

НАБЛЮДЕНИЕ ТЕМНЫХ СОЛИТОНОВ ОГИБАЮЩЕЙ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Х.Беннер¹⁾, Б.А.Калиникос²⁾*, Н.Г.Ковшиков*, М.П.Костылев*

Darmstadt University of Technology
D-64289 Darmstadt, Germany

* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
197376 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 июля 2000 г.

Осуществлены эксперименты, в результате которых впервые наблюдалось формирование одиночных темных солитонов огибающей сверхвысокочастотных спиновых волн. Для получения темных солитонов, имеющих нулевую минимальную амплитуду, был использован двухчастотный режим возбуждения затравочных спиновых волн постоянной входной амплитуды. Нелинейное взаимодействие между этими двумя бегущими волнами приводило к образованию в ферромагнитной пленке периодических последовательностей, состоящих из одиночных темных солитонов.

PACS: 75.30.Ds, 75.70.-i, 85.70.Ge

Известно, что в нелинейных волноведущих диспергирующих средах возможно распространение двух типов солитонов огибающей - светлых солитонов и темных солитонов (см., например, [1]). Подавляющее большинство экспериментальных работ посвящено исследованию светлых солитонов. Лидирующее место здесь занимают световые солитоны в оптических волокнах [2], а также спин-волновые солитоны в ферромагнитных пленках (см., например, [3-6] и литературу в них). В то же время процессы генерации и распространения темных солитонов как световых (подробную информацию о которых можно найти в недавнем обзоре [7]), так и спин-волновых (нам известна единственная работа [8]) исследованы явно недостаточно.

В первой экспериментальной работе [4], посвященной изучению темных спин-волновых солитонов, наблюдались профили огибающей спин-волнового сигнала, имеющие два характерных минимума на "дне" темного импульса. Теоретическое объяснение этому явлению как возбуждению пар солитонов дано в недавней работе [9]. Во второй экспериментальной работе [6] была получена автогенерация спин-волновых импульсов в виде пар темных солитонов.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование возможности возбуждения последовательностей одиночных темных солитонов. Обычно для формирования темных солитонов огибающей на вход волноведущей нелинейной диспергирующей среды подают прямоугольные темные импульсы. В данной работе для формирования волновых профилей, имеющих вид одиночных солитонов огибающей с нулевой минимальной амплитудой (так называемых "black solitons" - черных солитонов), нами был использован иной метод, а именно, метод двухчастотного входного возбуждения. При этом на вход ферромагнитной пленки подавались два непрерывных СВЧ сигнала, имевших одинаковые амплитуды и различные (но близкие) частоты f_1 и f_2 .

¹⁾ H.Benner.

²⁾ e-mail: borisk@borisk.usr.etu.spb.ru

Основная идея метода заключалась в том, что два таких непрерывных затравочных сигнала уже в линейном режиме приведут к появлению в ферромагнитной пленке периодических спин-волновых биений периода $T = 1/\Delta f$, где $\Delta f = |f_1 - f_2|$. При этом в точках нулевой амплитуды биений на центральной "несущей" частоте $(f_1 + f_2)/2$ обеспечатся скачки фазы сигнала на 180° . Как известно, такие скачки фазы несущего сигнала являются одной из основных характеристик топологического (черного) солитона огибающей [1,2]. Наше предположение состояло в том, что нелинейная эволюция спин-волновых биений может привести к формированию периодической последовательности одиночных черных солитонов. Это предположение оправдалось на опыте.

Предыдущие эксперименты как со светлыми, так и с темными спин-волновыми солитонами нашли хорошее объяснение на основе модели нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Поэтому именно эта модель была использована нами в качестве эвристической при постановке описываемого эксперимента. Согласно модели НУШ,

$$i(\partial u/\partial t + V_g \partial u/\partial z) + \frac{D}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - N |u|^2 u = 0, \quad (1)$$

темные солитоны огибающей могут наблюдаться в волноведущих средах, когда дисперсионный и нелинейный коэффициенты несущей волны имеют одинаковые знаки. Этому требованию удовлетворяет квазиповерхностная спиновая волна, распространяющаяся в касательно намагниченных ферромагнитных пленках. В случае монокристаллических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) со свободными поверхностями спинами такая волна имеет монотонную дисперсию $\omega(k)$ в длинноволновой области спектра [10]. При этом ее дисперсионный коэффициент $D = \partial^2 \omega / \partial k^2$ и нелинейный коэффициент $N = \partial \omega / \partial |u|^2$ отрицательны.

Для экспериментов использовались образцы в виде узких полос ЖИГ ("волноводы" спиновых волн) шириной 2 мм. Волноводы были вырезаны из монокристаллических пленок ЖИГ толщиной L , равной 5.2, 6.9, 7.2 и 13.9 мкм, выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111). Возбуждение и прием спиновых волн осуществлялись с помощью обычной конструкции [3, 4], имевшей короткозамкнутые входную и выходную микрополосковые антенны шириной 50 мкм и длиной, равной ширине пленочного волновода. Расстояние между антеннами, фотолитографически сформированными на подвижных керамических подложках, могло регулироваться.

Эксперименты можно условно разделить на два этапа. На первом этапе исследовались амплитудно-частотные характеристики пленочных образцов и их дисперсионные свойства. Измерения проводились в линейном режиме возбуждения распространяющихся спиновых волн. На втором этапе исследовались нелинейные эффекты, возникающие при возбуждении в пленке двух интенсивных спиновых волн. Несущие частоты этих затравочных волн выбирались так, чтобы сами они и все нелинейно генерируемые спин-волновые гармоники всегда лежали в определенных на первом этапе границах спектра спиновых волн конкретного экспериментального образца.

Измерения, выполненные на всех образцах пленок ЖИГ для различных частот входных сигналов f_1 и f_2 и одинаковых мощностей $P_1 = P_2$, показали, что по мере увеличения мощности входных сигналов происходит переход от линейного к нелинейному режимам распространения спиновых волн. В нелинейном режиме распространения наблюдается устойчивое формирование периодической последователь-

ности спин-волновых импульсов, имеющих профили $u(t)$, соответствующие черным солитонам огибающей.

Рис.1 иллюстрирует типичные результаты экспериментов. При выполнении этих экспериментов на выходе пленки одновременно измерялись огибающие СВЧ сигнала и соответствующие им частотные спектры. Данные, показанные на рис.1, получены на образце толщиной $L = 6.9$ мкм, находившемся в постоянном магнитном поле на-

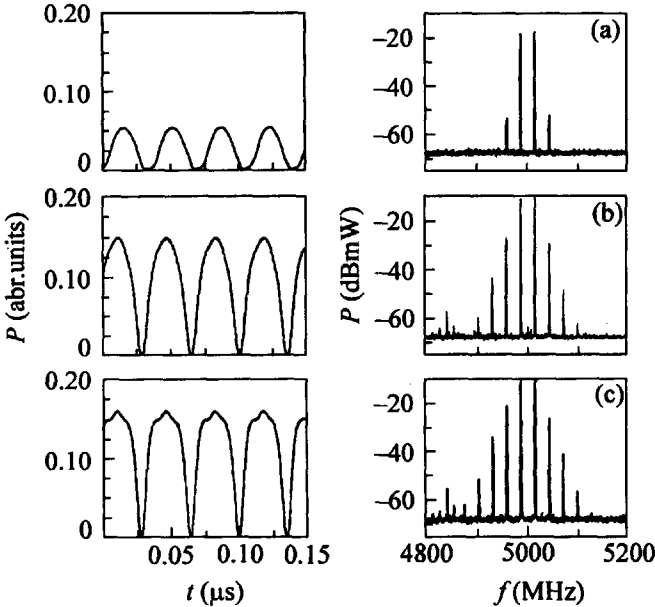


Рис.1. Форма огибающей СВЧ сигнала на выходе макета (слева) и соответствующие частотные спектры сигналов (справа) при различных уровнях мощности входных сигналов P_1 и P_2 : а) $P_1 = -3$ дБмВт, $P_2 = -1$ дБмВт; б) $P_1 = 7$ дБмВт, $P_2 = 9$ дБмВт; в) $P_1 = 11$ дБмВт, $P_2 = 13$ дБмВт. Толщина пленки железо-иттриевого граната - 6.9 мкм, постоянное магнитное поле - 1034 Э, частоты входных сигналов $f_1 = 4990$ МГц, $f_2 = 5018$ МГц

пряженностью 1034 Э. Измеренная для этого значения поля нижняя граница спектра квазиповерхностных спиновых волн была 4860 МГц. Частоты входных сигналов были выбраны равными $f_1 = 4990$ МГц и $f_2 = 5018$ МГц. Расчетное значение волнового числа на средней частоте $(f_1 + f_2)/2$ составляло 191 рад/см. По мере увеличения мощности входных сигналов наблюдалось обострение минимумов огибающей спин-волнового сигнала и обогащение его частотного спектра. В результате развития нелинейной интерференции затравочных волн образовывалась периодическая последовательность импульсов, имеющих форму черных солитонов (см. рис.1с).

Постепенное обогащение частотного спектра последовательности солитонов, наблюдавшееся с ростом мощностей входных сигналов, происходило в соответствии с механизмом четырехволнового процесса. Расстояние между соседними нелинейно генерируемыми гармониками было равно значению Δf . В то же время эксперименты показали, что после превышения определенного уровня СВЧ мощности, зависящего от толщины пленки, происходило разрушение периодической последовательности солитонов. Это разрушение носило одновременно нелинейный и тепловой характер. Нелинейный и тепловой механизмы, приводящие к разрушению последовательности солитонов, требуют специального изучения.

Измерения показали, что для всех исследованных толщин пленок при неизменной мощности входных сигналов, выбранной несколько ниже "порога разрушения" периодической солитонной последовательности, форма и длительность одиночного солитона τ , практически не зависит от разности затравочных частот f_1 и f_2 в опре-

деленном интервале их изменения (одной или обеих одновременно). На рис.2 приведена зависимость длительности солитона от частоты расстройки Δf , полученная для

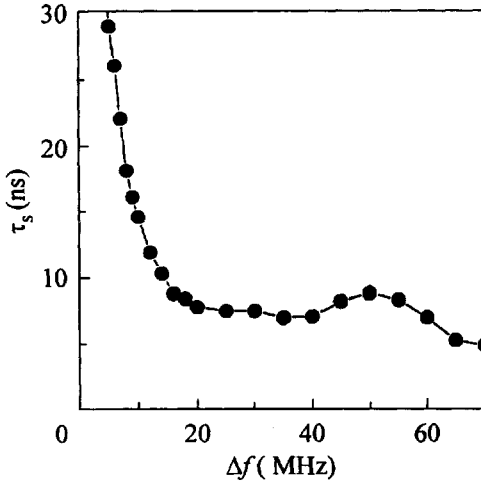


Рис.2. Зависимость длительности темного солитона от разности частот входных сигналов $\Delta f = f_1 - f_2$. Толщина пленки железо-иттриевого граната – 13.9 мкм, мощности входных сигналов $P_1 = P_2 = 20$ дБмВт. Частота одного из входных сигналов поддерживалась постоянной и равной $f_1 = 4990$ МГц

пленки толщиной $L = 13.9$ мкм. Частота f_1 при этом поддерживалась постоянной и равной 4990 МГц. Подчеркнем, что подобные зависимости, демонстрирующие неизменность формы и длительности солитонов от Δf , были получены для всех исследованных пленок. Например, как ясно из рис.2, в случае $L = 13.9$ мкм длительность солитона остается практически постоянной при изменении Δf от 20 до 40 МГц. Для наглядной иллюстрации этого явления на рис.3 показаны огибающие генерируемых

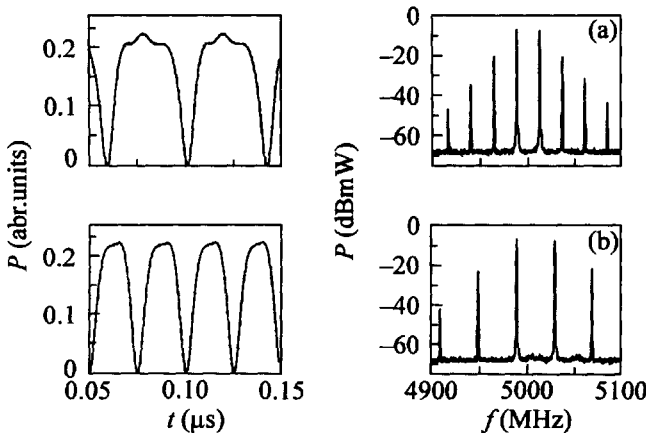


Рис.3. Форма огибающей СВЧ сигнала на выходе макета (слева) и соответствующие частотные спектры сигналов (справа) при различных частотах расстройки входных сигналов Δf : а) $\Delta f = 24$ МГц; б) $\Delta f = 40$ МГц, $P_1 = P_2 = 20$ дБмВт; а остальные параметры – как на рис.2

периодических последовательностей солитонов и их частотные спектры, измеренные вблизи границ интервала постоянства τ_s , то есть при $\Delta f_{\min} = 24$ МГц (рис.3а) и $\Delta f_{\max} = 40$ МГц (рис.3б). Обращает на себя внимание то, что при варьировании Δf в пределах от f_{\min} до f_{\max} форма и длительность солитона практически не зависят от числа нелинейно генерируемых гармоник, появляющихся в частотной полосе одиночного солитона. При выходе разности затравочных частот за названные границы Δf_{\min} или Δf_{\max} , форма и длительность солитона начинают зависеть от Δf .

Для того чтобы убедиться в том, что форма импульсов в наблюдаемой последовательности определяется четырехволновым нелинейным механизмом самовоздействия спиновых волн [11], а значит, что наблюдаемая последовательность действительно есть последовательность солитонов, было выполнено численное моделирование. Моделирование основывалось на теоретических соотношениях, полученных в работе [12]. Эти соотношения описывают движение пространственных фурье-компонент огибающей переменной намагниченности. Исходными для их вывода являлись уравнение движения магнитного момента Ландау – Лифшица и уравнения магнитостатики. Полученная система нелинейных неоднородных дифференциальных уравнений первого порядка учитывает возбуждение волн переменной намагниченности в ферромагнитных пленках микрополосковой антенной, эволюцию огибающей волн и формирование последовательности нелинейных импульсов. В зависимости от выбранных параметров эта система позволяет численно анализировать процесс распространения как темных, так и светлых солитонов.

В отличие от модели НУШ (1) данный подход учитывает особенности реального спектра спиновых волн в ферромагнитных пленках, а также особенности возбуждения и приема волн намагниченности микрополосковыми антеннами. Последнее обстоятельство является весьма важным. Оно позволяет отказаться от расчета амплитуд спиновых волн (что требуется в подходе НУШ) и дает возможность оперировать с непосредственно измеряемыми в эксперименте величинами – входной и выходной СВЧ мощностью.

На рис.4 показан расчетный профиль огибающей СВЧ сигнала на выходе экспериментального макета. Здесь же штриховой линией показан результат измере-

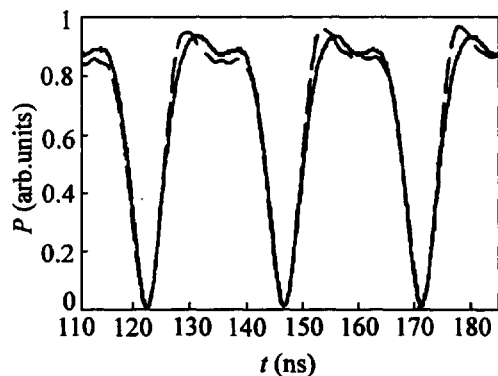


Рис.4. Сравнение экспериментальных результатов с результатами численного моделирования. Сплошная линия – эксперимент, штриховая – расчет. Параметры расчета такие же, как и в соответствующем эксперименте, а именно: толщина ферромагнитной пленки $L = 13.9$ мкм, намагниченность насыщения 1750 Гс, параметр магнитных потерь $\Delta H = 0.5$ Э, постоянное магнитное поле 1090 Э, частоты входных сигналов $f_1 = 4995$ МГц, $f_2 = 5036$ МГц. Мощности входных сигналов, принятые для расчета, $P_1 = P_2 = 12$ дБмВт

ний. Расчет проводился для конкретных экспериментальных условий, а именно, $L = 13.9$ мкм, намагниченность насыщения ферромагнитной пленки 1750 Гс, параметр магнитных потерь пленки $\Delta H = 0.5$ Э, постоянное магнитное поле 1090 Э (нижняя граница возбуждения квазиповерхностных спиновых волн для этого значения поля равна 4930 МГц), частоты входных сигналов $f_1 = 4995$ МГц, $f_2 = 5036$ МГц, длина и ширина входного и выходного микрополосковых преобразователей 2 мм и 50 мкм, соответственно, расстояние между ними 6.5 мм. В качестве подгоночного параметра использовалась СВЧ мощность на входе макета.

Теоретическая кривая, приведенная на рис.4, получена при $P_1 = P_2 = 12$ дБмВт. Экспериментальные значения этих параметров были $P_1 = P_2 = 15$ дБмВт, то есть на 3 дБ больше, чем в теории. Наиболее вероятной причиной, по которой на вход макета

в эксперименте необходимо было подавать большую (по сравнению с теорией) СВЧ мощность, мог быть так называемый “волноводный эффект” при распространении спиновых волн, вследствие которого в ферромагнитных пленочных образцах ограниченной ширины снижается эффективность их возбуждения. Чтобы учесть данный эффект в теории, необходимо, строго говоря, решать двумерную задачу возбуждения и распространения пакетов спиновых волн в пленке. Однако простые оценки показывают, что в случае наличия волноводного эффекта для получения такого же среднего значения возбуждаемой переменной намагниченности по ширине образца, как и в случае ее однородного распределения, необходимо увеличить СВЧ мощность на входе макета примерно в 2 раза [13], что и дает искомые 3 дБ. Таким образом, результаты моделирования очень хорошо объясняют эксперимент.

Кратко остановимся еще на одном результате моделирования. Из численных расчетов следует, что при $P_1 = P_2$ в точке нулевой амплитуды каждого из получаемых импульсов происходит скачок фазы сигнала на 180° . При использовании в качестве расчетных параметров неодинаковых мощностей в качестве затравочных сигналов происходит нелинейная эволюция к формированию темных солитонов со скачком фазы менее 180° . При этом глубина модуляции образующего солитонного профиля определяется величиной P_1/P_2 . Такое же явление наблюдалось и в эксперименте.

Более подробные экспериментальные результаты и их сопоставление с теорией будут опубликованы позднее.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 99-02-16370), Немецким научным обществом (Deutsche Forschungsgemeinschaft), грант DFG 436 RUS 113/27/0 и ИНТАС, грант INTAS (# 99-1812).

-
1. M.Remoissenet, *Waves Called Solitons: Concepts and Experiments*, Spinger-Verlag, Berlin, 1996.
 2. *Optical Solitons – Theory and Experiment*, Ed. J.R.Taylor, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
 3. В.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков, А.Н.Славин, *ЖЭТФ* **94**, вып.2, 159 (1983).
 4. M.Chen, M.A.Tsankov, J.M.Nash, and C.E.Patton, *Phys. Rev.* **B49**, 12773 (1994).
 5. J.W.Boyle, S.A.Nikitov, A.D.Boardman et al., *Phys. Rev.* **B53**, 12173 (1996).
 6. В.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков, К.Е.Паттон, *Письма в ЖЭТФ*, **68**, 229 (1998).
 7. Yu.S.Kivshar and B.Luther-Davies, *Dark Optical Solitons*, Physics Reports, 1997.
 8. M.Chen, M.A.Tsankov, J.M.Nash, and C.E.Patton, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1707 (1993).
 9. A.N.Slavin, Yu.S.Kivshar, E.A.Ostrovskaya, and H.Benner, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2583 (1999).
 10. В.А.Kalinikos, М.Р.Kostylev, N.V.Kozhus, and A.N.Slavin, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 9861 (1990).
 11. В.С.Львов, *Нелинейные спиновые волны*, М.: Наука, 1987.
 12. В.А.Калиникос, М.П.Костылев, *ЖТФ* **70**, 136 (2000).
 13. В.Ф.Дмитриев, В.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков, *ЖТФ* **56**, 2169 (1986).