

07

Влияние радиационного воздействия на магнитные свойства пленок ферромагнетик/IrMn с обменным сдвигом

© Д.О. Кривулин,^{1,2} И.Ю. Пашенькин,¹ Р.В. Горев,¹ П.А. Юнин,^{1,2} М.В. Сапожников,^{1,2} А.В. Грунин,³ С.А. Захарова,³ В.Н. Леонтьев³

¹ Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центра „Институт прикладной физики РАН“, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

³ Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 Саров, Россия
e-mail: ukovk@mail.ru

Поступило в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принято к публикации 17 апреля 2023 г.

Исследовано влияние воздействия гамма-квантов и нейтронов на магнитные свойства двухслойных пленок Та/ферромагнетик/IrMn/Ta, обладающих обменным сдвигом петли гистерезиса. Образцы изготовлены методом магнетронного напыления, их структура исследована методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии и рентгеновской дифрактометрии. Измерение петель магнитного гистерезиса облученных и необлученных образцов проведено методами магнитооптической керровской магнитометрии. В результате обнаружен эффект уширения петли магнитного гистерезиса после радиационного воздействия. Максимальное уширение петли гистерезиса наблюдалось в пленке NiFe/IrMn при облучении нейтронами, в этом случае ширина петли возросла более чем в 2.5 раза. Заметного изменения поля обменного сдвига петель гистерезиса не наблюдалось во всем диапазоне радиационного воздействия.

Ключевые слова: ферромагнитные пленки, радиационное облучение, коэрцитивная сила, обменный сдвиг.

DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55744.72-23

Введение

Эффект туннельного магнитосопротивления (ТМР) является предметом пристального научного внимания в течение последнего десятилетия. Его использование легло в основу конструирования таких устройств, как твердотельная магнитная память с произвольным доступом (MRAM) [1] и датчики магнитного поля [2]. В простейшей геометрии ТМР контакт состоит из двух ферромагнитных слоев, разделенных сверхтонким изолирующим барьером. Величина ТМР определяется как $(R_{\text{ap}} - R_{\text{p}})/R_{\text{p}}$, где R_{p} и R_{ap} представляют собой сопротивления, когда намагниченности магнитных слоев направлены параллельно и антипараллельно. Для того чтобы приложение магнитного поля приводило к формированию антипараллельного состояния, коэрцитивная сила одного из магнитных слоев должна быть больше, что обычно достигается за счет обменного взаимодействия с дополнительным подслоем антиферромагнитного материала. В настоящее время в структурах с барьером MgO достигнута величина ТМР эффекта в 600% [3]. Датчики магнитного поля на основе ТМР используются в биомангнитных датчиках [4], считывающих головках для жестких дисков [5] и других приложениях, требующих обнаружения слабых магнитных полей. Они характе-

ризуются высоким разрешением, широким диапазоном рабочих температур, небольшим размером, низким энергопотреблением и совместимостью с технологическими процессами полупроводниковой литографии. Тем не менее до сих пор остается не исследованным один из важных практических вопросов, а именно вопрос о радиационной стойкости ТМР структур, необходимой для применения на микроспутниках, у которых отсутствует защищенный от действия излучений космического пространства объем [6]. Не изученным является влияние структурных изменений в изолирующем барьере на туннелирование электронов.

В настоящее время в ИФМ РАН развита технология изготовления магнитных туннельных контактов с барьером Al_2O_3 [7] и MgO [8]. Для повышения коэрцитивной силы одного из ферромагнитных слоев он напыляется на подслои антиферромагнетика IrMn, общее строение ТМР структуры имеет вид $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{IrMn}$. Увеличение коэрцитивной силы магнитного слоя происходит за счет эффекта обменного смещения [9], когда благодаря обменному взаимодействию с антиферромагнетиком в ферромагнитном слое возникает эффективная однонаправленная анизотропия. Величина ТМР в структурах с MgO существенно выше, чем в структурах с барьером Al_2O_3 , так как благодаря наличию

кристаллической текстуры слой MgO осуществляет дополнительную спиновую фильтрацию туннелирующих электронов. Очевидно, радиационное воздействие на свойства TMR структуры может быть связано с возникновением дефектов на границе ферромагнетик/барьер или возникновением дефектов в самом барьере. Вопрос о возникновении дефектов при облучении туннельного промежутка тяжелыми ионами рассмотрен в [10–12] для барьера Al_2O_3 и в [13,14] для MgO, а так же при облучении электронами [15]. Другой возможный объект влияния радиационного воздействия, который может сказаться на функционировании TMR элементов, — это граница ферромагнетик/антиферромагнетик, обеспечивающая наличие обменного смещения в одном из ферромагнитных слоев. Ранее проведенные исследования показали, что облучение ионами He [16], C [17], Ga [18] может приводить к изменению величины или направления оси обменного сдвига в зависимости от дозы облучения. В настоящей работе мы исследуем влияние различных доз облучения гамма-квантами и нейтронами на магнитные свойства двухслойных пленок ферромагнетик/антиферромагнетик состава Co/IrMn, CoFeB/IrMn, NiFe/IrMn, которые используются в качестве закрепленных магнитных слоев в разработанных нами TMR элементах [7,8].

1. Методика и образцы

Для исследования влияния радиации были изготовлены многослойные магнитные пленки с однонаправленной анизотропией, которые применяются в качестве закрепленного слоя в туннельных магниторезистивных контактах. Многослойные наноструктуры Ta(3)/ферромагнетик(4)/Ir₂₀Mn₈₀(10)/Ta(3) (толщины слоев указаны в нанометрах) были выращены на подложках Si/SiO₂ методом высоковакуумного магнетронного распыления при комнатной температуре на установке AJA-2200. В качестве ферромагнетиков были выбраны Co, Ni₈₀Fe₂₀ и Co₄₀Fe₄₀B₂₀. Напыление многокомпонентных слоев структур осуществлялось из сплавных мишеней указанного атомарного состава. Остаточное давление в ростовой камере не превышало $3 \cdot 10^{-7}$ Торр, рабочее давление аргона в процессе напыления составляло $4 \cdot 10^{-3}$ Торр для Ir₂₀Mn₈₀ и $2 \cdot 10^{-3}$ Торр для остальных материалов. Для получения однонаправленной магнитной анизотропии ферромагнитного слоя напыление структур проводилось во внешнем магнитном поле величиной 200 Ое. При этом скорости распыления составляли: NiFe: 0.09 nm/s, CoFeB: 0.08 nm/s, Co: 0.1 nm/s, IrMn: 0.03 nm/s, Ta: 0.12 nm/s.

По завершении изготовления каждый образец был разделен на несколько частей размером $\sim 7 \times 7$ mm. После чего производилось их облучение на физических установках РФЯЦ-ВНИИЭФ [19] при комнатной температуре. Одна партия образцов была облучена нейтронами реакторного спектра деления с несколькими

интегральными флюенсами нейтронов с энергий более 0.1 MeV: $1 \cdot 10^{14}$, $5 \cdot 10^{14}$, $1 \cdot 10^{15}$ cm⁻². При этом экспозиционные дозы сопутствующего γ -излучения составили 0.16, 0.69, 1.1 Mrad соответственно. Облучение проводилось ступенчато за три этапа. Все облучения проводились в импульсном режиме с длительностью $\sim 10^{-3}$ s.

Вторая партия образцов была облучена гамма-квантами тормозного излучения, генерируемого резонансным ускорителем электронов ЛУ-10-20. Средняя энергия квантов ≈ 1.5 MeV, а граничная ≈ 8 MeV. Экспозиционные дозы для различных образцов составили 1, 3, 5 и 8 Mrad при средней мощности экспозиционной дозы 10^3 R/s. Максимальное время облучения составило 2.5 часа.

Структурные свойства образцов исследовались методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии (МУР) и рентгеновской дифрактометрии (РД). Эксперименты выполнялись на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. Кривые МУР регистрировались в схеме „среднего“ разрешения с зеркалом Гёбеля и монокроматором Ge (220) двукратного отражения. Дифрактограммы регистрировались в схеме без монокроматора для увеличения чувствительности. Обработка результатов МУР и РД проводилась с использованием программного комплекса DIFFRAC.Leptosi базы дифракционных данных CrystallographyOpenDatabase.

Измерения петель магнитного гистерезиса полученных пленок проводились на магнитометрической установке путем измерения эффекта Керра в меридиональной геометрии методом скрещенных поляризаторов. В качестве источника излучения был использован высоко стабилизированный He–Ne-лазер (Thorlabs HRS015B, $\lambda = 632$ nm). Генерируемое лазером р-поляризованное монохроматическое излучение фокусировалось на поверхности образца, который был помещен в электромагнит, мощность отраженного луча после прохождения скрещенного поляризатора-анализатора регистрировалась с помощью фотодетектора. При измерении петли намагничивания угол поворота плоскости поляризации был взят как функция магнитного поля. Образцы достаточно тонкие (общая толщина магнитного слоя составляет 20 nm), поэтому весь объем образца вносит вклад в магнитооптический эффект Керра. Все измерения были проведены при комнатной температуре.

2. Экспериментальные результаты и обсуждения

Характерный вид петель магнитного гистерезиса до и после радиационного воздействия представлен на рис. 1 и 2. Петли гистерезиса характеризовались двумя параметрами — величиной обменного сдвига (положение центра петли гистерезиса по величине приложенного поля) и шириной, полный набор экспериментальных данных приведен в табл. 1 и 2. Исходные пленки имели намагниченность, лежащую в латеральной

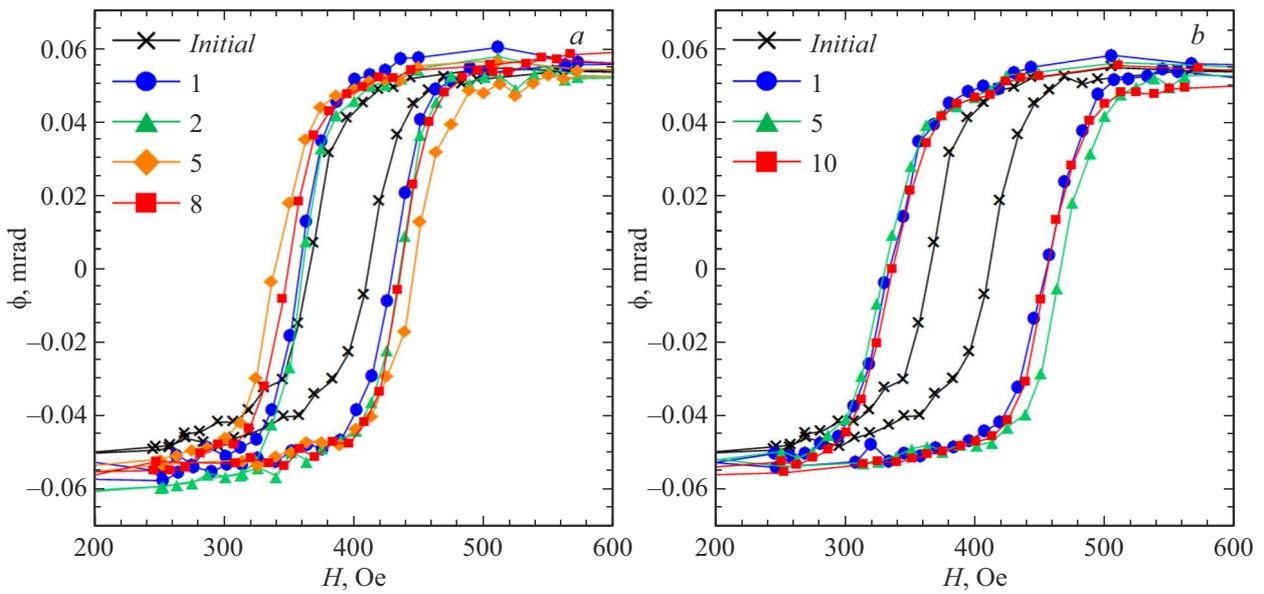


Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса пленки NiFe/IrMn: *a* — после облучения γ -квантами (экспозиционные дозы указаны в Mrad), *b* — при облучении нейтронами (флюенсы указаны в 10^{14} cm $^{-2}$).

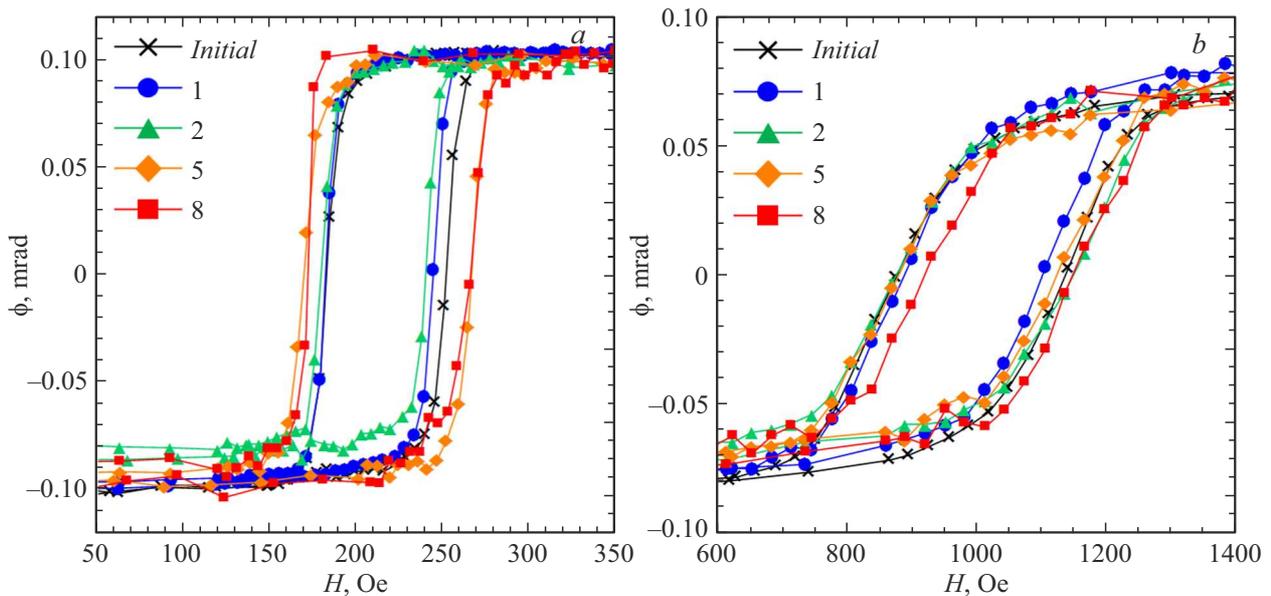


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса пленок Co/IrMn (*a*) и CoFe/IrMn (*b*) после облучения γ -квантами (экспозиционные дозы указаны в Mrad).

плоскости образца. Как видно из графиков, заметное изменение параметров петли намагничивания наблюдалось в образце с магнитным слоем Co/IrMn, и особенно в образце с магнитным слоем NiFe/IrMn. В образце со слоем Co/IrMn ширина петли магнитного гистерезиса при экспозиционной дозе облучения γ -квантами в 5 Mrad возросла на $\sim 60\%$ относительно необлученного образца. При этом положение центра петли варьировалось в диапазоне 8 Oe. Опыт проведения измерений на такой установке показывает, что поле обменного сдвига для структур ферромагнетик/антиферромагнетик в зависи-

мости от расположения образца может варьироваться до 10 Oe. Такой разброс обусловлен неоднородным распределением поля в зазоре электромагнита, а также с возможным разбросом значений материальных параметров по площади образца. Наблюдаемые вариации положения центра петли лежат в пределах точности эксперимента. При облучении нейтронами максимальная ширина петли была зафиксирована при флюенсе $5 \cdot 10^{14}$ cm $^{-2}$, ширина петли увеличилась на $\sim 33\%$ относительно необлученного образца, заметного изменения величины поля обменного сдвига при этом не наблюда-

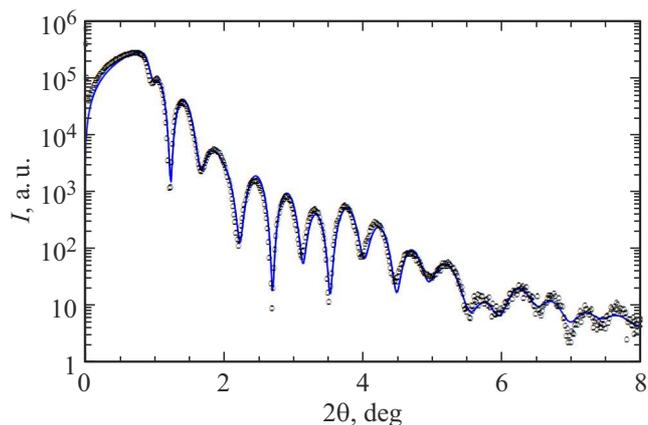
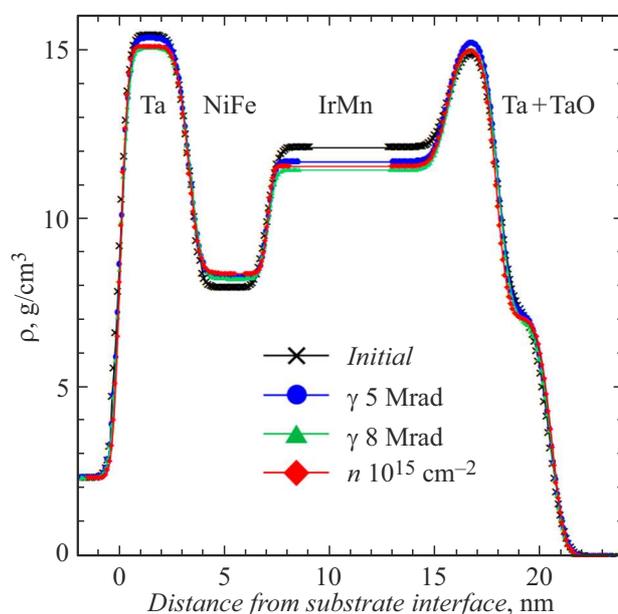
Таблица 1. Зависимость параметров петель магнитного гистерезиса от экспозиционной дозы тормозного излучения

Доза (Mrad)		0	1	2	5	8
Co/IrMn	Ширина, Oe	69.4	62.4	60.5	97.2	94.2
	Поле обменного сдвига, Oe	217.3	213.3	209.9	218.1	218
CoFeB/IrMn	Ширина, Oe	258.6	212.7	274	244.3	227.4
	Поле обменного сдвига, Oe	1008.7	996.7	1015	1002.9	1035.3
NiFe/IrMn	Ширина, Oe	45.6	71.8	75.4	107.8	87
	Поле обменного сдвига, Oe	388.1	393.7	397.5	391.9	392.2

Таблица 2. Зависимость параметров петель магнитного гистерезиса от флюенса нейтронов после облучения нейтронами реакторного спектра

Флюенс нейтронов, 10^{14} cm^{-2}		0	1	5	10
Co/IrMn	Ширина, Oe	69.4	82.2	92.7	82.5
	Поле обменного сдвига, Oe	217.3	211.1	209.9	227.3
CoFeB/IrMn	Ширина, Oe	258.6	289.2	274.1	257.3
	Поле обменного сдвига, Oe	1008.7	995.4	1056	960.4
NiFe/IrMn	Ширина, Oe	45.6	121.4	135.6	119.3
	Поле обменного сдвига, Oe	388.1	394.3	398	396

ется. Наибольшее влияние радиационного воздействия наблюдалось в пленках с ферромагнитным слоем NiFe. Максимальное изменение ширины петли при облучении γ -квантами при экспозиционной дозе 5 Mrad составило $\sim 136\%$ относительно необлученного образца. При облучении нейтронами и соответственно сопутствующим гамма-излучением, эффект уширения петли был выражен еще заметнее, изменение ширины, относительно необлученного образца практически достигло 200%. Во всем диапазоне флюенсов нейтронов величина поля обменного сдвига не претерпела значительных изменений. При этом интересно отметить следующий факт: для всех образцов наблюдалось увеличение ширины петли гистерезиса по мере роста дозы облучения, но при самых больших уровнях (экспозиционная доза 8 Mrad для тормозного излучения и флюенс нейтронов 10^{15} cm^{-2} при сопутствующем облучении гамма-квантами с экспозиционной дозой 0.5 Mrad) наблюдался небольшой эффект обратного сужения петли. Для ответа на вопрос, является ли это явление устойчивой тенденцией и с чем оно связано, необходимо проведение дополнительных

**Рис. 3.** Измеренная (прозрачные круги) и численно рассчитанная (синяя линия (в онлайн версии)) кривые МУР исходного образца (Ta/NiFe/IrMn/Ta) до радиационного воздействия.**Рис. 4.** Профили распределения плотности по глубине для структуры Ta/NiFe/IrMn/Ta до и после различных радиационных воздействий (черные кресты — до облучения, синие круги (в онлайн версии) — после облучения гамма-квантами с дозой 5 Mrad, зеленые треугольники (в онлайн версии) — после облучения гамма-квантами с дозой 8 Mrad, красные ромбы (в онлайн версии) — после облучения нейтронами с флюенсом 10^{15} cm^{-2}).

измерений при больших уровнях облучения, а также при других спектрах нейтронов. С практической точки зрения важно отметить факт, что наименьшее влияние радиационное облучение оказывает на структуры с ферромагнитным слоем CoFeB, которые являются наиболее перспективными для использований в ТМР элементах.

Как описано в работе [20] изменение параметров петли магнитного гистерезиса обусловлено образованием междоузельных точечных дефектов и вакансий (ядер-

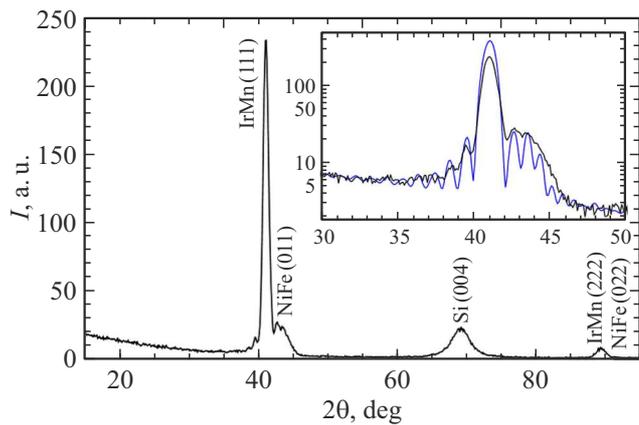


Рис. 5. Дифрактограмма исходного образца (Ta/NiFe/IrMn/Ta) до радиационного воздействия.

ные дефекты), образующихся при воздействии радиации. В связи с этим структура образцов была исследована на дифрактометре. На рис. 3 приведена кривая МУР исходного образца (Ta(5)/IrMn(10)/NiFe(4)/Ta(3)/Si) до радиационного воздействия. Экспериментальные данные хорошо описываются моделью многослойной структуры. Аналогичные измерения были проведены также для образцов, подвергнутых воздействию тормозного излучения с дозами 5 и 8 Mrad, а также гамма-нейтронного с флюенсом нейтронов $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. В эксперименте наблюдалось уменьшение контраста интерференционных осцилляций, что обычно является следствием уменьшения скачка электронной плотности между различными слоями или уширением интерфейсов. Путем подгонки рассчитанных по модели кривых к экспериментальным были восстановлены профили распределения электронной (и соответственно массовой) плотности во всех исследованных структурах. Сравнение полученных профилей приведено на рис. 4. На рис. 4. видно систематическое уменьшение разницы плотностей между слоями IrMn и NiFe, которое может объяснять наблюдаемое в эксперименте ухудшение контраста осцилляций.

На рис. 5 приведена дифрактограмма исходного образца NiFe/IrMn, не подвергавшегося радиационному воздействию. Явно видны пики (111) фазы ГЦК IrMn и (011) фазы ОЦК NiFe. Также виден и второй порядок отражения — пики (222) и (022) соответственно. Пик вблизи 69 deg является следом от пика подложки кремния (004). Чтобы избежать интенсивного пика от монокристаллической подложки при сканировании была задана отстройка 1 deg по углу ω от нормали к поверхности. Пик (111) IrMn обладает характерной формой и окружен осцилляциями толщинного контраста, что говорит о высоком кристаллическом качестве слоя. Как минимум происходит очень сильное текстурирование кристаллитов IrMn плоскостью (111) параллельно подложке, при этом вертикальные размеры областей когерентности IrMn совпадают с толщиной слоя. Аналогичные более слабые осцилляции можно заметить

у пика NiFe. Используя подгонку (вставка на рис. 5), можно определить толщины кристаллических блоков в соответствующих слоях — 9 nm для IrMn и 4 nm для NiFe, что соответствует данным рефлектометрии и ростовой спецификации.

Эксперимент показал, что дифрактограммы образцов, подвергнутых различным типам радиационного воздействия, не отличаются от исходной. Это говорит о том, что существенных нарушений кристаллической структуры в образцах не происходит, а наблюдаемые эффекты связаны, скорее, с уменьшением скачка плотности между слоями, возможно, в результате перемешивания материалов на границе пленок, вызванного радиационным воздействием.

Таким образом, центр петли магнитного гистерезиса — поле обменного сдвига не претерпело значительных изменений в рамках заданной точности эксперимента (20 Oe). Общей тенденцией поведения ширины петли магнитного гистерезиса является ее уширение, по мере увеличения дозы облучения. При достижении некоторой критической дозы, в нашем случае — 5 Mrad — при облучении γ -квантами и $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ — при облучении нейтронами наблюдался максимум, а при дальнейшем увеличении дозы зависимость выходила на насыщение. Мы предполагаем, что изменение ширины петли обусловлено изменением скачка плотности между слоями вследствие перемешивания материалов, вызванного радиационным воздействием. При использовании таких структур в ТМР элементах эффект уширения петли намагничивания отразится в виде изменения (уменьшения) диапазона полей, в которых происходит перемагничивание ферромагнитных слоев. Отметим, что, несмотря на значительный прирост коэрцитивной силы, в результате облучения ее величина все так же значительно меньше поля обменного сдвига ($\sim 4\text{--}9$ раз). Таким образом, петли перемагничивания свободного и закрепленного слоев в ТМР ячейке останутся разнесенными по величине внешнего магнитного поля и не будут перекрываться. Это означает, что ТМР ячейка должна сохранить свою функциональность при используемых в эксперименте дозах облучения.

Заключение

В результате выполнения работы продемонстрировано влияние гамма-квантов и нейтронов относительно высокой энергии на магнитные свойства пленок типа Co/IrMn, Ni₈₀Fe₂₀/IrMn и Co₄₀Fe₄₀B₂₀/IrMn, сформированных методом магнетронного напыления. Показано, что по мере роста „дозы“ радиационного облучения происходит уширение петли магнитного гистерезиса. Максимальная ширина петли магнитного гистерезиса соответствует дозе 5 Mrad для γ -квантов тормозного излучения со средней энергией 1.5 MeV и флюенса $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ для нейтронов спектра деления и сопутствующего гамма-излучения с дозой 0.69 Mrad. Рост ши-

рины петли мы связываем с частичным перемешиванием материала слоев на границе пленок, что характеризуется уменьшением скачка электронной плотности между магнитными слоями. Центральное положение петли относительно нуля (поле обменного сдвига) оказалось нечувствительным к воздействию радиации с приведенными характеристиками, что свидетельствует о высокой радиационной стойкости исследованных ферромагнитных пленок.

Финансирование работы

Облучение образцов, исследование их магнитных и структурных свойств выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 6 „Ядерная и радиационная физика“, отработка технологии изготовления образцов проведено в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0021). В работе использовано оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ (Институт физики микроструктур РАН).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Yuasa, D.D. Djayaprawira. *J. Phys.*, **40**, 337 (2007). DOI: 10.1088/0022-3727/40/21/R01
- [2] P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso. *IEEE Trans. Magn.*, **104** (10), 1894 (2016). DOI: 10.1109/JPROC.2016.2578303
- [3] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y.M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, H. Ohno. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 082508 (2008).
- [4] S.G. Grancharov, H. Zeng, S. Sun, S.X. Wang, S. O'Brien, C.B. Murray, J.R. Kirtley, G.A. Held. *J. Phys. Chem.*, **109**, 13030 (2005).
- [5] M. Sining, C. Yonghua, L. Feng, C. Xingfu, X. Bin, L. Puling, M. Patwari, X. Haiwen, C. Clif, B. Miller, D. Menard, B. Pant, J. Loven, K. Duxstad, L. Shaoping, Z. Zhengyong, A. Johnston, R. Lamberton, M. Gubbins, T. McLaughlin, J. Gadbois, D. Juren, B. Cross, X. Song, P. Ryan. *IEEE Trans. Magn.*, **42** (2), 97 (2006). DOI: 10.1109/TMAG.2005.861788
- [6] A. Edelstein. *Magnetoresistivesensors*, *J. Phys. Condens. Matter*, **19**, 165217 (2007). DOI: 10.1088/0953-8984/19/16/165217
- [7] И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.В. Рогов, Д.А. Татарский, А.А. Фраерман. *ЖТФ*, **89** (11), 1732 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48336.122-19
- [8] И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.В. Рогов, Д.А. Татарский, А.А. Фраерман, М.Н. Волочаев. *Письма в ЖЭТФ*, **111**, 815 (2020).
- [9] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. *Phys. Rev.*, **105** (3), 904 (1957). DOI: 10.1103/physrev.105.904
- [10] Y. Conraux, J.P. Nozières, V.Da Costa, M. Toulemonde, K. Ounadjela. *J. Appl. Phys.*, **93**, 7301 (2003). DOI: 10.1063/1.1558659
- [11] T. Som, T. Kanjilal, D. Moodera, J.S. Eur. *Phys. J. Appl. Phys.*, **32**, 115 (2005). DOI: 10.1051/epjap:2005080
- [12] J.C.A. Huang, C.Y. Hsu, Y.F. Liao, M.Z. Lin, C.H. Lee. *J. Appl. Phys.*, **98**, 103504 (2005). DOI: 10.1063/1.2132096
- [13] J.-Y. Park, J.-M. Kim, J. Ryu, J. Jeong, B.-G. Park. *Thin Solid Films*, **686**, 137432 (2019). DOI: 10.1016/j.tsf.2019.137432
- [14] B.M.S. Teixeira, A.A. Timopheev, N. Caçoilo, L. Cuchet, J. Mondaud, J.R. Childress, S. Magalhaes, E. Alves, N.A. Sobolev. *J. Phys., D: Appl. Phys.*, **53**, 455003 (2020). DOI: 10.1088/1361-6463/aba38c
- [15] Y. Zhang, Y.Z. Wang, X.F. Han, H. Deng, H. Huang, J.H. Guo, Y. Liang, W.R. Si, A.F. Jiang, H.F. Liu, J.F. Feng, C.H. Wan, L. Yin, G.Q. Yu, *J. Magn. Magn. Mater.*, **563**, 169954 (2022).
- [16] D. Schafer, J. Geshev, S. Nicolodi, L.G. Pereira, J.E. Schmidt, P.L. Grande. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 042501 (2008).
- [17] C.H. Yang, Chih-Huang Lai, S. Mao. *J. Appl. Phys.*, **93**, 6596 (2003).
- [18] Qi Xian-Jin, Wang Yin-Gang, Miao Xue-Fei, Li Zi-Quan, Huang Yi-Zhong. *Chin. Phys. B*, **20**, 057503 (2011). DOI: 10.1088/1674-1056/20/5/057503
- [19] Н.В. Завьялов, УФН, **192** (5), 547 (2022).
- [20] D. Schafer, P.L. Grande, L.G. Pereira, J. Geshev. *J. Appl. Phys.*, **109**, 023905 (2011). DOI: 10.1063/1.3532044