

Модификация магнитных свойств пленок полиимида имплантацией ионов кобальта

© А.А. Харченко¹, М.Г. Лукашевич¹, В.И. Нуждин², Р.И. Хайбуллин², В.Б. Оджаяев¹

¹ Белорусский государственный университет,
Минск, Белоруссия

² Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского
Казанского научного центра Российской академии наук,
Казань, Татарстан

E-mail: Lukashevich@bsu.by

(Поступила в Редакцию 8 июня 2012 г.)

Исследованы магнитные характеристики пленок полиимида, имплантированных ионами Co^+ с энергией 40 keV в интервале доз $D = 2.5 \cdot 10^{16} - 1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при плотностях ионного тока $j = 4, 8$ и $12 \mu\text{A/cm}^2$. Показано, что при дозах имплантации меньше $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ суперпарамагнитные свойства модифицированных образцов описываются уравнением Ланжевена. При больших дозах появляется межкластерное взаимодействие. Установлено, что с увеличением плотности ионного тока размер кластеров уменьшается. Определены размеры формирующихся кластеров, которые изменяются в интервале 3.9–11 nm в зависимости от дозы.

1. Введение

Основной причиной изменения физических свойств ансамбля наночастиц по сравнению с объемным материалом является возрастание в них относительной доли атомов на поверхности частицы по сравнению с объемом. Это различие особенно отчетливо проявляется в магнитных характеристиках. Так, намагниченность и магнитная анизотропия наночастиц, а также характеристические температуры Кюри и Нееля существенно различаются [1,2]. Магнитные характеристики ансамбля таких частиц определяются их размером, формой, кристаллической структурой, а также окружающей средой. Одним из перспективных методов синтеза магнитных наночастиц в полимерной матрице является ионная имплантация, позволяющая варьировать как размеры, так и концентрацию частиц.

Ранее нами исследованы суперпарамагнитные свойства кластеров кобальта, синтезированных методом термообработки полимерного предшественника в углеродной матрице [3], и кластеров железа, полученных ионной имплантацией в полимерной матрице [4], а также электронно-транспортные [5] и магниторезонансные [6] свойства кластеров кобальта, полученных методом имплантации высокими дозами ионов кобальта в полиимид. Эти результаты показывают эффективность формирования наноструктурированных композиционных материалов методами радиационно-термической обработки полимерного предшественника и возможность создания таких систем с диэлектрическим или металлическим режимом переноса электронов в суперпарамагнитном или ферромагнитном состоянии.

В настоящей работе внимание акцентируется на исследовании магнитных свойств кластеров кобальта, сформированных в пленке полиимида ионной имплантацией.

2. Методика эксперимента

Пленки полиимида (ПИ) толщиной $40 \mu\text{m}$ были имплантированы ионами Co^+ с энергией 40 keV в интервале доз $D = 2.5 \cdot 10^{16} - 1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при плотностях ионного тока $j = 4, 8$ и $12 \mu\text{A/cm}^2$ в остаточном вакууме 10^{-5} Торг на имплантаторе ИЛУ-3. Для уменьшения влияния разогрева образцов в процессе имплантации обеспечивался их плотный контакт с массивным металлическим держателем, охлаждавшимся проточной водой. Температура ПИ при имплантации не превышала 370 K для любого из указанных выше режимов, что существенно ниже температуры стеклования, составляющей не менее 600 K [7]. Петли магнитного гистерезиса и температурные зависимости намагниченности регистрировались сверхпроводящим квантовым интерферационным магнитометром SQUID XL-5 в температурном интервале 4.5–300 K в геометрии, когда магнитное поле направлено параллельно плоскости пленки. Измерение температурных зависимостей намагниченности проводилось при охлаждении образца в двух режимах, а именно: без магнитного поля (zero field cooled regime — ZFC) и в магнитном поле 10 Oe (field cooled regime — FC).

3. Результаты и обсуждение

Исходные пленки полиимида имели отрицательную магнитную восприимчивость, величина которой, как и следовало ожидать, уменьшалась при имплантации ионов кобальта. В работе [8] методами просвечивающей электронной микроскопии и резерфордовского обратного рассеяния было показано, что при ионной имплантации образуется слой с глубиной залегания атомов кобальта около 100 nm, который в первую очередь и обуславливает изменение магнитных характеристик образ-

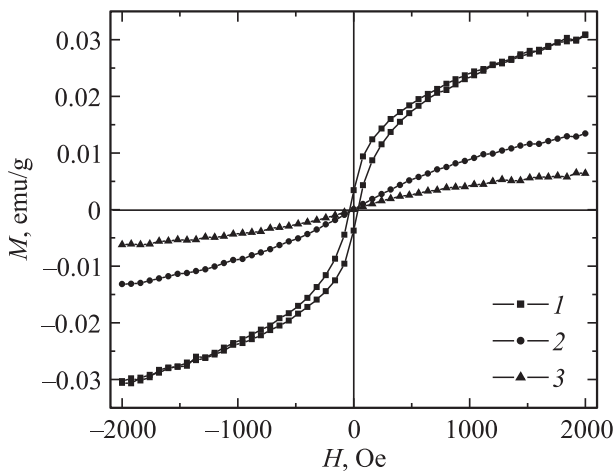


Рис. 1. Петли гистерезиса намагниченности пленок полиимида, имплантированных ионами кобальта дозой $D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, измеренные при различных температурах. $T, \text{ K}$: 1 — 15, 2 — 100, 3 — 300.

цов. Так, при дозе имплантации $2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ величина магнитной восприимчивости близка к нулю вследствие сложения диамагнетизма исходной полимерной пленки и парамагнетизма внедренных атомов кобальта. Увеличение дозы имплантации до $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ приводит к смене знака магнитной восприимчивости на положительный.

На рис. 1 показаны петли гистерезиса намагниченности для образца, имплантированного дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, измеренные при различных температурах. Видно, что при низких температурах петля гистерезиса намагниченности имеет открытый вид с коэрцитивной силой $H_c = 36 \text{ Oe}$ (кривая 1), а при температурах выше 100 К петли гистерезиса становятся закрытыми (кривые 2, 3). Это свидетельствует о том, что сформированные при имплантации в приповерхностном слое полиимида включения кобальта проявляют суперпарамагнитные свойства при высоких температурах, т. е. ведут себя как отдельный атом с гигантским магнитным моментом.

Характерной особенностью температурной зависимости намагниченности системы с суперпарамагнитными свойствами является разная температурная зависимость намагниченности для случаев ее измерения при охлаждении образца в магнитном поле и без поля. В первом случае намагниченность уменьшается с увеличением температуры, в то время как во втором наблюдается ее рост до температур, при которых тепловая энергия достаточна для преодоления энергии анизотропии барьеров и происходит разблокировка направлений магнитных моментов кластеров. Такую температуру принято называть температурой блокировки T_b .

На рис. 2 приведены температурные зависимости намагниченности для образцов, имплантированных в интервале доз $5 \cdot 10^{16} - 1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при плотности ионного тока $j = 4 \mu\text{A/cm}^2$, измеренные для случаев охлаждения образца без поля и в магнитном поле. Видно, что температурные зависимости намагниченности,

измеренные в режиме FC (кривые 2, 5 и 8), показывают уменьшение намагниченности с температурой. В то же время для режима ZFC (кривые 1, 4, 7) наблюдается увеличение намагниченности до температуры, характеризующей блокировку магнитного момента кластера со средним магнитным моментом. Видно также, что температура T_{ir} , при которой наблюдается расщепление ZFC- и FC-кривых, т. е. при которой происходят необратимые магнитные изменения, также смещается в область высоких температур и разница между T_b и T_{ir} существенно увеличивается.

На вставке к рис. 2 приведены ZFC- и FC-зависимости для образца, имплантированного дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. В ZFC-режиме температурная зависимость намагниченности имеет максимум при температуре блокировки $T_b = 10 \text{ K}$, и пик на температурной зависимости достаточно узкий, а различие T_b и T_{ir} не превышает 1 К. Аппроксимация при температурах больше T_{ir} уравнением Ланжевена для кластеров со средним магнитным моментом μ_p [9] (сплошная линия)

$$M = M_s \left[\coth \left(\frac{\mu_p B}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{\mu_p B} \right] \quad (1)$$

дает достаточно хорошее согласие, что указывает на независимость величины среднего магнитного момента кластера μ_p от температуры, малый разброс частиц по размерам и отсутствие магнитного взаимодействия в ансамбле наночастиц кобальта в полимерной матрице.

В (1) M_s — намагниченность насыщения, μ_p — средний магнитный момент кластера, B — индукция

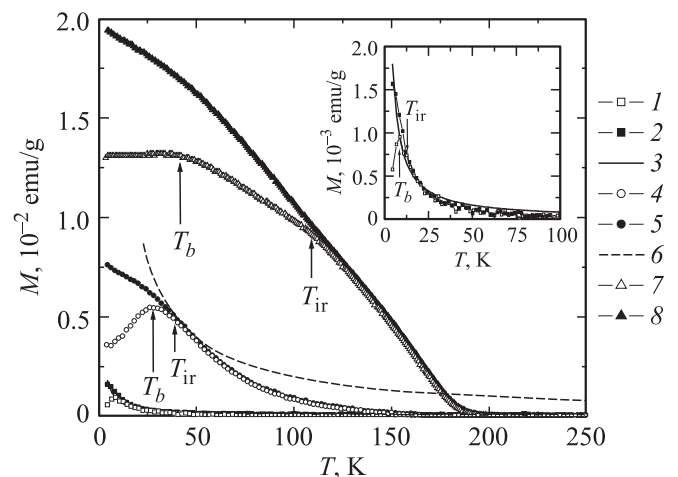


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности нанокластеров кобальта, сформированных имплантацией в пленках ПИ различными дозами при плотности ионного тока $j = 4 \mu\text{A/cm}^2$. $D, \text{ cm}^{-2}$: 1, 2 — $5 \cdot 10^{16}$, 4, 5 — $7.5 \cdot 10^{16}$, 7, 8 — $1.25 \cdot 10^{17}$. Измерения в ZFC- (1, 4, 7) и FC- (2, 5, 8) режимах. Линии 3 и 6 — теоретический расчет по формуле Ланжевена для доз $D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и $7.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ соответственно. На вставке — температурная зависимость намагниченности для дозы $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ в увеличенном виде.

магнитного поля, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Для дозы имплантации $7.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (кривые 4, 5 на рис. 2) ширина пика в режиме ZFC значительно больше, а температура блокировки увеличивается до $T_b = 30 \text{ K}$. Это свидетельствует о росте размеров магнитных кластеров с увеличением дозы, так как температура блокировки связана с эффективной константой магнитной анизотропии и объемом частицы соотношением [10]

$$K_{\text{eff}}V_p = \beta k_B T_b. \quad (2)$$

Здесь K_{eff} — эффективная константа магнитной анизотропии, V_p — объем магнитного кластера, $\beta = \ln(\tau_m/\tau_0)$, где τ_m — время измерения, а τ_0 — предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса для времени магнитной релаксации

$$\tau = \tau_0 \exp(K_{\text{eff}}V_p/k_B T_b). \quad (3)$$

В наших измерениях $\beta = 25$.

Отметим также, что в этом случае экспериментально наблюдается более резкое уменьшение намагниченности с температурой, чем предсказывает уравнение (1) (кривые 4–6). Такое расхождение может быть связано с появлением межкластерного магнитного взаимодействия при увеличении размеров и числа кластеров с ростом дозы имплантации; с этим хорошо согласуется значительное уширение пика на кривой ZFC при увеличении дозы. К такому же эффекту будет приводить и предложенное в [11] уменьшение магнитного момента кластера вследствие возрастания степени спинового внутрикластерного беспорядка при повышении температуры. Однако в таком подходе нет однозначного механизма уменьшения магнитного момента кластера при увеличении температуры, хотя использование экспоненциального уменьшения магнитного момента кластера с температурой позволяет хорошо согласовать экспериментальную и рассчитанные температурные зависимости намагниченности.

Основными эффектами имплантации полимеров ионами металлов являются карбонизация приповерхностного слоя и формирование в нем включений имплантированного металла. Как карбонизация, так и формирование металлических включений приводят к значительному увеличению проводимости приповерхностного слоя полиимида, имплантированного ионами кобальта. Так, проведенное в [5] изучение электрических характеристик полиимида, имплантированного ионами кобальта, показало, что проводимость имплантированных образцов значительно увеличивается с дозой и при достижении пороговых режимов имплантации наблюдается переход диэлектрик–металл. Тогда на металлической стороне перехода диэлектрик–металл наряду с присутствием диполь-дипольного взаимодействия возможно наличие взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ-взаимодействие). В этом случае магнитное взаимодействие между нанокластерами кобальта будет определяться π -электронами графитоподобных

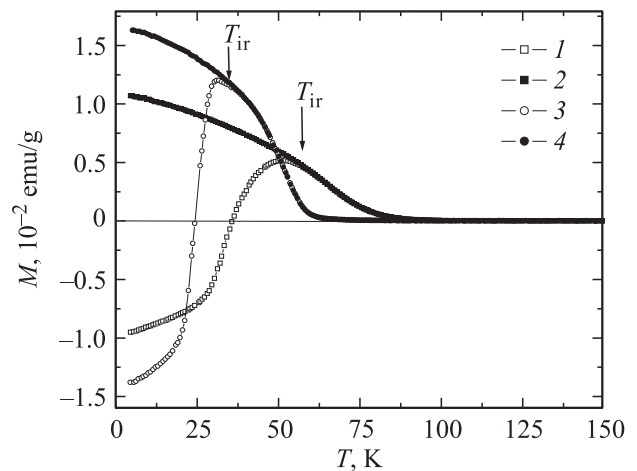


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности нанокластеров кобальта, сформированных в пленках ПИ имплантацией дозой $1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при различной плотности ионного тока, j , $\mu\text{A/cm}^2$: 1, 2 — 8, 3, 4 — 12. Измерения в ZFC- (1, 3) и FC- (2, 4) режимах.

кластеров в приповерхностном модифицированном слое. Такой вид магнитного взаимодействия предполагался при объяснении динамических магнитных характеристик полиимида, имплантированного ионами кобальта [12].

Дальнейшее увеличение дозы до $1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ приводит к появлению плато на кривой ZFC и типичному для ферромагнитной системы виду температурной зависимости намагниченности (кривая 7 на рис. 2) с температурой Кюри около 185 K. Как отмечалось выше, это может быть обусловлено, с одной стороны, увеличением размера формирующихся магнитных частиц при росте дозы, а с другой — увеличением проводимости модифицированного слоя и, как следствие, усилением РККИ-взаимодействия. Отметим также, что разница в температурном поведении намагниченности в режимах ZFC (кривая 7) и FC (кривая 8) и наличие слабо выраженного максимума ZFC-кривой свидетельствуют о наличии в пленках полиимида отдельных суперпарамагнитных кластеров и парамагнитных атомов кобальта.

Для установления магнитного состояния систем с сильным магнитным взаимодействием удобно использовать методику, при которой образцы охлаждаются в поле до низких температур, а нагрев проводится в противоположном по направлению поле той же величины. На рис. 3 показаны температурные зависимости намагниченности для образцов, имплантированных дозой $D = 1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при плотности ионного тока $j = 8$ и $12 \mu\text{A/cm}^2$. Плавный переход от отрицательного к положительному знаку намагниченности при увеличении температуры (кривая 1) свидетельствует о суперпарамагнитном поведении кластеров кобальта, сформированных при максимальной дозе Co^+ и плотности ионного тока $j = 8 \mu\text{A/cm}^2$. Такое изменение намагниченности при увеличении плотности ионного тока вызывается уменьшением размеров формирующихся магнитных кла-

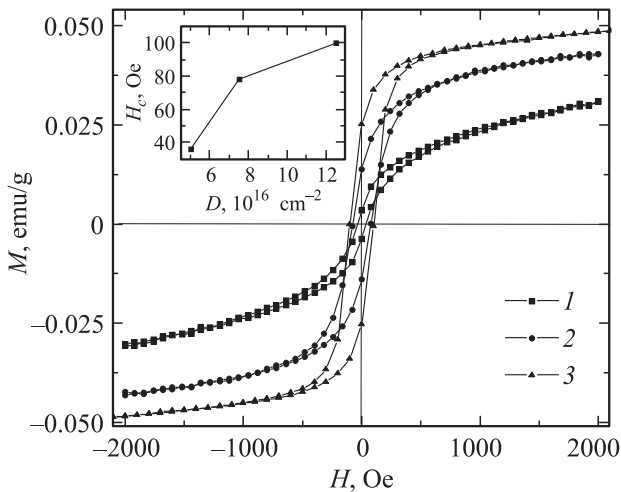


Рис. 4. Петли гистерезиса намагниченности при $T = 4.5$ К пленки полиимида, имплантированной ионами кобальта при плотности тока имплантации $j = 4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Дозы Co^+ D, cm^{-2} : 1 — $5 \cdot 10^{16}$, 2 — $7.5 \cdot 10^{16}$, 3 — $1.25 \cdot 10^{17}$. На вставке — дозовая зависимость коэрцитивной силы.

стеров. На это указывает сдвиг температуры расщепления в область более низких температур $T_{\text{ir}} = 56$ К по сравнению с имплантацией полиимида при меньшей плотности ионного тока и той же дозе ($T_{\text{ir}} = 110$ К). Эффект уменьшения размеров формирующихся металлических включений в диэлектрической матрице при ионной имплантации и увеличении плотности ионного тока наблюдался ранее [13] и связывался с разогревом мишени ионным пучком, в результате которого существенно увеличивалась диффузионная подвижность имплантированных ионов.

Уменьшение размеров формирующихся магнитных частиц с увеличением плотности ионного тока подтверждается дальнейшим сдвигом температуры расщепления в низкотемпературную область ($T_{\text{ir}} = 35$ К) для образца, имплантированного максимальной дозой при токе $j = 12 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Вид температурной зависимости намагниченности при $T > T_{\text{ir}}$ свидетельствует о нахождении этого образца в ферромагнитном состоянии с величиной температуры Кюри около 60 К. При этом, как видно (кривая 3), наблюдается достаточно резкое изменение знака намагниченности при увеличении температуры. С учетом того что имплантированные максимальной дозой при плотности ионного тока $j = 12 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ пленки обнаруживают металлическую проводимость [6], ферромагнитные свойства в первую очередь обусловлены РККИ-взаимодействием. Случай диэлектрического режима переноса электронов ($D = 1.25 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-2}$, $j = 4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$) может быть обусловлен формированием крупных не взаимодействующих агломератов кластеров с РККИ-взаимодействием либо диполь-дипольным взаимодействием.

На рис. 4 представлены петли гистерезиса при температуре $T = 4.5$ К для образцов, имплантированных в

интервале доз $D = 5 \cdot 10^{16} - 1.25 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-2}$ при плотности ионного тока $j = 4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Как и следовало ожидать, намагниченность насыщения возрастает с дозой вследствие увеличения размера и числа магнитных включений, а показанное на вставке увеличение коэрцитивной силы с дозой свидетельствует о формировании однодоменных частиц.

На рис. 5 показаны кривые намагничивания (экспериментальные точки) при $T = 100$ К для образцов, имплантированных дозами $D = 5 \cdot 10^{16}$ и $D = 7.5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ при токе имплантации $j = 4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. С учетом того что магнитные свойства этих образцов определяются как наличием кластеров кобальта, обнаруживающих суперпарамагнитное поведение, так и отдельных атомов кобальта, для которых $\mu_{\text{Co}}B/k_{\text{B}}T \ll 1$, формулу (1) можно переписать с учетом аддитивного сложения двух компонент намагниченности в виде

$$M = C_1 \left[\coth(C_2 B) - \frac{1}{C_2 B} \right] + C_3 B, \quad (4)$$

где $C_1 = \mu_p/k_{\text{B}}T$, $C_2 = N\mu_p$, $C_3 = \mu_{\text{Co}}/3k_{\text{B}}T$, а N — количество кластеров в единице объема, μ_p — магнитный момент кластера, μ_{Co} — магнитный момент атома кобальта.

Как видно, аппроксимация кривой намагничивания формулой (4) (сплошная линия на рис. 5) для дозы $D = 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ хорошо согласуется с экспериментальными данными (точки). В то же время для дозы $D = 7.5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ наблюдается незначительное расхождение рассчитанной и экспериментальной кривых намагничивания, что обусловлено, как отмечалось выше, появлением межкластерного взаимодействия при данной дозе имплантации.

Совпадение экспериментальной и аппроксимированной формулой (4) кривых намагничивания позволяет

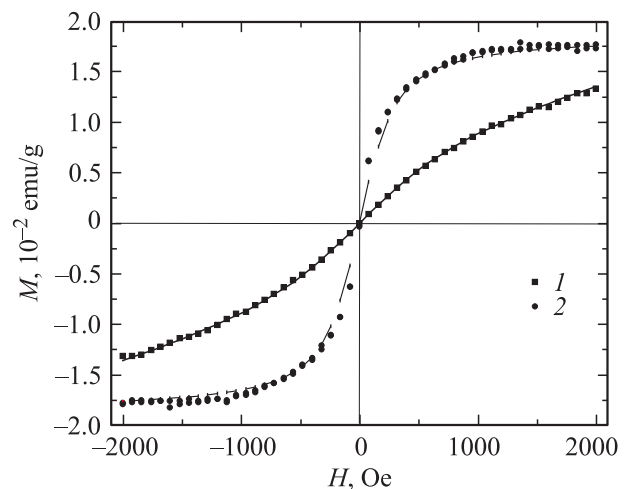


Рис. 5. Петли гистерезиса намагниченности для пленки полиимида, имплантированной ионами кобальта при токе имплантации $j = 4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Доза $D = 5 \cdot 10^{16}$ (1) и $7.5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ (2). Линии — теоретический расчет.

определить средний размер кластера и количество кластеров на единицу площади. Как известно, объемный кобальт может находиться в следующих кристаллических модификациях: кубическая гранецентрированная (β -Co), гексагональная плотноупакованная (α -Co), а также ε -модификация с решеткой β -Mn, которая наблюдается для частиц нанометрового размера [14]. Проведенная оценка показала, что рассчитанный размер кластера для разных кристаллических структур кобальта различается не более чем на 1.2% и для доз $D = 5 \cdot 10^{16}$ и $7.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ составляет 3.9 и 5.4 nm соответственно. Оценка размера для дозы $D = 7.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ проведена без учета межкластерного взаимодействия. Анализ кривых намагниченности позволяет судить и о плотности таких кластеров, которая составляет для обеих доз $(1 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Следует отметить, что разница для плотности укладывается в погрешность определения, что свидетельствует о прекращении формирования кластеров на более ранних стадиях.

Вычислим эффективную константу магнитной анизотропии для определенных выше размеров кластеров кобальта 3.9 и 5.4 nm, используя формулу (2). Полученные величины равны соответственно $K_{\text{eff}} = 1.1 \cdot 10^5$ и $4.2 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$, что значительно меньше объемной константы магнитной анизотропии K_v кобальта различных модификаций: для α -Co $K_v = 4.2 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [15], для β -Co $K_v = 2.7 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [16]. В то же время для кластеров кобальта близких размеров ($\sim 3 \text{ nm}$) ε -модификации эффективная константа магнитной анизотропии составляет $K_{\text{eff}} = 2.5 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [17], что может свидетельствовать о доминировании ε -модификации кобальта в исследуемых образцах.

Заметим, что полученные величины эффективных констант меньше значения объемных констант магнитной анизотропии кобальта. Поскольку для кластеров эффективная константа магнитной анизотропии определяется вкладом объемной и поверхностной составляющих ($K_{\text{eff}} = K_v + 6K_s/d$, где d — диаметр кластера [10]), учет поверхностной константы анизотропии приводит к увеличению значения эффективной константы.

Согласно теоретическим расчетам [18,19] для равномерно распределенных невзаимодействующих магнитных кластеров, температурная зависимость коэрцитивной силы H_c дается соотношением

$$\mu_0 H_c = \frac{K_{\text{eff}}}{M_s} \left[1 - \left(\frac{T}{T_b} \right)^\gamma \right], \quad (5)$$

где μ_0 — магнитная постоянная.

Показатель степени γ равен 0.5 и 0.77 для случаев упорядоченных [18] и случайно распределенных [19] направлений магнитных моментов кластеров соответственно.

На рис. 6 представлены температурная зависимость коэрцитивной силы в координатах $H_c - T^{0.5}$ (точки) и ее аппроксимация в низкотемпературной области по формуле (5) (прямая линия) для пленок полиимида,

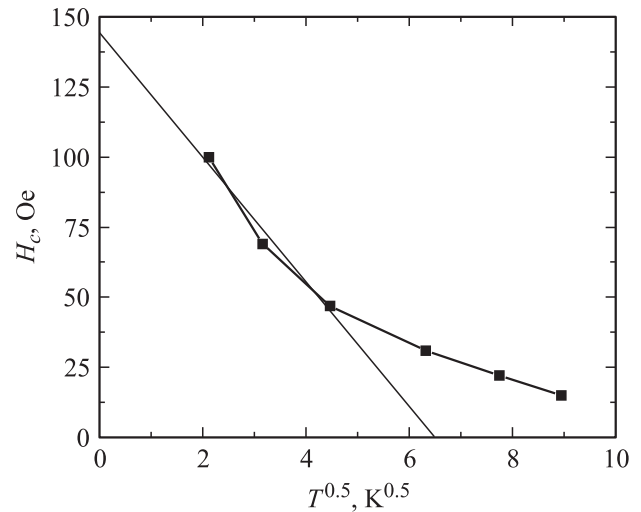


Рис. 6. Температурная зависимость коэрцитивной силы нанокластеров кобальта, сформированных в пленке полиимида при дозе имплантации $D = 1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ и плотности ионного тока $j = 4 \mu\text{A/cm}^2$.

имплантированных дозой $D = 1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при токе имплантации $j = 4 \mu\text{A/cm}^2$. Отклонение экспериментальных точек от зависимости $H_c(T^{0.5})$ при более высоких температурах, вероятно, обусловлено присутствием ферромагнитного упорядочения при данных условиях имплантации.

Используя экстраполяцию температурной зависимости H_c , можно получить величину коэрцитивной силы при температуре $T = 0 \text{ K}$ $H_c(0) \cong 145 \text{ Oe}$ и температуру блокировки $T_b = 45 \text{ K}$, что позволяет определить эффективную константу магнитной анизотропии, приведя формулу (5) к виду

$$K_{\text{eff}} \approx \frac{\mu_p}{V_p} \mu_0 H_c(0) = \frac{\mu_{\text{el}}}{V_{\text{el}}} \mu_0 H_c(0), \quad (6)$$

где μ_p и μ_{el} — магнитные моменты кластера и элементарной ячейки кобальта, V_p и V_{el} — объем кластера и элементарной ячейки кобальта соответственно.

Как и следовало ожидать, полученная константа значительно меньше ($K_{\text{eff}} = 2.1 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$) вследствие меньшего вклада поверхностной анизотропии из-за большего размера формирующихся при данной дозе кластеров. Оценка размера формирующихся кластеров с помощью экстраполированных величин $K_{\text{eff}} = 2.1 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ и температуры блокировки $T_b = 45 \text{ K}$ дает размер кластера $d = 11 \text{ nm}$.

4. Заключение

Таким образом, имплантация пленок полиимида ионами Co^+ с энергией 40 keV в интервале доз $D = 5 \cdot 10^{16} - 1.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ при плотности ионного тока $j = 4 \mu\text{A/cm}^2$ приводит к формированию нанокластеров кобальта в пленке полиимида с размерами от

3.9 до 11 nm. Увеличение плотности ионного тока при заданной дозе приводит к уменьшению размеров формирующихся кластеров вследствие разогрева полимерной пленки при имплантации.

Показано, что до доз имплантации $D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ суперпарамагнитные свойства сформированных композиционных материалов хорошо описываются уравнением Ланжевена с величиной среднего магнитного момента кластера $\mu_p = 4600\mu_B$. Увеличение дозы имплантации до величины, большей $D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, приводит к появлению межкластерного взаимодействия и формированию магнитоупорядоченной структуры. Варьирование плотности ионного тока имплантации позволяет получать композиционный материал с разной величиной температуры Кюри.

Список литературы

- [1] С.П. Губин, Ю.А. Кокшаров, Г.Б. Хомутов, Г.Ю. Юрков. Успехи химии **74**, 6, 539 (2005).
- [2] X. Battle, A. Labarta. J. Phys. D **35**, 6, R15 (2002).
- [3] И.А. Башмаков, С.М. Лукашевич, Т.Ф. Тихонова, М.Г. Лукашевич. ФММ **100**, 1, 24 (2005).
- [4] M.G. Lukashevich, X. Battle, A. Labarta, V.N. Popok, V.A. Zhikharev, R.I. Khaibullin, V.B. Odzhaev. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **257**, 589 (2007).
- [5] V. Popok, M. Lukashevich, S. Lukashevich, R. Khaibulin, V. Bazarov. Surf. Sci. **566–568**, 327 (2004).
- [6] V.N. Popok, M.G. Lukashevich, N.I. Gorbachuk, V.B. Odzhaev, R.I. Khaibullin, I.B. Khaibullin. Phys. Status Solidi A **203**, 7, 1545 (2006).
- [7] L.A. Laius, E.N. Dergacheva, T.J. Zhukova. Polyimides, chemistry and characterization / Eds C. Feger, M.M. Khojasteh, J.E. McGrath. Elsevier, Amsterdam (1989). 389 p.
- [8] V.N. Popok, R.I. Khaibullin, V.V. Bazarov, V.F. Valeev, V. Hnatowicz, A. Mackova, V.B. Odzhaev. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **191**, 695 (2002).
- [9] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 696 с.
- [10] X. Battle, M. García del Muro, J. Tejada, H. Pfeiffer, P. Görnert, E. Sinn. J. Appl. Phys. **74**, 5, 3333 (1993).
- [11] X.M. Lin, C.M. Sorenses, K.J. Klabunge, G.C. Hadjipanayis. J. Master. Res. **14**, 1542 (1999).
- [12] B.Z. Rameev, C. Okay, F. Yildiz, R.I. Khaibullin, V.N. Popok, B. Aktas. J. Magn. Magn. Mater. **278**, 164 (2004).
- [13] А.Л. Степанов. Синтез и оптические свойства метаматериалов с металлическими наночастицами. Автореф. докт. дис. КГУ, Казань (2009). 31 с.
- [14] D.P. Diniega, M.G. Bawendi. Angew. Chem. Int. Ed. **38**, 12, 1788 (1999).
- [15] В.М. Федосюк. Многослойные магнитные структуры. БГУ, Минск (2000). 196 с.
- [16] J.P.Chen, C.M. Sorensen, K.J. Klabunde, G.C. Hadjipanayis. Phys. Rev. B **51**, 11 527 (1995).
- [17] A.N. Dobrynin, M.J. Van Bael, K. Temst, P. Lievens. New J. Phys. **9**, 258 (2007).
- [18] C.P. Bean, J.D.Livingston. J. Appl. Phys. **30**, 4, 120S (1959).
- [19] H. Pfeiffer. Phys. Status Solidi A **118**, 1, 295 (1990).