Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 4, с. 314 – 318

Инверсный "фолдовер" резонанс в пленке железо-иттриевого граната

Ю. М. Буньков[+1)], П. М. Ветошко[+*], Т. Р. Сафин[×], М. С. Тагиров[×]

[+]Российский Квантовый Центр, 143025 Сколково, Москва, Россия

[*]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

[×]Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2022 г.
После переработки 5 января 2023 г.
Принята к публикации 5 января 2023 г.

Исследован нелинейный магнитный резонанс в пленке железо-иттриевого граната, намагниченной в плоскости. Для пленок ЖИГ, намагниченных перпендикулярно плоскости, хорошо известен эффект, названный фолдовер резонанс. Он связан с тем, что частота прецессии увеличивается при отклонении намагниченности. При сканировании поля вниз частота прецессии остается резонансной за счет уменьшения поля размагничивания при отклонении намагниченности. Сигнал пропадает, когда мощности радиочастотной накачки не хватает для поддержания неравновесного состояния системы. В намагниченной в плоскости пленке железо-иттриевого граната частота прецессии уменьшается при увеличении амплитуды возбуждения. Соответственно эффект фолдовер возникает при сканировании поля вверх. Принципиальная разница заключается в том, что в последнем случае прецессия должна быть неустойчива и распадаться на моды спиновых волн. Нам удалось достичь углов отклонения намагниченности порядка 10 градусов и экспериментально измерить скорость распада однородной прецессии на спиновые волны в зависимости от угла отклонения намагниченности. Данное исследование открывает еще один путь достижения концентрации магнонов, при которых образуется магнонный Бозе конденсат.

DOI: 10.31857/S1234567823040110, EDN: pjqopl

В данной статье мы публикуем результаты экспериментов, в которых получен инверсный "фолдовер" ("Foldover") магнитный резонанс. Эксперименты проведены в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ), намагниченной в плоскости. Частота магнитного резонанса в этом случае хорошо известна и равна:

$$\omega = \gamma\sqrt{H(H + 4\pi M_S \cos\beta)}, \qquad (1)$$

где H – внешнее магнитное поле, $4\pi M_S$ – поле размагничивания, γ – гиромагнитное отношение и β – угол отклонения прецессирующей намагниченности. При увеличении угла β частота прецессии уменьшается. На языке квазичастиц это означает, что при увеличении плотности магнонов частота уменьшается за счет взаимодействия притяжения между ними. До этого в ряде работ исследовались свойства нелинейного магнитного резонанса в пленке ЖИГ, намагниченной перпендикулярно. В этих условиях частота магнитного резонанса равна:

$$\omega = \gamma(H - 4\pi M_S \cos\beta). \qquad (2)$$

Соответственно, частота прецессии увеличивается при увеличении угла β и магноны характеризуются потенциалом отталкивания. Данное динамическое состояние намагниченности устойчиво и не распадается на спиновые волны [1].

В этих условиях, при сканировании магнитного поля вниз, частота прецессии может оставаться равной частоте возбуждения. При этом уменьшение внешнего магнитного поля компенсируется уменьшением поля размагничивания за счет отклонения прецессирующей намагниченности. Это неравновесное состояние сопровождается процессами релаксации магнонов в фононы, который квадратичен по углам отклонения β. Как только мощность радиочастотной (РЧ) накачки окажется не достаточной для поддержания неравновесного состояния, сигнал резонанса исчезает. Этот эффект был назван "Foldover" магнитный резонанс. Данное явление качественно было объяснено в работе [2]. Развитая в ней теория хорошо описывает результаты экспериментов в микрообразцах [3], которые можно рассматривать как одиночный осциллятор. Также этот эффект детально изучался в пленках ЖИГ, намагниченных пер-

1)e-mail: y.bunkov@rqc.ru

пендикулярно. Результаты исследований хорошо соответствовали теории при относительно малых углах β [4]. Однако, если внимательнее посмотреть на эти результаты, то можно сделать вывод, что они не подтверждают теоретическое описание при больших углах отклонения намагниченности.

Особый интерес представляют исследования прицессии намагниченности в приделе больших углов отклонения, т.е. при большой концентрации магнонов. Эти исследования проводились для изучения процессов образования магнонного Бозе конденсата. Так как магноны являются квазичастицами, подчиняющимися статистике Бозе, то при заданной температуре и достаточной плотности они должны образовывать магнонный Бозе-Эйнштейновский конденсат (мБЭК). Критическая плотность магнонов для образования мБЭК в поперечно намагниченной пленке ЖИГ и при комнатной температуре была оценена в работе [5] и соответствует углу отклонения прицессирующей намагниченности около 3°. При других направлениях магнитного поля в ЖИГ критический угол образования мБЭК меняется в пределах от 2° до 4°.

Результаты экспериментальных исследований магнитного резонанса при больших амплитудах возбуждения в пленке ЖИГ, намагниченной перпендикулярно, были опубликованы в [6]. В них было показано, что при относительно малых углах отклонения намагниченности применима теория, разработанная в [2], в которой состояние резонанса определяется амплитудой РЧ накачки. Напротив, при углах отклонения намагниченности более 3° состояние магнонной системы определяется частотой накачки, при условии, что мощность накачки достаточна для поддержания возбужденного состояния. Это свойство присуще магнонной Бозе конденсации, как ранее было показано в экспериментах с антиферромагнитным сверхтекучим ^{3}He [7–9]. Этот результат объясняется тем, что при достаточно больших углах отклонения образуется магнонный Бозе конденсат, состояние которого определяется химическим потенциалом связанной магнон-фотонной системы, т.е. не интенсивностью а частотой возбуждения.

Теоретически аналогия между образованием мБЭК в антиферромагнитном ^{3}He и в пленках ЖИГ была продемонстрирована в [10]. В качестве примера в ней была рассмотрена квазидвумерная тонкая пленкой ЖИГ, намагниченная в плоскости. Для толстой пленки (толщиной более 1 мкм), намагниченной перпендикулярно, аналогия становится еще более наглядной, так как в этом случае магноны расталкиваются, как и в ^{3}He-B. Поэтому не удивительно то, что магноны при достаточно большой концентрации показывают свойства, аналогичные полученным в антиферромагнитном ^{3}He.

Однако вызывает большой интерес вопрос о Бозе конденсации в системах, в которых квазичастицы притягиваются. В этом случае частота магнитного резонанса уменьшается при увеличении концентрации магнонов и когерентное состояние становится неустойчивым. Ранее магнонные системы с притяжением исследовались в антиферромагнитном ^{3}He-A [11, 12]. В этих работах была продемонстрирована неустойчивость однородной прецессии после выключения РЧ накачки. Однако следует учесть, что при резонансном возбуждении когерентность прецессии поддерживается РЧ накачкой. Мы провели сравнение поглощаемой энергии в одной и той же пленке в случае продольной и поперечной намагниченности при большой амплитуде резонансного возбуждения.

Наши исследования проводились в ЭПР-спектрометре X-диапазона Varian E-12. Использование спектрометра ЭПР вместо методики полосковой линии, использованной в [4], имеет ряд преимуществ. Во-первых, возбуждение резонанса пространственно однородно по образцу. Во-вторых, исследования проводились с постоянной частотой, что устраняет эффекты изменения согласования РЧ-линии. Эксперименты проводились на пленках ЖИГ толщиной 6 мкм в виде диска диаметром 0.3 мм. Эксперименты проводились на частоте 9.26 ГГц при комнатной температуре.

Как и в [6], мы характеризовали сигнал именно величиной поглощения энергии, т.е. сигналом адсорбции, умноженным на корень из мощности накачки. На рисунке 1 показаны эти зависимости от величины магнитного поля при различной мощности РЧ возбуждения для направления магнитного поля вдоль пленки.

Хорошо видно, что поглощаемая энергия определяется сдвигом поля от резонанса и не зависит от мощности накачки. Таким образом, мы имеем ту же ситуацию, как и в случае образования мБЭК при перпендикулярной намагниченности. Для сравнения на рис. 2 показаны экспериментальные результаты, полученные на том же образце и при тех же мощностях накачки, но при перпендикулярной намагниченности образца.

Разница в графиках поглощения энергии при продольной и поперечной намагниченности заключается в том, что если при перпендикулярной намагниченности сигнал полностью разрушается при достижении максимального сдвига, то при продольной на-

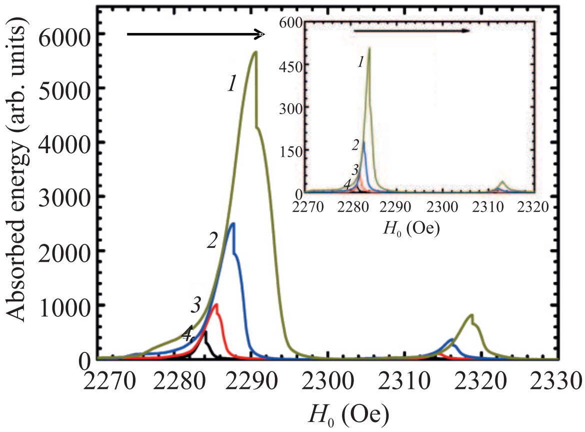

Рис. 1. (Цветной онлайн) Величина поглощаемой энергии при продольной намагниченности пленки при мощности РЧ возбуждения (на вставке: *4* – 0.1 мВт, *3* – 0.3 мВт, *2* – 1.0 мВт, –1 – 3.0 мВт и на основном графике: *4* – 3.0 мВт, *3* – 10.0 мВт, *2* – 30.0 мВт, *1* – 100.0 мВт). Отчетливо видны сигналы от второй моды ферромагнитного резонанса в более высоком поле

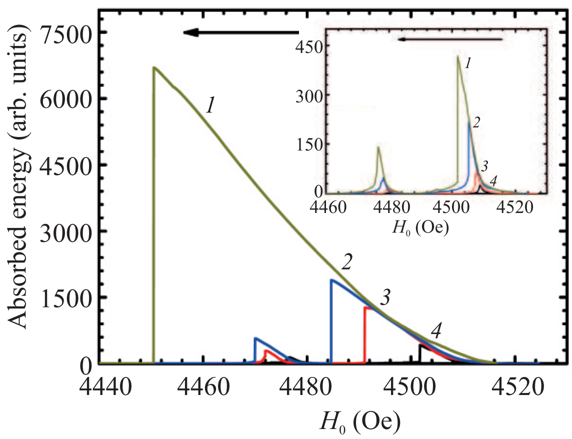

Рис. 2. (Цветной онлайн) Величина поглощаемой энергии при поперечной намагниченности пленки при мощности накачки (на вставке: *4* – 0.1 мВт, *3* – 0.3 мВт, *2* – 1.0 мВт, *1* – 3.0 мВт и в основном графике *4* – 3.0 мВт, *3* – 10.0 мВт, *2* – 30 мВт, *1* – 100.0 мВт). Отчетливо видны сигналы от второй моды ФМР при меньшем поле

магниченности возникает перестройка в некоторую новую моду. В проходящих сейчас оптических измерениях мы выяснили, что эта мода соответствует пространственно неоднородному состоянию, детали которого мы опубликуем в дальнейшем. Однако коллапс однородного состояния хорошо виден. На рисунке 3 показаны сдвиги поля, при котором энергия возбуждения оказывается недостаточной для поддержания мБЭК и соответственно происходит разрушение однородного состояния как при продольной, так и по-

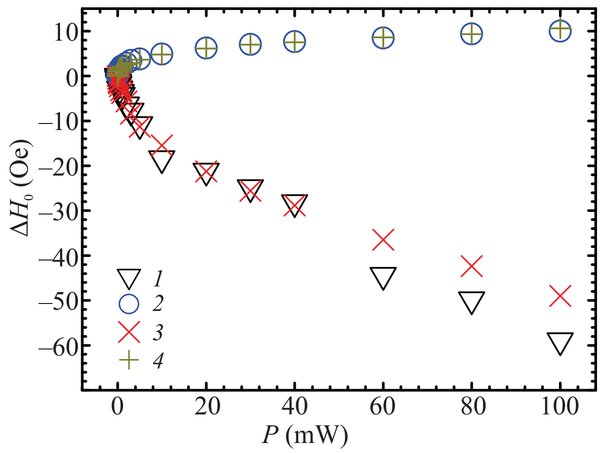

Рис. 3. (Цветной онлайн) Величина сдвига магнитного поля при разрушении однородной прецессии при разных мощностях РЧ возбуждения для продольной и поперечной намагниченности для двух различных образцов. Символы *1* и *3* соответствуют поперечной, а *2* и *4* – продольной намагниченности. *1* и *2* – первый образец и *3* и *4* – второй образец того же размера

перечной намагниченности пленки. Результаты показаны для двух образцов одинакового диаметра.

Естественно, мы видим сдвиг поля в разных направлениях для продольной и поперечной намагниченности. Однако давайте выразим эти сдвиги в углах отклонения намагниченности, согласно уравнениям (1) и (2). Критические углы срыва однородной прецессии при различных мощностях возбуждения показаны на рис. 4.

Из рисунка 4 следует, что критические углы срыва однородной прецессии при разных направлениях намагниченности практически сравнимы при относительно малых углах отклонения. Различие возникает при углах более 7°. Для поддержания однородной прецессии в поперечно намагниченной пленке необходимо увеличение РЧ возбуждения, которое соответствует квадратичной зависимости релаксации магнонов от угла отклонения. Эта зависимость соответствует процессу релаксации магнонов в фононы. В случае продольной намагниченности необходимая мощность возбуждения резко увеличивается. Так, при $\beta = 11^\circ$ необходима дополнительная мощность возбуждения в 50 мВт, чтобы компенсировать дополнительный процесс релаксации магнонов с k, равном нулю. Таким образом, при угле отклонения более 7° возникает пороговым образом дополнительный канал релаксации, величина которого растет очень быстро.

Если в случае поперечной намагниченности состояние с $k = 0$ является минимумом энергии по k,

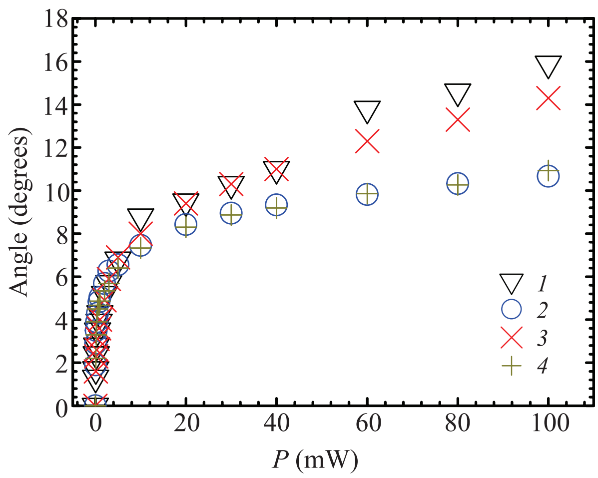

Рис. 4. (Цветной онлайн) Величина угла отклонения прецессирующей намагниченности при коллапсе однородной прецессии для продольной и поперечной намагниченности в зависимости от мощности РЧ возбуждения. Символы *1* и *3* соответствуют поперечной, а *2* и *4* – продольной намагниченности. *1* и *2* – первый образец, *3* и *4* – второй образец того же размера

то в случае продольной намагниченности для магнонов с k, направленном поперек магнитного поля, частота увеличивается, в то время как для магнонов с k, направленном вдоль поля, частота уменьшается [1]. Имеет место седловая точка по энергии. То есть магноны имеют анизотропию массы. Для магнонов, двигающихся поперек магнитного поля, масса положительна, а вдоль – отрицательная. Поэтому при продольной намагниченности возникает канал распада магнонов в спиновые волны с k, направленным вдоль поля, которые имеют меньшую энергию. Как мы видим из наших экспериментальных результатов, этот процесс имеет порог при отклонении в 7°. Аналогичный процесс термолизации магнонов в состояние с минимальной энергией также наблюдается и в случае продольной параметрической накачки магнонов [13].

Таким образом, нами экспериментально получено когерентное состояние магнонов в пленке ЖИГ, намагниченной в плоскости в условиях притяжения магнонов. Это состояние устойчиво при постоянном возбуждении магнонов РЧ полем. При этом наличие глобального минимума энергии для магнонов с не нулевым k приводит к дополнительному процессу релаксации. Дальнейшее исследование этого состояния оптическими методами на установке, описанной в [14], представляет большой интерес. В частности в связи с тем, что наряду со сверхтекучим ^{3}He [15], пленки ЖИГ также обладают свойствами топологической материи. В них предполагается образование магнонной фазы Бери [16, 17]. Возможно, наблюдение долгоживущего сигнала индукции в пленке ЖИГ [18] связано именно с образованием такой фазы магнонного газа на границе образца. Другим важным направлением дальнейших исследований является образование когерентного магнон-фононного состояния, образование которого было отмечено в [19]. И конечно, большой интерес представляют исследования магнонной Бозе конденсации в пленках ЖИГ [20]. При этом следует учитывать различные типы Бозе конденсации магнонов [21]. В заключении, используя магнонный Бозе конденсат, можно построить квантовый кубит, причем работающий при комнатных температурах, как было предложено в лекции [22]. Возможные практические реализации такого кубита были рассмотрены в статье [23].

Эта работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда (проект # 22-12-00322).

1. I. S. Tupitsyn, P. C. E. Stamp, and A. L. Burin, Phys. Rev. Lett. **100,** 257202 (2008).
2. P. W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **100**, 1788 (1955).
3. Y. Li, V. V. Naletov, O. Klein, J. L. Prieto, M. Muñoz, V. Cros, P. Bortolotti, A. Anane, C. Serpico, and G. de Loubens, Phys. Rev. X **9**, 041036 (2019).
4. Yu. K. Fetisov, C. E. Patton, and V. T. Synogach, IEEE Trans. Magn. **35**, 4511 (1999).
5. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, J. Magn. Magn. Mater. **452**, 30 (2018).
6. Yu. M. Bunkov, A. N. Kuzmichev, T. R. Safin, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, Sci. Rep. **11**, 7673 (2021).
7. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, Phys. Rev. Lett. **98**, 265302 (2007).
8. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik J. Low Temp. Phys. **150**, 135 (2008).
9. T. Sato, T. Kunimatsu, K. Izumina, A. Matsubara, M. Kubota, T. Mizusaki, and Yu. M. Bunkov, Phys. Rev. Lett. **101**, 055301 (2008).
10. G. E. Volovik, J. Low Temp. Phys. **153**, 135 (2008).
11. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, JETP Lett. **39**, 469 (1984).
12. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, Sov. Phys. JETP **61**, 719 (1985).
13. T. B. Noack, V. I. Vasyuchka, A. Pomyalov, V. S. Lv́ov, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Phys. Rev. B **104**, L100410 (2021).
14. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, Opt. Express **30**, 1737 (2022).
15. G. E. Volovik, JETP Lett. **115**, 306 (2022).

16. S. Murakami and A. Okamoto, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 011010 (2017).
17. G. E. Volovik, JETP Lett. **107**, 324 (2018).
18. Yu. M. Bunkov, P. M. Vetoshko, A. N. Kuzmichev, G. V. Mamin, S. B. Orlinskii, T. R. Safin, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **111**, 62 (2020).
19. A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, G. A. Knyazev, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, JETP Lett **112**, 710 (2020).
20. P. M. Vetoshkoa, G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, A. A. Kholin, V. I. Belotelov, and Yu. M. Bunkov, JETP Lett. **112**, 299 (2020).
21. Yu. M. Bunkov, JETP Lett. **115**, 694 (2022).
22. Yu. M. Bunkov, *"Magnon Bose-Einstein condensation, new results". Proceedings of Conference "Actual problems of magnetic resonance and its applications"*, Kazan University Pbl. (2011).
23. Yu. M. Bunkov, JETP **131**, 18 (2020).