

Солитоны огибающей в среде с сильным нелинейным затуханием

Ю. К. Фетисов⁺¹⁾, С. Е. Patton*, В. Т. Сыногач*

⁺Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики, 119454 Москва, Россия

*Department of Physics, Colorado State University, Fort Collins, 80523 Colorado, USA

Поступила в редакцию 9 февраля 2006 г.

После переработки 26 апреля 2006 г.

Экспериментально обнаружено и исследовано явление формирования сверхвысокочастотных солитонов огибающей спиновых волн в пленке феррита железоиттриевого граната в условиях сильного нелинейного затухания. Солитоны формируются благодаря четырехволновым взаимодействиям спиновых волн в случае, когда характерное время развития модуляционной неустойчивости волны значительно меньше времени установления процесса генерации коротковолновых магнонов. Наличие нелинейного затухания позволяет возбуждать солитоны огибающей спиновых волн с помощью длинных сверхвысокочастотных импульсов.

PACS: 75.30.Ds

Солитоны огибающей представляют собой волновые пакеты, которые распространяются в нелинейной диспергирующей среде, сохраняя при этом свою форму. Солитоны огибающей формируются из коротких возбуждающих импульсов достаточно большой амплитуды в результате конкуренции процессов дисперсионного расплывания и нелинейного сжатия. В идеальной среде без затухания стационарная форма солитона устанавливается на бесконечном расстоянии от точки возбуждения.

Экспериментально формирование и распространение солитонов огибающей наблюдали в нелинейных диспергирующих средах, обладающих малым затуханием. Примером могут служить оптические солитоны в нелинейных оптических волокнах [1] и сверхвысокочастотные спин-волновые солитоны в ферритовых пленках [2, 3]. Показано, что слабое затухание приводит к качественному изменению свойств солитонов по сравнению с идеальным случаем бездиссипативной среды. В частности, солитон формируется на конечном расстоянии от точки возбуждения, и его мощность уменьшается при распространении в два раза быстрее, чем мощность линейного импульса малой амплитуды [4].

В настоящей работе экспериментально показано, что солитоны огибающей могут формироваться и распространяться также и в средах с сильным нелинейным затуханием. Существование солитонов в таких средах возможно, если характерное время развития модуляционной неустойчивости, приводящей к формированию солитонов, меньше характерного

времени установления нелинейного затухания. При этом пороговая мощность появления модуляционной неустойчивости может быть существенно выше пороговой мощности появления нелинейного затухания. Благодаря влиянию нелинейного затухания, солитон огибающей может сформироваться из длинного возбуждающего импульса.

Эффект продемонстрирован на примере объемных спиновых волн, распространяющихся в касательно намагниченных пленках феррита вдоль направления магнитного поля. Для этих волн законами сохранения разрешены два вида четырехволновых взаимодействий, приводящих как к модуляционной неустойчивости, так и к нелинейному затуханию спиновых волн.

В экспериментах использовалась стандартная линия передачи на спиновых волнах [5]. Линия содержала пленку железоиттриевого граната (ЖИГ) прямоугольной формы толщиной 5.1 мкм, шириной 2 мм и длиной 25 мм и два микрополосковых преобразователя, служащих для возбуждения и приема спиновых волн. Пленка была выращена методом жидкофазной эпитаксии на немагнитной подложке толщиной 0.5 мм, имела намагниченность насыщения 1750 Гс и ширину линии однородного ферромагнитного резонанса 0.4 Э на частоте 5 ГГц. Преобразователи длиной 2 мм и шириной 50 мкм были изготовлены методом фотолитографии на поликорových подложках. Каждый преобразователь был соединен с 50-омной линией на одном конце и закорочен на другом конце. Расстояние между преобразователями l , задающее длину распространения волны, могло изменяться от 1.5 мм до 10 мм за счет перемещения одной из

¹⁾e-mail: fetisov@mirea.ru

подложек. Пленка ЖИГ накладывалась на преобразователи, и вся структура помещалась во внешнее постоянное магнитное поле, направленное вдоль длинной оси пленки и перпендикулярно преобразователям. На входной преобразователь линии передачи подавали непрерывный или импульсный сверхвысокочастотный сигнал с частотой в диапазоне 3.5–10 ГГц и мощностью до 500 мВт и измеряли характеристики сигнала с выходного преобразователя при изменении поля в интервале 0.6–3 кЭ.

На рис.1 показана амплитудно-частотная характеристика (АЧХ), то есть зависимость вносимых потерь линии передачи $L = 10 \cdot \log(P_{out}/P_{in})$ (P_{in} – мощность на входе, P_{out} – мощность на выходе) от

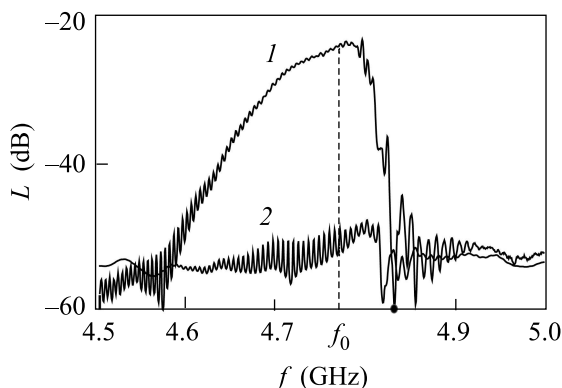


Рис.1. Зависимость вносимых потерь L линии передачи от частоты f возбуждающего сигнала в непрерывном режиме при низком и высоком уровнях мощности: кривая 1 – $P_{in} = 10$ мВт, 2 – $P_{in} = 200$ мВт. Магнитное поле $H = 1000$ Э, расстояние между преобразователями $l = 3.4$ мм, $f_0 = 4.77$ ГГц

частоты сигнала f , измеренная в режиме непрерывного возбуждающего сигнала при поле $H = 1000$ Э и расстоянии между преобразователями $l = 3.4$ мм. Кривая 1 соответствует низкой мощности входного сигнала $P_{in} = 10$ мВт, кривая 2 – высокой мощности $P_{in} = 200$ мВт. При низкой мощности P_{in} спиновые волны возбуждались и распространялись в полосе частот 4.45–4.83 ГГц, минимальные вносимые потери составляли –24 дБ. Форма и границы АЧХ линии передачи при низкой мощности хорошо описываются теорией [3], если принять $H = 1060$ Э. Отличие измеренного и рассчитанного значений H обусловлено влиянием анизотропии пленки ЖИГ.

При повышении мощности P_{in} входного сигнала вносимые потери L резко возрастали на всех частотах в пределах АЧХ линии передачи (рис.1, кривая 2), что свидетельствует о появлении сильного нерезонансного нелинейного затухания волн. Увеличе-

ние затухания волн при повышении P_{in} наблюдали на всех частотах в диапазоне от 3.5 ГГц до 10 ГГц при перестройке поля от 0.6 до 3 кЭ.

На рис.2 показана типичная зависимость мощности сигнала P_{out} с выхода линии передачи от мощ-

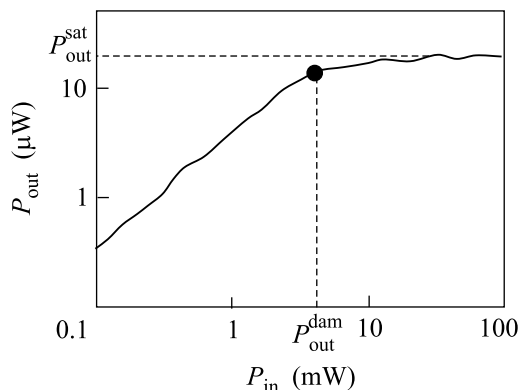


Рис.2. Зависимость мощности P_{out} сигнала на выходе линии передачи от мощности P_{in} входного непрерывного сигнала при $f_0 = 4.77$ ГГц, $H = 1000$ Э, $l = 3.4$ мм. Пороговая мощность появления нелинейного затухания $P_{in}^{dam} = 4$ мВт, мощность насыщения выходного сигнала $P_{out}^{sat} \approx 20$ мкВт

ности P_{in} входного сигнала, измеренная в непрерывном режиме на частоте $f_0 = 4.77$ ГГц при поле $H = 1000$ Э. Видно, что P_{out} растет линейно с увеличением входной мощности вплоть до порогового значения $P_{in}^{dam} \approx 4$ мВт. При дальнейшем увеличении P_{in} выходная мощность насыщается и остается постоянной на уровне $P_{out}^{sat} \approx 20$ мкВт. Такого вида зависимость свидетельствует о появлении сильного нелинейного затухания волн при $P_{in} > P_{in}^{dam}$. Аналогичные кривые были получены для всех частот из полосы возбуждения спиновых волн. Величина пороговой мощности P_{in}^{dam} , при которой появляется нелинейное затухание, незначительно изменялась при перестройке магнитного поля и частоты волны.

Исследование распространения импульсов спиновых волн в линии передачи проводили при $H = 1000$ Э и расстоянии между преобразователями $l = 3.4$ мм. Возбуждающие импульсы прямоугольной формы имели центральную частоту $f_0 = 4.77$ ГГц, длительность 0.7 мкс и времена нарастания и спада менее 2 нс. Период следования импульсов составлял 10 мс, что позволило избежать нагрева пленки из-за поглощения мощности. На рис.3 показана типичная форма огибающей выходных импульсов при различных мощностях P_{in} входного импульса. При низкой P_{in} форма выходного импульса повторяет форму возбуждающего импульса с задержкой 0.15 мкс (рис.3а).

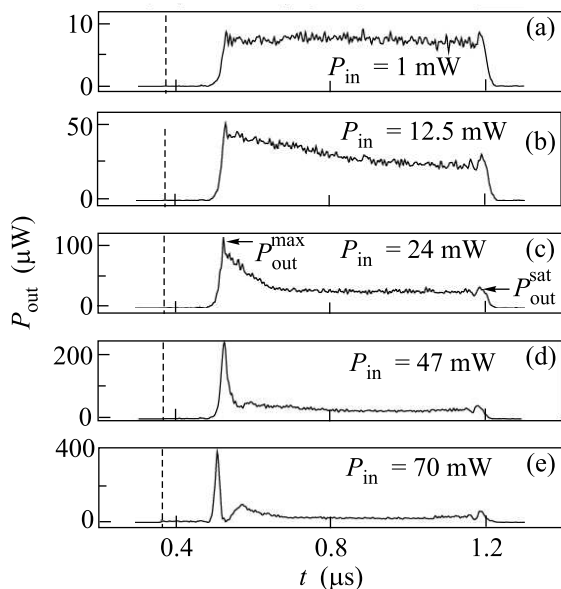


Рис.3. Эволюция огибающей импульсов спиновых волн при увеличении мощности P_{in} возбуждающих импульсов. Длительность возбуждающего импульса равна 0.7 мкс. Вертикальные пунктирные линии обозначают начало возбуждающего импульса. Величины P_{out}^{max} и P_{out}^{sat} (с) обозначают мощность пика в начале импульса и мощность на уровне плоской части импульса, соответственно

При повышении P_{in} на вершине выходного импульса появлялся участок экспоненциального падения мощности (рис.3б). Выходная мощность уменьшалась от значения P_{out}^{max} в начале импульса до значения P_{out}^{sat} на плоской вершине в конце импульса. С ростом P_{in} участок экспоненциального падения выходной мощности становился короче. Характерное время экспоненциального падения выходной мощности достигало минимума ~ 50 нс при $P_{in} \approx 30$ мВт. За участком экспоненциального падения мощности следовал участок постоянной мощности с уровнем $P_{out}^{sat} \approx 20$ мкВт, равным уровню насыщения мощности в режиме постоянного сигнала (см. рис.2). При мощности входного импульса $P_{in} \geq 30$ мВт в самом начале выходного импульса формировался узкий пик длительностью ~ 15 нс на половине высоты (рис.3д,е). На рис.3е после узкого пика видна оставшаяся часть экспоненциального участка, который наблюдался при низких мощностях входного импульса.

Узкий пик в начале выходного импульса на рис.3д представляет собой солитон огибающей спиновых волн, который сформировался из длинного возбуждающего импульса. Для подтверждения солитонной природы этого пика были выполнены дополнительные измерения.

На рис.4а показана зависимость мощности пика P_{out}^{max} от мощности входного импульса, измеренная

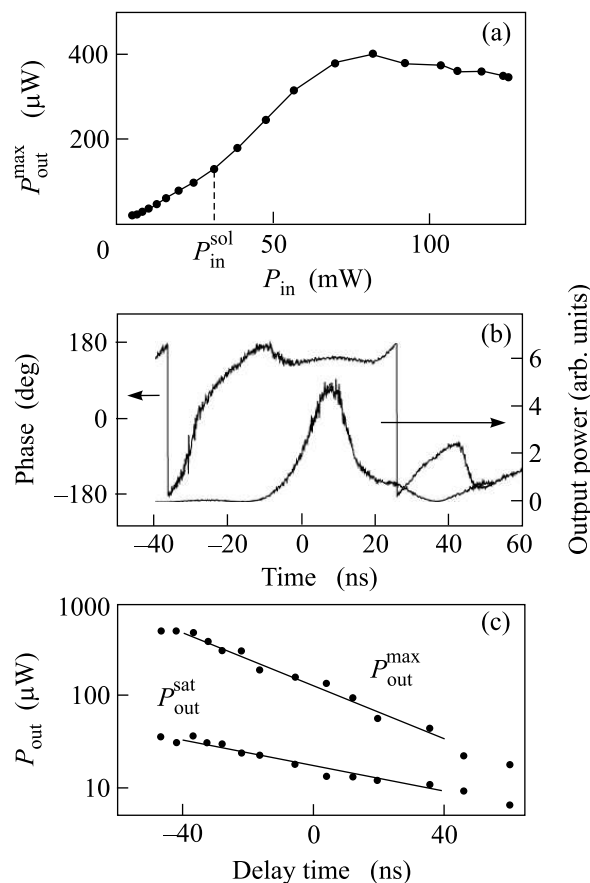


Рис.4. Характеристики солитона огибающей спиновых волн, возбужденного импульсом длительностью 0.7 мкс и мощностью $P_{in} = 56$ мВт: (а) зависимость пиковой мощности солитона P_{out}^{max} от мощности возбуждающего импульса P_{in} ; (б) форма огибающей и фазовая характеристика солитона; (с) зависимость мощности солитона P_{out}^{max} и мощности насыщения выходного импульса P_{out}^{sat} от времени распространения волны. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – аппроксимация данных экспоненциальными функциями

при тех же условиях, что и для рис.3. На кривой виден характерный излом при $P_{in} \approx 30$ мВт, который соответствует началу нелинейного сжатия выходного импульса. При мощностях $P_{in} \sim 70$ мВт и выше амплитуда пика прекращает расти и даже несколько падает. Полученная кривая полностью повторяет аналогичную зависимость для солитона огибающей спиновых волн, который формируется из короткого возбуждающего импульса [6]. Величина пороговой мощности формирования солитона, как следует из рис.4а, составляет $P_{in}^{sol} \approx 30$ мВт.

На рис.4б приведена зависимость распределения фазы внутри области пика выходного импульса от времени, измеренная при $P_{in} = 56$ мВт и тех же условиях, как и для рис.3. Видно, что фаза остается постоянной в пределах области пика, что также подтверждает солитонную природу наблюдаемого импульса [7].

На рис.4с показаны зависимости максимальной мощности пика P_{out}^{max} и мощности P_{out}^{sat} плоской вершины в конце выходного импульса от времени распространения волн в линии передачи при мощности возбуждающего импульса $P_{in} = 56$ мВт. Время распространения возрастает от 83 до 350 нс при увеличении расстояния между преобразователями линии от 1.9 до 8 мм, что соответствует расчетной групповой скорости волн $V_g = 2.3 \cdot 10^6$ см/с. Сплошные кривые демонстрируют аппроксимацию данных экспоненциальными функциями в диапазоне времен распространения 100–300 нс. Обе зависимости имеют линейный вид в полулогарифмическом масштабе. Скорость уменьшения мощности пика P_{out}^{max} равна 57.8 дБ/мкс и превышает скорость уменьшения мощности плоской вершины импульса P_{out}^{sat} , равную 28 дБ/мкс, в 2.07 раза. Участок плоской вершины выходного импульса можно рассматривать как непрерывную волну малой амплитуды. Полученный результат согласуется с предсказанием теории и экспериментальными данными о двойной скорости затухания солитона огибающей спиновых волн по сравнению с линейной волной в пленках ЖИГ [8].

Для объяснения механизма формирования солитона огибающей из длинного возбуждающего импульса рассмотрим дисперсионную характеристику объемных спиновых волн в продольно намагниченной пленке. На рис.5 приведена зависимость частоты f основной моды объемных волн от волнового числа k , рассчитанная по формулам из [3] при $H = 1060$ Э и значениях параметров, удовлетворяющих условиям эксперимента. Ось волновых чисел изображена в логарифмическом масштабе. Дисперсионная кривая состоит из участка малых волновых чисел $k < 10^4$ рад/см, где преобладает дипольное взаимодействие, и участка больших волновых чисел $k > 10^5$ рад/см, где преобладает обменное взаимодействие. Центральная частота и центральное волновое число входного волнового пакета обозначены через f_0 и k_0 , соответственно. Половина от частоты возбуждающего сигнала обозначена как $f_0/2$.

Из рис.5 видно, что законами сохранения разрешены только четырехволновые взаимодействия волн с частотами, близкими к f_0 . Трехволновые взаимодействия, при которых волна с начальной частотой

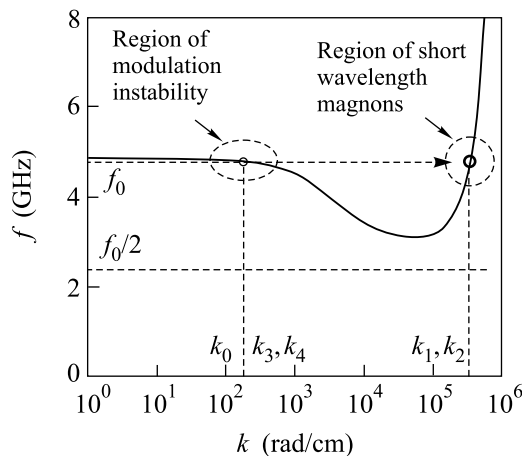


Рис.5. Дисперсионная кривая для основной моды объемных спиновых волн в продольно намагниченной пленке ЖИГ толщиной 5.1 мкм. Горизонтальные штриховые линии обозначают частоту волны f_0 и половинную частоту $f_0/2$. Волновое число исходной волны k_0 , волновые числа коротковолновых магнов k_1 и k_2 , волновые числа модуляционно неустойчивых волн k_3 и k_4 . Области нелинейного затухания и модуляционной неустойчивости обозначены кружками

f_0 распадается на две волны с частотами, близкими к $f_0/2$, запрещены, поскольку половинная частота находится много ниже области частот возбуждения спиновых волн. При этом возможны два вида четырехволновых взаимодействий.

Во-первых, спиновая волна с частотой f_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 может возбуждать коротковолновые магны, если ее мощность превышает определенный порог. Магны имеют частоту, близкую к f_0 , и волновые числа, принадлежащие обменной части дисперсионной кривой, как показано на рис.5. Законы сохранения энергии и импульса для этих процессов имеют вид $2f_0 = f_1 + f_2$, $2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, где f_1 , f_2 и \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 – частоты и волновые векторы магнов, соответственно. Передача энергии от спиновой волны к коротковолновым магнам приводит к ее затуханию. В наших экспериментах, как видно из рис.2, пороговая мощность появления нелинейного затухания составляла $P_{in}^{dam} = 4$ мВт. Это значение согласуется с измеренным и рассчитанным уровнями мощности насыщения для объемных спиновых волн в пленках феррита [9].

Во-вторых, для объемных спиновых волн выполняется критерий Лайтхилла ($D \cdot N < 0$, где D и N – дисперсионный и нелинейный коэффициенты), и для них возможно развитие модуляционной неустойчивости [10]. Модуляционная неустойчивость появляется, если мощность волны превысит второй пороговый

уровень. Законы сохранения для этого процесса имеют аналогичный вид: $2f_0 = f_3 + f_4$, $2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$, где f_3 , f_4 и \mathbf{k}_3 , \mathbf{k}_4 – частоты и волновые векторы генерируемых волн, соответственно. Волновые числа волн, рождающихся при модуляционной неустойчивости, примерно равны волновому вектору исходной волны, $k_3, k_4 \approx k_0$, и принадлежат дипольной части дисперсионной кривой, как показано на рис.5. Модуляционная неустойчивость приводит к формированию солитона огибающей спиновых волн. В проведенных экспериментах пороговая мощность формирования солитона оказалась равной $P_{in}^{sol} \approx 30$ мВт. Измеренное значение P_{in}^{sol} необходимо сравнить с рассчитанным уровнем мощности, необходимой для формирования солитона из короткого возбуждающего импульса. Расчет по формулам из [9] при учете потерь преобразования микрополоскового преобразователя –10 дБ, длительности возбуждающего импульса 15 нс и значений других параметров, соответствующих условиям эксперимента, дает для пороговой мощности формирования солитона значение 22 мВт, которое согласуется с экспериментом.

Описанные четырехволновые процессы нелинейного затухания и модуляционной неустойчивости спиновых волн и приводят совместно к формированию солитонов огибающей из длинного возбуждающего импульса. Если уровень входной мощности превышает пороговое значение P_{in}^{dam} , то нелинейное затухание вызывает только укорочение пакета волн до нескольких десятков наносекунд, как показано на рис.3с. Если же мощность входного импульса превышает пороговый уровень P_{in}^{sol} , то нелинейное затухание приводит к укорочению пакета волн, а модуляционная неустойчивость “обрезает” экспоненциальный участок и формирует из этого, уже достаточно короткого импульса, солитон огибающей с длительностью около 15 нс, как показано на рис.3е.

В описанных экспериментах пороговая мощность возникновения модуляционной неустойчивости, приводящая к формированию солитонов, в $P_{in}^{sol}/P_{in}^{dam} =$

$= 7.5$ раз превышала пороговую мощность для процессов нелинейного затухания. Однако характерное время развития модуляционной неустойчивости (~ 8 нс) оказалось значительно меньше характерного времени развития процессов нелинейного затухания (~ 50 нс). Такое соотношение времен и обеспечило возможность формирования солитонов огибающей в условиях сильного нелинейного затухания. Отметим, что укорочение длительности импульсов из-за нелинейного затухания затрудняет наблюдение многосолитонных режимов распространения импульсов объемных спиновых волн в продольно намагниченных пленках ЖИГ.

Авторы благодарят А.И. Маймистова за обсуждение результатов. Работа поддержана ИНТАС, Министерством образования и науки РФ и Национальным научным фондом США.

1. G. P. Agrawal, *Nonlinearity Fiber Optics*, 2^d ed., Chapter 5, Academic Press, San Diego, 1995.
2. Б. А. Калинин, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, Письма в ЖЭТФ **38**, 343 (1983).
3. A. N. Slavin, B. A. Kalinikos, and N. G. Kovshikov, in *Nonlinear Phenomena and Chaos in Magnetic Materials*, P. E. Wigen ed., Chapter 9, World Scientific, Singapore 1994.
4. A. Nasegawa and Y. Kodama, *IEEE Proc.* **69**, 1145 (1981).
5. M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash, and C. E. Patton, *Phys. Rev. B* **49**, 12773 (1994).
6. P. De Gasperis, R. Marcelli, and G. Miccolli, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 481 (1987).
7. J. M. Nash, P. Kabos, R. Staudinger, and C. E. Patton, *J. Appl. Phys.* **83**, 2689 (1988).
8. B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, and A. N. Slavin, *IEEE Trans. Magn.* **28**, 3207 (1992).
9. N. Guan, T. Maruyama, K. Yashiro et al., *Proc. of the 6 Int. Conf. on Ferrites*, p. 1362, Tokyo, Japan, 1992.
10. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, ЖЭТФ **84**, 606 (1983).