

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$ , ОСАЖДЕННЫХ МЕТОДОМ ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ

Д.А. Киселев<sup>1</sup>, С.С. Старухина<sup>1</sup>, А.С. Быков<sup>1</sup>, А.В. Петров<sup>2</sup>,  
А.Г. Юденков<sup>3</sup>, А.В. Семченко<sup>4</sup>, Н.А. Каланда<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва

<sup>2</sup>НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск

<sup>3</sup>НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «ИНТЕГРАЛ», Минск

<sup>4</sup>Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины

## MAGNETIC PROPERTIES OF $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$ FILMS DEPOSITED BY ION-PLASMA SPUTTERING

D.A. Kiselev<sup>1</sup>, S.S. Starukhina<sup>1</sup>, A.S. Bykov<sup>1</sup>, A.V. Petrov<sup>2</sup>,  
A.G. Yudenko<sup>3</sup>, A.V. Semchenko<sup>4</sup>, N.A. Kalanda<sup>2</sup>

<sup>1</sup>National University of Science and Technology MISIS, Moscow

<sup>2</sup>Scientific-Practical Materials Research Centre of the NAS of Belarus, Minsk

<sup>3</sup>Scientific-Technical Center “Belmicroanalysis” of JSC “INTEGRAL”, Minsk

<sup>4</sup>Francisk Skorina Gomel State University

**Аннотация.** Определена аномальная зависимость коэффициента Блоха (**B**) от магнитного поля в пленках двойного перовскита  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$ , которая противоречит классической модели, предсказывающей уменьшение **B**. Установлено, что величина **B** монотонно возрастает с увеличением магнитного поля (в диапазоне 0,01–0,16 Тл). Показано, что данный эффект обусловлен не доминированием магнетонного вклада, а конкуренцией механизмов размагничивания, связанных с дефектами структуры. Исследования демонстрируют, что внешнее магнитное поле изменяет баланс между магнетонным и дефектным вкладами в термическое размагничивание.

**Ключевые слова:** двойной перовскит,  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$ , закон Блоха, коэффициент Блоха, термическое размагничивание, магнеты, катионный беспорядок, антифазные границы.

**Для цитирования:** Магнитные свойства пленок  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$ , осажженных методом ионно-плазменного напыления / Д.А. Киселев, С.С. Старухина, А.С. Быков, А.В. Петров, А.Г. Юденков, А.В. Семченко, Н.А. Каланда // Проблемы физики, математики и техники. – 2025. – № 4 (65). – С. 91–97. – DOI: [https://doi.org/10.54341/20778708\\_2025\\_4\\_65\\_91](https://doi.org/10.54341/20778708_2025_4_65_91) – EDN: PXYFEU

**Abstract.** The anomalous dependence of the Bloch coefficient (**B**) on the magnetic field in double perovskite  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$  thin films was determined, which contradicts the classical model predicting the decrease of **B**. It has been found that the value of **B** increases monotonically with the increase of the magnetic field (in the range of 0.01–0.16 T). It was shown that this effect is not due to the dominance of the magnon contribution but is caused by the competition of demagnetization mechanisms associated with structural defects. The investigation results demonstrate that an external magnetic field alters the balance between magnon and defect contributions to thermal demagnetization.

**Keywords:** double perovskite,  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$ , Bloch's law, Bloch coefficient, thermal demagnetization, magnons, cation disorder, anti-phase boundaries.

**For citation:** Magnetic properties of  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$  films deposited by ion-plasma sputtering / D.A. Kiselev, S.S. Starukhina, A.S. Bykov, A.V. Petrov, A.G. Yudenko, A.V. Semchenko, N.A. Kalanda // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2025. – № 4 (65). – P. 91–97. – DOI: [https://doi.org/10.54341/20778708\\_2025\\_4\\_65\\_91](https://doi.org/10.54341/20778708_2025_4_65_91) (in Russian). – EDN: PXYFEU

### Введение

Двойные перовскиты типа  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$  привлекают значительное внимание исследователей благодаря своим уникальным магнитным и транспортным свойствам, что делает их перспективными материалами для устройств спинтроники [1]–[4]. Одной из фундаментальных характеристик, определяющих магнитное поведение этих соединений, является температурная зависимость намагниченности в низкотемпературной

области, которая традиционно описывается законом Блоха [5], [6]. Согласно этому закону, уменьшение намагниченности с ростом температуры обусловлено возбуждением спиновых волн (магнонов) и следует зависимости

$$M(T) = M(0)(1 - BT^{3/2}),$$

где параметр **B** (постоянная Блоха) содержит информацию о жесткости спиновых волн и особенностях микроструктуры материала.

Особый интерес представляет исследование влияния внешнего магнитного поля на коэффициент Блоха, поскольку анализ зависимости  $B(H)$  позволяет не только верифицировать магнетный механизм размагничивания, но и получить ценную информацию о дефектах структуры. В случае двойных перовскитов, где свойства критически зависят от катионного упорядочения и стехиометрии, такой анализ приобретает особую значимость.

В настоящей работе систематически исследуется зависимость коэффициента Блоха от магнитного поля в пленках  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$  с различным составом: как с избытком железа –  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1.2}\text{Mo}_{0.8}\text{O}_{6-\delta}$  ( $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$ ), так и с его дефицитом –  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{0.9}\text{Mo}_{1.1}\text{O}_{6-\delta}$  ( $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$ ). Целью работы является установление корреляции между химическим составом, типом структурных дефектов и характером зависимости  $B(H)$ , что представляет не только фундаментальный интерес для понимания механизмов размагничивания, но и имеет практическое значение для управления функциональными свойствами этих перспективных материалов.

Проведенное исследование демонстрирует, что анализ полевой зависимости коэффициента Блоха может служить эффективным диагностическим инструментом для характеристики микроструктурных особенностей сложных магнитных материалов.

## 1 Синтез, материалы и методы исследования

Пленки составов  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  и  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$ , толщиной порядка  $\sim 1$  мкм, наносились методом ионно-плазменного напыления на вакуумной установке Z-400 (“Leybold-Heraeus”), оснащенной безмасляной системой откачки на базе турбомолекулярного насоса. В качестве распыляемого материала использовались мишени составов  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  и  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$ , диаметром 50 мм и толщиной 5 мм. Камера вакуумной установки была оборудована фланцевым двухлучевым ионным источником с замкнутым дрейфом электронов на основе ускорителя с анодным слоем и магнетронной распылительной системой. Особенностью ионного источника является возможность генерирования двух независимых ионных пучков, один из которых служит для распыления материала мишени, а второй – для очистки подложек. Предварительно производилась очистка подложек ионным пучком. Для этого камера вакуумной установки откачивалась до остаточного давления  $10^{-3}$  Па. В ионный источник подавался Ar до рабочего давления  $2,0 \cdot 10^{-2}$  Па. Время очистки, энергия ионов и ток разряда во всех экспериментах были постоянными и составляли, соответственно, 3 мин, 700 эВ, 40 мА. Расход газов контролировался автоматическими регуляторами расхода газа РРГ-1. Распыление мишеней

осуществлялось аргоном (энергия ионов 1250 эВ, ток 65 мА) на подложки поликора ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), что обеспечивало химическую инертность и высокую адгезию к пленкам системы  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$ . Остаточное давление аргона в газовой камере соответствовало  $5 \cdot 10^{-2}$  Па. Температура подложки, согласно техническим возможностям установки, была 670 К. Толщина нанесенных пленок измерялась на различных участках пленок – свидетелей при помощи интерферометра МИИ-4 и корректировалась изменением времени нанесения слоев.

Дополнительный отжиг пленок в потоке смеси газов 5%  $\text{H}_2/\text{Ar}$  осуществлялся в термоустановках, температура в которых поддерживалась с помощью регулятора температуры РИФ-101 и контролировалась Pt – Pt/Rh(10%) термопарой с точностью  $\pm 0,5$  К.

Фазовый состав пленок и степень сверхструктурного упорядочения катионов железа и молибдена ( $P, \%$ ) определялись на основании анализа дифракционных данных, полученных на установке ДРОН-3 в  $\text{CuK}\alpha$ -излучении, с использованием базы данных “ICSD-PDF2” (Release 2000), программ “POWDERCELL” и “FULL-PROF” [7], [8].

Микроструктура и морфология зёрен изучались на металлографическом микроскопе “OLYMPUS GX-41”, а также методом сканирующей электронной микроскопии на установке “Hitachi S-4800”. Температурные зависимости намагниченности пленок исследовались на универсальной установке фирмы “Cryogenic Limited” в диапазоне 4.2–300 К в магнитном поле 0,1 Тл с точностью не более 2%.

## 2 Результаты исследования и их обсуждение

Эффективной представляется двухступенчатая стратегия напыления пленок: начальная пониженная скорость способствует формированию буферного слоя между пленкой и подложкой для увеличения адгезии и уменьшению напряжения на границе «пленка – подложка». Последующая повышенная скорость напыления уменьшает временные затраты на напыление и увеличивает однородность основной части пленки [9]. Скорость осаждения при толщине пленки до 20 нм составляла 2 нм/мин; при дальнейшем увеличении толщины плёнки до 1 мкм скорость увеличивалась до 8 нм/мин.

Достижение структурного совершенства тонких пленок  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$ , синтезируемых методом ионно-лучевого напыления (ИЛН), требует тщательной оптимизации ряда взаимосвязанных технологических параметров, включая скорость осаждения, температуру послеростового отжига пленок и парциальное давление кислорода. Преимуществом метода ИЛН является возможность формирования плотной плёнки при

относительно низких температурах, что способствует снижению количества дефектов [9].

При скорости напыления на втором этапе 8 нм/мин и толщине пленки до 3 мкм с последующим отжигом при  $T = 1173$  К в течение 1 часа в потоке смеси инертных газов 1%  $\text{H}_2/\text{Ar}$  привело к однофазности пленок  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$  и концентрации антиструктурных дефектов  $n \approx 18\%$  при  $P \approx 64\%$ . В то же время, в пленках состава  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  также наблюдается однофазность, тогда как сверхструктурное упорядочение отсутствует ( $P \approx 0\%$ ), рисунок 2.1. При изучении микроструктуры пленок наблюдается увеличение их плотности, адгезии и уменьшение шероховатости рельефа поверхности (рисунок 2.2).

При проведении сравнительного анализа магнитных свойств полученных пленок было обнаружено, что пленки  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  и  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$  характеризуются различными величинами намагниченности насыщения  $M_s$  (рисунок 2.3). При температуре 10 К и магнитном поле, приложенном вдоль плоскости пленки, намагниченность

насыщения составила  $M_s \sim 1,8$   $\mu_B/\text{ф.е.}$  для пленки  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  и  $M_s \sim 2,47$   $\mu_B/\text{ф.е.}$  для пленки  $\text{SF}_{1.1}\text{M}_{0.9}\text{O}$ .

Эти значения значительно ниже теоретически предсказанной величины  $M_{\text{теор}} = 4$   $\mu_B/\text{ф.е.}$  [4]. При этом, коэрцитивная сила составляет  $\mu_0 H_c = 0,031 \text{ Тл}$  для пленки  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  и  $\mu_0 H_c = 0,018 \text{ Тл}$  для пленки  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$ .

Меньшее значение намагниченности насыщения пленки  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  обусловлено более высокой концентрацией антиструктурных дефектов ( $[\text{Fe}_{\text{Mo}}]$  и  $[\text{Mo}_{\text{Fe}}]$ ), чем в пленках  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$ . Данные дефекты нарушают катионное упорядочение Fe/Mo, изменяют ориентацию сильно гибридинизированных  $4d_{2g}$ -орбиталей катионов  $\text{Mo}^{5+}$  ( $S = 1/2$ ) и  $3d(t_{2g}^3 e_g^2)$ -орбиталей катионов  $\text{Fe}^{3+}$  ( $S = 5/2$ ), что подавляет ферромагнитное упорядочение между подрешетками Fe и Mo [2]–[4]. Кроме того, в условиях кислородного дефицита ( $\delta > 0$ ) часть катионов  $\text{Fe}^{3+}$  ( $3d^5$ ) может восстанавливаться до  $\text{Fe}^{2+}$  ( $3d^6$ ), которые в октаэдрическом кристаллическом поле  $\text{Fe}^{2+}$ , как правило, находятся в высокоспиновом состоянии ( $t_{2g}^4 e_g^2$ ,  $S = 2$ ).

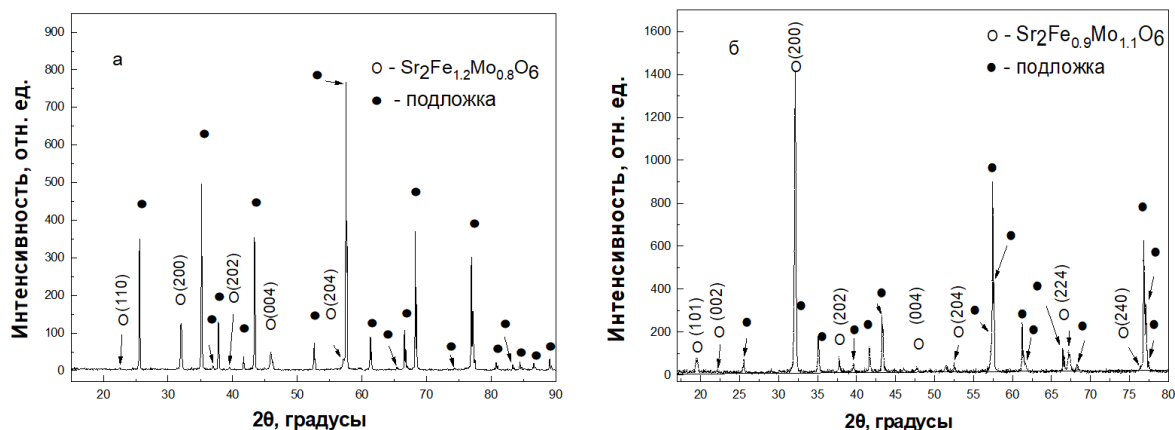


Рисунок 2.1 – Рентгеновские дифрактограммы пленок  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  (а) и  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$  (б), напыленных в два этапа. Пленки осаждались на втором этапе со скоростью 8 нм/мин с последующим отжигом при  $T = 1173$  К в течение 1 часа в потоке смеси инертных газов 1%  $\text{H}_2/\text{Ar}$

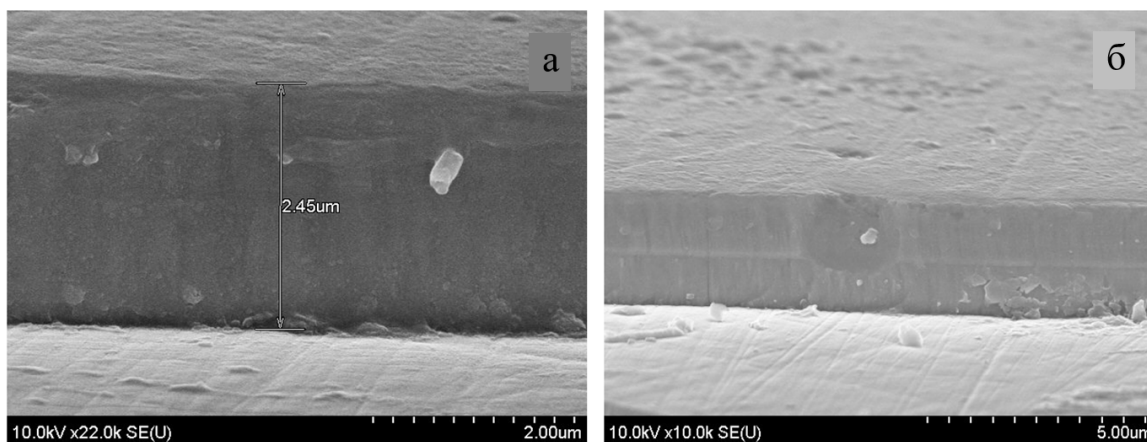


Рисунок 2.2 – Изображения сканирующей электронной микроскопии микроструктуры пленок  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  (а) и  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$  (б), напыленных в два этапа. Пленки осаждались на втором этапе со скоростью 8 нм/мин с последующим отжигом при  $T = 1173$  К в течение 1 часа в потоке смеси инертных газов 1%  $\text{H}_2/\text{Ar}$

Появление ионов  $\text{Fe}^{2+}$  способствует образованию кластеров типа  $\text{Fe}^{2+} - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{2+}$ , в которых сверхобменное взаимодействие является антиферромагнитным, согласно правилам Гуденафа – Канамори – Андерсена [10]. Таким образом, в структуре пленки  $\text{SF}_{1.2}\text{Mo}_{0.8}\text{O}$  могут присутствовать как антиструктурные дефекты, так и антиферромагнитные кластеры на основе  $\text{Fe}^{2+}$ , что в совокупности способствует формированию магнитно-неоднородной структуры, которая увеличивает коэрцитивную силу [1], [3]. Пленки  $\text{SF}_{0.9}\text{Mo}_{1.1}\text{O}$  характеризуются более однородной магнитной структурой по сравнению с  $\text{SF}_{1.2}\text{Mo}_{0.8}\text{O}$ , что подтверждается большими значениями намагниченности насыщения  $M_s$  и меньшими величинами  $\mu_0 H_c$  для составов с избытком молибдена по сравнению с пленками, содержащими избыток железа (рисунок 2.3).

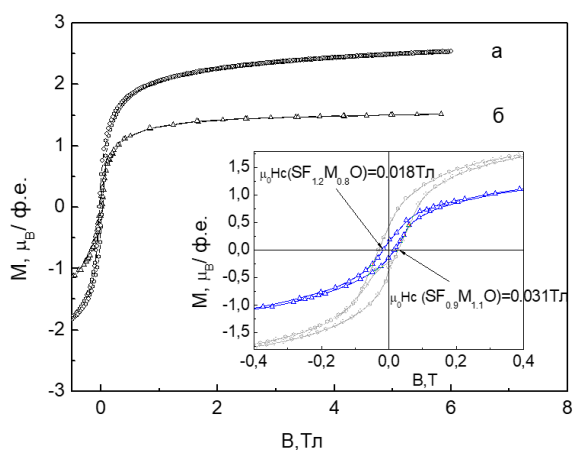


Рисунок 2.3 – Полевые зависимости намагниченности пленок  $\text{SF}_{0.9}\text{Mo}_{1.1}\text{O}$  (а) и  $\text{SF}_{1.2}\text{Mo}_{0.8}\text{O}$  (б), которые осаждались на втором этапе со скоростью 8 нм/мин с последующим отжигом при  $T = 1173$  К в течение 1 часа в потоке смеси инертных газов 1% $\text{H}_2/\text{Ar}$

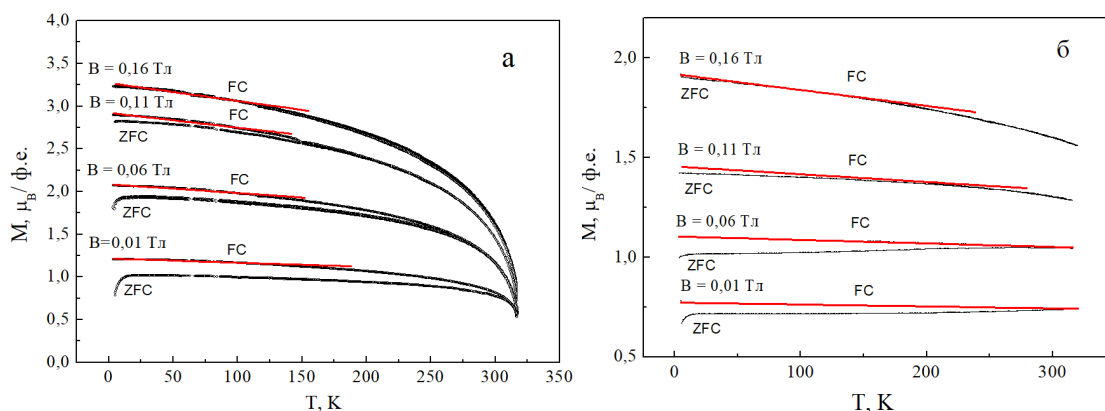


Рисунок 2.4 – Температурные зависимости намагниченности (измеренные в режимах ZFC – “zero-field cooling” и FC – “field cooling”) пленок  $\text{SF}_{1.2}\text{Mo}_{0.8}\text{O}$  (а) и  $\text{SF}_{0.9}\text{Mo}_{1.1}\text{O}$  (б), которые осаждались на втором этапе со скоростью 8 нм/мин с последующим отжигом при  $T = 1173$  К в течение 1 часа в потоке смеси инертных газов 1% $\text{H}_2/\text{Ar}$ . Черные линии – экспериментальные данные; красные линии – аппроксимация экспериментальных данных функцией (2.1)

Поскольку закон Блоха лежит в основе моделирования, прогнозирования и реализации функциональности современных магнитных устройств, представляет значительный интерес исследование зависимости его параметров от химического состава и дефектной структуры в пленках  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$ . Особый интерес вызывает влияние внешнего магнитного поля на величину коэффициента Блоха  $\mathbf{B}$ , характеризующего вклад спиновых волн в термальное размагничивание, как в пленках  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$  с избытком железа ( $x > 0$ ), так и с его дефицитом ( $x < 0$ ).

В данной работе исследуется влияние магнитного поля в диапазоне от 0,01 Тл до 0,16 Тл на температурную зависимость намагниченности и полевой зависимости коэффициента Блоха в пленках  $\text{SF}_{1.2}\text{Mo}_{0.8}\text{O}$  и  $\text{SF}_{0.9}\text{Mo}_{1.1}\text{O}$ . Сравнительный анализ этих систем позволяет выявить взаимосвязь между составом, микроструктурой (в частности, концентрацией антиструктурных дефектов) и эффективностью подавления магнонных возбуждений внешним магнитным полем.

Поведение  $M(T)$  при увеличении температуры определяется сложным взаимодействием магнитных подрешеток, структурных дефектов и тепловых флуктуаций. В низкотемпературной области основным механизмом размагничивания является термальное возбуждение магнонов – квазичастиц спиновых волн.

Для акустических магнонов с квадратичной дисперсией  $E(k) \sim k^2$ , плотность состояний возрастает пропорционально  $T^{3/2}$ , что приводит к уменьшению намагниченности. В этом приближении температурная зависимость удовлетворительно описывается законом Блоха:

$$M(T) = M(0)(1 - \mathbf{B}T^{3/2}), \quad (2.1)$$

где  $M(0)$  – намагниченность при абсолютном нуле, а  $\mathbf{B}$  – коэффициент Блоха, характеризующий вклад магнонных возбуждений в термальное снижение намагниченности.

Ключевым фактором, влияющим на величину **B**, является дефектная структура материала. В исследуемых пленках наличие антиструктурных дефектов ( $[\text{Fe}_{\text{Mo}}]$  и  $[\text{Mo}_{\text{Fe}}]$ ) нарушает идеальное чередование магнитных подрешеток ионов  $\text{Fe}^{3+}$  ( $S = 5/2$ ) и  $\text{Mo}^{5+}$  ( $S = 1/2$ ). Эти дефекты действуют как центры рассеяния для спиновых волн, что приводит к увеличению коэффициента **B** и, как следствие, к более быстрому спаду намагниченности с ростом температуры.

Анализ зависимости коэффициента Блоха **B** от величины внешнего магнитного поля  $H$  является эффективным методом диагностики магнитного состояния и дефектной структуры сложных материалов, таких как двойные перовскиты  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mo}_{1+x}\text{O}_{6-\delta}$ . Хотя для ферромагнетиков в общем случае может потребоваться обобщенная модель, в низкотемпературной области вклад члена  $T^{3/2}$  является доминирующим. В этом приближении параметр **B**, связанный с жесткостью спиновых волн (обменным взаимодействием) и плотностью состояний магнонов, адекватно описывает спектр длинноволновых магнонных возбуждений.

Экспериментально обнаружено, что для пленок  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$  наилучшая аппроксимация температурной зависимости намагниченности  $M(T)$  законом Блоха в полях 0,01 Тл, 0,06 Тл, 0,11 Тл и 0,16 Тл достигается в интервале  $4,2 \text{ К} < T < 150 \text{ К}$ , а для пленок  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  – в интервале  $4,2 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$  (рисунок 2.4). Полученные величины подгоночных коэффициентов представлены в таблицах 2.1 и 2.2.

Сравнение значений коэффициента Блоха **B**, измеренных в магнитных полях 0,01 Тл, 0,06 Тл, 0,11 Тл и 0,16 Тл, выявляет четкую тенденцию: с ростом магнитного поля  $\mu_0 H$  величина **B** монотонно увеличивается (таблицы 2.1, 2.2). Данное явление имеет прямую физическую интерпретацию: внешнее магнитное поле подавляет магнонные возбуждения, создавая энергетическую щель в их спектре. Это приводит к уменьшению вероятности термального возбуждения магнонов и, как следствие, к снижению их вклада в размагничивание, что проявляется в уменьшении эффективного значения коэффициента Блоха. Наблюдаемая тенденция уменьшения **B**( $H$ ) служит не только убедительным подтверждением магнонной природы размагничивания, но и предоставляет количественный метод для диагностики обменных взаимодействий в спиновой системе.

Рассчитанные для пленок  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  значения коэффициента Блоха  $\mathbf{B} = (3,11 - 0,786) \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$  и для пленок  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$   $\mathbf{B} = (2,04 - 0,902) \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$  практически соответствуют значениям, обнаруженным другими авторами (например,  $7,03 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$  для  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{5.5}\text{S}_{0.5}$  [11];  $5,9 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$  для  $\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{49}\text{P}_{14}\text{B}_6\text{Si}_2$  [12]). Близкие значения полученных результатов с другими авторами можно

связать с помощью хорошей подгонки, согласно выражению (2.2), при коэффициенте детерминации ( $R^2 > 0,98$ ) (таблицы 2.1, 2.2).

Рассмотрим физический механизм подавления магнонных возбуждений в рамках закона Блоха. Магноны, как кванты спиновых волн, представляют собой коллективные возбуждения в системе спинов и играют определяющую роль в процессе теплового размагничивания. Энергетический спектр магнонов во внешнем магнитном поле описывается соотношением:

$$\hbar\omega(q) = Dq^2 + g\mu_B H, \quad (2.2)$$

где  $D$  – жесткость спиновых волн,  $g$  – фактор Ланде,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $H$  – магнитное поле.

Таблица 2.1 – Подгоночные коэффициенты, полученные при аппроксимации температурной зависимости намагниченности пленок  $\text{SF}_{0.9}\text{M}_{1.1}\text{O}$  с помощью функции (2.1)

Параметры	Значение	Погрешность
$\mu_0 H = 0,01 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	1,2158	$3,76605 \cdot 10^{-4}$
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$3,95551 \cdot 10^{-4}$	$4,79175 \cdot 10^{-6}$
$R^2$	0,9575	
$\mu_0 H = 0,06 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	2,08667	$8,01205 \cdot 10^{-4}$
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$4,91324 \cdot 10^{-4}$	$5,91636 \cdot 10^{-6}$
$R^2$	0,9579	
$\mu_0 H = 0,11 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	2,92251	0,00114
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$5,91018 \cdot 10^{-4}$	$5,98539 \cdot 10^{-6}$
$R^2$	0,9693	
$\mu_0 H = 0,16 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	3,27217	0,00136
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$6,40564 \cdot 10^{-4}$	$6,12349 \cdot 10^{-6}$
$R^2$	0,9728	

Таблица 2.2 – Подгоночные коэффициенты, полученные при аппроксимации температурной зависимости намагниченности пленок  $\text{SF}_{1.2}\text{M}_{0.8}\text{O}$  с помощью функции (2.1)

Параметры	Значение	Погрешность
$\mu_0 H = 0,01 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	0,77265	$4,35053 \cdot 10^{-5}$
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$1,25047 \cdot 10^{-4}$	$2,78059 \cdot 10^{-7}$
$R^2$	0,9934	
$\mu_0 H = 0,06 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	1,10374	$2,05646 \cdot 10^{-4}$
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$1,59333 \cdot 10^{-4}$	$9,24921 \cdot 10^{-7}$
$R^2$	0,9820	
$\mu_0 H = 0,11 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	1,45528	$6,09042 \cdot 10^{-5}$
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$2,68984 \cdot 10^{-4}$	$6,44623 \cdot 10^{-7}$
$R^2$	0,9976	
$\mu_0 H = 0,16 \text{ Тл}$		
$M(0), \mu_B/\text{ф.е.}$	1,91755	$9,64898 \cdot 10^{-5}$
$\mathbf{B}, \text{К}^{3/2}$	$4,15516 \cdot 10^{-4}$	$6,41 \cdot 10^{-7}$
$R^2$	0,9987	

Увеличение напряженности магнитного поля приводит к сдвигу вверх всей энергетической шкалы магнанных возбуждений, что, в соответствии со статистикой Бозе – Эйнштейна, снижает вероятность их теплового возбуждения. В результате вклад магнов в уменьшение намагниченности  $M(T)$  ослабевает.

Сравнение значений коэффициента Блоха  $B$ , измеренных в магнитных полях 0,01 Тл, 0,06 Тл, 0,11 Тл и 0,16 Тл, выявляет четкую тенденцию: с ростом магнитного поля  $\mu H$  величина  $B$  монотонно увеличивается (таблицы 2.1, 2.2). Данное явление имеет важное физическое значение: в классической модели Блоха рост магнитного поля подавляет магнанные возбуждения, что должно приводить к уменьшению  $B$ . Наблюдаемый рост  $B$  свидетельствует о том, что вклад магнов в термическое размагничивание не является основным, и доминирующую роль играют другие механизмы. В пленках двойного перовскита со значительным катионным беспорядком внешнее магнитное поле может модифицировать вклад различных магнитных подсистем в общее размагничивание.

Например, плёнки с избытком Мо ( $Sr_{0.9}Mo_{1.1}O$ ) характеризуются более слабой зависимостью  $B$  от поля. Избыток молибдена, вероятно, приводит к образованию вакансий на Fe-позициях или появлению немагнитных ионов Мо в магнитной подрешётке, создавая эффект магнитного разбавления. Такой тип дефектов в меньшей степени формирует протяжённые неупорядоченные области, а скорее приводит к образованию локализованных магнитных моментов. Особенности их реакции на поле объясняют, почему разница между значениями  $B$  в слабом и сильном поле оказывается менее выраженной по сравнению с Fe-обогащённой плёнкой.

При рассмотрении плёнок с избытком железа (например,  $Sr_{1.2}Mo_{0.8}O$ ) его избыток приводит к появлению антиструктурных дефектов и росту числа антифазных границ [13], [14]. Это разрушает дальний магнитный порядок и создаёт магнитно-неупорядоченные области. В слабых магнитных полях спины в таких областях легко разориентируются тепловыми флуктуациями. Сильное магнитное поле поляризует эти локализованные, неупорядоченные спины, выстраивая их вдоль поля. Хотя это и увеличивает мгновенную намагниченность, «замороженные» в поле дефекты становятся более эффективными центрами рассеяния для спиновых волн, что в терминах закона Блоха ведёт к увеличению эффективного коэффициента  $B$ . Кроме того, наблюдается изменение баланса между магнанным и дефектным вкладами. В пленках  $Sr_{1.2}Mo_{0.8}O$  и  $Sr_{0.9}Mo_{1.1}O$  конкурируют два механизма размагничивания: магнанный (коллективные возбуждения) и дефектный (локализованные моменты). Магнитное поле подавляет магнанные

возбуждения, увеличивая энергетическую щель в их спектре [15]. В результате относительный вклад от тепловых флуктуаций локализованных моментов, связанных с дефектами, становится более значимым. Таким образом, даже если абсолютный вклад дефектов не меняется, их относительная роль в процессе размагничивания усиливается.

### Заключение

Наблюдаемый рост коэффициента Блоха  $B$  с увеличением магнитного поля  $H$  в пленках  $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_{6-\delta}$  служит индикатором смены доминирующего механизма размагничивания. Этот эффект связан с тем, что поле подавляет коллективные магнанные возбуждения и одновременно усиливает роль тепловых флуктуаций локализованных спинов, связанных с дефектами структуры (антиструктурными-дефектами, антифазными границами, вакансиями).

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Structural and magnetic properties of  $Sr_2Fe_{1+x}Mo_{1-x}O_6$*  / D. Topwal, D.D. Sarma, H. Kato, Y. Tokura, M. Avignon // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 73. – P. 094419.
2. *Serrate, D. Double perovskites with ferromagnetism above room temperature* / D. Serrate, J.M. De Teresa, M.R. Ibarra // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2007. – Vol. 19. – P. 1–86.
3. *Electronic structure of  $Sr_2FeMoO_6$*  / D.D. Sarma, P. Mahadevan, T. Saha-Dasgupta, S. Ray, A. Kumar // *Physical Review Letters*. – 2000. – Vol. 85, № 12. – P. 2549–2552.
4. *Room-temperature magnetoresistance in an oxide material with an ordered double-perovskite structure* / K.-I. Kobayashi, T. Kimura, H. Sawada, K. Terakura, Y. Tokura // *Nature*. – 1998. – Vol. 395. – P. 677–680.
5. *Bloch, F. Zur Theorie des Ferromagnetismus* / F. Bloch // *Zeitschrift für Physik*. – 1930. – Vol. 61. – P. 206–219.
6. *Magnetic response of core-shell cobalt ferrite nanoparticles at low temperature* / K. Maaz, M. Usman, S. Karim, A. Mumtaz, S.K. Hasanain, M. Bertino // *J. Appl. Phys.* – Vol. 105, № 11. – P. 113917.
7. *Kraus, W. POWDER CELL – a program for the representation and manipulation of crystal structures and calculation of the resulting X-ray powder patterns* / W. Kraus, G. Nolze // *Journal of Applied Crystallogr.* – 1996. – Vol. 29, № 3. – P. 301–303.
8. *Rodriguez-Carvajal, J. Recent developments of the program FULLPROF* / J. Rodriguez-Carvajal // *Commission on powder diffraction (IUCr). Newsletter*. – 2001. – Vol. 2. – P. 19.
9. *Challenges in  $Sr_2FeMoO_{6-\delta}$  thin film deposition* / G. Suchanek, N. Kalanda, E. Artsiukh, G. Gerald // *Physica Status Solidi B*. – 2020. – Vol. 257, № 3. – P. 1900312.



10. *Structural and magnetic properties of double perovskites  $\text{AA}'\text{FeMoO}_6$  ( $\text{AA}' = \text{Ba}_2, \text{BaSr}, \text{Sr}_2$  and  $\text{Ca}_2$ )* / C. Ritter, M.R. Ibarra, L. Morellon, J. Blasco, J. Garcia, J.M. De Teresa // J. Phys.: Condens. Matter. – 2000. – Vol. 12, № 38. – P. 8295–8308.

11. *The disorder is induced by S doping at O-sites in double perovskite  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$  compound* / G. Huo, X. Ren, L. Qian, N. Zhang, S. Liu, X. Yan // J. Magn. Magn. Mater. – 2013. – Vol. 343. – P. 119–125.

12. *Bhagat, S.M.* Temperature dependence of the magnetization in amorphous alloys / S.M. Bhagat, M.L. Spano, K.V. Rao // J. Appl. Phys. – 1979. – Vol. 50, № B3. – P. 1580–1582.

13. *Sequence of phase transformations and inhomogeneous magnetic state in nanosized  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$*  / M.V. Yarmolich, N.A. Kalanda, A.A. Yaremchenko, S.A. Gavrilov, A.A. Dronov, M.V. Silibin // Inorganic Materials. – 2017. – Vol. 53, № 1. – P. 96–102.

14. *Magnetic properties of the ordered and disordered double perovskite  $\text{Sr}_2\text{Fe}_{1+x}\text{Mo}_{1-x}\text{O}_6$  ( $-1 \leq x \leq 1/3$ )* / J.R. Suarez, F. Estrada, O. Navarro,

M. Avignon // Eur. Phys. J. B. – 2011. – Vol. 84. – P. 53–58.

15. *Interrelation among superstructural ordering, oxygen non-stoichiometry, and lattice strain of double perovskite  $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$  materials* / N. Kalanda, D. Karpinsky, I. Bobrikov, M. Yarmolich, V. Kuts, L. Huang, C. Hwang, D.-H. Kim // J. Mater. Sci. – 2021. – Vol. 56. – P. 11698–11710.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф24В-005), а также в рамках гранта Российского научного фонда № 24-19-00729, <https://rscf.ru/project/24-19-00729>.

Поступила в редакцию 15.10.2025.

#### Информация об авторах

Киселев Дмитрий Александрович – к.ф.-м.н.

Старухина София Сергеевна – аспирант

Быков Александр Сергеевич – к.т.н., доцент

Петров Александр Владимирович – к.ф.-м.н., доцент

Юденков Андрей Геннадьевич – инженер

Семченко Алина Валентиновна – д.ф.-м.н., доцент

Каланда Николай Александрович – д.ф.-м.н., доцент