

УДК 539.234; 537.636

Э.Ю. БУЧИН, С.Г. СИМАКИН, В.В. НАУМОВ

ЭФФЕКТ МАГНИТОМИГРАЦИИ В ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ И ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ КОБАЛЬТ-МЕДЬ

Введение

Магнитные наносистемы в настоящее время активно и всесторонне исследуются, что обусловлено обнаружением в них ряда уникальных физических явлений, таких как спин-зависимое рассеяние электронов проводимости, косвенное обменное взаимодействие, поверхностная магнитная анизотропия и др. На основе указанных явлений развивается новое научно-техническое направление – спинтроника.

Причиной этих явлений является резкое изменение зонной структуры материалов при переходе от массивных образцов к наносистемам. При этом происходит расщепление валентной зоны и зоны проводимости на ряд дискретных энергетических уровней, расстояние между которыми зависит от размеров частиц в системе. Изменение зонной структуры отражается на свойствах вещества, обусловленных поведением электронов, в первую очередь, на магнитных и электрических свойствах [1]. Отличия в температурах Кюри (T_C) или Нееля (T_N) между массивными образцами и наносистемами одного и того же элементного состава могут достигать сотен градусов [2]. При постепенном уменьшении размера ферромагнитного образца последовательно имеют место фазовые переходы в однодоменное состояние, суперпарамагнитное состояние, и, наконец, при критическом линейном размере происходит магнитный фазовый переход первого рода и ферромагнетизм исчезает при всех температурах. Ультрадисперсные частицы, размером меньше критической величины, будут находиться уже в парамагнитном состоянии. Таким образом, размер частиц в системе определяет ее магнитные свойства.

Спинтроника с момента своего развития за прошедшие два с половиной десятилетия прошла путь от простейших спин-вентильных структур до магниторезистивной памяти и спиновых нанотранзисторов. Размер исполнительных элементов в приборах неуклонно уменьшается, а степень их интеграции нарастает. При длительном совместном воздействии выделяемого

тепла и генерируемых или внешних магнитных полей в магнитных наноструктурах возможен неконтролируемый массоперенос, по аналогии с явлением электромиграции в микроэлектронных приборах. Это может привести к снижению характеристик приборов спинтроники или полному их отказу.

Целью данной работы является исследование процессов массопереноса в модельных наноструктурах при длительном совместном воздействии на них умеренной температуры и внешнего магнитного поля. Все приборы спинтроники базируются на двух основных типах структур – квантовые точки и квантовые слои. Поэтому для исследования были выбраны два модельных объекта: гранулированная пленка и двухслойная структура, состоящая из магнитного и немагнитного металлических слоев. Наиболее часто в спинтронике применяют такие материалы, как кобальт и медь, именно они и были использованы при исследовании.

1. Гранулированные пленки кобальт-медь

Магнетизм этих пленок обусловлен нанометровыми гранулами (кластерами) кобальта, распределенными в диамагнитной медной матрице. В соответствии с фазовой диаграммой бинарной системы Co-Cu (в координатах “температура–концентрация”) в равновесных условиях выбранная пара металлов во всем диапазоне концентраций не образует между собой устойчивых сплавов или интерметаллических соединений. Свободная поверхностная энергия Co ($2,71 \text{ Дж/м}^2$) в 1,5 раза превышает эту же энергию для Cu ($1,93 \text{ Дж/м}^2$), что способствует сегрегации кобальта в медной матрице. Теплота образования соединения из Co и Cu величина положительная ($+13 \text{ кДж/г атом}$), что препятствует возникновению прочных химических связей между этими элементами [3]. Однако при их одновременном осаждении вакуумными методами в процессе перемешивания адатомов образуются метастабильные твердые растворы, поскольку несоответствие параметров гранецентрированной кубической решетки у Co и Cu составляет всего 2%. В отличие от массивных образцов, в пленочном состоянии Co в присутствии Cu формируется именно с такой кристаллической решеткой [4].

При нагреве твердые растворы распадаются с выделением кобальта. Если нагрев кратковременный и не слишком интенсивный, то кобальт выделяется в ультрадисперсном (кластерном) состоянии. Это наблюдается при одностадийной технологии формирования гранулированных пленок путем их осаждения на горячие подложки. Если же после осаждения проводят дополнительный отжиг пленок при температурах $450\div 500^\circ\text{C}$ (двухстадийная технология), то в результате процесса перекомденсации часть кобальтовых кластеров увеличивается в размере за счет более мелких соседей. При этом конечный размер гранул зависит от общей концентрации кобальта в пленке, температуры и длительности отжига. Выбранный состав пленок и метод их формирования определяют размерность гранулированной системы и, соответственно, ее магнитные свойства. В работе [5] авторы показали, что «гранулированные сплавы» Co-Cu, сформированные по одностадийной технологии, при концентрации кобальта более 40 ат.% являются ферромагнитными, при концентрации кобальта 30 ат.% они проявляют парамагнитные свойства

в диапазоне температур от 200 К и выше, а при концентрации кобальта менее 10 ат.% являются парамагнитными при всех температурах.

Таким образом, выбрав в качестве объекта исследования гранулированную пленку с концентрацией кобальта менее 30 ат.% и одностадийный метод ее формирования, мы априори будем иметь систему, состоящую из двух фаз: парамагнитной (ультрадисперсный кобальт) и диамагнитной (поликристаллическая медь). Известно, что у парамагнетика свободная энергия в магнитном поле понижается, и, при наличии неоднородности поля, он втягивается в область наибольшей его напряженности. Диамагнетик, напротив, выталкивается из этой области, поскольку во внешнем поле приобретает магнитный момент, направленный навстречу намагничивающему полю.

Для исследования процессов массопереноса необходима достаточная подвижность среды. Самый доступный способ добиться этого – нагрев, однако, если температура будет слишком высокой, начнется процесс укрупнения кобальтовых гранул и, соответственно, изменятся их магнитные свойства. При выборе температуры нагрева нужно учесть следующее: при переходе от массивного образца к наноразмерным системам изменяются не только магнитные и электрические, а практически все свойства вещества, в том числе и диффузионные. Например, в работе [6] авторы показали, что для мелкозернистой пленки Cu-Ni с характерным размером 5 нм, коэффициент зернограничной диффузии при заданной температуре увеличивается на 10 порядков по сравнению со значением для массивных образцов. Это происходит за счет существенного снижения энергии активации процессов массопереноса в низкоразмерных системах. Именно такими системами и являются магнитные гранулированные пленки. Поэтому высокая подвижность среды должна обеспечиваться в них уже при умеренных температурах.

1.1. Изготовление образцов и методы их измерения

Для исследования выбрана гранулированная пленка состава $\text{Co}_{20}\text{Cu}_{80}$; экспериментальные образцы изготавливали по одностадийной технологии путем осаждения на горячие подложки. В работе использовалась ионно-плазменная установка ИПУ-62 с наборной мишенью, распыление кобальта и меди происходило одновременно. Исходный вакуум в рабочей камере установки составлял 10^{-6} Торр, при напуске плазмообразующего газа аргона вакуум поддерживался на уровне 10^{-4} Торр. Пленки осаждали на нагретые до 200 °С кремниевые подложки размером 20×20 мм, скорость осаждения составляла 1 Å/с.

Структуру образцов исследовали на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (Cu-K α -излучение, $\lambda = 0,154$ нм). На рис. 1 представлены спектры гранулированной пленки и пленки чистой меди (для сравнения), осажденной также на горячую кремниевую подложку. Видно, что гранулированные пленки имеют поликристаллическую структуру, параметры которой задает медь (ГЦК). На дифрактограммах гранулированных пленок отсутствуют пики, соответствующие кристаллическому кобальту. Это объясняется тем, что кобальт в пленках присутствует в ультрадисперсном (кластерном) состоянии и не может быть зарегистрирован с помощью обычной дифракционной техники.

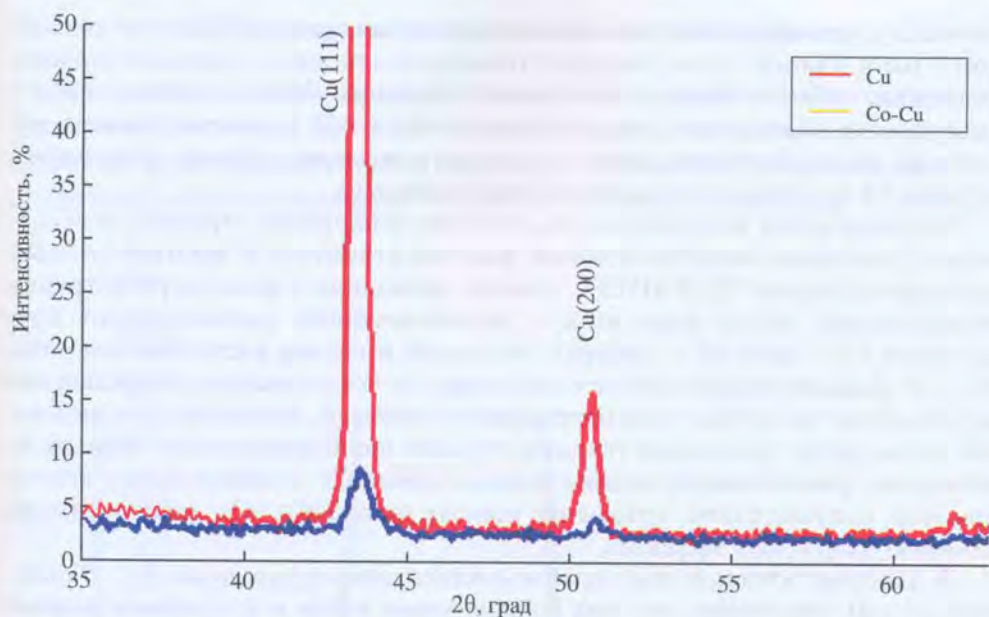


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы пленок меди и гранулированного сплава Co-Cu

На дифрактограммах видно, что интенсивность пика (111) для пленки чистой меди намного больше, чем для гранулированной пленки. Объясняется это тем, что пленка меди формируется с ярко выраженной аксиальной текстурой (111), большинство ее зерен ориентировано так, что плоскость (111) в них лежит параллельно или почти параллельно поверхности. Именно поверхность подложки является причиной такой ориентации атомных плоскостей. В гранулированной пленке, кроме поверхности подложки, ориентирующим действием обладает поверхность кобальтовых гранул, зерна меди ориентированы хаотически вокруг них, как следствие, рефлекс (111) такой пленки намного меньше.

Низкая интенсивность пиков и большая величина параметра полной ширины на полувысоте свидетельствуют о мелкозернистой и разупорядоченной структуре гранулированных пленок. Все это подтверждает предположение о том, что при нагреве экспериментальные пленки будут представлять собой высокоподвижную среду.

Для исследования процессов массопереноса формировали пленочные структуры состава $a\text{-Si}/\text{Co-Cu}/a\text{-Si}/c\text{-Si}$. То есть до осаждения гранулированных пленок на поверхность монокристаллического кремния (100) методом магнетронного распыления наносили слой аморфного кремния толщиной 30 нм. Такой же слой наносили на поверхность уже сформированной гранулированной пленки. Аморфные слои выполняли две функции: защищали пленку от воздействия внешней среды и создавали симметричные условия для массопереноса в процессе последующего отжига. Гранулированные пленки имели толщину 50 и 100 нм. Полученные таким образом структуры подвергали длительному низкотемпературному (220 °C) вакуумному отжигу при воздействии внешнего магнитного поля. Экспериментальное поле соз-

давалось с помощью постоянного магнита цилиндрической формы диаметром 7 мм и длиной 35 мм, который устанавливали либо с тыльной стороны подложки, либо со стороны пленочной структуры. Напряженность поля у поверхности образца при этом составляла 500 и 550 Э соответственно, его силовые линии были параллельны плоскости подложки. Отжиг проводили в течение 18 ч, в три цикла (по шесть часов каждый).

Распределение компонентов по толщине пленочных структур исследовали с помощью вторично-ионного масс-спектрометра с времяпролетным масс-анализатором "TOF.SIMS³". Анализ проводили в режиме регистрации молекулярных ионов вида MCs_n^+ с использованием распыляющего пучка ионов Cs^+ . Здесь М – элемент, входящий в состав распыляемого слоя, $n = 1, 2$. Данный режим наиболее подходит для исследования распределения компонентов по глубине рассматриваемых структур, поскольку формирование ионов MCs_n^+ происходит главным образом над поверхностью образца по механизму рекомбинации положительных ионов Cs^+ и нейтральных атомов примеси, следовательно, отношение ионных токов MCs_n^+/Cs_n^+ не подвержено влиянию матричных эффектов.

В качестве зондирующих использовались кластерные ионы Bi_3^+ с энергией 25 кэВ. Интенсивность тока зондирующих ионов в постоянном режиме (DC current) составляла 22 нА. Исходная ширина зондирующего импульса составляла 13,6 нс, электродинамическая временная фокусировка (bunching) сжимала зондирующий импульс до величины 0,9 нс к моменту, когда он достигал поверхности образца. Разрешение по массам в данном случае составляло $M/\Delta M \approx 4400$ (ΔM – полная ширина на полувысоте) для $^{133}Cs^{63}Cu$. Время цикла составляло 80 мкс, что задавало верхнюю границу диапазона масс в 563 ат. ед.

Для распыления поверхности использовался пучок ионов Cs^+ с энергией 2 кэВ. Интенсивность тока первичных ионов составляла 185 нА. Пучок фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром 100 мкм и разворачивался в растр 500×500 мкм. Время воздействия распыляющего пучка в каждом цикле составляло 60 мкс. Зондирующий пучок ионов висмута разворачивался в растр 50×50 мкм в центре области, перекрываемой распыляющим пучком. Дискретизация развертки зондирующего пучка составляла 128×128 точек.

Перед проведением послойного анализа в отдельном измерении на склоне кратера, протравленного ионной бомбардировкой до кремниевой подложки, регистрировали масс-спектр положительных вторичных ионов. Он использовался для калибровки шкалы масс и выбора интервалов интегрирования, соответствующих масс-пикам вторичных ионов $^{133}Cs^+$, $^{59}Co^{133}Cs^+$, $^{63}Cu^{133}Cs^+$, $^{133}Cs_2^+$, $^{16}O^{133}Cs_2^+$, $^{28}Si^{133}Cs_2^+$. В процессе анализа в каждой точке растра регистрировался полный масс-спектр в указанном диапазоне масс. Для построения профиля послойного анализа использовались интенсивности сигналов, интегрированных по площадям выбранных масс-пиков. ВИМС-профили представляли собой зависимость интенсивности ионных токов от времени анализа, которое затем пересчитывалось в глубину травления. Ионные токи $^{59}Co^{133}Cs^+$ и $^{63}Cu^{133}Cs^+$, характеризующие содержание кобальта и меди, нормировались на интенсивность вторичных ионов $^{133}Cs^+$, а ионные токи $^{16}O^{133}Cs_2^+$ и $^{28}Si^{133}Cs_2^+$, характеризующие содержание кислорода и кремния, нормировались на интенсивность вторичных ионов $^{133}Cs_2^+$.

1.2. Результаты экспериментов и их обсуждение

В ходе исследования на основе данных ВИМС-анализа было обнаружено существенное влияние постоянного неоднородного магнитного поля на массоперенос в экспериментальных образцах в процессе их отжига. На рис. 2, *a* приведены концентрационные профили исходной пленочной структуры

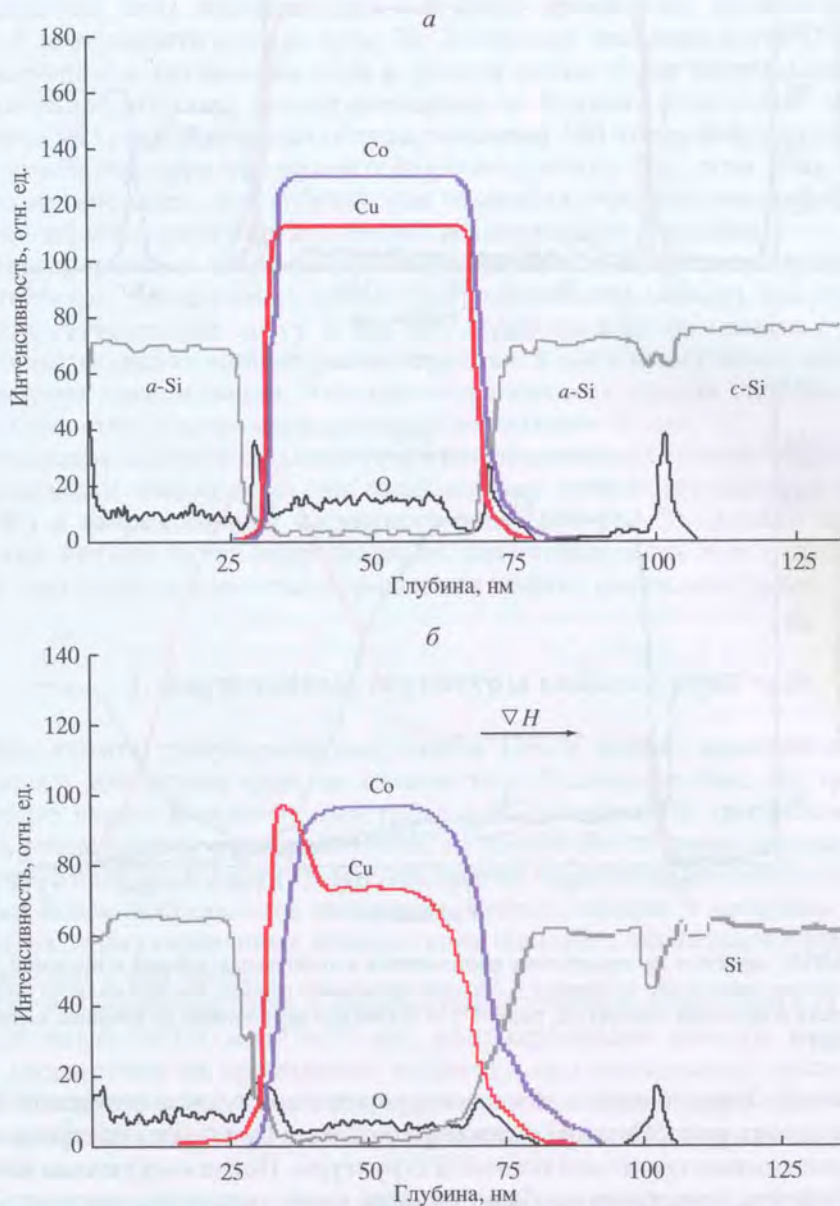


Рис. 2. ВИМС-профили распределения компонентов в экспериментальной пленочной структуре: *a* – после напыления, до отжига; *b* – после магнитного отжига, с напряженностью поля у поверхности пленочной структуры, равной 500 Э (магнит расположен с тыльной стороны подложки)

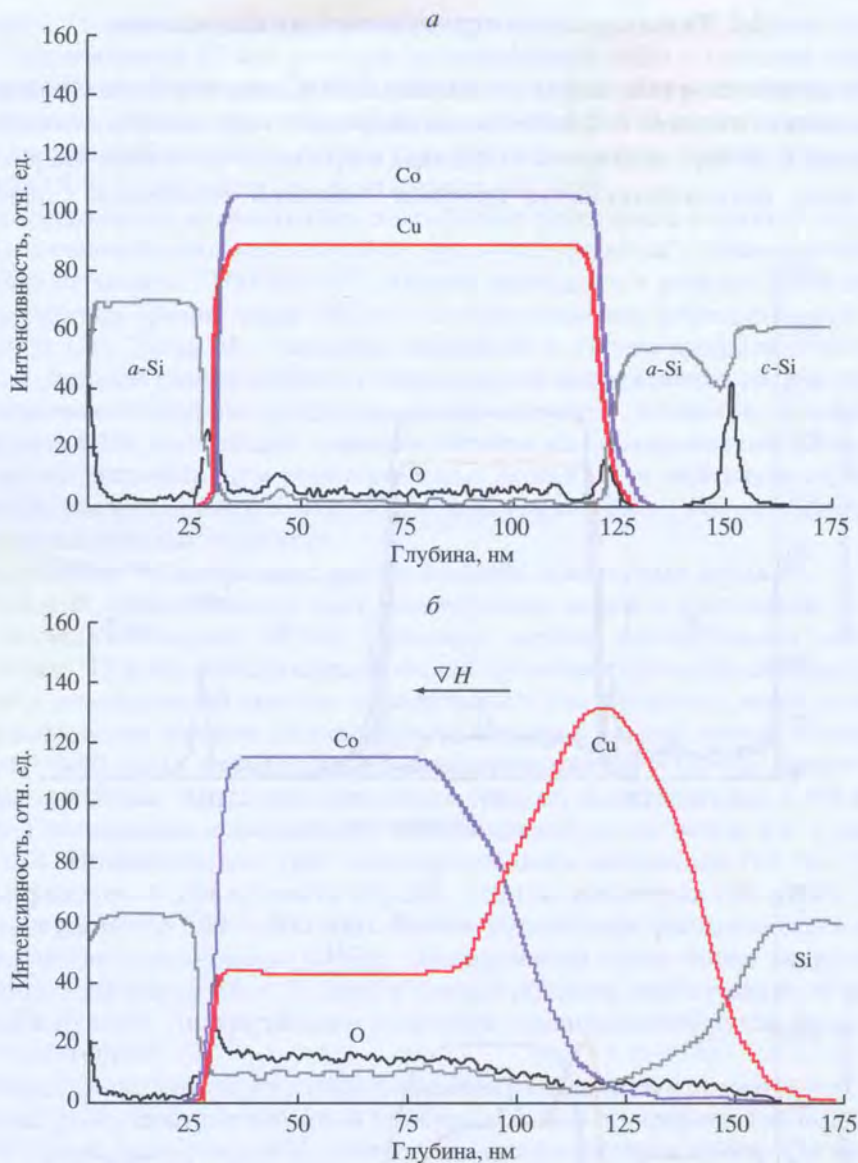


Рис. 3. ВИМС-профили распределения компонентов в экспериментальной пленочной структуре: *a* – после напыления, до отжига; *б* – после магнитного отжига, с напряженностью поля у поверхности пленочной структуры, равной 550 Э (магнит расположен со стороны пленочной структуры)

(до отжига). Хорошо видно, что в гранулированной пленке толщиной 50 нм кобальт и медь распределены равномерно. Локальные пики кислорода отражают межслоевые границы пленочной структуры. После вакуумного магнитного отжига распределение кобальта и меди существенно изменилось, о чем свидетельствуют профили, представленные на рис. 2, *б*. Стрелкой указано направление увеличения напряженности магнитного поля, в данном случае постоянный магнит монтировали с тыльной стороны кремниевой подложки.

Напряженность внешнего поля у поверхности пленочной структуры составляла 500 Э. В результате отжига в гранулированной пленке максимумы концентраций основных компонентов разошлись на расстояние 18 нм, медь мигрировала из области сильного поля, а кобальт, наоборот, переместился в эту область.

При расположении постоянного магнита со стороны пленочной структуры в процессе отжига миграция компонентов происходила в обратном направлении: медь перемещалась в сторону кремниевой подложки, а кобальт к поверхности пленки (рис. 3). Поскольку напряженность (550 Э) и неоднородность магнитного поля в данном случае были выше, максимумы концентраций кобальта и меди разошлись на большее расстояние – 60 нм. Фактически гранулированная пленка толщиной 100 нм трансформировалась в двухслойную структуру разного фазового состава. При этом медь мигрировала интенсивнее, чем кобальт, она полностью прошла сквозь буферный слой аморфного кремния и внедрилась в кремниевую подложку.

Массоперенос в твердом теле осуществляется посредством диффузии или миграции, часто бывает трудно разграничить эти явления, как правило, они сопутствуют друг другу. И все же, диффузия в целом связана с выравниванием градиента концентрации вещества, а здесь имеет место смещение максимумов концентраций. Этот тип массопереноса следует определить как миграцию, стимулированную внешним магнитным полем.

Благодаря высокой подвижности гранулированных пленок эффект магнитомиграции наблюдался при относительно низкой температуре отжига (220 °C) и напряженности магнитного поля (500–550 Э). Вполне понятно, что, чем больше будет напряженность магнитного поля и его неоднородность, тем интенсивнее может проявиться эффект магнитомиграции.

2. Двухслойные структуры кобальт-медь

При отжиге гранулированных пленок Co-Cu эффект магнитомиграции проявился достаточно ярко, во многом это обусловлено тем, что гранулированные среды являются метастабильной субстанцией, кристаллические блоки расположены неупорядоченно, межзеренные границы рыхлые, присутствует аморфная фаза [3]. Многослойные пленочные наноструктуры являются более стабильными системами. Соответственно и процессы массопереноса, стимулированные воздействием внешнего магнитного поля, могут проявляться в них иначе.

Для исследования были выбраны тонкопленочные структуры Co(20 нм)/Cu(100 нм) и Cu(100 нм)/Co(100 нм), сформированные методом магнетронного распыления на кремниевые подложки при нормальной температуре. По аналогии с предыдущими экспериментами, с обеих сторон они были закрыты слоями аморфного кремния толщиной 30 нм. Образцы имели размер 20 × 15 мм.

Структуру образцов также исследовали на рентгеновском дифрактометре ДРОН-ЗМ. На рис. 4 представлены дифрактограммы исследуемого образца и структуры Cu(100 нм)/Co(100 нм) для сравнения. На диаграмме экспериментального образца пик кристаллического кобальта практиче-

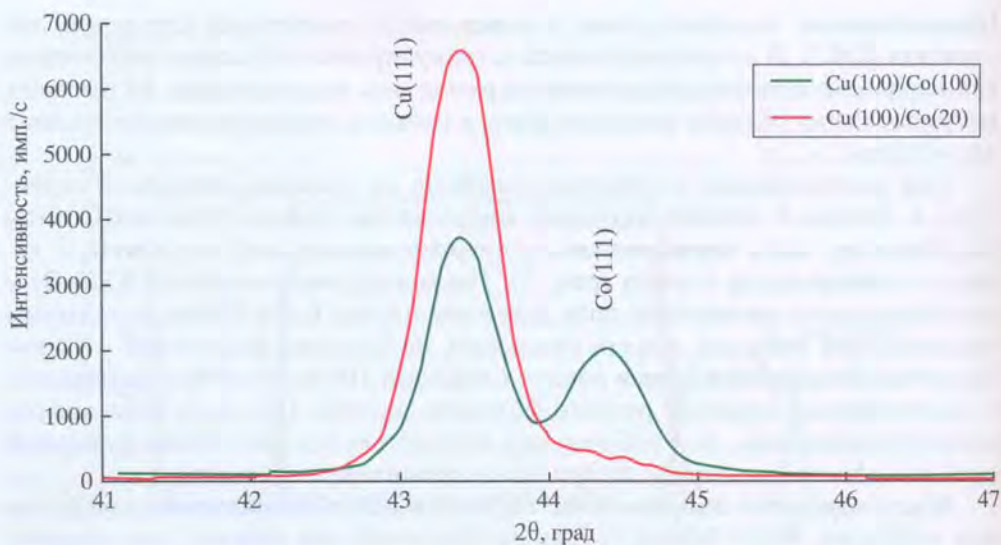


Рис. 4. Рентгеновские дифрактограммы двухслойных пленочных структур Cu/Co с разной толщиной кобальтового слоя

ски не выражен. Это говорит о том, что пленка кобальта толщиной 20 нм является структурно неоднородной и состоит из мелких неупорядоченных блоков. В этом есть некоторая аналогия с гранулированной пленкой Co-Cu, но, тем не менее, рассматриваемая система является более стабильной.

Экспериментальные пленочные структуры подвергали низкотемпературному вакуумному отжигу (200 °C) при воздействии внешнего постоянного неоднородного магнитного поля. Постоянный магнит цилиндрической формы монтировали над образцом. Максимальная напряженность поля у поверхности пленочной структуры составляла 550 Э, его силовые линии были параллельны плоскости подложки. Отжиг проводили в течение 18 ч, в три цикла (по шесть часов каждый).

Распределение компонентов по толщине пленочной структуры до и после отжига регистрировали с помощью вторично-ионного масс-спектрометра с времяпролетным масс-анализатором "TOF.SIMS" по методике, описанной выше.

Сначала исследовали структуру *a*-Si(30)/Co(20)/Cu(100)/*a*-Si(30)/*c*-Si. На рис. 5 представлены данные ВИМС-анализов, из которых хорошо видно, что в исходном образце слои кобальта и меди являлись сплошными с резкими интерфейсами. Локальные пики кислорода отражают межслоевые границы пленочной структуры. После отжига наблюдалось уширение слоев кобальта и меди за счет термодиффузии, а также разнонаправленное смещение концентрационных пиков за счет магнитомиграции. Максимум распределения кобальта сдвинулся в область сильного поля на 10 нм, частично вытеснив аморфный кремний в глубь структуры. Максимум распределения меди переместился в противоположную сторону на 30 нм, при этом аморфный кремний был полностью вытеснен в глубь структуры. На рис. 6 схематично

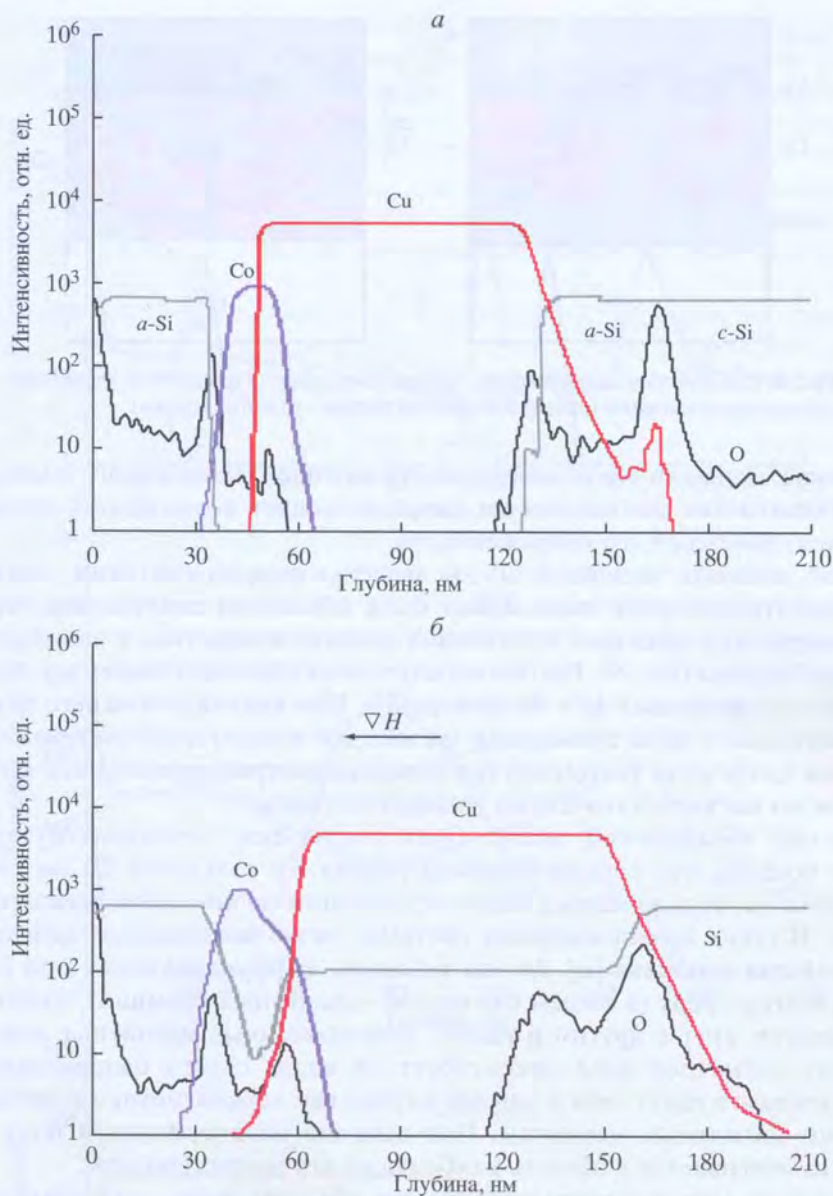


Рис. 5. ВИМС-профили распределения компонентов в экспериментальной пленочной структуре: *a* – после напыления, до отжига; *b* – после магнитного отжига

представлены поперечные сечения структуры до и после магнитного отжига, отражающие изменение параметров слоев. Более активное перемещение меди объясняется ее высокими диффузионными свойствами, например, коэффициент самодиффузии меди (в одном и том же температурном интервале) в 200 раз больше, чем у кобальта [7].

Смещение концентрационного максимума меди обусловлено тем, что она в любом агрегатном состоянии является диамагнетиком. Как уже было отме-

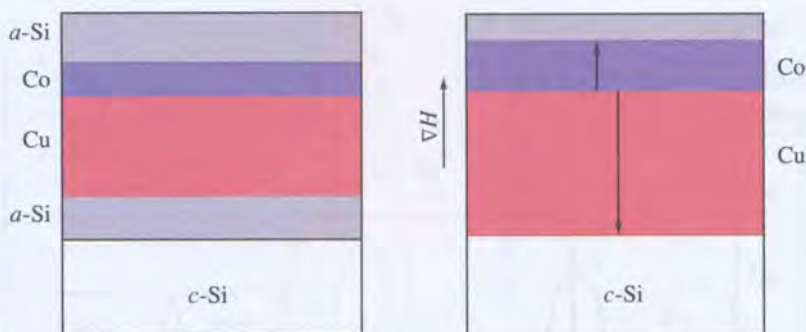


Рис. 6. Схематичное изображение поперечного сечения пленочной структуры в исходном состоянии (слева) и после магнитного отжига (справа)

чено выше, при наличии неоднородности внешнего постоянного магнитного поля диамагнетик выталкивается (если позволяет подвижность среды) из области наибольшей его напряженности.

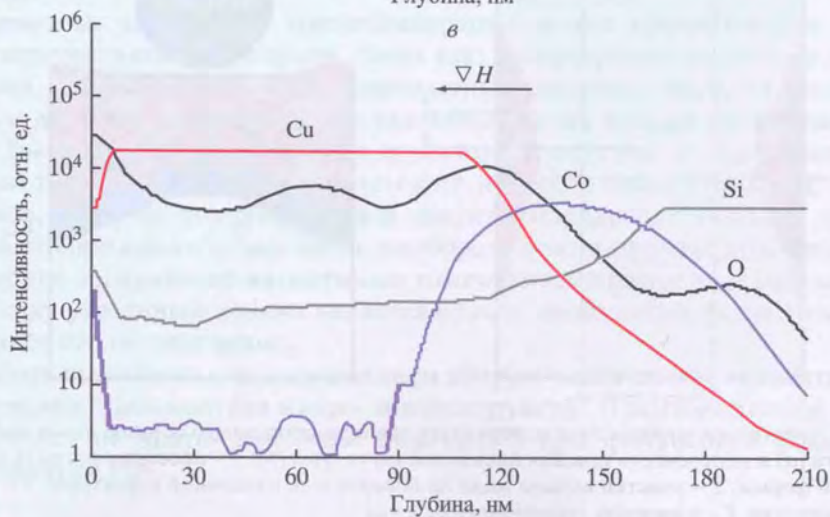
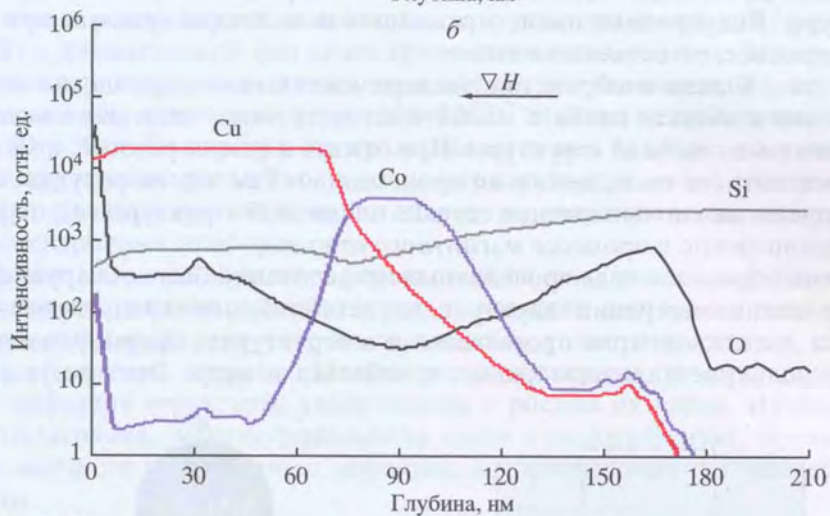
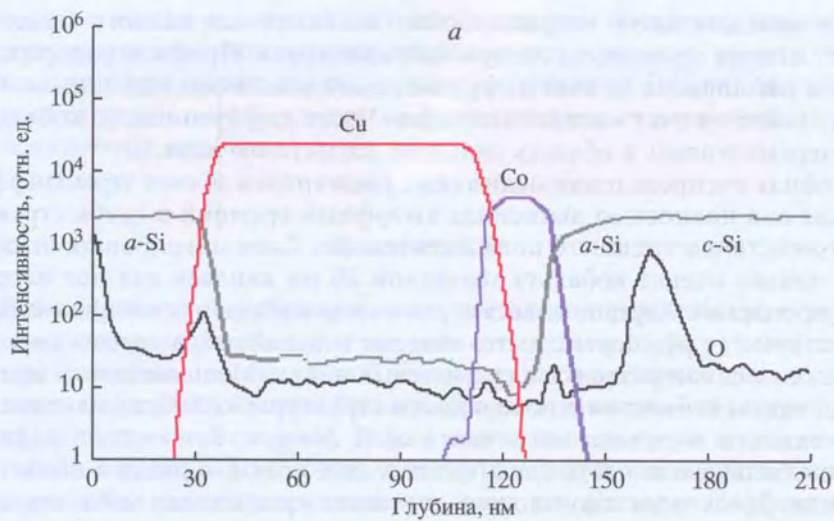
Слой кобальта толщиной 20 нм является ферромагнетиком, смещение его концентрационного пика может быть объяснено следующим образом. Ферромагнетики обладают спонтанной намагниченностью, в элементах переходной группы (Co, Ni, Fe) она образуется из спиновых моментов системы коллективизированных $3d + 4s$ -электронов. При наличии внешнего постоянного магнитного поля суммарный магнитный момент этой системы ориентируется вдоль него. В этом случае сдвиг концентрационного пика кобальта обусловлен магнитостатическим взаимодействием.

Другим объяснением может быть следующее. Рентгеноструктурный анализ показал, что рассматриваемая пленка Co толщиной 20 нм состоит из мелких неупорядоченных блоков с большим количеством межзеренных границ. В таких низкоразмерных системах резко повышаются диффузионные свойства вещества [6]. Атомы кобальта, диффундирующие при отжиге в изотропную среду (в нашем случае это — аморфный кремний), слабо взаимодействуют друг с другом и имеют локализованные магнитные моменты. Внешнее магнитное поле ориентирует их вдоль своего направления, т.е. атомы кобальта ведут себя в данном случае как парамагнетики с аномально большим магнитным моментом. При наличии неоднородности поля парамагнетик втягивается в область наибольшей его напряженности.

Вероятно, одновременно реализуются оба описанных механизма магнитомиграции кобальта.

На втором этапе исследовали структуру $a\text{-Si}(30)/\text{Cu}(100)/\text{Co}(20)/a\text{-Si}(30)/c\text{-Si}$. Результаты ВИМС-анализов образцов представлены на рис. 7. После вакуумного магнитного отжига распределение компонентов в пленочной структуре существенно изменилось по сравнению с исходным. На рис. 7, б приведены концентрационные профили, измеренные в центре образца в

Рис. 7. ВИМС-профили распределения компонентов в экспериментальной пленочной структуре: а — после напыления, до отжига; б — в центре образца после магнитного отжига; в — на краю образца после магнитного отжига



области максимальной напряженности внешнего магнитного поля. В результате отжига произошли следующие изменения. Профиль распределения кобальта расширился за счет диффузии, а его максимальный пик сместился к поверхности за счет магнитомиграции. Часть диффузионного кобальта активно переместилась в область сильного магнитного поля.

Профиль распределения меди также расширился за счет термодиффузии, при этом она полностью вытеснила аморфный кремний в глубь структуры. Под воздействием внешнего поля медь должна была мигрировать от поверхности, однако пленка кобальта толщиной 20 нм явилась для нее непреодолимой преградой. Хорошо известно, что слои кобальта (силицида кобальта) препятствуют диффузии меди; это явление используют, в частности, при изготовлении медной разводки в кремниевых чипах. Медь оказалась прижатой мигрирующим кобальтом к поверхности структуры в области максимальной напряженности внешнего магнитного поля. На рис. 7, в хорошо видно, что при этом большая ее часть была вытеснена к краям образца в область слабого поля. Здесь медь смогла даже оттеснить края пленки кобальта в глубь структуры. Кислородные пики, отражавшие межслоевые границы при таком массопереносе, естественно исчезли.

На рис. 8 дано изображение экспериментального образца, на котором видно, что в области слабого магнитного поля часть меди даже вышла на поверхность пленочной структуры. При отжиге в том же режиме, но в отсутствии магнитного поля, такого не происходило. Там же, на рисунке, схематично представлено поперечное сечение пленочной структуры (4), отражающее массоперенос в процессе магнитного отжига.

Таким образом, в ходе проведенных исследований было обнаружено, что эффект магнитомиграции наряду с метастабильными гранулированными средами достаточно ярко проявляется и в структурах, сформированных из тонких поликристаллических пленок кобальта и меди. Этот результат за-

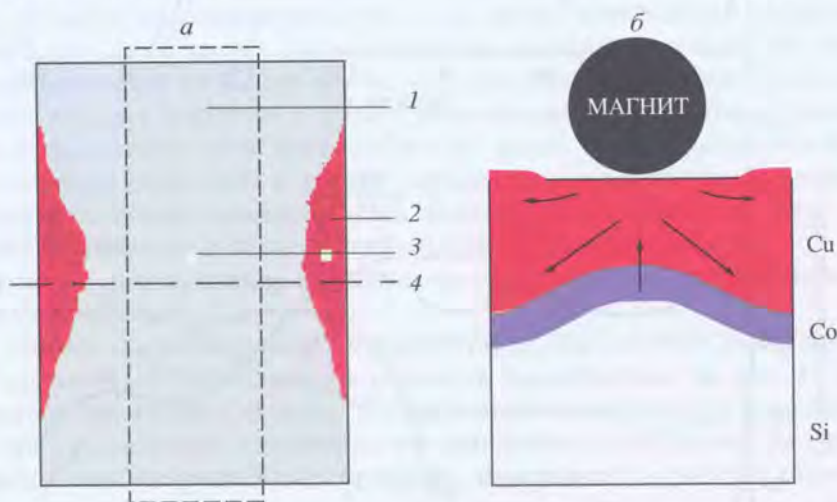


Рис. 8. Схематичное изображение поверхности экспериментального образца после магнитного отжига (а) и поперечного сечения пленочной структуры (б): 1 – проекция магнита цилиндрической формы; 2 – участки выхода меди на поверхность пленочной структуры; 3 – растры ВИМС-анализа; 4 – плоскость поперечного сечения

служивает внимания и дальнейшего исследования, поскольку аналогичные структуры лежат в основе многих приборов спинтроники, причем используемые там пленки имеют гораздо меньшую толщину. Эффект магнитомиграции может существенно влиять на функциональные параметры и надежность конкретных приборов.

Заключение

В данной работе исследованы процессы массопереноса в гранулированной пленке и двухслойной структуре кобальт-медь при длительном совместном воздействии на них умеренной температуры и внешнего неоднородного магнитного поля. Эти объекты были выбраны в качестве структур, моделирующих приборы спинтроники. В результате проведенных исследований в обоих типах структур был обнаружен эффект магнитомиграции основных компонентов под действием указанных внешних факторов. Эффект проявлялся в виде разнонаправленного массопереноса парамагнитной (ферромагнитной) и диамагнитной фаз вдоль градиента внешнего поля. За счет высокой подвижности исследованных сред эффект магнитомиграции отчетливо наблюдался уже при температуре $200 \div 220$ °C и напряженности магнитного поля $500 \div 550$ Э. Этот результат представляется нам важным, поскольку неконтролируемый массоперенос в спиновых структурах может сильно влиять на их функциональные свойства, по аналогии с явлением электромиграции в микроэлектронных приборах.

Эффект магнитомиграции и основанный на нем процесс магнитосепарации в газовых, жидких и сыпучих средах известен достаточно давно [8, 9]. В твердотельных структурах, по имеющейся у нас информации, данный эффект обнаружен впервые. Массоперенос в твердых телах сильно зависит от дефектов структуры, увеличиваясь с ростом их числа. Интенсивная магнитомиграция, зарегистрированная нами в экспериментах, происходит, скорее всего, по протяженным дефектам, которыми являются межзеренные границы.

Полагаем, что эффект магнитомиграции может проявляться в целом ряде твердотельных наносистем, таких как: гранулированные пленки других составов, суперпарамагнетики, композитные наноматериалы, твердые растворы и др. Учет этого эффекта в указанных типах конденсированных сред может быть полезен для широкого круга исследователей. Можно, например, освобождать магнитные наносистемы от нежелательных примесей, таких, как хлор, водород, углерод, аргон и других, обладающих высокой диамагнитной восприимчивостью. Либо, наоборот, можно производить низкотемпературное легирование магнитными компонентами различных наносистем. Поскольку указанный эффект является новым, необходимо дальнейшее всестороннее его исследование.

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Диагностика микро- и наноструктур" (Facilities Sharing Centre "Diagnostics of Micro- and Nano Structures") при финансовой поддержке Минобрнауки РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmid G. Nanoparticles: From theory to application. New York, Wiley Interscience, 2004. 443 p.
2. Srajer G., Lewis L.H., Bader S.P., Epstein A.J., Fadley C.S. et al. Advances in nanomagnetism via x-ray techniques // JMMM. 2006. Vol. 307. P. 1–31.
3. Stearns M.B., Cheng Y. Determination of para- and ferromagnetic components of magnetization and magnetoresistance of granular Co/Ag films // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 10. P. 6894–6899.
4. Jesche A., Gorbunoff A., Mensch A. et al. Structure and giant magnetoresistance of granular Co-Cu nanolayers prepared by cross-beam pulsed laser deposition // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 023904. doi: 10.1063/1.3277023.
5. Childress J.R., Chien C.L. Reentrant magnetic behavior in fcc Co-Cu alloys // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. N 10. P. 8089–8093.
6. Миненков А.А., Богатыренко С.И., Сухов Р.В., Крышталь А.П. Размерная зависимость энергии активации диффузии в слоистой пленочной системе Cu-Ni // ФТТ. 2014. Т. 56, вып. 4. С. 790–793.
7. Физические величины / Справ. под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1238 с.
8. Ivanov A.S., Pshenichnikov A.F. Magnetophoresis and diffusion of colloidal particles in a thin layer of magnetic fluids // J. Magn. Mat. 2010. Vol. 322. P. 2575–2580.
9. Горная энциклопедия / Под ред. Е.А. Козловского. М.: Советская энциклопедия. 1987. Т. 3. С. 1984–1991.