без приложения внешнего магнитного поля, а также в поле до 5 Тесла. Экспериментально установлено, что во всех  $P$ - $T$  области  $\epsilon$ -Fe фазе железа находится в немагнитном состоянии (см. фазовую диаграмму на Рис. 1). Предполагаемая теорией магнитная неустойчивость и квантовые спиновые флуктуации, которые могут быть стабилизированы внешним магнитным полем, не подтверждается нашими измерениями NFS спектров во внешнем магнитном поле. Теоретические работы предсказывают, что антиферромагнитное состояние имеют энергии меньше, чем немагнитное состояние. Тем не менее, АФМ фаза не была обнаружена в мессбауэровских экспериментах. На основе подходов Гуденафа [3] мы предположили, что при высоких давлениях коллективизированные  $s$ -,  $p$ - и  $d$ - электроны в  $\epsilon$ -Fe фазе находятся в парамагнитном состоянии типа Паули, а локализованные  $d$ -электроны находятся в низкоспиновом диамагнитном состоянии. Это позволяет объяснить немагнитное состояние фазы  $\epsilon$ - железа, наблюдаемое экспериментально.

При высоких давлениях до 160 ГПа и высоких температурах до 2000 К впервые синтезированы семь различных соединений железа с водородом FeH<sub>x</sub> с совершенно разными электронными и магнитными свойствами [4]. Синтез проводился в системе Fe-боразан (NH<sub>3</sub>BH<sub>3</sub>) в камерах с алмазными наковальнями при лазерном нагреве образца. Обнаружено, что одно из этих соединений FeH<sub>2</sub> имеет тетрагональную кристаллическую структуру *I4/mmm* и при давлении 82 ГПа является магнетиком до температуры около 174 К (Рис. 2).

Также удивительным результатом является обнаружение одной из фаз FeH<sub>x</sub>, неизвестного пока состава, которая при давлении 128 ГПа остается магнитноупорядоченной в интервале температур от 4 до 300 К. Экстраполированное значение намагниченности показывает, что температура Нееля этой фазы может достигать ~ 2100 К ! (Рис.2b справа).

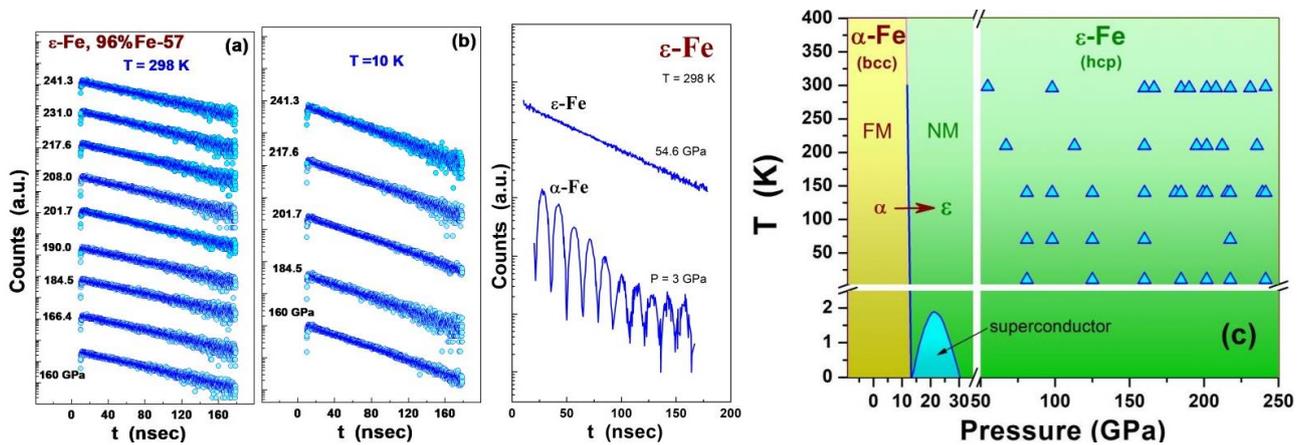


Рис. 1. Синхротронные мессбауэровские спектры от  $\epsilon$ -Fe и  $\alpha$ -Fe для различных температур и давлений (a,b). Фазовая P-T диаграмма железа: треугольными символами отмечены P-T точки, в которых измерялись NFS спектры (c). Все точки указывают на немагнитное состояние железа.

Существование магнитных фаз соединений железа при таком рекордно высоком давлении является уникальным и не наблюдалось до настоящего времени. Такие высокие давления характерны для области, находящейся на границе между нижней мантией и внешним ядром Земли, в составе которой преобладает железо. Поэтому полученные экспериментальные данные о магнитном состоянии и электронных свойствах фаз железа очень важны как с фундаментальной точки зрения физики металлов и их магнетизма, а также с точки зрения физики Земли и земного магнетизма.

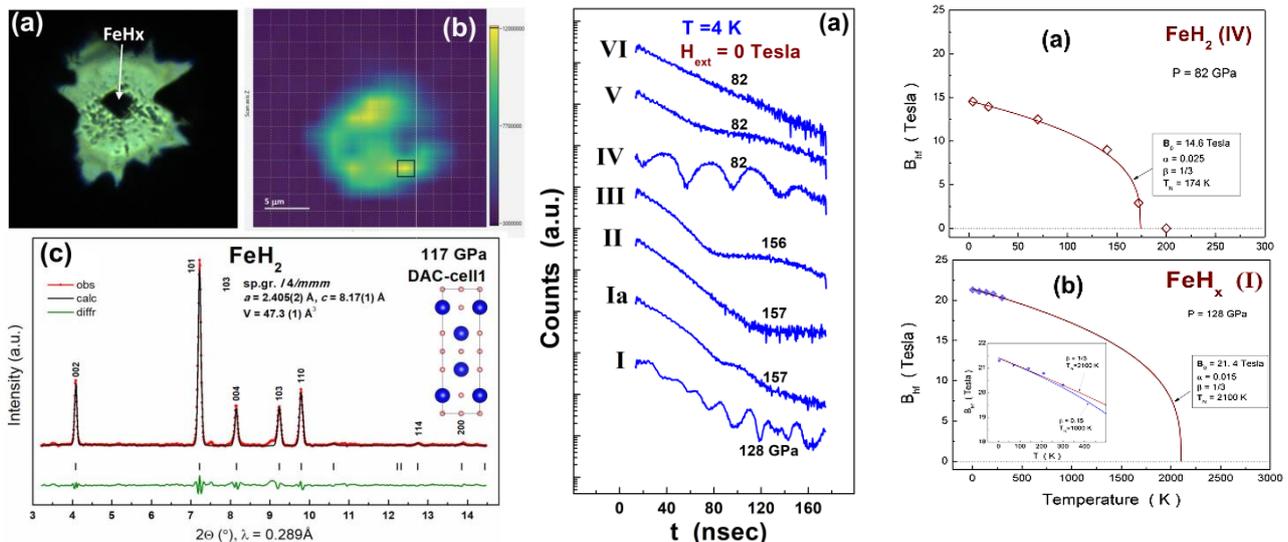


Рис. 2. Фотография образца в камере высоко давления ((a) слева) и распределение фазы  $FeH_2$  по образцу ((b) слева). Дифрактограмма фазы  $FeH_2$  -I4/mmm и её кристаллическая структура ((c) слева). Спектры NFS семи различных фаз полигидридов железа при температуре 4 K (в центре). Температурная зависимость магнитного поля  $B_{Hf}$  на ядрах Fe-57 в фазе  $FeH_2$  при давлении 82 ГПа и в фазе  $FeH_x$  (I) при давлении 128 ГПа. Экстраполированное значение температуры Нееля  $\sim 2100$  K.

Предварительные рентгеновские и NFS-исследования [4] показали, что сверхпроводимость не возникает в полигидридах железа при насыщении водородом вплоть до  $FeH_4$ . Чтобы повысить содержание водорода, выполнена дополнительная серия экспериментов по синтезу при более высоких давлениях до 216 ГПа. В результате впервые синтезированы две фазы полигидридов  $FeH_x$ (I) и  $FeH_x$ (II), в которых обнаружена сверхпроводимость [5]. По данным измерений электросопротивления  $R(T)$  при высоких давлениях (180–216 ГПа) в диапазоне температур 8–300 K идентифицированы две сверхпроводящие фазы с максимальными критическими температурами перехода  $T_c \approx 25.0$  и 27.7 K (Рис. 3а)

Сверхпроводимость подтверждена дополнительными измерениями дифференциальной проводимости методом микро-контактной спектроскопии (PCS) [5].

По данным обработки микрофотографий (Рис. 3б) выполнен расчёт удельного объёма железа  $V_{Fe}$  в полигибридах  $FeH_x(I)$  и  $FeH_x(II)$  и построена его барическая зависимость (Рис. 3б). При сравнении с теоретическими расчётами установлено, что удельный объём на один атом железа в фазе  $FeH_x(I)$  соответствует фазе  $FeH_5$ , а в фазе  $FeH_x(II)$  соответствует структуре  $FeH_6$  [5]. Мы предполагаем, что полученные в нашей работе сверхпроводящие фазы могут соответствовать структуре  $FeH_5$  (пр. гр.  $I4/mmm$ ) и/или структуре  $FeH_6$  (пр. гр.  $Cmmm$  или  $C2/c$ ), предсказанным в работе [6].

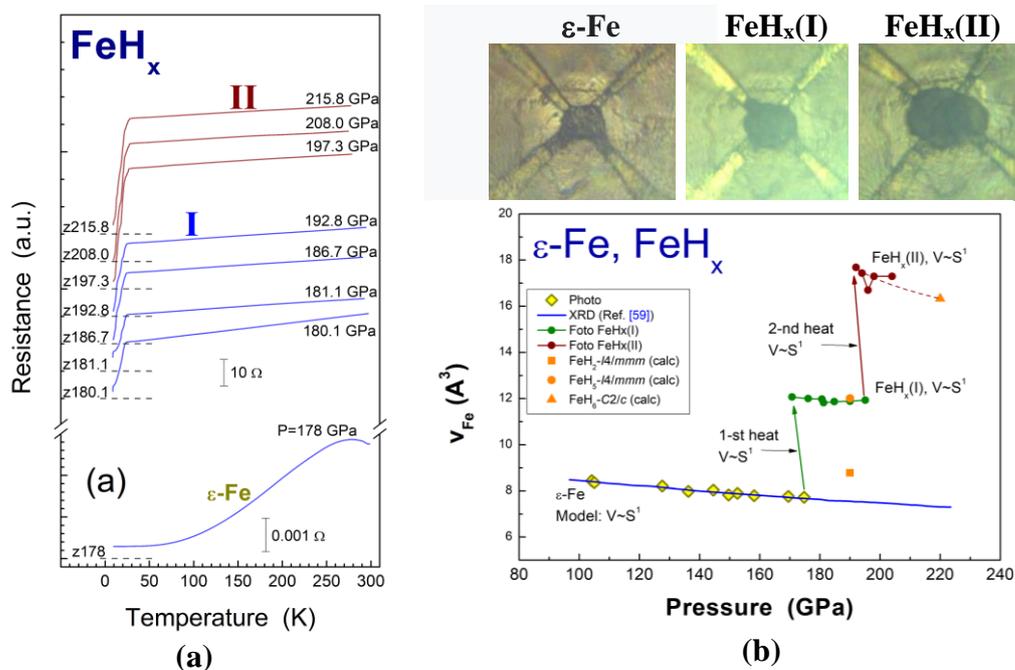


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления  $R(T)$  в гидридах  $FeH_x(I)$  и  $FeH_x(II)$  при высоких давлениях (180–216 ГПа) в диапазоне температур  $\sim 8$ –300 К (а). Микрофотографии исходного образца  $\epsilon-Fe$  и последовательно синтезированных фаз  $FeH_x(I)$  и  $FeH_x(II)$  при высоких давлениях (180–192 ГПа) ((б) сверху). Зависимость от давления удельного объёма атома железа, рассчитанного из микрофотографий в исходном  $\epsilon-Fe$  и в фазах гидридов  $FeH_x(I)$  и  $FeH_x(II)$  в сравнении экспериментальными и теоретическими данными ((б) снизу).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (гранты № 22-12-00163 и № 22-12-00163). Рентгеноструктурные и NFS-исследования проведены в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Синхротронные эксперименты при высоких давлениях выполнены в рамках гранта Минобрнауки РФ #075-15-2021-1362.

#### Список использованных источников:

- [1] Shimizu K., Kimura T., Furomoto S., Takeda K., Kontani K., Onuki Y., Amaya K. "Superconductivity in the non-magnetic state of iron under pressure" // Nature. – 2001. – V. 412. – P. 316.
- [2] Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксёнов С.Н., Миронович А.А., Троян И.А., Иванова А.Г., Любутин И.С. «Электронные и магнитные свойства фазы железа  $\epsilon-Fe$  при высоких давлениях до 241 ГПа в области температур 4-300 К» // Письма в ЖЭТФ. 2023. – Т. 117. – С. 132-144.
- [3] Goodenough J.V., «Magnetism and the chemical bond». – Interscience publishers, a division of John Wiley & Sons, New York-London, 1963.

- [4] Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксёнов С.Н., Иванова А.Г., Миронович А.А., Троян И.А., Пахомова А., Любутин И.С. «Синтез и магнитные свойства фаз полигидридов железа при высоких давлениях мегабарного диапазона» // Письма в ЖЭТФ. 2022. – Т. 116. – С. 780-793.
- [5] Гаврилюк А.Г., Троян И.А., Стружкин В.В., Трунов Д.Н, Аксёнов С.Н., Миронович А.А., Иванова А.Г., Любутин И.С. «Синтез и сверхпроводящие свойства некоторых фаз полигидридов железа при высоких давлениях». Письма в ЖЭТФ. 2023. – Т. 118. – С. 735-747.
- [6] Kvashnin A.G., Kruglov I.A., Semenov D.V., Oganov A.R. “Iron Superhydrides FeH<sub>5</sub> and FeH<sub>6</sub>: Stability, Electronic Properties, and Superconductivity”// J. Phys. Chem. – 2018. – V. C 122. – P. 4731.

УДК 537.632

**Новое в магнетизме и магнитных материалах на основе  
переходных металлов**

**Стрельцов С.В.**

чл.-корр. РАН, заведующий лабораторией ИФМ УрО РАН им. М.Н. Михеева

*Аннотация.* В докладе будет проведен обзор новых работ в области магнетизма и новых магнитных материалов.

*Ключевые слова:* новые магнитные материалы

**New results in magnetism and magnetic materials based on transition metals**

**Streltsov S.V.,**

Corr. Member of RAS, head of laboratory of M.N. Mikheev IMP of UB RAS

*Annotation.* The report will review new results in the field of magnetism and new magnetic materials.

*Keywords:* novel magnetic materials

В докладе будет проведен обзор новых работ в области магнетизма и новых магнитных материалов.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 23-12-00159

УДК 537.622.4

## Эффект Холла в магнитных наноструктурах

**Сапожников М.В.**

д.ф.-м.н., зав. отдела магнитных наноструктур, Институт физики микроструктур РАН,  
профессор, Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского

***Аннотация.** В докладе делается обзор эффектов Холла, наблюдаемых в магнитных материалах. Особое внимание уделяется открытым в последнее время и широко изучающимся в физике магнетизма прямому и обратному спиновому, топологическому и туннельному эффектам Холла, которые наблюдаются в магнитных наноструктурах. Сообщаются и обсуждаются результаты полученные в этом направлении в ИФМ РАН*

***Ключевые слова:** спиновый эффект Холла, топологический эффект Холла, туннельные контакты, терагерцовые спиновые эмиттеры*

### Hall effect in magnetic nanostructures

**Sapozhnikov M.V.**

Dr.Sci, Head of Magnetic nanostructures department, Institute for Physics of Microstructures RAS  
professor, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

***Annotation.** The talk provides an overview of Hall effects observed in magnetic materials. Particular attention is paid to the recently discovered and widely studied in the physics of magnetism, the direct and reverse spin, topological and tunnel Hall effects, which are observed in magnetic nanostructures. The results obtained in this direction at the IPM RAS are reported and discussed*

***Keywords:** spin Hall effect, topological Hall effect, tunnel contacts, terahertz spin emitters*

Семейство явлений, называемых эффектами Холла, объединяет поперечные транспортные эффекты (возникновение поперечного электрического, спинового тока или электрического напряжения) так или иначе обусловленные магнитным полем или намагниченностью материала. Они могут быть обусловлены различными проявлениями электромагнитного взаимодействия: силой Лоренца, спин-орбитальным взаимодействием, а также обменным взаимодействием.

Спиновый эффект Холла заключается в отклонении электронов с антипараллельными спинами к противоположным сторонам немагнитного проводника при отсутствии внешнего магнитного поля, что может быть описано как возникновение поперечного спинового тока [1]. Это происходит благодаря спин-орбитальному рассеянию двигающихся электронов на примесях или атомах кристаллической решетки с большим спин-орбитальным коэффициентом, например в таком тяжелом металле как платина. Обратный эффект возникает при инжекции спин-поляризованного тока, например из ферромагнитного металла, в слой металла со сильной спин-орбитальным взаимодействием. При этом происходит трансформация спинового тока в поперечный электрический ток. В докладе обсуждается два возможных экспериментальных проявления данного эффекта. В первом случае в результате

ферромагнитного резонанса пленки пермаллоя на поверхности кремния допированного Вi происходит инжекция спинового тока из ферромагнетика в полупроводник. Наличие в полупроводнике примесей Вi с большим спин орбитальным взаимодействием трансформирует спиновый ток, текущий по нормали в экспериментально измеряемый электрический ток, текущий в плоскости.

Второй пример – это инжекция спинового тока из слоя Со, который приводится в неравновесное состояние при облучении лазерными импульсами, в слой тяжелого металла – Pt. Преобразование импульсов спинового тока в импульсы электрического тока, текущего в плоскости слоя Pt за счет обратного спинового эффекта Холла может быть использовано для эффективной эмиссии терагерцового излучения.

В рассмотренных выше примерах наблюдаемые холловские эффекты происходят за счет спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с электрическим полем атомов, образующих кристаллическую решетку. Поле близкое по порядку величины к атомарным полям может быть создано в туннельном контакте. Действительно, туннельный контакт нанометровой толщины выдерживает приложенное напряжение 1 В и выше, что соответствует электрическому полю  $10^9$  В/м. В этих условиях появляется возможность наблюдать так называемый туннельный эффект Холла [2], когда возникающий поперечный ток (поперечное напряжение) вызван спин-орбитальным взаимодействием туннелирующих электронов, поляризованных по спину, с приложенным к контакту внешним электрическим полем. Характерной чертой данного эффекта является его квадратичная зависимость от приложенного напряжения, поскольку в этом случае  $V_{\text{Hall}} \sim jE \sim E^2$ . Характерный вид этой зависимости, измеренной экспериментально для туннельной структуры CoFeB/MgO(1nm)/Pt приведен на Рис. 1.

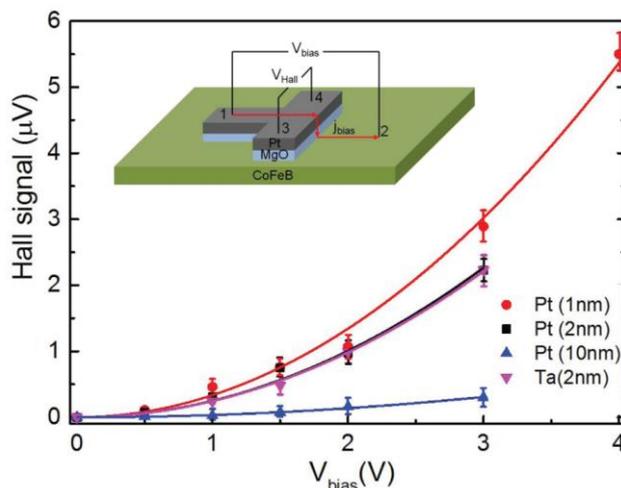


Рис. 1. Зависимость туннельного холловского напряжения от напряжения приложенного к контакту, для разной толщины слоя Pt или Ta. Знак эффекта не зависит от знака приложенного напряжения  $V_{\text{bias}}$ . Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных квадратичной зависимостью. На вставке показана схема проведения эксперимента.

В магнитных наноструктурах эффект Холла может быть вызван не только спин-орбитальным взаимодействием, но также быть следствием обменного взаимодействия. Эффект подобного рода может наблюдаться при протекании тока в магнитной системе с некомпланарным распределением намагниченности и называется топологическим эффектом Холла (ТЭХ) [3]. Он может быть описан введением некоего эффективного локального магнитного поля вида  $V_{\text{eff}} = \Phi_0\psi$ , где  $\Phi_0$  – квант магнитного потока, а  $\psi$  – плотность

топологического заряда, характеризующая локальную величину некомпланарности в распределении намагниченности системы. Величина этого эффективного поля может достигать значения в сотни Гс в системах с высокой плотностью топологического заряда, например в решетках магнитных скирмионов.

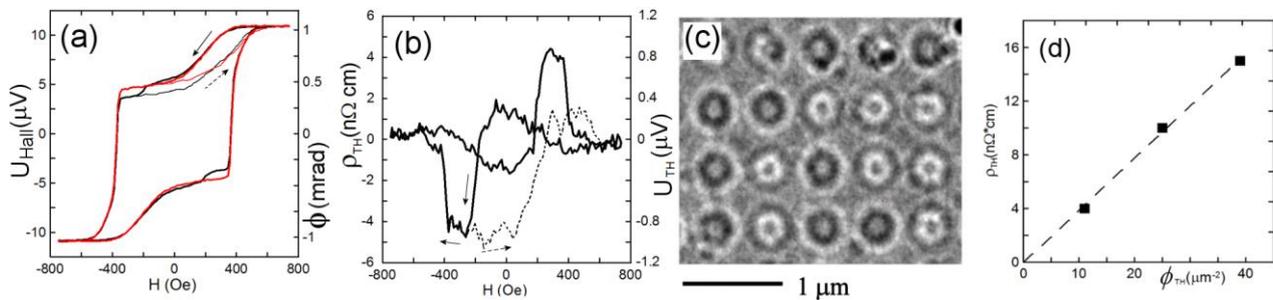


Рис. 2. Петли гистерезиса магнитооптического эффекта Керра (красная линия) и эффекта Холла (черная линия), построенные в одном масштабе (а). Кривая гистерезиса топологического эффекта Холла, полученная как разность магнитооптического и Холловского сигналов. Пунктир - минорная петля гистерезиса (б). Изображение решетки блоховских скирмионов в размагниченном состоянии в Лоренцевом просвечивающем микроскопе. (с). Зависимость ТЭХ от плотности топологического заряда (д)

Для наблюдения ТЭХ был разработан метод одновременного измерения эффекта Холла и магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Идея метода основана на сделанных сравнительных оценках величины топологических эффектов при постоянном токе и на оптической частоте, которые показали малость магнитооптического топологического эффекта. Метод позволяет непосредственно в ходе измерения разделять вклад аномального и топологического холловских эффектов в измеряемое напряжение. Он позволил пронаблюдать и исследовать ТЭХ в искусственных решетках магнитных скирмионов в наноструктурированных многослойных пленках  $\text{Co/Pt}$  с перпендикулярной магнитной анизотропией (Рис. 2). Наноструктурирование образцов проводилось при помощи локального облучения пленки ионами  $\text{He}$ . При перемагничивании такой наноструктурированной магнитной пленки в ней образуется плотная решетка магнитных скирмионов, что было подтверждено методами Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии. Средняя плотность топологического заряда в системе достигала величины  $40 \mu\text{m}^{-2}$ . Измерения показали, величина ТЭХ пропорциональна плотности скирмионов в образцах и составляет  $\approx 0.4 \text{ нОм} \cdot \text{см}$  на скирмион/ $\mu\text{m}^2$ .

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение №075-15-2022-316.

#### Список использованных источников:

1. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, О возможности ориентации электронных спинов током // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – том 13. – С. 657
2. I. Yu. Pashenkin, M. V. Sapozhnikov, N. S. Gusev, E. A. Karashtin, and A. A. Fraerman, Extrinsic tunnel Hall effect in MgO-based tunnel junctions // Phys. Rev. B – 2022. – том 106. – С. L220408.
3. Y. Aharonov and A. Stern, Origin of the Geometric Forces Accompanying Berry's Geometric Potentials // Phys. Rev. Lett. – 1992. – том 69. – С. 3593.

УДК 537.6; 537.9

## **Нелинейные магнитоэлектрические эффекты в мультиферроидных гетероструктурах**

**Фетисов Ю.К.**

д.ф.-м.н., директор НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства», РТУ МИРЭА

**Сринивазан Г.**

Ph.D., профессор кафедры физики, Оклэндский университет, Мичиган, США

**Фетисов Л.Ю.**

д.ф.-м.н., профессор кафедры нанoeлектроники, РТУ МИРЭА

**Аннотация.** Магнитоэлектрические эффекты в искусственно созданных мультиферроидных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные и ферро/пьезоэлектрические слои, проявляются в изменении поляризации структур в магнитном поле или изменении намагниченности под действием электрического поля. Магнитная и электрическая нелинейность слоев структур приводят к разнообразным нелинейным эффектам, наблюдающимся в низкочастотном диапазоне при малых амплитудах возбуждающих полей. В докладе приведен обзор экспериментально обнаруженных нелинейных магнитоэлектрических эффектов, рассмотрены возможности их применений в микросистемной технике, электронике и информатике.

**Ключевые слова:** магнитоэлектрические эффекты, магнитострикция, пьезоэлектричество

## **Nonlinear magnetoelectric effects in multiferroic heterostructures**

**Fetisov Y.K.**

Dr. Sc., Director of REC “Magnetoelectric materials and devices”, RTU MIREA

**Srinivasan G.**

Ph.D., Professor of Physics Department, Oakland University, Michigan, USA

**Fetisov L.Y.**

Dr. Sc., Professor of Nanoelectronics Department, RTU MIREA

**Annotation.** Magnetoelectric effects in artificially created multiferroic heterostructures containing ferromagnetic and ferro/piezoelectric layers manifest themselves as a change in the polarization of the structures in magnetic field or a change in the magnetization under influence of an electric field. The magnetic and electrical nonlinearity of the structures' layers lead to various nonlinear effects observed in the low-frequency range at low amplitudes of the excitation fields. The report provides an overview of experimentally observed nonlinear magnetoelectric effects and considers the possibilities of their applications in microsystem engineering, electronics and informatics.

**Keywords:** magnetoelectric effects, magnetostriction, piezoelectricity

### **Введение**

Магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в композитных мультиферроидных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и ферро/пьезоэлектрические (ПЭ) слои интенсивно изучают в связи с перспективами использования в управляемых устройствах

микросистемной техники и электроники. Эффекты проявляются в изменении поляризации  $P$  структур в магнитном поле  $H$  или изменении намагнитченности  $M$  под действием электрического поля  $E$  и возникают в результате комбинации магнитострикции и пьезоэлектричества из-за механической связи слоев [1]. Параметры большинства ФМ и ПЭ материалов, как правило, нелинейно зависят от величин внешнего магнитного и электрического полей, что приводит к существованию целого ряда нелинейных МЭ эффектов в композитных гетероструктурах. В докладе кратко описаны исследованные гетероструктуры, рассмотрены источники возникновения нелинейностей, перечислены обнаруженные нелинейные МЭ эффекты и продемонстрированы возможности их применения в устройствах [2].

### Структуры и методы измерений

Схемы измерения характеристик прямого и обратного МЭ эффектов в двухслойных структурах ФМ-ПЭ схематически показаны на рис.1. В первом случае структуру помещают в постоянное поле  $H$  и возбуждающее переменное поле  $h\cos(2\pi ft)$  и измеряют напряжение  $u$ , генерируемое между электродами ПЭ слоя. Во втором случае к структуре прикладывают постоянное  $H$  и переменное электрическое поле  $e\cos(2\pi ft)$  и с помощью катушки регистрируют изменение намагнитченности  $m$  структуры. Типичная блок-схема установки для исследования МЭ эффектов показана на рис. 2. Измеряют зависимости  $u$  и  $m$  от частоты и амплитуд возбуждающих полей, напряженностей постоянных полей  $H$  и  $E$ .

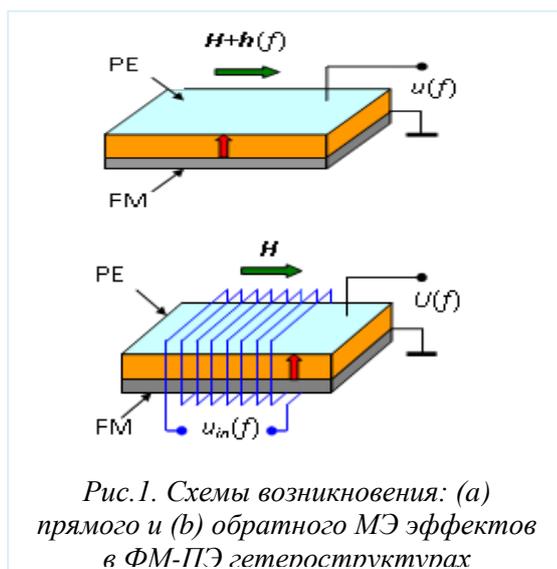


Рис. 1. Схемы возникновения: (а) прямого и (б) обратного МЭ эффектов в ФМ-ПЭ гетероструктурах

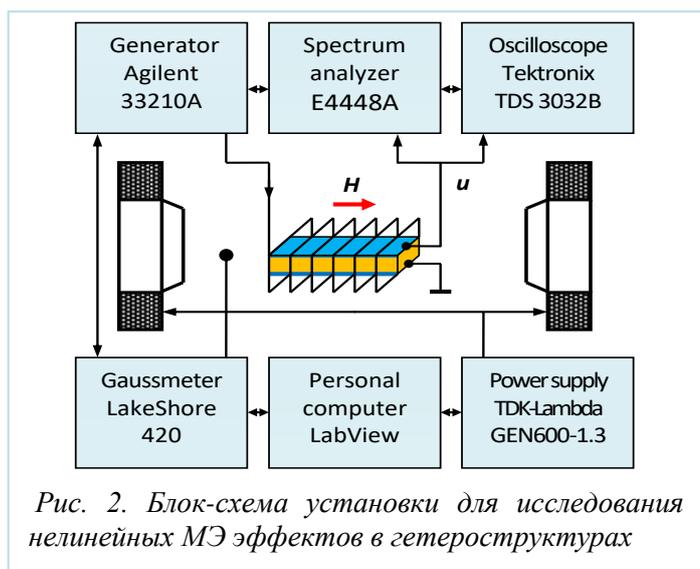


Рис. 2. Блок-схема установки для исследования нелинейных МЭ эффектов в гетероструктурах

В таблице 1 перечислены некоторые материалы ФМ и ПЭ слоев, наиболее часто используемые для изготовления мультиферроидных гетероструктур. Для достижения максимальной величины МЭ эффектов используют ФМ материалы с большой магнитострикцией  $\lambda \sim (1-100) \cdot 10^{-6}$ , насыщающиеся в малых полях  $H_s \sim 1-100$  Ое, и ПЭ материалы с высоким отношением пьезомодуля к диэлектрической проницаемости  $d/\epsilon \sim 0.1-1$ .

Таблица 1. Материалы слоев мультиферроидных гетероструктур

Ферромагнетик	Ферро/пьезоэлектрик
Металлы: Ni, Co, Fe	Пьезокерамики: PZT, PMN-PT, PZN-PT
Сплавы: FeBSiC, FeGa, $Tb_x Dy_{1-x} Fe_2$ , $\alpha-Fe_2O_3$	Кристаллы: LiNbO <sub>3</sub> , AlN, GaAs, SiO <sub>2</sub> , LGT
Ферриты: NiZnFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , CoZnFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , Y <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Пьезополимеры: PVDF-Fr, PFC

**Источники и проявления нелинейностей в ФМ-ПЭ гетероструктурах**

Нелинейность МЭ эффектов в композитных структурах возникает из-за нелинейных зависимостей параметров слоев от внешних полей, некоторые из которых показаны на рис.3.

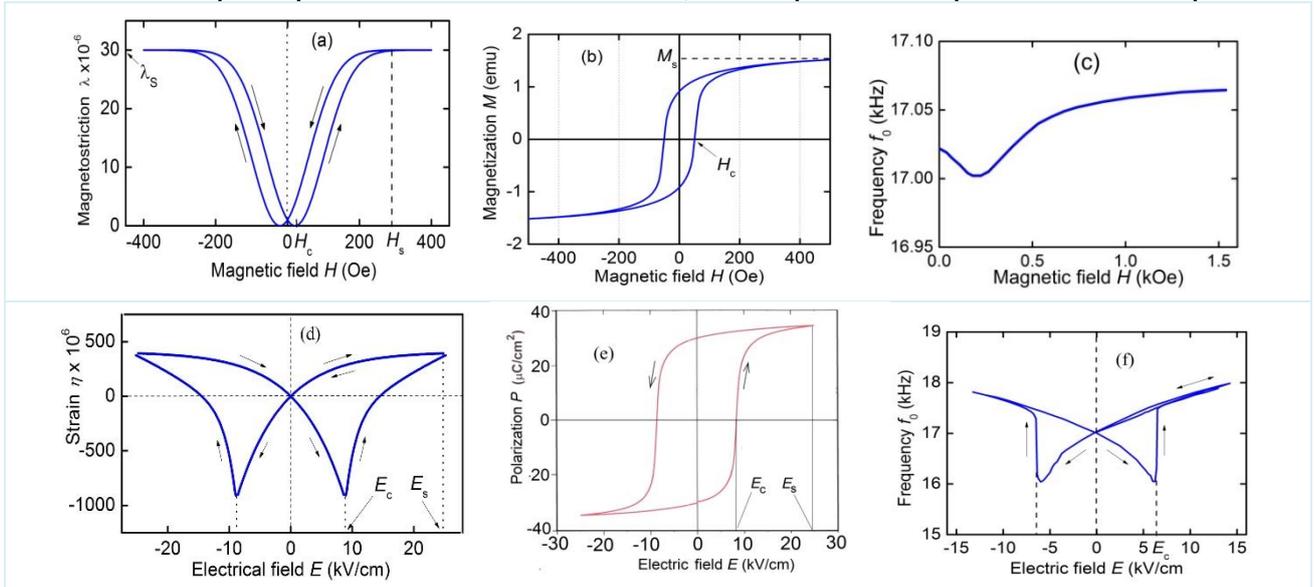


Рис. 3. Источники нелинейностей в ФМ-ПЭ гетероструктурах

Основными являются следующие: нелинейная зависимость магнитострикции  $\lambda(H)$ , намагниченности  $M(H)$  и модуля Юнга/частоты акустического резонанса  $f(H)$  от магнитного поля  $H$  для ферромагнетиков; нелинейная зависимость пьезодеформации  $S(E)$ , поляризации  $P(E)$  и модуля Юнга/частоты акустического резонанса  $f(E)$  от электрического поля  $E$  для ферро/пьезоэлектриков.

Эти нелинейности приводят к нелинейным зависимостям генерируемого структурой напряжения  $u$  или изменения намагниченности  $m$  от амплитуды возбуждающего поля. Например, для прямого МЭ эффекта нелинейность с увеличением  $h$  проявляется как (см. рис.4): а) искажение формы генерируемого напряжения, б) обогащение спектра частот генерируемого напряжения, с) изменение вида амплитудно-частотной характеристики, с) искажение формы резонансной кривой и появление гистерезиса.

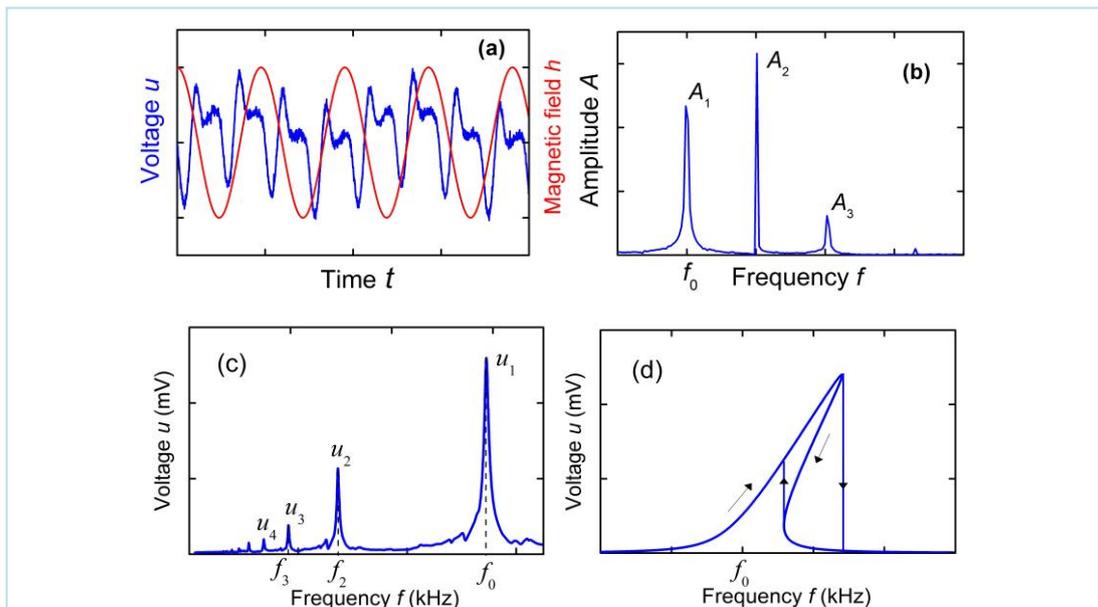


Рис. 4. Проявления нелинейности прямого МЭ эффекта в ФМ-ПЭ гетероструктурах

К настоящему времени в композитных мультиферроидных ФМ-ПЭ гетероструктурах различных составов экспериментально обнаружены, изучены и объяснены теоретически **нелинейные прямые МЭ эффекты:**

- Генерация гармоник напряжения в биполярном переменном магнитном поле,
- Влияние постоянного магнитного поля на эффективность генерации гармоник,
- Генерация гармоник в условиях акустического резонанса в структуре,
- Генерация комбинационных частот в условиях акустического резонанса,
- Неколлинinearное возбуждение нелинейных эффектов,
- Возбуждение нелинейных эффектов магнитным шумом,
- Увеличение нелинейного эффекта из-за нелинейности намагниченности ФМ слоя,
- Статическая деформация ферромагнетика в переменном магнитном поле,
- Подавление гистерезиса нелинейных эффектов переменным полем,
- Генерация гармоник при возбуждении структуры током через магнитный слой,
- Исследованы температурные характеристики нелинейных эффектов;

**нелинейные обратные МЭ эффекты:**

- Генерация гармоник намагниченности при обратном эффекте,
- Генерация гармоник и смещение полей в структуре с электростриктором,
- Смещением частот электрического и магнитного полей,
- Параметрическая генерация субгармоник намагниченности,
- Генерация шума при обратном эффекте,
- Бистабильность в композитных мультиферроидных резонаторах,
- Параметрическое усиление в мультиферроидных структурах,
- Нелинейные МЭ эффекты при импульсном возбуждении.

### **Устройства на основе нелинейных МЭ эффектов**

С использованием нелинейных МЭ эффектов в композитных гетероструктурах создан целый ряд действующих макетов различных устройств. К последним относятся, прежде всего, датчик переменных магнитных полей на эффекте удвоения частоты, высокочувствительный датчик постоянных магнитных полей на основе эффекта генерации гармоник, являющийся аналогом flux-gate магнетометра, датчики низкочастотных магнитных полей, использующие эффект переноса частоты магнитного поля, анализатор спектра частот низкочастотных магнитных полей последовательного типа. Реализован МЭ удвоитель частоты низкочастотных радиосигналов, управляемый смеситель частот, компактная передающая антенна диапазона сверхнизких частот, генератор шума, параметрический усилитель, электрически перестраиваемый индуктор и другие устройства.

### **Заключение**

Таким образом, проведенные исследования показали, что композитные мультиферроидные гетероструктуры относятся к сильно нелинейным модельным объектам, в которых наблюдаются разнообразные нелинейные явления, и представляют интерес для применений.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (госзадание FSFZ-2023-0005) и Российским научным фондом.

### **Список использованных источников:**

1. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., D. Viehland et al. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, future directions // J. Appl. Phys. –2008, –V. 103. – P. 031101.
2. Fetisov Y.K., Srinivasan G. Nonlinear magnetoelectric effects in layered multiferroic composites // J. Appl. Phys. –2024. –V. 135. –P. 024102.

УДК 537.9

**Физика неравновесных состояний антиферромагнетиков****Кимель А.В.**

Университет им. Св Радбауда, Наймеген, Нидерланды

***Аннотация:** Антиферромагнетики представляют собой самый обширный класс магнитоупорядоченных материалов. Считается, что антиферромагнетики могут значительно улучшить спинтронику и магнитную память с точки зрения плотности и скорости записи информации. Однако экспериментальные исследования антиферромагнетиков и развитие антиферромагнитной спинтроники существенно затруднены отсутствием намагниченности в антиферромагнетиках в основном состоянии. Это делает невозможным традиционную магнитометрию и требует применения чрезвычайно сильных магнитных полей для управления магнитным состоянием антиферромагнетиков. Цель моего выступления — продемонстрировать, что ультракороткие электромагнитные импульсы, которые способны вывести антиферромагнетики из термодинамического равновесия, меняют правила игры в этой области. Антиферромагнетик, вышедший из равновесия, представляет собой практически другой материал – он приобретает ненулевую суммарную намагниченность, спиновая динамика становится нелинейной, принцип суперпозиции спиновых возбуждений не работает, т.е.  $1+1>2$  [1], открываются новые каналы спин-решеточного взаимодействия [2,3] применение макроспинового приближения и описание магнитной динамики в терминах антиферромагнитного вектора Нееля становится неадекватным [4].*

**Annotation:**

Thermodynamic theory models a simple antiferromagnet as two ferromagnets with two mutually equal, but oppositely oriented magnetizations  $\mathbf{M}_1$  and  $\mathbf{M}_2$ . As the net magnetization  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$  is zero, the spin order is described by the nonzero antiferromagnetic Néel vector  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ . However, the Néel vector  $\mathbf{L}$  in thermodynamic equilibrium is notoriously insusceptible to external magnetic fields. Understanding thermodynamic field conjugates to the antiferromagnetic order parameter challenged researchers from the very discovery of antiferromagnetism. Intuitive understanding of magnetic phenomena and magnetization dynamics heavily relies on equilibrium thermodynamics and the corresponding approximations. In particular, the conventionally accepted Curie-Neumann's principle states that "the symmetries of the causes are to be found in the effects". Hence aiming to alter the antiferromagnetic the Néel vector  $\mathbf{L}$  one should be able to generate staggered fields with the very same symmetry as the Néel vector. Ways to generate such fields are still at the focus of fundamental research and the lack of the fundamental knowledge hampers further developments of antiferromagnetic spintronics, magnonics, and data storage.

The idea of this talk is to demonstrate the possibilities to control antiferromagnetism via its strongly non-equilibrium state. We will show that an antiferromagnet out of equilibrium is practically a different material. In particular, in such an antiferromagnet Curie-Neumann's principle fails, net magnetization can become non-zero, spin dynamics becomes nonlinear and the principle of superposition fails ( $1+1>2$ ) [1], new channels of spin-lattice interaction open up [2,3] and the macrospin approximation of the Néel vector cannot adequately describe spin dynamics [4].

**1. Dynamic magnetization of antiferromagnets**

It is easy to show that any antiferromagnet can acquire a net magnetization even without any applied magnetic field [1]. We consider the simplest case of a compensated antiferromagnet that consists of two absolutely equivalent, but antiferromagnetically coupled sublattices. It is convenient to express the magnetizations in terms of unit vectors  $\mathbf{m}_1 = \mathbf{M}_1/M_0$  and  $\mathbf{m}_2 = \mathbf{M}_2/M_0$ , where  $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$ . The motion of the magnetizations in each of the sublattices must obey the Landau-Lifshitz-Gilbert equation i.e.

$$\dot{\mathbf{m}}_1 = -\gamma \mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_1 + \alpha \mathbf{m}_1 \times \dot{\mathbf{m}}_1, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{m}}_2 = -\gamma \mathbf{m}_2 \times \mathbf{H}_2 + \alpha \mathbf{m}_2 \times \dot{\mathbf{m}}_2 \quad (2)$$

where  $\mathbf{H}_1$  and  $\mathbf{H}_2$  are the effective magnetic fields experienced by the magnetizations of the first and the second sublattice, respectively.  $\alpha$  is damping constant and  $\gamma$  is the gyromagnetic ratio. Introducing two new vectors of the net magnetization  $\mathbf{m} = (\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2)/2$  and the antiferromagnetic vector  $\mathbf{l} = (\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2)/2$ , in the simplest case of no magnetic anisotropy and external magnetic field any applied external magnetic field  $\mathbf{H}_1 = \mathbf{l}H_E$  and  $\mathbf{H}_2 = -\mathbf{l}H_E$ , where  $H_E$  is the effective magnetic field of the exchange interaction. In antiferromagnets with the Néel point above room temperature  $H_E \sim 10^3$  T. Hence, Landau-Lifshitz-Gilbert equations can be rewritten as

$$\dot{\mathbf{m}} = -\frac{1}{\gamma H_E} \mathbf{l} \times \dot{\mathbf{l}} \quad (3)$$

It is seen that the net magnetization of a compensated antiferromagnet can be induced not only by an external magnetic field, but also by coherent motion of spins so that  $\mathbf{l} \times \dot{\mathbf{l}} \neq 0$ . This magnetization changes the susceptibility of spins in antiferromagnets to external magnetic fields and can empower THz control of spin in antiferromagnets.

## 2. Failure of the principle of superposition

A coherent magnonic state can substantially change the properties of an antiferromagnet, enabling a new nonlinear path of controlling spins by a pair of THz pulses beyond the principles of trivial superposition demonstrating that  $1+1>2$ . It has been shown that a coherent q-AF magnonic state in FeBO<sub>3</sub> mediates the excitation of the q-FM mode by THz magnetic field. Although the efficient control of antiferromagnetism in thermodynamic equilibrium is still a challenge, the problem can be solved by pushing antiferromagnets into a non-equilibrium state where the susceptibility of spins to an external magnetic field is boosted [2].

## 3. New channels of spin-lattice interaction and the Fermi spin-lattice resonance

Having the frequencies of spin and lattice resonances in antiferromagnets in the same THz domain facilitates novel channels of spin-lattice interaction [3] and conditions for the Fermi spin-lattice resonance, in particular. It is shown that when the spin-resonance frequency taken twice is close to the frequency of the lattice vibrations, the conditions for efficient spin-lattice energy exchange are met. We study the efficiency of such a novel spin-lattice coupling, called Fermi spin-lattice resonance, tuning the spin resonance frequency with the help of an external magnetic field. Although we observe an increase of the coupling strength upon tuning the spin resonance frequency in vicinity of the Fermi resonance, the dependence is by far non-trivial and has two maxima, which we interpret as a result of avoided crossing between the phonon-state and a virtual two-magnon state, respectively [4].

## 4. Failure of the approximation of the antiferromagnetic Néel vector

Using the Heisenberg antiferromagnet RbMnF<sub>3</sub>, we demonstrate that laser-induced THz spin dynamics corresponding to pairs of mutually coherent counter propagating spin waves with the wavevectors up to the edge of the Brillouin zone cannot be understood in terms of magnetization and antiferromagnetic Néel vectors, conventionally used to describe spin waves. Instead, we propose to model such spin dynamics using the spin correlation function. We derive a quantum-mechanical equation of motion for the latter and emphasize that, unlike the magnetization and antiferromagnetic vectors the spin correlations in antiferromagnets do not exhibit inertia [5].

## References

1. A. F. Andreev, V. I. Marchenko //Sov. Phys. Uspekhi – 1980 – v. 23 –p. 21.
2. T. G. H. Blank et al //Phys. Rev. Lett. –2023 – v. 131–p. 096701.
3. E. A. Mashkovich et al// Science – 2021 – v. 374–p. 1608-1611.
4. T. Metzger et al// Nature Comm (accepted).
5. F. Formisano et al //APL Mater – 2024 – v. 12 –p. 011105.

УДК 537.9

## **Оптическое возбуждение и наблюдение коротких спиновых волн**

**Белотелов В.И.**

д.ф.-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова  
Российский квантовый центр, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205

Полностью диэлектрические наноструктуры очень перспективны для эффективного управления спинами в магнитных материалах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Такие структуры со специально подобранными параметрами позволяют получить в магнетике различные оптические резонансы (оптические волноводные моды, моды Ми, резонанс Фабри-Перо) и, тем самым, нужным образом распределить оптический спиновый угловой момент (эффективное магнитное поле обратных магнитооптических эффектов Фарадея и Коттона-Мутона) в магнитном материале, что в итоге приводит к возбуждению различных спиновых мод с высокой амплитудой.

В частности, в магнитофотонных кристаллах и наноструктурированных магнитных пленках удается возбудить стоячие спиновые волны, ограниченные в одном или всех трех измерениях. При возбуждении оптических резонансов Ми в магнитных наносферах или наноцилиндрах возникает возможность перестраивать в широких пределах локальное и неоднородное эффективное поле обратного эффекта Фарадея для возбуждения стоячих мод высоких порядков.

С другой стороны, благодаря нанесению немагнитной нанорешетки на магнитную плёнку, лазерные импульсы возбуждают ультракороткие бегущие спиновые волны длиной порядка 100-300 нм, что значительно меньше длины волны света в магнетике. При этом нанорешетки играют двойную роль – они позволяют не только возбудить короткие спиновые волны, но и наблюдать их, что невозможно для однородных магнитных пленок. Наряду с этим, использование нанорешеток позволяет получить новые оптомагнитные эффекты, например, обратный экваториальный эффект Керра, что значительно расширяет диапазон функциональных возможностей по управлению спинами с помощью света.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 23-12-00310.

## **Микроволновая спинтроника: от фундаментальных исследований к приложениям**

**Звездин К.А.**

ООО «Новые спинтронные технологии»

Интерес к спинтронным гетероструктурам на основе магнитных туннельных переходов (МТП) вызван в первую очередь возможностью их эффективного использования для записи и хранения информации. В последние годы магнитная оперативная память стала активно внедряться в различные области промышленности, в первую очередь в автомобилестроение, став незаменимым техническим решением для нового поколения автомобильных чипов. Однако на этом не ограничивается спектр спинтроники. Отдельный интерес вызывает микроволновая динамика намагниченности в подобных структурах. Показано, что при помощи магнитного туннельного контакта возможно генерировать переменный (микроволновой) сигнал под действием постоянного спин-поляризованного тока [1]. На основе данного эффекта предполагается создать новое поколение генераторов переменного

сигнала, называемых спин-трансферный наноосциллятор (СТНО), для телекоммуникационных устройств.

Не меньший интерес представляет и обратный к рассмотренному выше эффект – спин-трансферный диодный эффект [2]. Данный эффект заключается в том, что при пропускании через МТК переменного спин-поляризованного тока с частотой, близкой к резонансной, на выходе создается постоянная компонента напряжения. Он может быть очевидным образом использован для детектирования сигнала. В первых работах эффективность выпрямления переменного сигнала не превышала 1.4 мВ/мВт. В 2014 году экспериментально была продемонстрирована рекордная чувствительность спин-трансферного диода при комнатной температуре 12000 мВ/мВт [3]. Данную чувствительность удалось достичь за счет использования постоянного тока смещения. В дальнейшем удалось повысить чувствительность вплоть до 210000 мВ/мВт [4-5] за счет использования тока смещения и синхронизации колебаний к внешнему сигналу. Сводные зависимости чувствительности от мощности приведены на Рис.1.

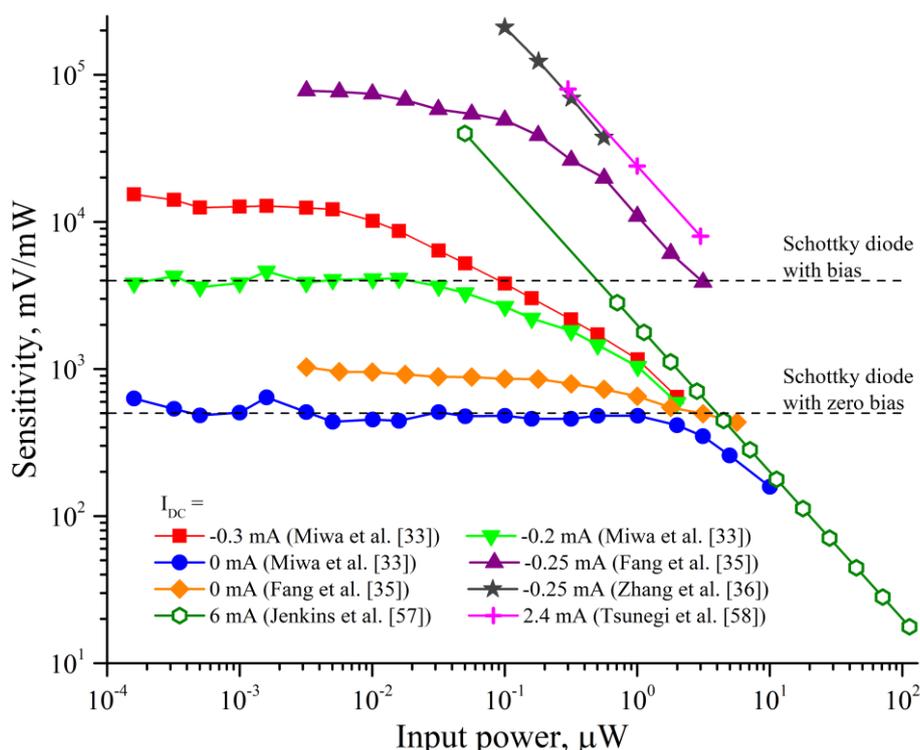


Рис.1. Сводные зависимости чувствительности от мощности для случаев разных токов смещения.

Помимо резонансных спин-трансферных диодов отдельный интерес вызывают широкополосные. В первую очередь это связано с их потенциалом в области сбора фоновой радиочастотной энергии. Впервые широкополосный режим выпрямления был предсказан теоретически в 2012 году [6] для систем в перпендикулярном магнитном поле. Затем экспериментально было показано, что он может быть реализован без внешнего поля в МТК с перпендикулярной магнитной анизотропией [7]. Применение спин-трансферного спинового диода расширяет допустимый диапазон частот.

В то же время расширение частотного диапазона возможно и в резонансном режиме, за счет использования более экзотичных магнитных состояний. Например, вихревое распределение намагниченности приводит к пониженным частотам [8-9], а обменное закрепление – к повышенным [10]. Помимо этого, мало стабильные магнитные состояния

(такие как угловые состояния с выходом из плоскости) позволяют достигать рекордных значений чувствительности, даже без токов смещения [11].

В обзорном докладе показан путь развития спин-трансферных диодов от первых экспериментов до прототипов микроволновых устройств. Показаны варианты повышения чувствительности и объяснены физические механизмы, стоящие за этим. Отдельно разобраны возможности инженерии резонансной частоты и перехода к широкополосному выпрямлению. Рассмотрено влияние магнитного распределения на особенности выпрямления. В завершении обсуждаются возможные практические применения упомянутых эффектов.

#### Список использованных источников

1. S.I. Kiselev et al. // *Nature*. – 2003. – V. 425. – P. 380-383.
2. A. Tulapurkar et al. // *Nature*. – 2005. – V. 438. – P. 339.
3. S. Miwa et al. // *Nat. Mater.* – 2014. – V. 13. – P. 50.
4. B. Fang et al. // *Nat. Commun.* – 2016. – V. 7. – P. 11259.
5. L. Zhang et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2018. – V. 113. – P. 102401.
6. O. Prokopenko et al. // *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. – P. 123904.
7. B. Fang et al. // *Phys. Rev. Appl.* – 2019. – V. 11. – P. 014022.
8. A. Jenkins et al. // *Nature Nanotechnology*. – 2016. – V. 11. – P. 360–364.
9. P.N. Skirdkov et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2018. – V. 113. – P. 242403.
10. A.A. Khudorozhkov et al. // *Phys. Rev. B*. – 2017. – V. 96. – P. 214410.
11. A.G. Buzdakov et al. // *Phys. Rev. Appl.* – 2021. – V. 15. – P. 054047.
12. P.N. Skirdkov et al. // *Annalen der Physik*. – 2020. – V. 532. – P. 1900460.