

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ КОНКУРЕНЦИИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ АНИЗОТРОПИИ НА КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ МУЛЬТИСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

А. В. Минькова^{a*}, В. В. Прудников^a, П. В. Прудников^{b,a}

^a Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского
644077, Омск, Россия

^b Центр новых химических технологий, Институт катализа
Сибирского отделения Российской академии наук
644040, Омск, Россия

Поступила в редакцию 26 декабря 2022 г.,
после переработки 30 мая 2023 г.
Принята к публикации 31 мая 2023 г.

Исследовано влияние конкуренции одноионной анизотропии и анизотропии типа «легкая плоскость» на магнитные свойства мультислойной структуры Co/Cu/Co. Особенности влияния эффектов анизотропии были выявлены как в окрестности критической температуры T_c , так и в низкотемпературной области $T \ll T_c$. Численное моделирование магнитных свойств мультислойной структуры было осуществлено с применением анизотропной модели Гейзенберга. Показано, что в окрестности T_c анизотропия типа «легкая плоскость» оказывает преимущественное воздействие на магнитные свойства структуры по сравнению с влиянием одноионной анизотропии. В низкотемпературной области процесс переключения магнитного состояния ферромагнитной пленки во внешнем поле приводит к возникновению особенностей в гистерезисных эффектах, обусловленных конкуренцией типов магнитной анизотропии. Магнитная структура демонстрирует размерный переход от поведения, задаваемого анизотропией типа «легкая плоскость», к поведению с определяющим влиянием одноионной анизотропии. Выявленный размерный переход сопровождается спин-флоп-эффектом.

DOI: 10.31857/S0044451023110081

EDN: PJKVKX

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультратонкие магнитные пленки имеют широкое применение в изготовлении магнитных носителей записи, при использовании не зависящей от энергии магниторезистивной оперативной памяти [1], для создания биосенсоров на основе гигантского магнитосопротивления [2, 3], а также являются перспективными кандидатами для применения в устройствах спинтроники [4, 5].

Особые свойства возникают прежде всего из-за малой толщины пленок, когда можно говорить о возможности проявления размерных эффектов в свойствах пленок, например, таких как зависимость критической температуры от числа слоев

пленки [6, 7]. Изменяя толщину ультратонких магнитных пленок, можно влиять на их поверхностные свойства и эффекты межфазного взаимодействия, роль которых становится существенной с уменьшением линейных размеров материалов. Для магнитных структур размерность системы определяет ее класс универсальности, характеризующий совокупность явлений упорядочения на различных масштабах длины. Увеличение толщины пленок усиливает в них объемные свойства, а уменьшение числа слоев пленки приводит к более ярко выраженным поверхностным эффектам [8].

Магнитные свойства ультратонких магнитных пленок обладают особой чувствительностью к эффектам поверхностной анизотропии, создаваемой кристаллическим полем подложки. Магнитная анизотропия является фундаментальным свойством магнитных пленок. Она характеризуется ориентацией осей легкого намагничивания, энергетическими

* E-mail: MinkovaAV@omsu.ru

константами или напряженностью ее эффективного поля. Магнитная анизотропия возникает из-за нарушения симметрии на границах раздела ферромагнитных и немагнитных материалов при возникновении напряжений из-за несоответствия параметров кристаллических решеток и различий в симметрии [6, 9]. Магнитную анизотропию можно регулировать, изменяя толщину пленок или подбирая материалы с более высоким или более низким значением констант анизотропии [10].

В статье [11] было проведено моделирование критического поведения мультислойной магнитной структуры методами Монте-Карло с использованием анизотропной модели Гейзенберга. Было описано влияние анизотропии на критическое поведение гейзенберговской тонкой пленки. При отдельном рассмотрении влияния одноионной анизотропии были рассчитаны критические индексы и исследованы равновесные свойства системы, а при учете влияния анизотропии типа «легкая плоскость» были исследованы неравновесные характеристики, а также выявлены эффекты старения.

В данной работе представлено исследование конкурентного влияния двух вкладов анизотропии — анизотропии типа «легкая плоскость» и одноионной анизотропии на критическое поведение мультислойной магнитной структуры. Рассматриваемая структура Co/Cu/Co хорошо подходит для данного исследования, так как прослойка из меди создает для пленки кобальта легкоплоскостной тип анизотропии. Методы компьютерного моделирования позволяют независимо рассмотреть вклады анизотропии для данной структуры. Кобальт обладает высокой критической температурой, что дает возможность рассматривать широкий температурный диапазон [12].

2. ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМОЙ МУЛЬТИСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

Для моделирования магнитных свойств структуры Co/Cu/Co используется трехмерная анизотропная модель Гейзенберга с учетом влияния двух типов анизотропии. Модель рассматриваемой мультислойной структуры состоит из двух ферромагнитных пленок, разделенных немагнитной прослойкой. Схематичное изображение данной структуры представлено на рис. 1. Толщина немагнитной прослойки подобрана таким образом, чтобы дальнедействующее взаимодействие между ферромагнитными пленками носило эффективный антиферромагнитный характер [13].

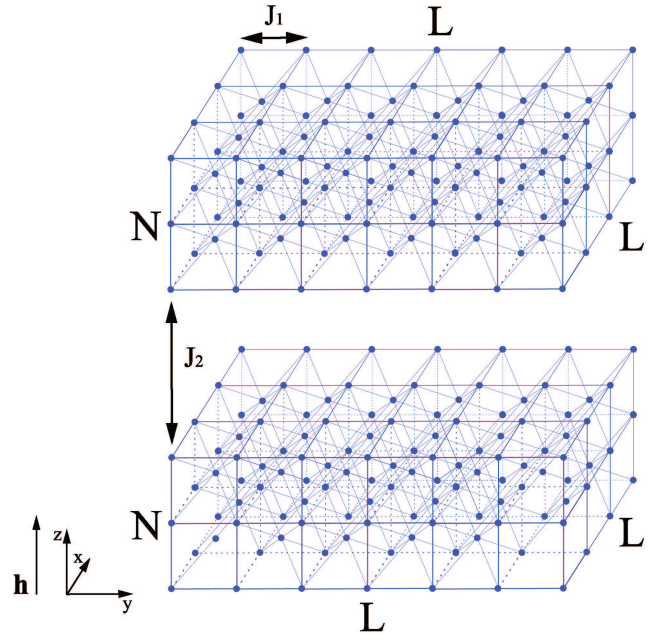


Рис. 1. Модель мультислойной структуры, состоящая из двух ферромагнитных пленок, разделенных немагнитной прослойкой

Гамильтониан анизотропной модели Гейзенберга задается следующим выражением:

$$H = -J_1 \sum_{i,j \in N_1, N_2} [\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \Delta S_i^z S_j^z] - J_2 \sum_{\alpha \in N_1, \beta \in N_2} [\mathbf{S}_\alpha \mathbf{S}_\beta - \Delta S_\alpha^z S_\beta^z] - A \sum_{i \in N_1, N_2} (S_i^z)^2 - \mathbf{h} \sum_{i \in N_1, N_2} \mathbf{S}_i, \quad (1)$$

где J_1 — интеграл внутрислоевого обменного взаимодействия, J_2 — интеграл межслоевого обменного взаимодействия, A характеризует одноионную анизотропию, \mathbf{h} — приложенное магнитное поле, $\Delta(N_k)$ — параметр анизотропии «легкая плоскость», характеризующий ее величину, N — толщина пленки, N_1 и N_2 — первая и вторая пленки трехплочной мультислойной структуры соответственно, \mathbf{S} — трехмерный классический спин в решетке. Немагнитная прослойка между пленками задается интегралом межпленочного обменного взаимодействия J_2 .

Параметр анизотропии типа «легкая плоскость» зависит от числа слоев пленки:

$$\begin{aligned} \Delta(N = 3) &= 0.652, & \Delta(N = 5) &= 0.487, \\ \Delta(N = 7) &= 0.378, & \Delta(N = 9) &= 0.297, \\ \Delta(N = 11) &= 0.232 & & \text{(см. рис. 2).} \end{aligned}$$

Особенность данной работы заключается в исследовании эффектов конкуренции и совместного влияния двух типов анизотропии — анизотропии типа

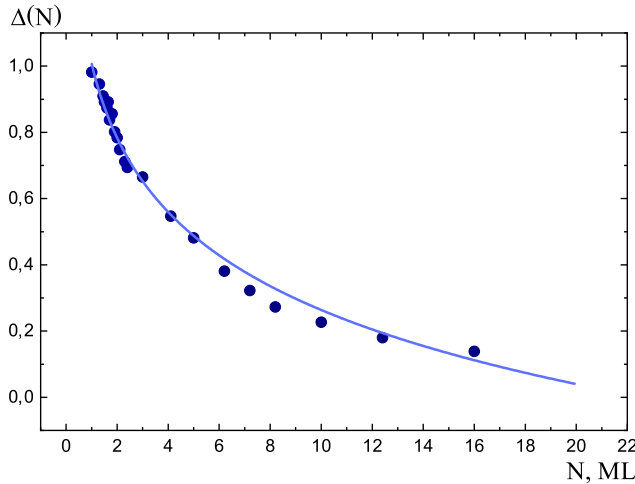


Рис. 2. Значение параметра анизотропии типа «легкая плоскость» для структуры Co/Cu/Co в зависимости от числа слоев пленки [11]. Точки соответствуют экспериментальным данным [12]

«легкая плоскость», определяемой парными взаимодействиями ионов пленки и подложки, и одноионной анизотропии, задаваемой отдельными ионами. Значения параметра A одноионной анизотропии брались в оптимальном диапазоне, определяемом условиями моделирования, а значения параметра $\Delta(N)$ анизотропии типа «легкая плоскость», зависящие от толщины N ультратонкой магнитной пленки, выбирались в соответствии с аппроксимацией результатов экспериментальных измерений критической температуры $T_c(N)$ в пленке кобальта для системы Co/Cu, данные для которых представлены на рис. 2.

Для определения температур магнитного упорядочения в структурах с различными толщинами ферромагнитных пленок $T_c(N)$ было проведено моделирование намагниченности $M(T, N, L)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T, N, L)$ для каждой ферромагнитной пленки в структуре, задаваемых соотношениями

$$M(T, N, L) = \frac{1}{NL^2} \left\langle \sum_{i=1}^N (S_i^x{}^2 + S_i^y{}^2 + S_i^z{}^2)^{1/2} \right\rangle, \quad (2)$$

$$\chi(T, N, L) = \frac{\langle M(L)^2 \rangle - \langle M(L) \rangle^2}{TNL^2}. \quad (3)$$

Расчет критической температуры $T_c(N)$ в структуре осуществлялся по температурам пиков $T_c(N, L)$ восприимчивости $\chi(T, N, L)$ для пленки с фиксированной толщиной N в единицах монослоев (ML) и различными линейными размерами L пленки ($L = 32, 48, 64$) с реализацией затем предельной аппроксимации $T_c(N, L \rightarrow \infty)$.

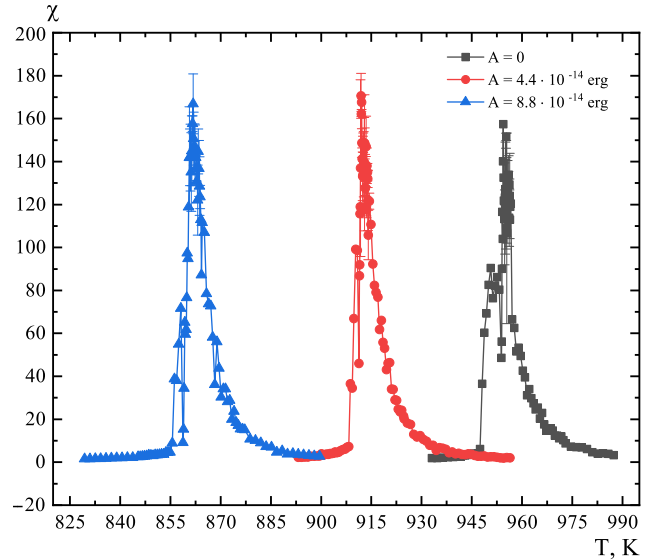


Рис. 3. Результаты моделирования восприимчивости χ в зависимости от температуры T для параметров одноионной анизотропии $A = 0, 4.4 \cdot 10^{-14}, 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг, числа слоев пленки $N = 5$ ML при линейном размере $L = 64$

Температура при моделировании методами Монте-Карло задается в единицах интеграла внутрислоевого взаимодействия J_1/k_B со значением $J_1 = 4.4 \cdot 10^{-14}$ эрг для Co [14]. Обменный интеграл межслоевого взаимодействия вводился как $J_2 = -0.3J_1$. Значения параметра одноионной анизотропии выбирались $A = 0, 4.4 \cdot 10^{-14}, 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг.

Отметим, что значения параметров анизотропии $\Delta(N)$ и A оказывают значительное влияние на температуры магнитного порядка $T_c(N)$ в структурах, и, лишь зная критические температуры, можно осуществлять изучение магнитных свойств данных структур.

Для наглядного представления результатов моделирования по определению критических температур ниже в качестве примера рассмотрена структура с толщиной ферромагнитных пленок $N = 5$ ML. На рис. 3 представлены рассчитанные температурные зависимости восприимчивости для данной структуры с линейными размерами пленок $L = 64$ для трех значений параметра A одноионной анизотропии. На рис. 4 показаны детали процедуры получения критической температуры $T_c(N = 5)$ при экстраполяции $L \rightarrow \infty$ для значений $T_c(N, L)$, полученных по пикам восприимчивости пленок с линейными размерами $L = 32, 48, 64$. С увеличением линейного размера L пики восприимчивости смещаются в область более высоких температур, а их значения увеличиваются.

В результате были получены значения критических температур при различных параметрах

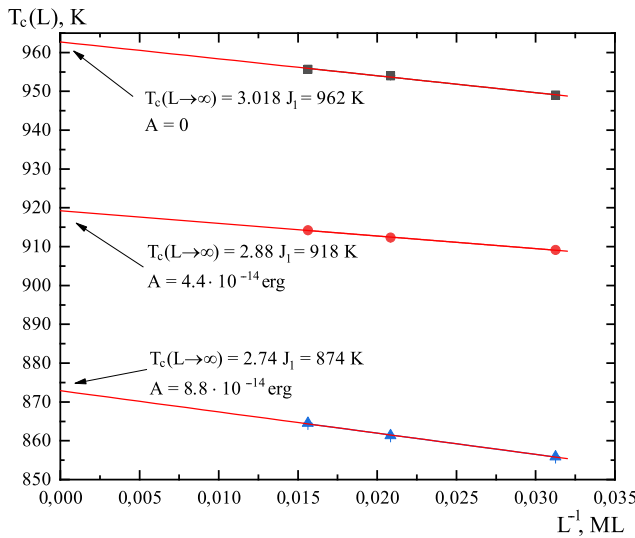


Рис. 4. Значения критической температуры T_c при разных значениях параметра одноионной анизотропии $A = 0, 4.4 \cdot 10^{-14}, 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг и толщинах каждой пленки $N = 5 \text{ ML}$ при $L \rightarrow \infty$

одноионной анизотропии: при $A = 0$ значение критической температуры $T_c = 3.018 J_1/k_B$, при $A = 1.0 J_1$ имеем $T_c = 2.88 J_1/k_B$, а при $A = 2.0 J_1$ имеем $T_c = 2.74 J_1/k_B$. Используя значение $J_1 = 4 \cdot 10^{-14}$ эрг [14], получим, что $T_c(A = 0) = 962 \text{ K}$, $T_c(A = 4.4 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}) = 918 \text{ K}$ и $T_c(A = 8.8 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}) = 874 \text{ K}$. Критическая температура для объемного кобальта заметно выше и составляет $T_c(\text{Co}) = 1388 \text{ K}$ [15].

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНКУРЕНЦИИ ДВУХ ТИПОВ АНИЗОТРОПИИ НА ПОВЕДЕНИЕ МУЛЬТИСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ

Эффекты магнитной анизотропии наиболее наглядно проявляются при воздействии на систему внешнего поля, что можно наблюдать при исследовании эффектов гистерезиса. Для компьютерного моделирования петель гистерезиса, представленных на рис. 5, 6, было выбрано число слоев в каждой ферромагнитной пленке $N = 3, 5, 7$ и 9 ML . Были выбраны значения обменных интегралов внутрислоевого и межслоевого взаимодействия $J_1/k_B T = 1.0$ и $J_2/J_1 = -0.3$ соответственно. На основе проведенных расчетов (рис. 3, 4) значение температуры выбиралось как $T = 0.8 J_1/k_B = 255.2 \text{ K}$. Для исследования эффектов анизотропии при изменении числа слоев пленки выбиралось значение параметра одноионной анизотропии $A = 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг, при котором значение критической температуры системы $T_c = 874 \text{ K}$. Результаты моделирования на-

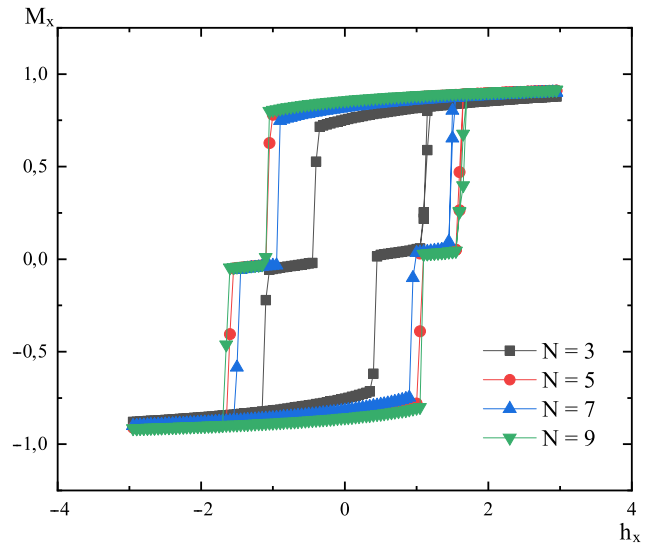


Рис. 5. Результаты моделирования намагниченности M_x в зависимости от приложенного магнитного поля h_x для разных толщин пленки $N = 3, 5, 7, 9 \text{ ML}$

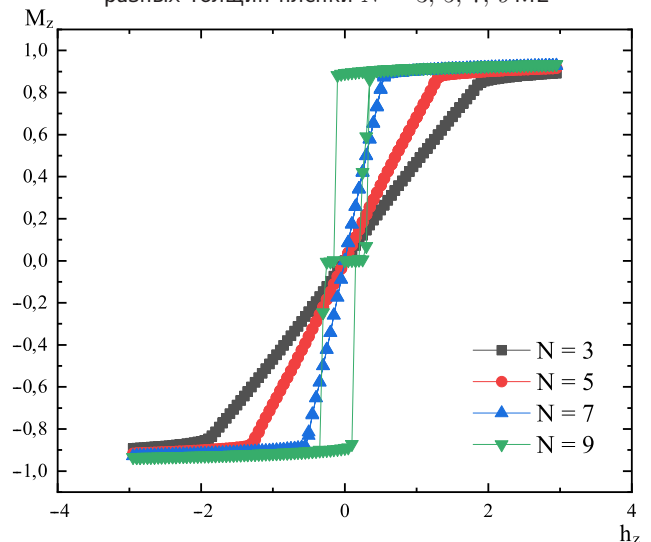


Рис. 6. Результаты моделирования намагниченности M_z в зависимости от приложенного магнитного поля h_z для разных толщин пленки $N = 3, 5, 7, 9 \text{ ML}$

магниченности M_x в зависимости от приложенного магнитного поля h_x для разных толщин пленки $N = 3, 5, 7, 9 \text{ ML}$ представлены на рис. 5. В данном случае сказывается зависимость критической температуры $T_c(N)$ от толщины ферромагнитных пленок N в структуре и их относительной удаленности от температуры $T = 0.8 J_1/k_B = 255.2 \text{ K}$, при которой исследовались гистерезисные явления.

Результаты моделирования поведения структуры с такими же параметрами, но при воздействии магнитного поля h_z , перпендикулярного плоскости пленок, на составляющую намагниченности M_z можно увидеть на рис. 6. Для понимания наблю-

даемых эффектов важно, что значения параметра анизотропии $\Delta(N)$ типа «легкая плоскость» убывают с увеличением числа слоев пленки N (рис. 2). Как следует из данных, представленных на рис. 6, с возрастанием толщины пленок и, соответственно, с уменьшением параметра анизотропии типа «легкая плоскость» петля становится уже, а затем «схлопывается». Это значит, что перемагничивание ультратонкой магнитной пленки происходит быстрее, а эффекты одноионной анизотропии становятся сильнее. Также можно наблюдать, как с уменьшением параметра анизотропии типа «легкая плоскость» и с увеличением толщины пленок заметно меняется наклон выхода намагниченности на насыщение. Можно заметить, как слабее проявляются эффекты анизотропии типа «легкая плоскость» и как усиливается влияние одноионной анизотропии под действием поля h_z , направленного вдоль оси одноионной анизотропии. Так же сказывается наличие зависимости критической температуры T_c от числа слоев тонкой пленки.

Как видно на рис. 6, для структуры с наибольшей толщиной пленок $N = 9$ ML под действием поля h_z возникает петлеобразное поведение. Мы связываем с таким поведением намагниченности в структуре с конкурирующими типами магнитной анизотропии ориентационный размерный переход, проявляющийся в том, что при увеличении толщины пленок эффекты анизотропии типа «легкая плоскость» существенно слабее влияют на поведение структуры, чем одноионная анизотропия, под действием поля вдоль оси одноионной анизотропии. Данные, представленные на рис. 5, 6, демонстрируют спин-флоп-эффект, который заключается в переориентации намагниченностей исследуемых пленок искусственной антиферромагнитной структуры [16].

Нами было также проведено исследование влияния изменения направления одноионной анизотропии при различных значениях ее параметра с учетом присутствия анизотропии типа «легкая плоскость». Для структуры с толщинами ферромагнитных пленок $N = 5$ ML в качестве параметров компьютерного моделирования использовались следующие: значение обменного интеграла внутрислоевого взаимодействия $J_1/k_bT = 1.0$, значение обменного интеграла межслоевого взаимодействия $J_2/J_1 = -0.3$, значение температуры $T = 255.2$ K. Значения параметра одноионной анизотропии брались следующими:

$$A = -8.8 \cdot 10^{-14}, -4.4 \cdot 10^{-14}, 0, 4.4 \cdot 10^{-14}, 8.8 \cdot 10^{-14}, 13.2 \cdot 10^{-14}, 17.6 \cdot 10^{-14} \text{ эрг.}$$

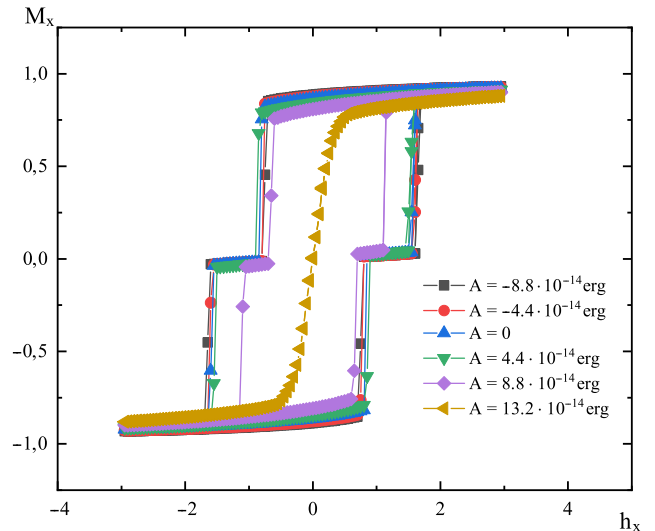


Рис. 7. Результаты моделирования намагниченности M_x в зависимости от приложенного магнитного поля h_x с различными значениями параметра одноионной анизотропии

На рис. 7 представлены результаты зависимости намагниченности M_x от приложенного магнитного поля h_x для различных значений параметра одноионной анизотропии.

Из графиков, представленных на рис. 7, следует, что анизотропии A оказывают незначительное влияние на гистерезисные эффекты в структуре. Это обусловлено тем, что при отрицательных значениях A одноионная анизотропия и анизотропия «легкая плоскость» не являются конкурирующими, а обе способствуют энергетически выгодной ориентации намагниченности в плоскости пленок. Однако при положительном знаке параметра A наблюдаются изменения в гистерезисных эффектах и с увеличением значения параметра одноионной анизотропии A пленка быстрее перемагничивается, а также меняется наклон выхода намагниченности на насыщение. При достаточно большом значении $A = 13.2 \cdot 10^{-14}$ эрг перемагничивание происходит достаточно быстро.

Рассмотрим теперь результаты численного моделирования при направлении поля вдоль оси z . Как видно на рис. 8, с увеличением значения параметра одноионной анизотропии направление намагниченности меняется. Если при значениях параметра одноионной анизотропии $A = -8.8 \cdot 10^{-14}, -4.4 \cdot 10^{-14}, 0, 4.4 \cdot 10^{-14}, 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг намагниченность ориентируется в плоскости пленки, то при $A = 13.2 \cdot 10^{-14}, 17.6 \cdot 10^{-14}$ эрг намагниченность начинает ориентироваться вдоль оси, перпендикулярной плоскости пленки, что и демонстрирует преимущественное влияние одноионной анизотропии в данном случае. Полученные

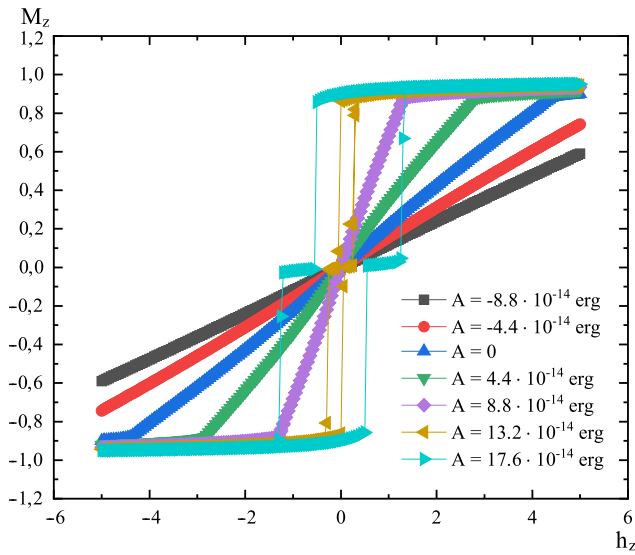


Рис. 8. Результаты моделирования намагниченности M_z от приложенного магнитного поля h_z с различными значениями параметра одноионной анизотропии

результаты на рис. 7, 8 также говорят о наличии спин-флоп-перехода.

Влияние спин-флоп-перехода можно наглядно увидеть на рис. 9, где схематично представлено направление магнитных моментов M_1 и M_2 для первой и второй пленок магнитной структуры соответственно при разных значениях параметра одноионной анизотропии $A = 0$ и $A = 13.2 \cdot 10^{-14}$ эрг. С увеличением значения поля видно, как происходит переориентация намагниченностей пленок. При нулевом и малом положительном значениях магнитного поля при параметре одноионной анизотропии $A = 13.2 \cdot 10^{-14}$ эрг происходят флуктуации намагниченности пленки, что показано пунктирными стрелками на рис. 9c,d. Данный эффект обусловлен конкуренцией двух типов анизотропии.

Рассмотрим теперь температурное поведение составляющих намагниченности M_{xy} в плоскости пленки и M_z , перпендикулярной плоскости пленки, для структур с различными толщинами ферромагнитных пленок при температурах близких к критической температуре. Результаты численного моделирования намагниченности представлены на рис. 10, 11. На рис. 10 видно, что намагниченность пленки при $A = 0$ ориентируется в плоскости XY .

Таким образом, можно видеть, что с увеличением толщины пленок структуры и, соответственно, с уменьшением параметра анизотропии типа «легкая плоскость» происходит смещение области температурного спада составляющей намагниченности M_{xy} в область все более высоких температур. При этом составляющая намагниченности M_z принима-

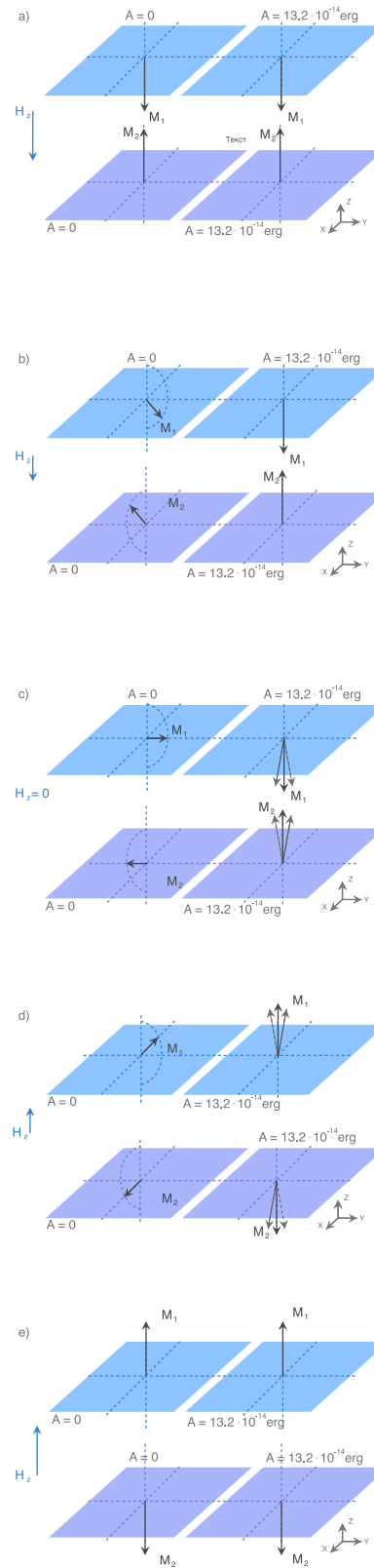


Рис. 9. Процесс переориентации магнитных моментов M_1 и M_2 пленок при изменении поля H_z для разных значений параметра одноионной анизотропии $A = 0$ и $A = 13.2 \cdot 10^{-14}$ эрг

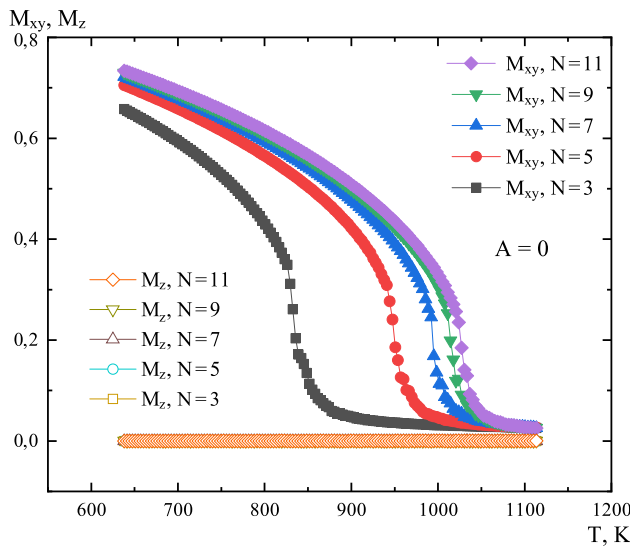


Рис. 10. Температурная зависимость намагниченности M_{xy} и M_z одной пленки для параметра одноионной анизотропии $A = 0$ с разным числом слоев пленки

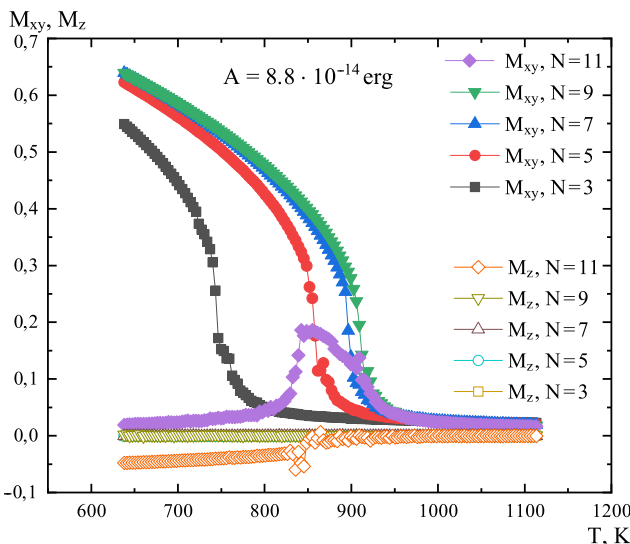


Рис. 11. Температурная зависимость намагниченности M_{xy} и M_z одной пленки для параметра одноионной анизотропии $A = 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг с разным числом слоев

ет исключительно малые значения, указывающие на ориентацию вектора намагниченности в плоскости пленки. Однако при большом значении параметра одноионной анизотропии $A = 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг и при малом значении параметра анизотропии типа «легкая плоскость» для структуры с толщиной пленок $N = 11$ ML наблюдается необычный эффект. Так, составляющая намагниченности M_{xy} , характеризующаяся высокой температурой магнитного упорядочения с $T_c(N = 11) \approx 970$ К, демонстрирует с понижением температуры увеличение намагниченности, но гораздо более слабое, чем для пленок с $N < 11$ ML, а затем при достижении температуры

$T \approx 840$ К наблюдается достаточно быстрый температурный спад намагниченности M_{xy} с последующим стремлением к нулю. В то же время, для составляющей намагниченности M_z при температурах $T < 840$ К наблюдается слабый рост с понижением температуры. Данные явления обусловлены конкуренцией двух типов анизотропии, когда эффекты влияния анизотропии типа «легкая плоскость» немного ослабевают, но все равно оказывают большее влияние на магнитные свойства структуры, чем эффекты одноионной анизотропии.

В данном случае были исследованы эффекты конкуренции анизотропии в температурной области вблизи T_c . На рис. 10 при $A = 0$ и $N = 5$ ML видим, что намагниченность лежит в плоскости XY, а ее спад происходит при $T \approx 960$ К, что хорошо согласуется со значением $T_c = 962$ К, которое было найдено ранее (рис. 4). В данном случае происходит фазовый переход второго рода из ферромагнитной фазы в парамагнитную. При рассмотрении $A = 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг для $N = 5$ ML спад намагниченности наблюдается при $T \approx 870$ К, что тоже согласуется с полученным ранее значением для $T_c = 874$ К.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено численное моделирование мультислойной магнитной структуры методами Монте-Карло. Для учета влияния анизотропии на магнитные свойства мультислойной структуры Co/Cu/Co была использована методика на основе анизотропной модели Гейзенберга. Был проведен расчет значений критической температуры для различных значений параметра одноионной анизотропии: $T_c(A = 0) = 962$ К, $T_c(A = 4.4 \cdot 10^{-14}$ эрг) = 918 К и $T_c(A = 8.8 \cdot 10^{-14}$ эрг) = 874 К.

При исследовании гистерезисных эффектов в низкотемпературной области при $T = 255.2$ К было выявлено изменение значения поля переключения и скорости выхода намагниченности на насыщение. При увеличении параметра одноионной анизотропии до $A = 17.6 \cdot 10^{-14}$ эрг перемагничивание пленки вдоль плоскости происходит быстрее — намагниченности становится выгоднее ориентироваться вдоль оси. Выявленное поведение объясняется наличием спин-флоп-перехода [16], который обычно наблюдается в антиферромагнетиках. Спин-флоп-переход связан с переориентацией намагниченности ферромагнитных пленок вдали от T_c и позволяет объяснить высокую восприимчивость мультислойных структур. Важной особенностью является то,

что спин-флоп-переход наблюдается в синтетической антиферромагнитной гетероструктуре [13].

При рассмотрении температурной зависимости намагниченности в области критических температур $T \approx 750\text{--}950\text{ К}$ были выявлены эффекты конкуренции совместного влияния двух типов анизотропии — анизотропии типа «легкая плоскость» и одноионной анизотропии. Исходя из полученных результатов, можно заметить, что с увеличением параметра одноионной анизотропии и с увеличением толщины пленки (и, соответственно, с уменьшением параметра анизотропии типа «легкая плоскость») влияние одноионной анизотропии становится значительнее, однако даже при больших толщинах пленок, таких как $N = 11\text{ ML}$, анизотропия типа «легкая плоскость» оказывает на исследуемую структуру преимущественное влияние. Это обусловлено тем, что анизотропия типа «легкая плоскость» проявляется в магнитной системе через эффекты спин-спиновой корреляции, которые в критической области становятся дальнедействующими, а параметр анизотропии перенормируется, давая вклад в амплитуду взаимодействия критических спиновых флуктуаций. В то же время, эффекты одноионной анизотропии являются локальными и сказываются прежде всего на изменении температуры фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние. Чтобы намагниченности стало выгодно ориентироваться вдоль оси z , необходимо задавать очень большие значения параметра одноионной анизотропии. Экспериментально такие эффекты можно наблюдать в искусственных, специально созданных структурах [17, 18].

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 23-22-00093).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Mihajlović, N. Smith, T. Santos, J. Li, B. D. Terzis, and J. A. Katine, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 242404 (2020).
2. R. B. Morgunov, G. L. L'vova, A. D. Talantsev, O. V. Koplak, T. Fache, and S. Mangin, *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 33 (2018).
3. C. C. Huang, X. Zhou, and D. A. Hall, *Sci. Rep.* **7**, 45493 (2017).
4. J. Sarkar, *Sputtering Materials for VLSI and Thin Film Devices.*, Elsevier, Amsterdam (2014).
5. M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
6. C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and G. Lühoff, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 056501 (2008).
7. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, and M. A. Medvedeva, *JETP Lett.* **100**, 446 (2014).
8. A. O. Adeyeye, G. Shimon, *Magnetism of Surfaces, Interfaces, and Nanoscale Materials. Handbook of Surface Science.*, Elsevier, Amsterdam (2015).
9. B. Heinrich, T. Monchesky, and R. Urban, *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 339 (2001).
10. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, M. A. Menshikova, N. I. Piskunova, *J. Magn. Magn. Mater.* **387**, 77 (2015).
11. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, A. Yu. Danilova, V. O. Borzilov, and G. G. Baksheev, *EPJ Web Conf.* **185**, 11009 (2018).
12. F. Huang, M. T. Kief, G. J. Mankey, and R. F. Willis, *Phys. Rev. B.* **49**, 3962 (1994).
13. R. A. Duine, K. J. Lee, S. Parkin, and M. D. Stiles, *Nat. Phys.* **14**, 217 (2018).
14. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, M. V. Mamonova, M. M. Firstova, and A. A. Samoshilova, *J. Phys. Commun.* **3**, 015002 (2019).
15. M. Pajda, J. Kudrnovsky, I. Turek, V. Drchal, and P. Bruno, *Phys. Rev. B.* **64**, 174402 (2001).
16. T. Tanuma, S. Takahashi, M. Kume, and K. Kuroki, *J. Magn. Soc. Jpn.* **18**, S1 (1994).
17. Y. Chen, M. Kadic, and M. Wegener, *Nat. Commun.* **12**, 3278 (2021).
18. A. Fernández-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fischer, and R. P. Cowburn, *Nat. Commun.* **8**, 15756 (2017).