НЕОРГАНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, 2020, том 56, № 8, с. 893–900

УДК 537.635793.18

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ПЛЕНОК $Y_3Fe_5O_{12}$ НА ПОДЛОЖКАХ $LiNbO_3$

© 2020 г. А. И. Стогний[1], Н. Н. Новицкий[1], С. А. Шарко[1], А. И. Серокурова[1], М. Н. Смирнова[2], В. А. Кецко[2, *]

[1]Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072 Беларусь

[2]Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, Ленинский пр., 31, Москва, 119991 Россия

*e-mail: ketsko@igic.ras.ru

Поступила в редакцию 16.12.2019 г.
После доработки 11.03.2020 г.
Принята к публикации 25.03.2020 г.

Методом ионно-лучевого распыления–осаждения получены пленки железоиттриевого граната (YIG, $Y_3Fe_5O_{12}$) на подложках сегнетоэлектрического монокристаллического ниобата лития $LiNbO_3$. На основе данных рентгенофазового анализа, электронной микроскопии, магнитных исследований и результатов исследований распространения спиновых волн в пленках $Y_3Fe_5O_{12}$ сделан вывод о возможности их использования для устройств взаимного преобразования магнитных и электрических величин.

Ключевые слова: железоиттриевый гранат, ниобат лития, интерфейс, спиновые волны

DOI: 10.31857/S0002337X20080151

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие большое внимание уделяется разработке материалов и пленочных структур для новой области спиновой электроники – магноники [1–10]. Предполагается, что в устройствах магноники для передачи информации будут использоваться спиновые волны или магноны, представляющие собой распространяющиеся в магнитоупорядоченных средах колебания намагниченности. Важнейшими преимуществами таких волн являются большая длина затухания, которая может на несколько порядков превышать длину спиновой диффузии устройств, работающих на спин-поляризованном токе [4], а также значительно меньшая длина волны по сравнению со световой при той же частоте.

В настоящее время в устройствах, принцип работы которых основан на спиновых волнах, используются монокристаллические пленки $Y_3Fe_5O_{12}$ на подложках галлий-гадолиниевого граната (GGG, $Gd_3Ga_5O_{12}$) [1, 11].

Использование высококачественных пленок YIG для этих задач обусловлено малым значением параметра затухания Гильберта α (для совершенных монокристаллов YIG α составляет $\approx 5 \times 10^{-5}$), низким значением коэрцитивного магнитного поля и высокой величиной намагниченности насыщения [4].

Особый интерес вызывает использование пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ для создания структур, состоящих из ферромагнетиков и сегнетоэлектриков. Взаимодействие этих структур между собой обусловлено деформациями, возникающими под воздействием магнитных или электрических внешних полей, приводящих к возникновению магнитоэлектрического (**МЭ**) эффекта [12, 13]. На основе МЭ-эффекта могут быть созданы принципиально новые высокочувствительные магнитополевые преобразователи и функциональные элементы в устройствах МЭ-контроля и взаимного преобразования магнитных и электрических величин.

Цель работы – синтез методом ионно-лучевого распыления–осаждения пленок железоиттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ на сегнетоэлектрических монокристаллических подложках ниобата лития $LiNbO_3$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве сегнетоэлектрика использовались коммерческие подложки монокристаллического ниобата лития с ориентацией (100) толщиной 830 мкм, выращенного методом Чохральского. Для удаления адсорбированных на поверхности органических примесей подложки были обработаны в кислородной плазме СВЧ-разряда.

Мишень для синтеза пленок YIG была получена из порошкообразного материала $Y_3Fe_5O_{12}$, который в свою очередь был синтезирован методом сжигания геля [14].

Гетероструктуру YIG/$LiNbO_3$ получали в два этапа. На первом этапе проводилась предварительная подготовка поверхности подложки ниобата лития, состоящая из последовательного применения операций механохимического полирования и ионно-лучевой планаризации с целью доведения ее среднеквадратической шероховатости до наноразмерного уровня [11].

На втором этапе методом ионно-лучевого распыления–осаждения проводилось непосредственное формирование гетероструктуры YIG/$LiNbO_3$ [12–15]. С этой целью слой YIG напылялся на подложку ниобата лития путем распыления поликристаллической мишени $Y_3Fe_5O_{12}$ смесью ионов аргона и кислорода с энергией 1.5 кэВ при плотности тока 0.2 мА/см^2. Содержание кислорода в газовой смеси составляло 10%. Распыляемый материал мишени наносился на поверхность подложки при давлении 2.5×10^{-2} Па и комнатной температуре. Аморфный слой YIG толщиной 0.1 мкм кристаллизовался на воздухе при температуре 820°C в течение 5 мин. Затем с целью удаления дефектов, образующихся в пленке при ее кристаллизации, слой YIG утонялся до толщины не более 20 нм. После этого проводилось повторное напыление слоя YIG толщиной 500 нм в тех же режимах.

Слои YIG характеризовались однородностью по толщине с точностью до 10% на площади до 10 см^2, а по стехиометрическому составу совпадали с мишенью с погрешностью до 5% [16]. Рентгеновские исследования полученных гетероструктур были проведены на дифрактометре Bruker D8 Advance (Германия, 2013 г.) в диапазоне углов 2θ 15°–80° на излучении CuK_α с длиной волны 1.5405 Å. Сканирование осуществлялось с шагом 0.0133° в течение 3 с. Фазы идентифицировались с использованием базы данных неорганических кристаллических структур (Inorganic crystal structure database [17]). Оптический спектр пропускания получен с помощью спектрометра HITACHI-340.

Магнитные измерения гетероструктур проводились при комнатной температуре в диапазоне магнитных полей ±1 Тл на вибрационном магнитометре в составе универсальной автоматизированной установки Liquid Helium Free High Field Measurement System (Cryogenic LTD, Великобритания).

Анализ поперечных сечений гетероструктур проводился на растровом электронно-ионном микроскопе (**РЭМ**) Helios NanoLab 600 производства FEI Company (США). Для получения резов поперечного сечения с помощью фокусированных ионных пучков (**ФИП**) использовались ионы галлия с энергией 32 кэВ.

Толщины слоев YIG определялись по данным РЭМ.

Распространение спиновых волн в пленке YIG исследовали на ячейке с копланарными антеннами [18]. Ширина щелей копланарной антенной структуры составляла 5 мкм, расстояние между антеннами – 50 мкм. Слой YIG помещался на антенны. Внешнее возбуждающее магнитное поле было направлено по касательной к поверхности слоя YIG параллельно антеннам (геометрия Даймона–Эшбаха) [19]. Поверхностная спиновая волна возбуждалась током, протекающим в генерирующей антенне, распространялась в пленке YIG и возбуждала переменный ток в приемной антенне. После усиления тока приемной антенны, его детектирования и модуляции синхронным усилителем сигнал записывался на компьютер.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показан поперечный рез структуры $Y_3Fe_5O_{12}/LiNbO_3$. На поперечном резе хорошо заметен интерфейс, параллельный геометрической границе раздела слоев, как контрастный переход между светлой и темной областями, принадлежащими соответственно ферримагнитной и сегнетоэлектрической фазам.

Таким образом, сочетание методов ионно-лучевого напыления–распыления и планаризации поверхности подложки [13] позволило сформировать плоскопараллельный интерфейс. При этом специфическое воздействие ионных пучков привело к появлению сильной адгезии осаждаемого слоя к подложке, чем обеспечивалась надежная упругая связь компонентов. Как было показано в наших работах по низкочастотному МЭ-эффекту [12, 13, 15, 20–22], плоскопараллельный интерфейс обеспечивает наилучшую механическую связь между сегнетоэлектрической и ферромагнитной компонентами и, соответственно, термостабильность и воспроизводимость МЭ-характеристик. Поэтому плоскопараллельность интерфейса может быть одним из основных критериев высокого качества полученных структур.

На изображении отчетливо выделяются две характерные области, связанные со слоем YIG. Нижняя представляет собой переходный слой толщиной 0.1 мкм, примыкающий к подложке, на котором расположен верхний слой ферритового граната. В этом слое видны кристаллиты, образовавшиеся после отжига и имеющие характерную огранку, свидетельствующую о полностью завершенной кристаллизации. Между слоями видны трещины, которые образуются при кристаллизации. Их общая протяженность вдоль интерфейса не превышает 50%.

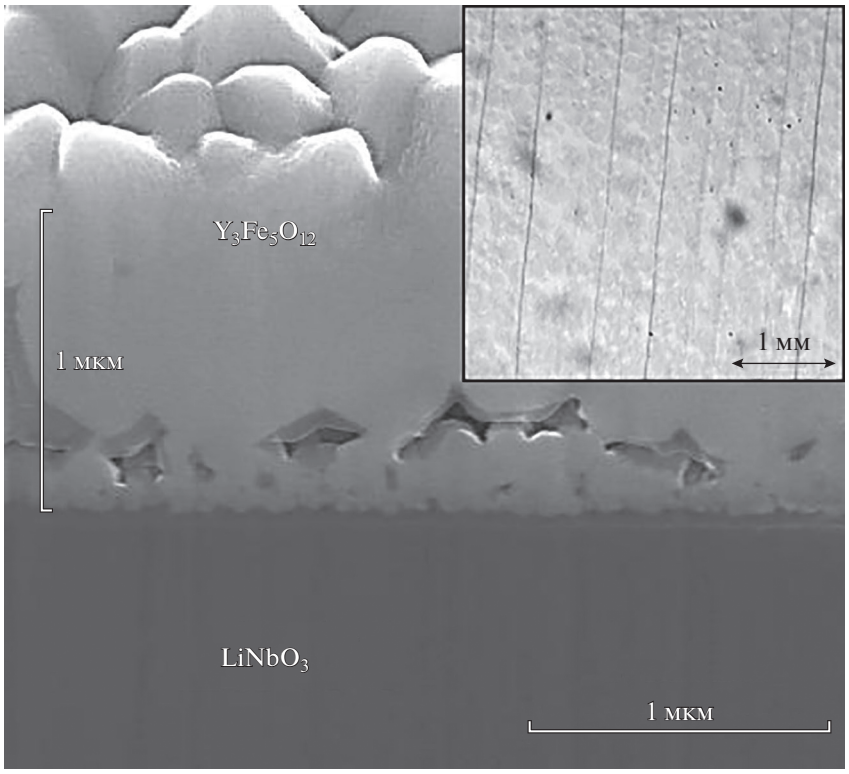

Рис. 1. РЭМ-изображение поперечного сечения в области интерфейса структуры YIG/$LiNbO_3$ (на вставке – внешний вид поверхности слоя YIG).

Известно, что при несовпадении параметров кристаллических решеток сопрягаемых материалов (параметры решетки ниобата лития $a = 5.148$ Å, $c = 13.868$ Å, кубической решетки YIG – 12.376 Å) на границе их раздела появляется напряженное упруго-связанное состояние [23]. Следствием образования дополнительных граней кристаллитов при кристаллизации слоя YIG является то, что дополнительная поверхностная энергия вместе с энергией упруго-напряженного состояния приводят к появлению разрывов в виде трещин. Первый напыленный слой YIG, примыкающий непосредственно к подложке ниобата лития, находится в напряженном состоянии. Он выступает в качестве вторичной подложки, на которой происходит псевдоэпитаксиальный рост второго слоя, совпадающего по структуре, физическим и химическим свойствам с первым слоем. При этом псевдоэпитаксия случайным образом формируется на кристаллических зернах переходного зародышевого слоя, задачей которого является снижение энергетического барьера для последующей кристаллизации.

На поверхности слоя YIG (вставка на рис. 1) имеются протяженные трещины в виде продольных параллельных друг другу полос. Расстояние между соседними полосами составляет 0.4–0.5 мм. Они появляются при кристаллизации после отжига, что связано с рассогласованием параметров кристаллических решеток сопрягаемых материалов. С ростом толщины слоя YIG глубина трещин увеличивается, а сами они становятся более отчетливыми.

На рис. 2 показана рентгенограмма слоя YIG толщиной 0.5 мкм на подложке $LiNbO_3$ (830 мкм), полученная путем вычитания рефлексов от подложки из рентгенограммы на рис. 3. После первого отжига слоя YIG на рентгенограмме появляются его рефлексы. Рефлексы как слоя YIG, так и подложки $LiNbO_3$ несколько смещены относительно своих первоначальных (равновесных) положений, что свидетельствует об упруго-напряженном состоянии [23] слоя YIG на подложке ниобата лития и согласуется с рис. 1.

В табл. 1 представлены результаты оценки относительных искажений межплоскостных расстояний слоя YIG по значениям дифракционных углов 2θ его рефлексов, полученным из рентгенограммы (рис. 2) и отвечающим им справочным данным, принятым за равновесные значения параметров кристаллической решетки. Относительные искажения параметров были рассчитаны с учетом условия Брэгга для дифракционных максимумов рентгеновских лучей наиболее интенсивных рефлексов согласно выражению $\Delta a/a = -\mathrm{ctg}\theta\Delta\theta$. Полученные значения оказались менее 1%.

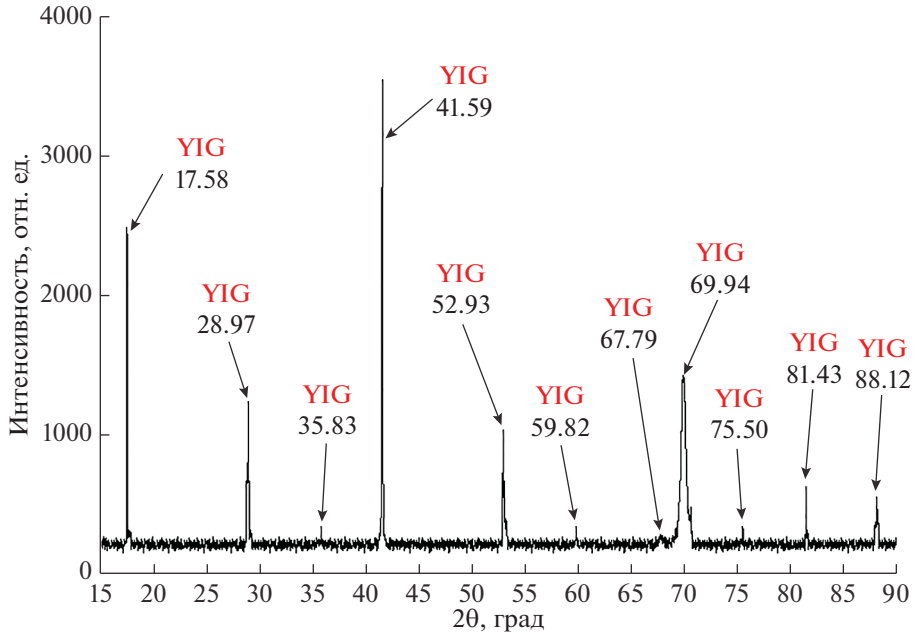

Рис. 2. Рентгенограмма структуры $Y_3Fe_5O_{12}$ (0.5 мкм)/$LiNbO_3$ (830 мкм) после первого нанесения слоя и его кристаллизации (спектр получен путем вычитания спектра подложки).

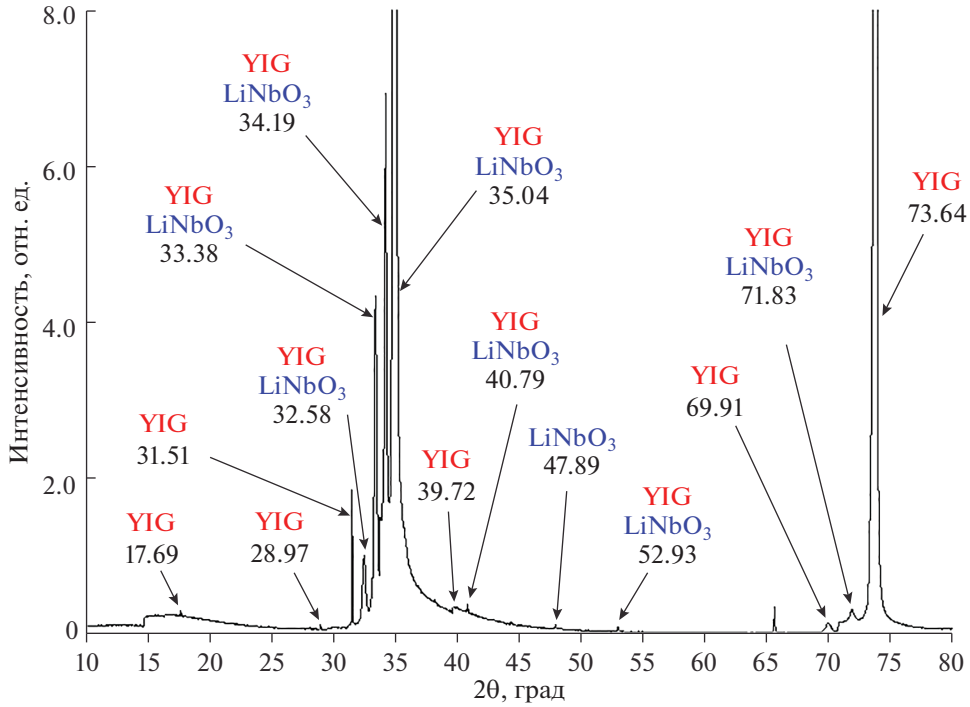

Рис. 3. Рентгенограмма структуры $Y_3Fe_5O_{12}$ (0.5 мкм)/$LiNbO_3$ (830 мкм).

После повторного нанесения слоя и аналогичного отжига рефлексы смещаются ближе к своему равновесному значению. Это свидетельствует о полной релаксации упругих напряжений и формировании более качественной структуры YIG на ниобате лития.

На рис. 4 представлены спектры оптического пропускания слоев YIG разной толщины на нио-

бате лития. На спектрах в области длин волн падающего света 800 и 900 нм едва намечаются окна прозрачности, проявляющиеся в виде неглубоких максимумов. Образцу с минимальной толщиной YIG соответствует кривая, край пропускания которой расположен левее, т.е. охватывает больший диапазон длин волн оптического излучения. С наличием данного типа поверхностных дефектов тесно связана размытость этих максимумов, обусловленная рассеянием на них световых волн. Предельное пропускание слоистых структур YIG/$LiNbO_3$ в максимуме составляет ~0.99 от величины коэффициента для монокристалла YIG [24]. С ростом толщины слоя YIG увеличиваются количество трещин и их глубина, поэтому спектр самой толстой пленки больше всего отличается от спектра монокристалла.

Данные магнитных измерений (рис. 5) показали, что насыщение намагниченности слоя YIG толщиной 0.5 мкм на подложке ниобата лития достигается в поле 0.2 Тл. Намагниченность насыщения в 93 Гс составляет 0.7 от намагниченности насыщения монокристаллического объемного YIG. Хорошо известно, что намагниченность насыщения $4\pi M_s$ массивного YIG при комнатной температуре равна $M = 4\pi \times 139.3 = 1750$ Гс [11].

Этот результат не является неожиданным, если принять во внимание данные магнитополевых исследований слоев кобальта толщиной 3 мкм на планаризованных подложках сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата-титаната свинца. Так, намагниченность насыщения составляет 0.4 от соответствующей величины для аналогичных слоев кобальта на кремнии [17, 20, 21]. Такое различие в магнитных свойствах слоев ферромагнитного металла на разных подложках объясняется дефектностью, которую привносит подложка в осаждаемый на нее материал. Пленки YIG характеризуются узкой петлей гистерезиса с коэрцитивной силой $H_c = 12$ мТл. В перпендикулярном направлении коэрцитивная сила в два раза меньше.

Таблица 1. Значения дифракционных углов 2θ рефлексов от слоя YIG, соответствующие им равновесные значения (справочные данные), а также относительные искажения $\Delta a/a$ параметров кристаллической решетки

2θ, град	$2\theta_{табл}$, град	$\Delta a/a$
17.58	17.54	0.0023
28.97	28.84	–0.0044
41.59	41.22	–0.0085
52.93	53.34	0.0072
69.94	69.56	–0.0047
88.12	88.64	0.0047

С ферромагнитным резонансом тесно связано возбуждение и распространение магнитостатических спиновых волн [10]. Частота этих волн определяется значением приложенного внешнего магнитного поля (поля смещения) H и для YIG составляет от 1 до 40 ГГц [19]. При этом, если тонкопленочный образец намагничен в плоскости,

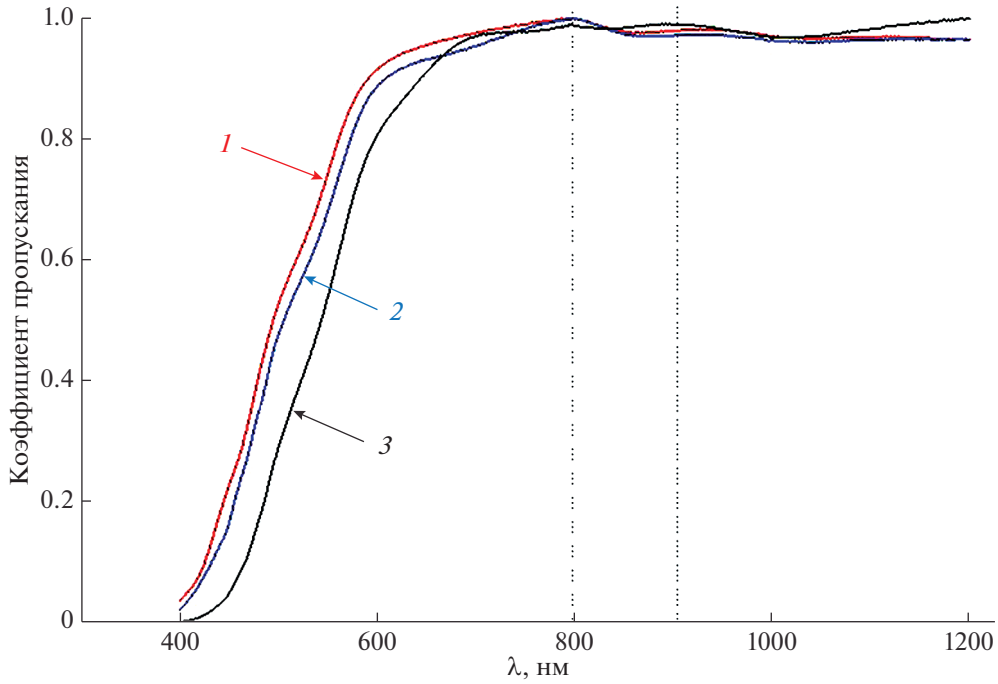

Рис. 4. Спектры пропускания слоев YIG различной толщины на $LiNbO_3$: *1* – 0.2, *2* – 0.35, *3* – 0.5 мкм.

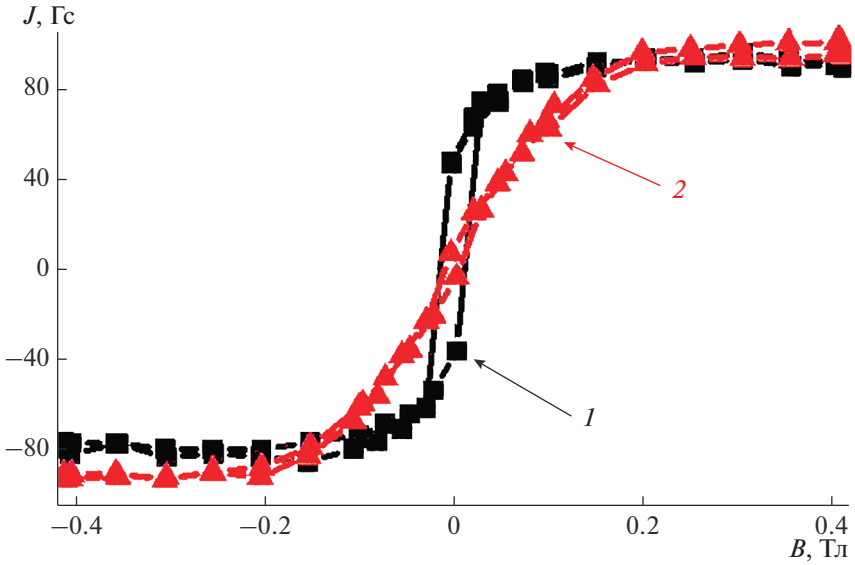

Рис. 5. Магнитополевые зависимости намагниченности структуры YIG (0.5 мкм)/$LiNbO_3$ (830 мкм) в параллельной (*1*) и перпендикулярной (*2*) конфигурациях внешнего магнитного поля и плоскости слоя (измерения проведены при 300 K).

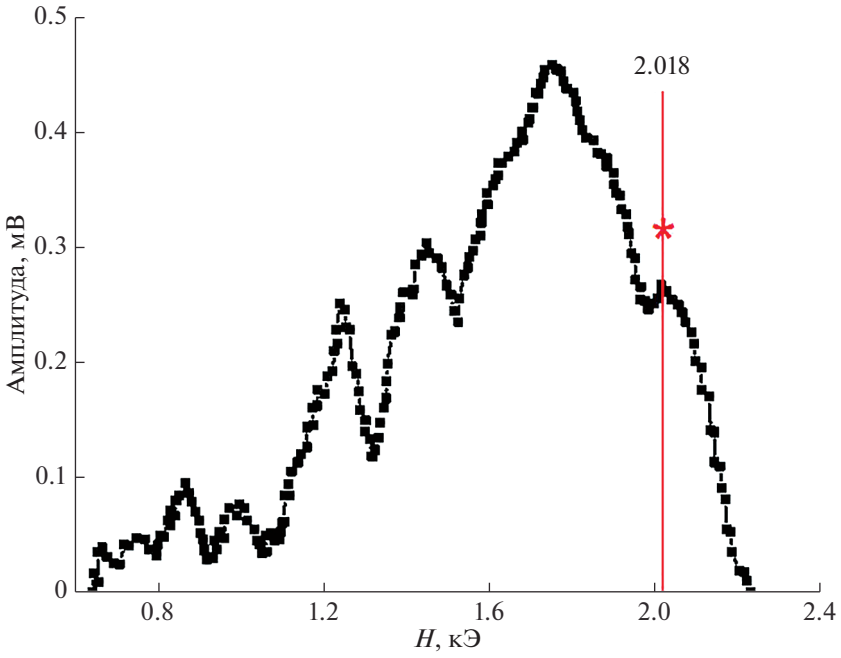

Рис. 6. Спектр поверхностных спиновых волн, распространяющихся в $Y_3Fe_5O_{12}$ (0.5 мкм)/$LiNbO_3$ (830 мкм), при развертке магнитного поля *H* на частоте *F* = 9 ГГц (звездочкой отмечено примерное начало спектра спиновых волн с волновыми векторами *k*, близкими нулю).

перпендикулярно направлению магнитного поля распространяются магнитостатические поверхностные спиновые волны, локализованные на одной из поверхностей ферромагнитной пленки.

На рис. 6 показан спектр поверхностных спиновых волн, распространяющихся в $Y_3Fe_5O_{12}$ (0.5 мкм)/$LiNbO_3$ (830 мкм), при развертке магнитного поля *H* на частоте *F* = 9 ГГц. Начало спектра спиновых волн, соответствующее нулевому значению волнового вектора, находится при *H* = 2.018 кЭ (5.71 ГГц). Из зависимости, связывающей частоту *F* ферромагнитного резонанса при намагничивании в плоскости пленки и поле *H* [1, 3, 11, 25]

$$F = \gamma\sqrt{H(H + 4\pi M^{eff})},$$

где $\gamma = 2.83$ ГГц/кЭ – гиромагнитное отношение, $4\pi M^{eff} = 4\pi M_s - H_a$ – эффективная намагниченность, $4\pi M_s$ – намагниченность насыщения, H_a – поле анизотропии, можно определить величину эффективной намагниченности $4\pi M^{eff} = 2996$ Э. С учетом того, что намагниченность насыщения слоя YIG равна $4\pi M_s = 4\pi \times 93$ Гс = 1169 Э (рис. 5), можно заключить, что поле анизотропии характеризуется большой отрицательной величиной $H_a = 4\pi M_s - 4\pi M^{eff} = -1827$ Э, что соответствует анизотропии типа "легкая плоскость". Легкая плоскость намагничивания совпадает с плоскостью слоя YIG. Большая величина анизотропии свидетельствует о напряженном состоянии слоя YIG. Из-за несоответствия параметров постоянных решеток YIG и $LiNbO_3$ можно предположить, что природа анизотропии обусловлена упругими напряжениями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что метод ионно-лучевого распыления–осаждения в сочетании с ионно-лучевой планаризацией поверхности сегнетоэлектрической подложки и повторным напылением слоя железоиттриевого граната позволяет воспроизводимо формировать гетероструктуры в виде слоев железоиттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ толщиной 0.5 мкм на монокристаллических подложках ниобата лития.

Данные рентгеновских исследований свидетельствуют о наличии напряженного состояния слоя YIG на $LiNbO_3$. Растровая электронная микроскопия в сочетании с методикой фокусированных ионов свидетельствует о формировании качественного плоскопараллельного интерфейса YIG/$LiNbO_3$.

В структурах YIG/$LiNbO_3$ могут распространяться поверхностные спиновые волны, что позволяет использовать их в качестве сред для изучения распространения спиновых волн, а также разработки СВЧ-фильтров с узкой полосой пропускания, линий задержки и магнитооптических устройств хранения и обработки информации.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке проектов БРФФИ Ф18Р-086, Ф18Р-087 и грантов РФФИ № 19-08-00643 и 18-29-11026 с использованием оборудования ЦКП ФМИ ИОНХ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Balinskiy M., Ojha Sh., Chiang H., Ranjbar M., Ross C.A., Khitun A.* Spin Wave Excitation in Sub-Micrometer Thick $Y_3Fe_5O_{12}$ Films Fabricated by Pulsed Laser Deposition on Garnet and Silicon Substrates: A Comparative Study // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. 123904.
2. *Yoshimoto T., Goto T., Shimada K., Iwamoto B., Nakamura Y., Uchida H., Ross C.A., Inoue M.* Static and Dynamic Magnetic Properties of Single-Crystalline Yttrium Iron Garnet Films Epitaxially Grown on Three Garnet Substrates // Adv. Electron. Mater. 2018. V. 4. 1800106.
3. *Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Bublikov K.V., Grishin S.V., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A.* Brillouin Light Scattering Study of Transverse Mode Coupling in Confined Yttrium Iron Garnet/Barium Strontium Titanate Multiferroic // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. 203906-5.
4. *Pirro P., Bracher T., Chumak A.V., Lagel B., Dubs C., Surzhenko O., Gornert P., Leven B., Hillebrands B.* Spin-Wave Excitation and Propagation in Microstructured Waveguides of Yttrium Iron Garnet/Pt Bilayers // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. 012402-4.
5. *Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A.* Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. 257203-6.
6. *Kruglyak V.V., Hicken R.J.* Magnonics: Experiment to Prove the Concept // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 306. P. 191–194.
7. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* Magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 264001.
8. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B.* Magnon Transistor for All-Magnon Data Processing // Nat. Commun. 2014. V. 5. 4700.
9. *Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* Magnon Spintronics // Nat. Phys. 2015. V. 11. P. 453–461.
10. *Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B.* YIG Magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 264002.
11. *Sokolov N.S., Fedorov V.V., Korovin A.M., Suturin S.M., Baranov D.A., Gastev S.V., Krichevtsov B.B., Maksimova K.Yu., Grunin A.I., Bursian V.E., Lutsev L.V., Tabuchi M.* Thin Yttrium Iron Garnet Films Grown by Pulsed Laser Deposition: Crystal Structure, Static, and Dynamic Magnetic Properties // J. Appl. Phys. 2016. V. 119. 023903-9.
12. *Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Sazanovich A., Dyakonov V., Szymczak H., Кецко В.А.* Вклад межфазных границ в магнитоэлектрические свойства гетероструктур Co/ЦТС/Co // Неорган. материалы. 2014. Т. 50. № 3. С. 303–307. https://doi.org/10.1134/S0020168514030133
13. *Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Кецко В.А.* Формирование плоскопараллельной межфазной границы в гетероструктуре Ni/$PbZr_{0.2}Ti_{0.8}O_3$ // Неорган. материалы. 2012. Т. 48. № 8. С. 947–951. https://doi.org/10.1134/S0020168512080146
14. *Смирнова М.Н., Гоева Л.В., Симоненко Н.П., Береснев Э.Н., Копьева М.А., Кецко В.А.* Особенности образования гелей при синтезе $MgFe_{1.6}Ga_{0.4}O_4$ глицин-нитратным методом // Журн. неорган. химии. 2016. Т. 61. № 10. С. 1169–1174.

15. *Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Sazanovich A., Dyakonov V., Szymczak H., Кецко В.А.* Влияние толщины слоя кобальта на магнитоэлектрические свойства гетероструктур Co/$PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$/Co // Неорган. материалы. 2013. Т. 49. № 10. С. 1090–1094. https://doi.org/10.1134/S0020168513100117

16. *Stognij A.I., Tokarev V.V., Mitin Yu.N.* The Synthesis of Metal Oxide Films from Compound Powder Targets // Mater. Res. Soc. Proc. 1991. V. 236. P. 331–334.

17. International Centre for Diffraction Data, 1998, JCPDS.

18. *Sakharov V.K., Khivintsev Y.V., Stognij A.I., Vysotskii S.L., Filimonov Y.A., Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A.* Spin-Wave Excitations in YIG Films Grown on Corrugated Substrates // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1389. 12140-6.

19. *Damon R.W., Eshbach J.R.* Magnetostatic Modes of a Ferromagnet Slab // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. P. 308–320.

20. *Stognij A.I., Novitskii N.N., Trukhanov S.V., Trukhanov A.V., Panina L.V., Sharko S.A., Serokurova A.I., Poddubnaya N.N., Ketsko V.A., Dyakonov V.P., Szymczak H., Singh Charanjeet, Yang Y.* Interface Magnetoelectric Effect in Elastically Linked Co/PZT/Co Layered Structures // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 485. P. 291–296.

21. *Stognij A.I., Sharko S.A., Serokurova A.I., Trukhanov S.V., Trukhanov A.V., Panina L.V., Ketsko V.A., Dyakonov V.P., Szymczak H., Vinnik D.A., Gudkova S.A., Poddubnaya N.N., Singh C., Yang Y.* Preparation and Investigation of the Magnetoelectric Properties in Layered Cermet Structures // Ceram. Int. 2019. V. 45. № 10. P. 13030–13036.

22. *Stognij A., Novitskii N., Poddubnaya N., Sharko S., Ketsko V., Mikhailov V., Dyakonov V., Szymczak H.* Interface Magnetoelectric Effect in the Layered Heterostructures with Co Layers on the Polished and Ion-Beam Planarized Ceramic PZT Substrates // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2015. V. 69. 11301-p1 (5 pages).

23. *Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Смирнова М.Н., Кецко В.А.* О визуализации области магнитоэлектрического взаимодействия тонкого слоя ферромагнетика на сегнетоэлектрической подложке // Неорган. материалы. 2019. Т. 55. № 3. С. 311–316. https://doi.org/10.1134/S0002337X1903014X

24. *Landolt H., Bornstein R.* Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series, Group III, 27/e. Berlin: Springer, 1975.

25. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.