УДК 539.231+519.622 *Оригинальная статья*

Исследование магнитных характеристик нанопленок кобальта в контексте их потенциала для применения в устройствах спинтроники

А.Ю. Федотов, О.Ю. Северюхина, А.Ю. Саломатина
ФГБУН «Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН»
426067, Россия, Ижевск, ул. им. Татьяны Барамзиной, 34
salomatinaau@yandex.ru

DOI: 10.26456/pcascnn/2026.18.771

Аннотация. В исследовании, выполненном с помощью гибридного метода молекулярно-динамического и спинового моделирования в программном комплексе LAMMPS с пакетом SPIN, изучено влияние толщины кристаллических пленок кобальта на их магнитные свойства. Толщина варьировалась от 1,8 до 7,1 нм. Показано, что толщина пленки существенно влияет на её магнитное поведение из-за взаимодействия поверхностных и объемных эффектов. В ультратонких пленках (менее 4,5 нм) наблюдается неоднородность магнитного отклика. Это связано с преобладанием поверхностных эффектов и атомарной шероховатостью, создающей локальные размагничивающие поля. В результате доменные стенки ведут себя хаотично, что приводит к скачкообразным изменениям намагниченности и неоднородности её распределения. Нормированная магнитная энергия максимальна в таких пленках. При толщине 4,5-7,1 нм пленки демонстрируют объемное магнитное поведение. Снижение доли поверхностных атомов позволяет объемным свойствам кобальта доминировать. Намагниченность становится более устойчивой, её распределение – однородным. Магнитная энергия, нормированная на число атомов, стремится к величине, характерной для массивного кобальта. При этом обнаружена прямая пропорциональность между этой энергией и долей атомов, расположенных на поверхности, что однозначно указывает на определяющий вклад поверхности в формирование повышенной энергии и пространственной неоднородности магнитных свойств на наноуровне. Полученные данные могут быть использованы при создании элементов спинтроники и устройств магнитной записи.

Ключевые слова: математическое моделирование, тонкие пленки, кобальт, молекулярная динамика, спиновая динамика, ферромагнетик, магнитные свойства.

Федотов Алексей Юрьевич – д.т.н, ведущий научный сотрудник ФГБУН «Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН»
Северюхина Олеся Юрьевна – к.ф.-м.н., научный сотрудник ФГБУН «Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН»
Саломатина Анастасия Юрьевна – младший научный сотрудник ФГБУН «Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН»

Original paper

Investigation of magnetic properties of cobalt nanofilms and their potential for spintronic device applications

A.Yu. Fedotov, O.Yu. Severyukhina, A.Yu. Salomatina
Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, Izhevsk, Russia

DOI: 10.26456/pcascnn/2026.18.771

Abstract: In this study, performed using a hybrid method of molecular dynamics and spin modeling within the LAMMPS software package with the SPIN module, the influence of the thickness of crystalline cobalt films on their magnetic properties was investigated. The thickness varied from 1,8 to 7,1 nm. It is shown that the film thickness significantly affects its magnetic behavior due to the interplay between surface and bulk effects. In ultrathin films (less than 4,5 nm in thickness), inhomogeneity of the magnetic response is observed. This is attributed to the dominance of the surface effects and atomic-scale roughness, which creates local demagnetizing fields. As a result, domain walls behave chaotically, leading to some stepwise changes in the magnetization and inhomogeneity of its distribution. The normalized magnetic energy is the highest in such films. At thicknesses of 4,5-

© А.Ю. Федотов, О.Ю. Северюхина, А.Ю. Саломатина, 2026

7,1 nm, the films exhibit the bulk magnetic behavior. Reducing the proportion of surface atoms allows the bulk properties of cobalt to dominate. The magnetization becomes more stable, and its distribution becomes uniform. The magnetic energy, normalized to the number of atoms, approaches a value characteristic of bulk cobalt. A direct proportionality was observed between this energy and the proportion of the surface atoms, clearly indicating the decisive contribution of the surface to the formation of increased energy and spatial heterogeneity of magnetic properties at the nanoscale. The obtained data can be used in the creation of spintronic elements and magnetic recording devices.
Keywords: mathematical modeling, thin films, cobalt, molecular dynamics, spin dynamics, ferromagnet, magnetic properties.

Aleksey Yu. Fedotov – Dr. Sc., Leading Researcher, Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, ORCID: 0000-0002-0463-3089
Olesya Yu. Severyukhina – Ph. D., Researcher, Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, ORCID: 0000-0001-6014-9462
Anastasia Yu. Salomatina – Postgraduate student, Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, ORCID: 0000-0003-4104-6454

Поступила в редакцию/received: 26.07.2026; после рецензирования/revised: 16.09.2026; принята/accepted: 19.09.2026.

1. Введение

Наноструктуры кобальта привлекают внимание благодаря своим физико-химическим особенностям, открывающим широкие перспективы в разных прикладных областях. На рис. 1 схематично представлены основные направления использования таких материалов. Так, тонкие пленки кобальта активно применяются в микроэлектронике [1, 2] из-за высокой проводимости и возможности создания сверхтонких слоев, что делает их перспективными для сенсоров [3, 4], аккумуляторов и топливных элементов [5], а также фотоэлектрических преобразователей [6, 7]. Электрические и механические функциональные параметры наноматериалов из кобальта позволяют повысить энергетическую эффективность и долговечность аккумуляторов. В [8, 9] показано, что кобальт способствует оптимизации проводимости и стабильности электродных материалов. Данные эффекты являются особенно важными для улучшения эксплуатационных характеристик литий-ионных батарей.

Магнитные свойства нанопленок кобальта, благодаря своим уникальным свойствам, также активно применяются при изготовлении магнитных устройств [10-12]. Нанокомпозиты кобальта задействованы в производстве жестких дисков и систем магнитной записи. В спинтронике [13, 14] наноструктуры кобальта играют ключевую роль, так как позволяют управлять не только зарядом, но и спином электрона.

По причине того, что кобальт отличается высоким магнитным порядком, он способен образовывать ферромагнитные нанообъекты [15-17] в виде пленок, точек или проволок. Данные наноструктуры являются востребованными в магниторезистивной памяти, спиновых транзисторах и устройствах передачи сигналов. Достоинством подобных систем является возможность управления спиновой поляризацией с низкими

энергетическими затратами. Это, в свою очередь, что может обеспечить создание более быстродействующих и эффективных устройств. Сочетание кобальта с другими материалами [18, 19] также позволяет дополнительно улучшить рабочие характеристики спинтронных компонентов.

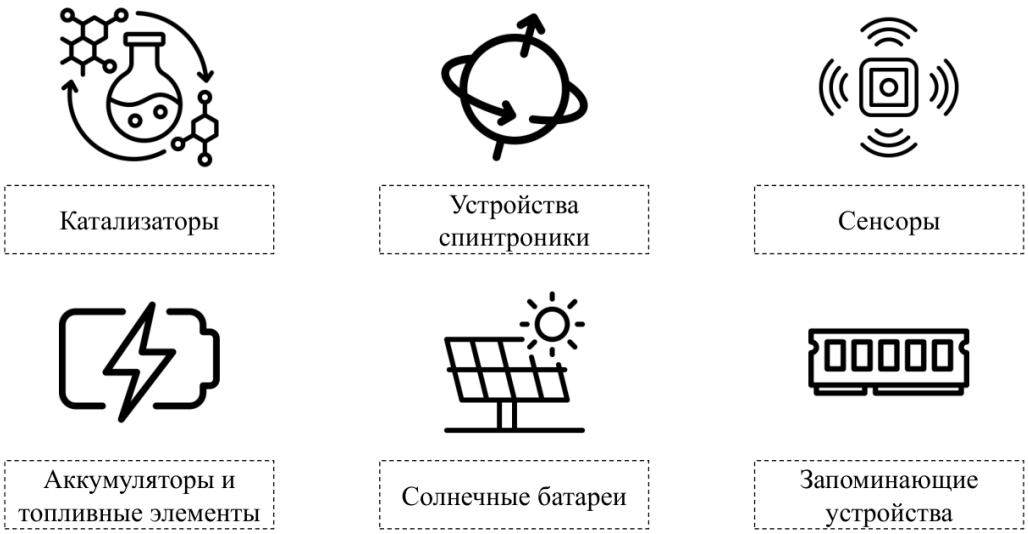

Рис. 1. Области применения наноматериалов, включающих в себя кобальт.

Использование наноструктур кобальта в джозефсоновских переходах [20, 21] актуально вследствие их уникальных магнитных характеристик и возможности более гибкого управления спиновой поляризацией. Контакты Джозефсона служат основой многих сверхпроводниковых технологий и основаны на туннельном эффекте между двумя сверхпроводниками. В работах [22, 23] наноструктурированный кобальт используется для генерации спин-поляризованных токов. Это приводит к повышению чувствительности и эффективности джозефсоновских переходов. Ферромагнитная природа кобальта обеспечивает контроль над спиновыми степенями свободы электронов, что крайне важно для разработки спиновых джозефсоновских контактов нового поколения.

Использование кобальта в данных контактах может улучшить их характеристики, такие как величина критического тока и устойчивость к термическим флуктуациям [24]. Кроме того, наноструктуры кобальта могут быть легко интегрированы в существующие технологии благодаря их совместимости с различными суперкерами (материалами или устройствами с выдающимися электрическими свойствами, такими как высокая проводимость, низкое сопротивление или особенные свойства в магнитных полях).

Цель работы заключается в исследовании магнитного поведения тонких пленок кобальта в условиях внешнего поля разной величины. Направление индукции внешнего поля было выбрано перпендикулярно

плоскости нанопленок. Толщина пленок кобальта варьировалась. Работа является развитием более ранних публикаций авторов, где исследовались структура, состав и морфология композитов с нанопленками кобальта [25-27], а также анализировались их магнитные свойства [28].

2. Методы исследования

Для проведения вычислительных экспериментов в работе была использована совместная математическая модель молекулярной динамики и расчета переориентации спинов атомов [29]. Данная модель сочетает в себе уравнения молекулярной динамики, используемые для описания движения атомов и молекул в системе, с методами, учитывающими спиновые состояния частиц.

Теоретическую основу математической модели составляет уравнение Ланжевена [30] и уравнение Ландау – Лифшица – Гилберта [31]:

$$m_i \frac{d^2\mathbf{r}_i}{dt^2} = -\frac{\partial U_{\text{MEAM}}(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}_i} - \frac{\partial H_{\text{mag}}(\mathbf{r},\mathbf{s})}{\partial \mathbf{r}_i} - \kappa \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} + \boldsymbol{\chi}(t), \tag{1}$$

$$\frac{d\mathbf{s}_i}{dt} = \frac{1}{(1+\lambda^2)}\left((\boldsymbol{\omega}_i + \boldsymbol{\eta}(t)) \times \mathbf{s}_i + \lambda \mathbf{s}_i \times (\boldsymbol{\omega}_i \times \mathbf{s}_i)\right),\ i = 1,2,\ldots,N, \tag{2}$$

$$H_{\text{mag}}(\mathbf{r},\mathbf{s}) = -\sum_{i,j,i\neq j}^{N} J(r_{ij})\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j - \mu_B \mu_0 \sum_{i=0}^{N} g_i \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}},\ \ \boldsymbol{\omega}_i = -\frac{1}{\hbar}\frac{\partial H_{\text{mag}}}{\partial \mathbf{s}_i}. \tag{3}$$

В этих уравнениях $H_{\text{mag}}(\mathbf{r},\mathbf{s})$ обозначает энергию магнитного взаимодействия, которая зависит от координат $\mathbf{r} = \{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_N\}$ и направлений спинов $\mathbf{s} = \{\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \ldots, \mathbf{s}_N\}$ всех атомов; $U_{\text{MEAM}}(\mathbf{r})$ – потенциальная энергия; κ – коэффициент вязкого трения; λ – параметр затухания спинов; $\hbar$ – приведенная постоянная Планка; $J(r_{ij})$ – обменный интеграл, определяющий магнитный порядок в зависимости от межатомного расстояния; $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ – вектор индукции внешнего поля; g_i – фактор Ланде для i-го атома; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; μ_B – магнетон Бора. Случайные силы, действующие на атомы и спины, описываются функциями $\boldsymbol{\chi}(t)$ и $\boldsymbol{\eta}(t)$ (белый шум), которые зависят от термодинамической и спиновой температур [32].

Для описания сил, действующих между атомами системы, применялся потенциал модифицированного метода погруженного атома (ММПА) – $U_{\text{MEAM}}(\mathbf{r})$. Теоретическое обоснование ММПА вытекает из методов квантовой механики, так как данный силовой потенциал основывается на распределении электронной плотности между атомами и молекулами. Использование электронной плотности позволяет учитывать влияние соседних атомов на электроны, но не увеличивать в значительной степени сложность рассматриваемой системы, как это было бы в квантовой

механике. Применение ММПА предполагает, что вместо точных взаимодействий между электронами и ядрами, рассматривается описание окружающей среды с различными электромагнитными характеристиками [33]. Метод широко применяется при разработке новых наноматериалов на основе металлов, их комбинированной структуры и исследовании их свойств.

Взаимодействие между координатной (1) и спиновой (2) подсистемами в модели осуществлялось через обменный интеграл $J(r_{ij})$. Этот интеграл отражает степень воздействия между спинами соседних атомов и напрямую влияет на магнитные свойства материала. В использованной модели обменный интеграл описывался в виде кривой Бете – Слейтера и включал в себя три параметра для отражения степени магнитного взаимодействия между спинами атомов. При описании магнитных взаимодействий в твердых телах вид обменного интеграла и его параметры занимают ключевую позицию, так как напрямую влияют на распределение спинов атомов, определяют различные орбитальные состояниями атомов в зависимости от их электронной структуры, а также формируют тип магнитного поведения исследуемого материала (ферромагнетик, антиферромагнетик, парамагнетик и другие). Более подробно математическая модель, виды магнитных взаимодействий, выражение для обменного интеграла и ММПА описаны в работах [27-29].

Используемая математическая модель представлена в свободно распространяемом программном комплексе LAMMPS [34], позволяющем моделировать различные физические и химические процессы на уровне атомов и молекул. Пакет SPIN [29] в LAMMPS специализируется на моделировании магнитных материалов и спиновых систем. Модуль SPIN предоставляет инструменты для работы с магнитными моментами атомов, предоставляя возможность изучать поведение магнитных систем в зависимости от различных условий, таких как температура, взаимодействия и внешние магнитные поля. Он поддерживает различные модели магнитных взаимодействий, что позволяет исследовать сложные магнитные феномены, такие как ферромагнетизм, антиферромагнетизм, спиновые волны, динамику спинов и фазовые переходы в магнитных системах.

В работе рассматривались нанопленки кристаллического (ГЦК) кобальта, которые содержали 20 элементарных ячеек по осям *x* и *y*. По оси *z* толщина нанопленок изменялась от 5 до 20 элементарных ячеек с шагом в 1 ячейку. В результате были проведены вычислительные эксперименты, в которых толщины наноплёнок варьировались таким образом, что исследуемые системы содержали в себе от 8 800 до 32 800 атомов. При этом внешнее магнитное поле в течение каждого расчета было

постоянным, а между расчетами изменялось в диапазоне от 0 до 3 Тл. По горизонтальным осям (x и y) по краям наноплёнки применялись периодические граничные условия, тогда как граничные условия по вертикали (ось z) оставались свободными.

Каждый расчет состоял из двух этапов. На первом этапе система проходила стадию начальной частичной самоорганизации магнитных моментов. В начальный момент времени спины атомов ориентировались случайным образом в соответствии с их спиновой температурой – 300 K. Далее в течение 50 пс происходила релаксация системы в условиях отсутствия внешних силовых воздействий и в постоянном магнитном поле. Эта стадия была необходима для исключения влияния начальных условий на анализируемые магнитные характеристики. На второй стадии длительностью 10 пс исследование магнитных свойств продолжалось, и для них строились графические зависимости. На обоих этапах термодинамическая и спиновая температуры поддерживались на уровне 300 K с коэффициентами демпфирования температур $\tau_t = \tau_s = 0{,}01$ пс. Шаг интегрирования в вычислительных экспериментах составлял $dt = 0{,}1$ фс.

3. Результаты и обсуждения

В результате проведения серии вычислительных экспериментов было проанализировано поведение спинов атомов нанопленок кобальта различной толщины в условиях постоянного внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{ext}} = 0\text{-}3$ Тл. Визуально полученные картины распределения векторов спинов свидетельствовали о формировании магнитных областей размерами от одного до нескольких десятков нанометров. В более толстых пленках и больших пространственных масштабах наблюдения становились хорошо заметны доменные магнитные стенки между однотипно ориентированными областями. Полученные данные хорошо согласуются с исследованиями [12], где проанализирована структура магнитных доменов в нанопленках кобальта, которые были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Также в [12] показано, что по мере увеличения толщины нанопленки намагниченность меняется от полностью плоской с перпендикулярной ориентацией до внеплоскостной относительно поверхности пленки.

На основе распределения магнитных моментов атомов были вычислены координаты и модуль вектора намагниченности нанопленки. После стадии релаксации модуль вектора намагниченности менялся незначительно в пределах нескольких процентов, поэтому его зависимость от времени в работе не приводится. Среднее значение модуля намагниченности для разной величины внешней магнитной индукции приведено на рис. 2 а.

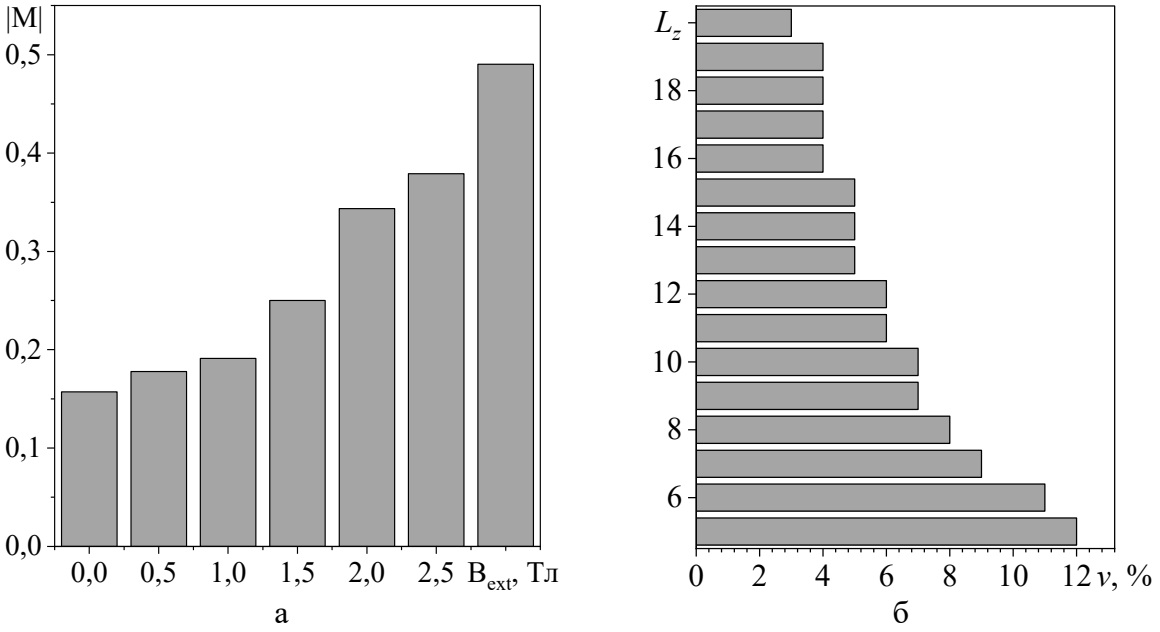

Рис. 2. Среднее значение приведенного модуля намагниченности во внешнем магнитном поле разной величины (а) и доля поверхностных атомов, в зависимости от толщины пленки (б).

Из анализа графика на рис. 2 а видно, что модуль намагниченности нанопленок кобальта разной толщины ведет себя неравномерно. Наблюдаются всплески и колебания суммарной намагниченности, которые могут быть связаны с движением доменных стенок внутри наноматериала. Подобное поведение, вероятно, является прямым следствием доминирующего влияния поверхностных эффектов и особенностей микроструктуры в наномасштабе. Ключевую роль в данном случае играет поверхностная (интерфейсная) магнитная анизотропия (ПМА) [35], интенсивность которой обратно пропорциональна толщине пленки. В тонких пленках ПМА становится настолько сильной, что создает энергетические барьеры, стабилизирующие домены с перпендикулярной намагниченностью. Закрепление доменных границ на поверхностных дефектах или неоднородностях на границе раздела (например, с подложкой или защитным покрытием) может вызывать их дискретное, скачкообразное смещение при воздействии внешнего поля. Каждое такое событие, связанное с переориентацией магнитных моментов группы доменов, фиксируется на кривой намагничивания в виде резкого изменения (всплеска или провала).

Значительное влияние на суммарную намагниченность оказывает также шероховатость поверхности. Атомарные ступени, островки роста и границы зерен порождают локальные размагничивающие поля, которые выступают в роли потенциальных барьеров или ловушек для доменных стенок. При изменении внешнего поля стенка может оставаться

закреплённой на такой неоднородности до тех пор, пока поле не достигнет критической величины, достаточной для её отрыва, что опять же вызывает скачок намагниченности. Этот эффект становится более выраженным при уменьшении толщины пленки, когда размеры неровностей становятся соизмеримы с толщиной.

Тем не менее, поведение гистограммы на рис. 2 а свидетельствует о прямо пропорциональной зависимости среднего значения модуля намагниченности от величины индукции внешнего поля. Усреднение модуля намагниченности в данном случае проводилось по всем толщинам нанопленок. Зависимость на рис. 2 а имеет нелинейный характер с более сильной корреляцией между рассматриваемыми величинами с ростом их значений. Эта особенность объясняется фундаментальными механизмами перемагничивания в наноматериалах и усилением влияния поверхностных эффектов при определенных диапазонах поля. Доля поверхностных атомов в зависимости от толщины кристаллических слоев нанопленки кобальта приведена на рис. 2 б.

Известно, что поверхностные эффекты в нанопленках могут являться определяющим фактором функциональности материала [36, 37]. Это происходит из-за резкого увеличения отношения площади поверхности к объему, так как значительная доля атомов оказывается на границе раздела с другим покрытием или окружающей средой. Нарушение симметрии кристаллической решетки у поверхности приводит к перестройке электронных орбиталей атомов кобальта. Это генерирует сильную ПМА, иногда проявляющуюся как перпендикулярная магнитная анизотропия. Эффект особенно выражен на интерфейсах кобальта с тяжелыми металлами (Pt, Pd) или оксидами (MgO, Al_2O_3), где он сильно зависит от кристаллической структуры кобальта и качества границы.

Помимо анизотропии, поверхностные эффекты влияют на саму величину намагниченности, как показано на рис. 2 а. Атомы на границе могут обладать магнитным моментом, отличным от момента атомов внутри объема, из-за измененной гибридизации электронных состояний или дефектов структуры. Ослабление обменного взаимодействия между поверхностными атомами из-за отсутствия соседей может также приводить к снижению температуры Кюри нанопленки по сравнению с массивным кобальтом. Кроме того, поверхности и интерфейсы становятся основными источниками затухания спинового движения, увеличивая потери энергии и влияя на скорость перемагничивания в динамических процессах.

В продолжение анализа на рис. 3 было построено распределение приведенного модуля намагниченности для нанопленок кобальта различной толщины в условиях внешнего магнитного поля. Толщины пленок на рис. 3 приведены в нанометрах в диапазоне от 1,8 до 7,1.

Цветовая палитра справа соответствует приведенному модулю намагниченности образцов, который в вычислительных экспериментах менялся от 0 до 0,7. Интерпретация цветовой палитры на рис. 3, соответствующей приведенному модулю намагниченности (0-0,7), позволяет глубже понять происходящие процессы. Области с низкими значениями (близкими к нулю, «темные» цвета) соответствуют зонам очень слабым или нулевым модулем намагниченности. Такие зоны характерны для центров доменных стенок, сильно размагниченных областей в начале процесса перемагничивания, а также ярко выраженных областей у поверхности. Высокие значения (близкие к 0,7, «светлые» цвета) указывают на области, намагниченные до насыщения или близко к нему. Градиенты цвета на карте визуализируют переходные состояния намагниченности в процессе воздействия внешнего поля.

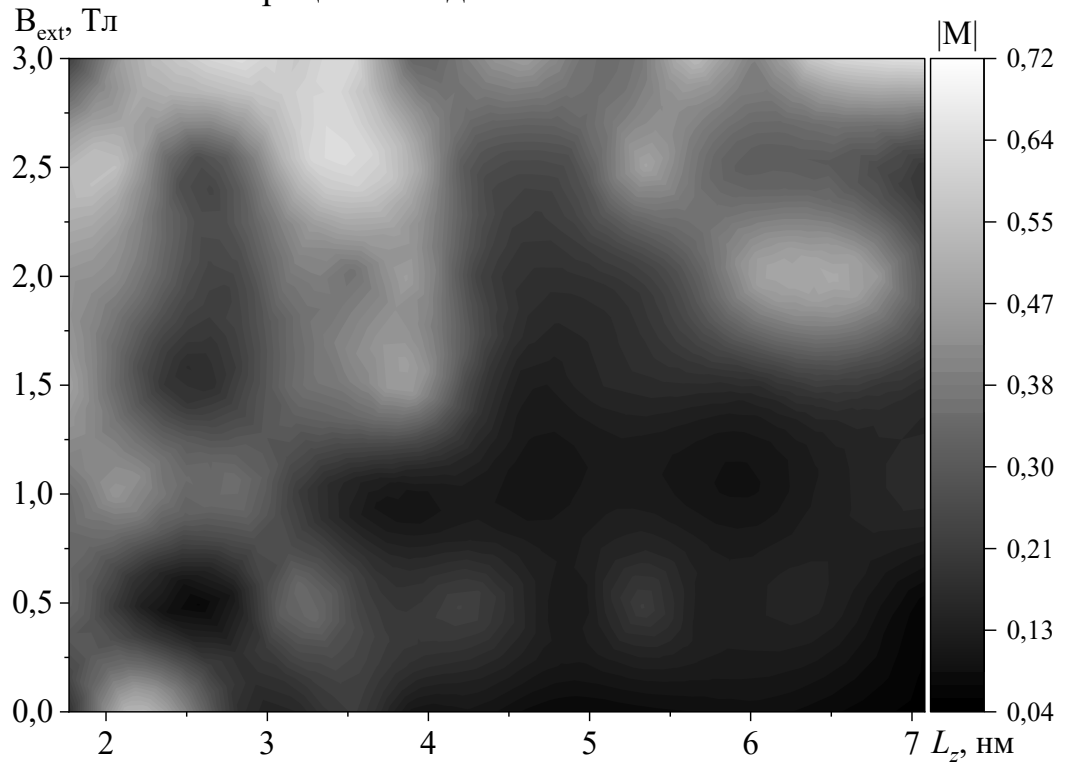

Рис. 3. Распределение приведенного модуля намагниченности для нанопленок кобальта различной толщины в условиях внешнего магнитного поля.

Результаты моделирования, представленные на рис. 3, наглядно демонстрируют существенную разницу в магнитном отклике пленок в зависимости от их толщины. Поведение ультратонких пленок кобальта (толщиной менее 4,5 нм) характеризуется выраженной зависимостью модуля намагниченности от величины внешнего магнитного поля. Эта высокая чувствительность объясняется доминирующим влиянием поверхностных эффектов. Большое количество областей с нарушенным обменным взаимодействием и интерфейсными эффектами существенно

сказывается на средней намагниченности пленки. Кроме того, сильная ПМА может требовать более высоких полей для насыщения вдоль лёгкой оси. Дополнительные трудности возникают из-за неоднородного характера перемагничивания. Сочетание сильной ПМА, естественной шероховатости и дефектов на границах приводит к образованию сложной доменной структуры, что проявляется в неравномерном распределении намагниченности на карте.

Для более толстых плёнок (толщиной от 4,5 до 7,1 нм) картина меняется: зависимость намагниченности от поля становится более отчётливой и монотонной. Это объясняется снижением относительной роли поверхностных эффектов по мере уменьшения отношения поверхности к объёму. Вклад приповерхностных слоёв и ПМА на интерфейсах ослабевает, и на первый план выходят объёмные магнитные характеристики кобальта. На первый план выходят объемное обменное взаимодействие и характерное для объемного кобальта его ферромагнитное поведение. В результате магнитный отклик пленки становится более жестким. Процесс перемагничивания протекает более согласованно и однородно по объему материала. Хотя доменная структура присутствует, ее масштаб и влияние на общий отклик становятся более предсказуемыми и приближаются к поведению объемного материала, что отражается в более крупных и однородных областях на карте распределения намагниченности.

Еще одной важной характеристикой для исследуемых нанопленок кобальта является их магнитная энергия. Для удобства сравнения магнитная энергия нормировалась по отношению к общему количеству атомов пленки. График изменения средней магнитной энергии в зависимости от толщины нанопленок представлен на рис. 4.

Зависимость нормированной магнитной энергии от толщины пленки имеет нелинейный характер. Наблюдаемая нелинейность объясняется изменяющимся относительным вкладом поверхностных эффектов по мере увеличения толщины. В ультратонких пленках (малой толщины) доля поверхностных атомов максимальна, и их вклад в общую магнитную энергию доминирует. Однако с ростом толщины пленки отношение площади поверхности к объему уменьшается (см. рис. 2 б). Вследствие этого, после достижения определенной толщины (где вклад поверхности становится относительно малым), нормированная магнитная энергия выходит на значение, близкое к стационарному, соответствующему энергии объемного кобальта. Дальнейшее увеличение толщины приводит лишь к незначительным изменениям энергии, так как свойства пленки все больше приближаются к свойствам объемного материала, где степень воздействия поверхностных эффектов уменьшается.

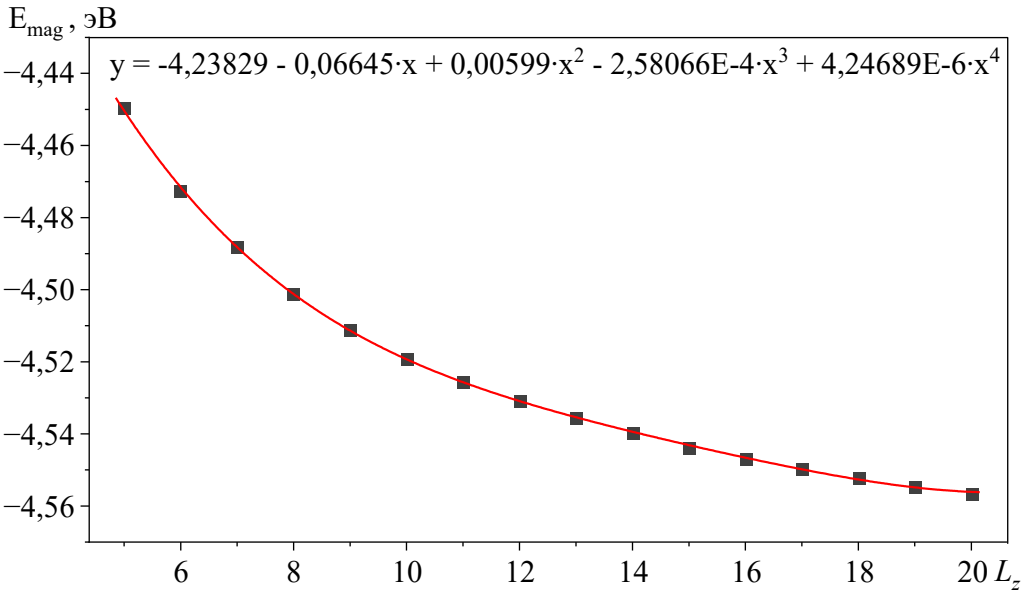

Рис. 4. Изменение средней магнитной энергии в зависимости от толщины нанопленок кобальта. Красная кривая – аппроксимация степенным полиномом.

4. Заключение

Проведенное комплексное моделирование нанопленок кобальта методом гибридной молекулярной и спиновой динамики выявило фундаментальную зависимость магнитных свойств от толщины материала, обусловленную балансом между поверхностными и объемными эффектами. Использованная модель позволяет описывать динамику магнитных состояний при различных температурах и условиях, а также исследовать механизмы намагничивания и магнитные свойства наноматериалов.

В ультратонком диапазоне (менее 4,5 нм) магнитное поведение нанопленок радикально отличается от объемного кобальта, демонстрируя выраженную неоднородность. Ключевым фактором здесь выступает доминирование поверхностных эффектов и сильная интерфейсная перпендикулярная магнитная анизотропия, генерируемая на границах раздела. Одновременно с этим высокая доля поверхностных атомов формирует зоны с нарушенными магнитными свойствами, а неизбежная шероховатость создает локальные размагничивающие поля. Возникает сложная динамика доменных границ, которая проявляется в виде скачкообразных изменений модуля намагниченности нанопленок. Также наблюдается мелкозернистые неоднородности пространственного распределения спинов атомов.

Было получено, что для ультратонких нанопленок нормированная магнитная энергия имеет максимальные значения. Это хорошо коррелирует с долей поверхностных атомов исследуемых материалов. Поверхностные атомы дают дополнительный вклад в энергию из-за

нарушения симметрии окружающей структуры атома и специфики интерфейсных взаимодействий между ними.

С увеличением толщины нанопленок до 4,5-7,1 нм поведение их магнитных параметров становится близким к объёмному материалу. Уменьшение относительной доли поверхностных атомов ослабляет влияние ПМА. Вследствие этого зависимость модуля намагниченности становится более гладкой и предсказуемой, а распределение намагниченности в общей картине – более однородным, с крупными магнитными доменами. Это указывает на коллективный характер перемагничивания нанопленок. Нормированная магнитная энергия стабилизируется на уровне, соответствующем значению объемного материала, так как вклад поверхностных атомов существенно уменьшается обратно толщине рассматриваемых нанопленок.

Установленная универсальная линейная связь нормированной магнитной энергии с долей поверхностных атомов служит прямым доказательством определяющей роли границ раздела как источников повышенной энергии и магнитной неоднородности в наноматериалах. Движение доменных стенок, их закрепление на дефектах, неоднородностях и модифицированных участках поверхности, приводит к дискретному, а не гладкому процессу перемагничивания.

С практической точки зрения, полученные результаты могут быть использованы при проектировании устройств спинтроники и магнитной записи. Ультратонкие пленки (менее 4,5 нм) перспективны для создания элементов памяти (STT-MRAM – Spin-Transfer Torque Magnetic Random-Access Memory, магниторезистивная оперативная память с использованием переноса спинового момента) благодаря сильной ПМА, но требуют тщательной инженерии интерфейсов и защиты от деградации для минимизации негативных поверхностных эффектов. Пленки толщины 4,5-7,1 нм предлагают предсказуемое объемоподобное поведение, что оптимально для приложений, критичных к однородности намагниченности. Управление соотношением толщины и поверхностных эффектов открывает путь к целенаправленной разработке нанопленок кобальта с заданными магнитными характеристиками для области квантовой электроники и передовых нанотехнологий.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема №FUUE-2025-0001 «Моделирование и экспериментальные исследования структуры и магнитных параметров контакта Джозефсона из многослойной наноструктуры», № гос. регистрации 125020501412-9).

Библиографический список:

1. **Emegha, J.O.** Synthesis and characterization of zinc cobalt sulphide nanofilms for optoelectronic applications / J.O. Emegha, K. Onyenike, R.O. Jolayemi et al. // Chemistry of Inorganic Materials. – 2024. – V. 4.

– Art. № 100068. – 7 p. DOI: 10.1016/j.cinorg.2024.100068.
2. **Reinhardt, M.** Molecular and thin film properties of cobalt half-sandwich compounds for optoelectronic application / M. Reinhardt, S. Dalgleish, Y. Shuku et al. // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2017. – V. 19. – I. 9. – P. 6768-6776. DOI: 10.1039/C6CP08685C.
3. **Wöllenstein, J.** Cobalt oxide based gas sensors on silicon substrate for operation at low temperatures / J. Wöllenstein, M. Burgmair, G. Plescher et al. // Sensors and Actuators B: Chemical. – 2003. – V. 93. – I. 1-3. – P. 442-448. DOI: 10.1016/S0925-4005(03)00168-0.
4. **Yadav, B.C.** Nanostructured cobalt oxide and cobalt titanate thin films as optical humidity sensor: a new approach / B.C. Yadav, R.C. Yadav, S. Singh et al. // Optics & Laser Technology. – 2013. – V. 49. – P. 68-74. DOI: 10.1016/j.optlastec.2012.12.011.
5. **Chu, Y.Q.** Cobalt ferrite thin films as anode material for lithium ion batteries / Y.Q. Chu, Z.W. Fu, Q.Z. Qin // Electrochimica Acta. – 2004. – V. 49. – I. 27. – P. 4915-4921. DOI: 10.1016/j.electacta.2004.06.012.
6. **Kang, J.S.** Room-temperature vapor deposition of cobalt nitride nanofilms for mesoscopic and perovskite solar cells / J.S. Kang, J.-Y. Kim, J. Yoon et al. // Advanced Energy Materials. – 2018. – V. 8. – I. 13. – Art. № 1703114. – 12 p. DOI: 10.1002/aenm.201703114.
7. **Kaphle, A.** Enhancement in power conversion efficiency of silicon solar cells with cobalt doped ZnO nanoparticle thin film layers / A. Kaphle, P. Hari // Thin Solid Films. – 2018. – V. 657. – P. 76-87. DOI: 10.1016/j.tsf.2018.05.014.
8. **Lee, K.K.** Cobalt-based compounds and composites as electrode materials for high-performance electrochemical capacitors / K.K. Lee, W.S. Chin, C.H. Sow // Journal of Materials Chemistry A. – 2014. – V. 2. – I. 41. – P. 17212-17248. DOI: 10.1039/C4TA02074J.
9. **Zhao, F.** Cobalt hexacyanoferrate nanoparticles as a high-rate and ultra-stable supercapacitor electrode material / F. Zhao, Y. Wang, X. Xu et al. // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2014. – V. 6. – I. 14. – P. 11007-11012. DOI: 10.1021/am503375h.
10. **Schmidt, D.** Optical, structural, and magnetic properties of cobalt nanostructure thin films / D. Schmidt, A.C. Kjerstad, T. Hofmann et al. // Journal of Applied Physics. – 2009. – V. 105. – I. 11. – P. 113508-1-113508-7. DOI: 10.1063/1.3138809.
11. **Martins, S.** Dynamic electric-field-induced magnetic effects in cobalt oxide thin films: towards magneto-ionic synapses / S. Martins, J. de Rojas, Z. Tan et al. // Nanoscale. – 2022. – V. 14. – I. 3. – P. 842-852. DOI: 10.1039/D1NR06210G.
12. **Hehn, M.** Nanoscale magnetic domain structures in epitaxial cobalt films / M. Hehn, S. Padovani, K. Ounadjela, J.P. Bucher // Physical Review B. – 1996. – V. 54. – I. 5. – P. 3428-3433. DOI: 10.1103/PhysRevB.54.3428.
13. **Bhatti, K.P.** Cobalt substituted ZnO thin films: a potential candidate for spintronics / K.P. Bhatti, V.K. Malik, S. Chaudhary // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2008. – V. 19. – I. 8-9. – P. 849-854. DOI: 10.1007/s10854-007-9501-4.
14. **Wen, T.** Cobalt-based magnetic nanocomposites: fabrication, fundamentals and applications / T. Wen, K.M. Krishnan // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2011. – V. 44. – № 39. – Art. № 393001. – 24 p. DOI: 10.1088/0022-3727/44/39/393001.
15. **Srikala, D.** Synthesis and characterization of ferromagnetic cobalt nanospheres, nanodiscs and nanocubes / D. Srikala, V.N. Singh, A. Banerjee, B.R. Mehta, S. Patnaik // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. – 2009. – V. 9. – I. 9. – P. 5627-5632. DOI: 10.1166/jnn.2009.1157.
16. **Londoño-Calderón, C.L.** Synthesis and magnetic properties of cobalt-iron/cobalt-ferrite soft/hard magnetic core/shell nanowires / C.L. Londoño-Calderón, O. Moscoso-Londoño, D. Muraca et al. // Nanotechnology. – 2017. – V. 28. – I. 24. – Art. № 245605. – 17 p. DOI: 10.1088/1361-6528/aa7010.
17. **Zhao, J.** Ferromagnetic cobalt nanoparticles and their immobilization on monomolecular films and chemical templates / J. Zhao, M. Spasova, Z.A. Li, M. Zharnikov // Advanced Functional Materials. – 2011. – V. 21. – I. 24. – P. 4724-4735. DOI: 10.1002/adfm.201101570.
18. **Senthil, V.P.** Study of structural and magnetic properties of cobalt ferrite ($CoFe_2O_4$) nanostructures / V.P. Senthil, J. Gajendiran, S.G. Raj et al. // Chemical Physics Letters. – 2018. – V. 695. – P. 19-23. DOI: 10.1016/j.cplett.2018.01.057.
19. **Repain, V.** Two-dimensional long-range–ordered growth of uniform cobalt nanostructures on a Au (111) vicinal template / V. Repain, G. Baudot, H. Ellmer, S. Rousset // Europhysics Letters. – 2002. – V. 58. – I. 5. – P. 730-736. DOI: 10.1209/epl/i2002-00410-4.
20. **Kanter, H.** High-frequency response of josephson point contacts / H. Kanter, F.L. Vernon Jr. // Journal of Applied Physics. – 1972. – V. 43. – I. 7. – P. 3174-3183. DOI: 10.1063/1.1661682.
21. **Khaire, T.S.** Observation of spin-triplet superconductivity in Co-based Josephson junctions / T.S. Khaire, M.A. Khasawneh, W.P. Pratt Jr., N.O. Birge // Physical Review Letters. – 2010. – V. 104. – I. 13. – P. 137002-

1-137002-4. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.137002.
22. **Eschrig, M.** Spin-polarized supercurrents for spintronics / M. Eschrig // Physics Today. – 2011. – V. 64. – I. 1. – P. 43-49. DOI: 10.1063/1.3541944.
23. **Tanaka, M.** Generation of spin-polarized electronic currents using perpendicularly magnetized cobalt ferrite spin-filtering barriers grown on spinel-type-conductive layers / M. Tanaka, M. Furuta, T. Ichikawa et al. // Applied Physics Letters. – 2023. – V. 122. – I. 4. – Art. № 042401. – 5 p. DOI: 10.1063/5.0131390.
24. **Shchelkachev, N.M.** Critical current in superconducting quantum point contacts / N.M. Shchelkachev // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 2000. – V. 71. – I. 12. – P. 504-507. DOI: 10.1134/1.1307476.
25. **Vakhrushev, A.** Simulation of multilayer nanosystems interface formation process for spintronics / A. Vakhrushev, A. Fedotov, A. Sidorenko // Key Engineering Materials. – 2021. – V. 888. – P. 57-65. DOI: 10.4028/www.scientific.net/KEM.888.57.
26. **Sidorenko, A.S.** Hybrid nanostructures superconductor-ferromagnet for superconducting spintronics / A.S. Sidorenko, R.A. Morari, V. Boian et al. // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – V. 1758. – I. 1. – Art. № 012037. – 5 p. DOI:10.1088/1742-6596/1758/1/012037.
27. **Fedotov, A.** Modeling magnetic properties of cobalt nanofilms used as a component of spin hybrid superconductor–ferromagnetic structures / A. Fedotov, O. Severyukhina, A. Salomatina, A. Sidorenko // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2025. – V. 16. – P. 1557-1566. DOI: 10.3762/bjnano.16.110.
28. **Vakhrushev, A.V.** The influence of structure and local structural defects on the magnetic properties of cobalt nanofilms / A.V. Vakhrushev, A.Yu. Fedotov, O.Yu. Severyukhina, A.S. Sidorenko // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2023. – V. 14. – P. 23-33. DOI: 10.3762/bjnano.14.3.
29. **Tranchida, J.** Massively parallel symplectic algorithm for coupled magnetic spin dynamics and molecular dynamics / J. Tranchida, S.J. Plimpton, P. Thibaudeau, A.P. Thompson // Journal of Computational Physics. – 2018. – V. 372. – P. 406-425. DOI: 10.1016/j.jcp.2018.06.042.
30. **Ermak, D.L.** Numerical integration of the Langevin equation: Monte Carlo simulation / D.L. Ermak, H. Buckholz // Journal of Computational Physics. – 1980. – V. 35. – I. 2. – P. 169-182. DOI: 10.1016/0021-9991(80)90084-4.
31. **Xu, F.** Unified framework of the microscopic Landau-Lifshitz-Gilbert equation and its application to skyrmion dynamics / F. Xu, G. Li, J. Chen et al. // Physical Review B. – 2023. – V. 108. – I. 14. – P. 144409-1-144409-13. DOI: 10.1103/PhysRevB.108.144409.
32. **Garcia-Palacios, J.L.** Langevin-dynamics study of the dynamical properties of small magnetic particles / J.L. Garcia-Palacios, F.J. Lazaro // Physical Review B. – 1998. – V. 58. – I. 22. – P. 14937-14958. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.14937.
33. **Baskes, M.I.** Modified embedded-atom potentials for cubic materials and impurities / M.I. Baskes // Physical Review B. – 1992. – V. 46. – I. 5. – P. 2727-2742. DOI: 10.1103/PhysRevB.46.2727.
34. **Plimpton, S.** Fast parallel algorithms for short-range molecular dynamics / S. Plimpton // Journal of Computational Physics. – 1995. – V. 117. – I. 1. – P. 1-19. DOI: 10.1006/jcph.1995.1039.
35. **Henry, Y**. Magnetic anisotropy and domain patterns in electrodeposited cobalt nanowires / Y. Henry, K. Ounadjela, L. Piraux et al. // The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems. – 2001. – V. 20. – I. 1. – P. 35-54. DOI: 10.1007/s100510170283.
36. **Guo, J.G.** The size-dependent elastic properties of nanofilms with surface effects / J.G. Guo, Y.P. Zhao // Journal of Applied Physics. – 2005. – V. 98. – I. 7. – P. 074306-1-074306-11. DOI: 10.1063/1.2071453.
37. **Choi, D.** Controlled surface functionality of magnetic nanoparticles by layer-by-layer assembled nano-films / D. Choi, B. Son, T.H. Park, J. Hong // Nanoscale. – 2015. – V. 7. – I. 15. – P. 6703-6711. DOI: 10.1039/C4NR07373H.

References:

1. Emegha J.O., Onyenike K., Jolayemi R.O. et al. Synthesis and characterization of zinc cobalt sulphide nanofilms for optoelectronic applications, *Chemistry of Inorganic Materials*, 2024, vol. 4, art. no. 100068, 7 p. DOI: 10.1016/j.cinorg.2024.100068.
2. Reinhardt M., Dalgleish S., Shuku Y. et al. Molecular and thin film properties of cobalt half-sandwich compounds for optoelectronic application, *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2017, vol. 19, issue 9, pp. 6768-6776. DOI: 10.1039/C6CP08685C.
3. Wöllenstein J., Burgmair M., Plescher G. et al. Cobalt oxide based gas sensors on silicon substrate for operation at low temperatures, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2003, vol. 93, issue 1-3, pp. 442-448. DOI: 10.1016/S0925-4005(03)00168-0.
4. Yadav B.C., Yadav R.C., Singh S. et al. Nanostructured cobalt oxide and cobalt titanate thin films as optical

humidity sensor: a new approach, *Optics & Laser Technology*, 2013, vol. 49, pp. 68-74. DOI: 10.1016/j.optlastec.2012.12.011.
5. Chu Y.Q., Fu Z.W., Qin Q.Z. Cobalt ferrite thin films as anode material for lithium ion batteries, *Electrochimica Acta*, 2004, vol. 49, issue 27, pp. 4915-4921. DOI: 10.1016/j.electacta.2004.06.012.
6. Kang J.S., Kim J.-Y., Yoon J. et al. Room-temperature vapor deposition of cobalt nitride nanofilms for mesoscopic and perovskite solar cells, *Advanced Energy Materials*, 2018, vol. 8, issue 13, art. no. 1703114, 12 p. DOI: 10.1002/aenm.201703114.
7. Kaphle A., Hari P. Enhancement in power conversion efficiency of silicon solar cells with cobalt doped ZnO nanoparticle thin film layers, *Thin Solid Films*, 2018, vol. 657, pp. 76-87. DOI: 10.1016/j.tsf.2018.05.014.
8. Lee K.K., Chin W.S., Sow C.H. Cobalt-based compounds and composites as electrode materials for high-performance electrochemical capacitors, *Journal of Materials Chemistry A*, 2014, vol. 2, issue 41, pp. 17212-17248. DOI: 10.1039/C4TA02074J.
9. Zhao F., Wang Y., Xu X. et al. Cobalt hexacyanoferrate nanoparticles as a high-rate and ultra-stable supercapacitor electrode material, *ACS Applied Materials & Interfaces*, 2014, vol. 6, issue 14, pp. 11007-11012. DOI: 10.1021/am503375h.
10. Schmidt D., Kjerstad A.C., Hofmann T. et al. Optical, structural, and magnetic properties of cobalt nanostructure thin films, *Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 105, issue 11, pp. 113508-1-113508-7. DOI: 10.1063/1.3138809.
11. Martins S., de Rojas J., Tan Z. et al. Dynamic electric-field-induced magnetic effects in cobalt oxide thin films: towards magneto-ionic synapses, *Nanoscale*, 2022, vol. 14, issue 3, pp. 842-852. DOI: 10.1039/D1NR06210G.
12. Hehn M., Padovani S., Ounadjela K., Bucher J.P. Nanoscale magnetic domain structures in epitaxial cobalt films, *Physical Review B*, 1996, vol. 54, issue 5, p. 3428-3433. DOI: 10.1103/PhysRevB.54.3428.
13. Bhatti K.P., Malik V.K., Chaudhary S. Cobalt substituted ZnO thin films: a potential candidate for spintronics, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2008, vol. 19, issue 8-9, pp. 849-854. DOI: 10.1007/s10854-007-9501-4.
14. Wen T., Krishnan K.M. Cobalt-based magnetic nanocomposites: fabrication, fundamentals and applications, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2011, vol. 44, no. 39, art. no. 393001, 24 p. DOI: 10.1088/0022-3727/44/39/393001.
15. Srikala D., Singh V.N., Banerjee A., Mehta B.R., Patnaik S. Synthesis and characterization of ferromagnetic cobalt nanospheres, nanodiscs and nanocubes, *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 2009, vol. 9, I. 9, pp. 5627-5632. DOI: 10.1166/jnn.2009.1157.
16. Londoño-Calderón C.L., Moscoso-Londoño O., Muraca D. et al. Synthesis and magnetic properties of cobalt-iron/cobalt-ferrite soft/hard magnetic core/shell nanowires, *Nanotechnology*, 2017, vol. 28, issue 24, art. no. 245605, 17 p. DOI: 10.1088/1361-6528/aa7010.
17. Zhao J., Spasova M., Li Z.A., Zharnikov M. Ferromagnetic cobalt nanoparticles and their immobilization on monomolecular films and chemical templates, *Advanced Functional Materials*, 2011, vol. 21, issue 24, pp. 4724-4735. DOI: 10.1002/adfm.201101570.
18. Senthil V.P., Gajendiran J., Raj S.G. et al. Study of structural and magnetic properties of cobalt ferrite ($CoFe_2O_4$) nanostructures, *Chemical Physics Letters*, 2018, vol. 695, pp. 19-23. DOI: 10.1016/j.cplett.2018.01.057.
19. Repain V., Baudot G., Ellmer H., Rousset S. Two-dimensional long-range–ordered growth of uniform cobalt nanostructures on a Au (111) vicinal template, *Europhysics Letters*, 2002, vol. 58, issue 5, pp. 730-736. DOI: 10.1209/epl/i2002-00410-4.
20. Kanter H., Vernon Jr. F.L. High-frequency response of josephson point contacts, *Journal of Applied Physics*, 1972, vol. 43, issue 7, pp. 3174-3183. DOI: 10.1063/1.1661682.
21. Khaire T.S., Khasawneh M.A., Pratt Jr. W.P., Birge N.O. Observation of spin-triplet superconductivity in Co-based Josephson junctions, *Physical Review Letters*, 2010, vol. 104, issue 13, pp. 137002-1-137002-4. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.137002.
22. Eschrig M. Spin-polarized supercurrents for spintronics, *Physics Today*, 2011, vol. 64, issue 1, pp. 43-49. DOI: 10.1063/1.3541944.
23. Tanaka M., Furuta M., Ichikawa T. et al. Generation of spin-polarized electronic currents using perpendicularly magnetized cobalt ferrite spin-filtering barriers grown on spinel-type-conductive layers, *Applied Physics Letters*, 2023, vol. 122, issue 4, art. no. 042401, 5 p. DOI: 10.1063/5.0131390.
24. Shchelkachev N.M. Critical current in superconducting quantum point contacts, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 2000, vol. 71, issue 12, pp. 504-507. DOI: 10.1134/1.1307476.
25. Vakhrushev A., Fedotov A., Sidorenko A. Simulation of multilayer nanosystems interface formation process for spintronics, *Key Engineering Materials*, 2021, vol. 888, pp. 57-65. DOI:

10.4028/www.scientific.net/KEM.888.57.
26. Sidorenko A.S., Morari R.A., Boian V. et al. Hybrid nanostructures superconductor-ferromagnet for superconducting spintronics, *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 1758, issue 1, pp. 012037.1-5. DOI: 10.1088/1742-6596/1758/1/012037.
27. Fedotov A., Severyukhina O., Salomatina A., Sidorenko A. Modeling magnetic properties of cobalt nanofilms used as a component of spin hybrid superconductor–ferromagnetic structures, *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2025, vol. 16, pp. 1557-1566. DOI: 10.3762/bjnano.16.110.
28. Vakhrushev A.V., Fedotov A.Yu., Severyukhina O.Yu., Sidorenko A.S. The influence of structure and local structural defects on the magnetic properties of cobalt nanofilms, *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2023, vol. 14, pp. 23-33. DOI: 10.3762/bjnano.14.3.
29. Tranchida J., Plimpton S.J., Thibaudeau P., Thompson A.P. Massively parallel symplectic algorithm for coupled magnetic spin dynamics and molecular dynamics, *Journal of Computational Physics*, 2018, vol. 372, pp. 406-425. DOI: 10.1016/j.jcp.2018.06.042.
30. Ermak D.L., Buckholz H. Numerical integration of the Langevin equation: Monte Carlo simulation, *Journal of Computational Physics*, 1980, vol. 35, issue 2, pp. 169-182. DOI: 10.1016/0021-9991(80)90084-4.
31. Xu F., Li G., Chen J. et al. Unified framework of the microscopic Landau-Lifshitz-Gilbert equation and its application to skyrmion dynamics, *Physical Review B*, 2023, vol. 108, issue 14, pp. 144409-1-144409-13. DOI: 10.1103/PhysRevB.108.144409.
32. Garcia-Palacios J.L., Lazaro F.J. Langevin-dynamics study of the dynamical properties of small magnetic particles, *Physical Review B*, 1998, vol. 58, issue 22, pp. 14937-14958. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.14937.
33. Baskes M.I. Modified embedded-atom potentials for cubic materials and impurities, *Physical Review B*, 1992, vol. 46, issue 5, pp. 2727-2742. DOI: 10.1103/PhysRevB.46.2727.
34. Plimpton S. Fast parallel algorithms for short-range molecular dynamics, *Journal of Computational Physics*, 1995, vol. 117, issue 1, pp. 1-19. DOI: 10.1006/jcph.1995.1039.
35. Henry Y., Ounadjela K., Piraux L. et al. Magnetic anisotropy and domain patterns in electrodeposited cobalt nanowires, *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 2001, vol. 20, issue 1, pp. 35-54. DOI: 10.1007/s100510170283.
36. Guo J.G., Zhao Y.P. The size-dependent elastic properties of nanofilms with surface effects, *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 98, issue 7, pp. 074306-1-074306-11. DOI: 10.1063/1.2071453.
37. Choi D., Son B., Park T.H., Hong J. Controlled surface functionality of magnetic nanoparticles by layer-by-layer assembled nano-films, *Nanoscale*, 2015, vol. 7, issue 15, pp. 6703-6711. DOI: 10.1039/C4NR07373H.