

## НАБЛЮДЕНИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ СОЛИТОНОВ ОГИБАЮЩЕЙ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

*Б.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков*

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

Поступила в редакцию 13 июля 1994 г.

Впервые осуществлены эксперименты по столкновению встречнонаправленных солитонов огибающей сверхвысокочастотных спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных пленках. Показано, что после встречного столкновения солитоны огибающей практически сохраняют свою форму.

В последние годы был выполнен целый ряд экспериментальных работ, в которых были обнаружены и достаточно подробно исследованы солитоны огибающей сильнодисперсионных (дипольно-обменных) и слабодисперсионных (дипольных) сверхвысокочастотных спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных пленках (ФП) (см., например, [1-7] и литературу в них). Наблюдавшиеся волновые явления нашли как качественное, так и количественное объяснение на основе нелинейного уравнения Шредингера с диссипативным членом [1-6]. В то же время, одно из основных свойств солитонов, а именно их способность сохранять свою форму после столкновения, до сих пор экспериментального исследования не было. В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментального исследования столкновения встречнонаправленных солитонов огибающей сверхвысокочастотных (СВЧ) спиновых волн.

Как было экспериментально показано ранее, конкуренция между дисперсией и нелинейностью спин-системы при одновременном действии магнитной диссипации приводит к тому, что (для заданного нелинейного уровня входного СВЧ сигнала) существует определенный участок пути, в пределах которого спин-волновое импульсное образование ведет себя как одиночный солитон огибающей. Такой участок пути ясно выражен при нелинейном импульсном возбуждении и распространении слабодисперсионных спиновых волн в перпендикулярно намагниченных до насыщения пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) со свободными поверхностными спинами [4,5]. Поэтому именно такие пленки были выбраны для проведения настоящих экспериментов.

Для экспериментов использовались образцы в виде узких полос пленок ("волноводов" спиновых волн) шириной 0,5–1 мм и длиной более 40 мм. Они изготавливались путем химического травления или вырезались из монокристаллических пленок ЖИГ толщиной  $L = 1 - 15$  мкм с малыми магнитными потерями (параметр диссипации  $\Delta H_k = 0,2 - 0,4$  Э). Пленки эпитаксиально выращивались на подложках из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111), Один из торцов каждого волновода (выполнявший роль бездисперсионного "отражателя" спиновых волн) был ориентирован перпендикулярно его оси. Возбуждение и прием спиновых волн осуществлялись с помощью обычной конструкции [1,6], имевшей короткозамкнутые возбуждающую и приемную микрополосковые антенны шириной по 30 мкм и длиной, равной ширине пленочного волновода. Расстояние между антеннами  $d$ , фотолитографически сформированными на подвижных керамических подложках, могло изменяться от 2 до 25 мм. Волноводы помещались на микрополосковые антенны сверху;

при этом их положение могло регулироваться с целью изменения расстояния  $l$  от приемной антенны до отражателя. Для экспериментов использовалась измерительная установка, подобная описанной в [1].

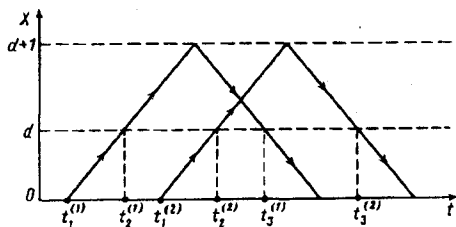


Рис.1. Диаграмма, качественно поясняющая положение пары спин-волновых импульсов при их распространении в пленочном волноводе

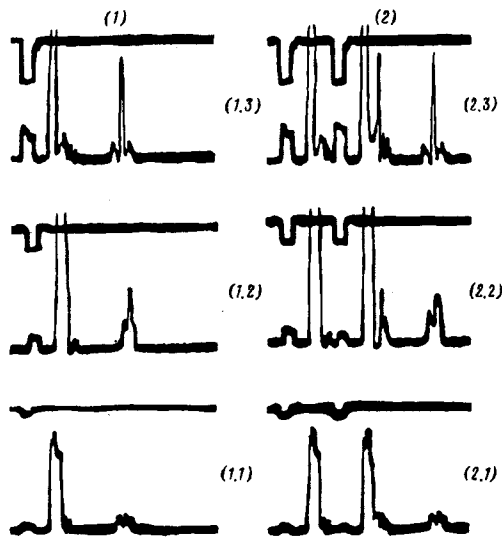


Рис.2

Рис.2. Осциллограммы огибающей импульсного сигнала на входе (верхние треки) и выходе (нижние треки) экспериментального макета, полученные при различных значениях входной мощности в бесстолкновительном (1) и столкновительном (2) режимах распространения спин-волновых импульсов. Экспериментальные параметры: длительность входных импульсов  $\tau_{in} = 25$  нс; входная СВЧ мощность - 60 мВт для (1.1) и (2.1), 250 мВт для (1.2) и (2.2), 520 мВт для (1.3) и (2.3); расстояния  $d = 4,7$  мм,  $l = 6$  мм

Идея эксперимента проста и состоит в осуществлении встречного столкновения между прямым (падающим) и обратным (отраженным) спин-волновыми импульсами. Эта идея поясняется с помощью рис.1. Импульсы сверхвысоко-частотной несущей частоты (длительностью  $\tau_{in}$ ) парами подаются на входную антенну в моменты времени  $t_1^{(1)}$  и  $t_1^{(2)} = t_1^{(1)} + T$ . Затем они распространяются по пленочному волноводу и принимаются выходной антенной<sup>1)</sup> в моменты времени  $t_2^{(1)} = t_1^{(1)} + \tau_d$  и  $t_2^{(2)} = t_1^{(1)} + \tau_d + T$ , то есть через время задержки  $\tau_d = d/v_g$ , где  $d$  - расстояние между антеннами, а  $v_g$  - групповая скорость несущей волны. Далее, пройдя выходную антенну, спин-волновые импульсы отражаются от торца пленочного волновода<sup>2)</sup> и вторично принимаются выходной антенной в моменты времени  $t_3^{(1)} = t_1^{(1)} + \tau_d + 2\tau_r$  и  $t_3^{(2)} = t_1^{(2)} + \tau_d + 2\tau_r$ , где  $\tau_r = l/v_g$ . Изменяя расстояние  $l$  и время  $T = t_1^{(2)} - t_1^{(1)}$ , легко варьировать положение

<sup>1)</sup> Конструктивно выходная антенна выполняется частично рассогласованной с ФП, чтобы отбирать только небольшую часть мощности падающего сигнала.

<sup>2)</sup> Строго говоря, как следует из существующих теоретических представлений и экспериментальных фактов, отражение спин-волновых импульсов должно происходить не от торца пленки, а от "точки поворота", появление которой обусловлено неоднородностью внутреннего постоянного магнитного поля вблизи края пленки. Однако, как показывают численные оценки, в силу малости толщины пленки положение "точки поворота" и торца пленочного волновода в пределах погрешности эксперимента по измерению времен задержки можно считать совпадающими.

зоны столкновения падающего и отраженного импульсов, перемещая ее по пленочному волноводу.

При подаче одиночного входного импульса или при  $T > 2(\tau_d + \tau_r)$  выходной антенной фиксируются спин-волновые импульсы (падающий и отраженный), не проходящие столкновения. При подаче пары импульсов, когда  $T < \tau_d + \tau_r$ , первый отраженный импульс испытывает столкновение со вторым падающим импульсом в области, расположенной на пути между выходной антенной и "отражателем". Таким образом, выходная антенна в моменты времени  $t_3^{(1)}$  и  $t_3^{(2)}$  регистрирует приход двух отраженных импульсов, испытавших столкновение друг с другом.

Первая серия экспериментов была выполнена в бесстолкновительном режиме. В ней исследовалось отражение импульсов спиновых волн от торца пленки в зависимости от уровня падающего сигнала. Результаты таких экспериментов по отражению нелинейных спин-волновых импульсов имеют самостоятельный интерес и выходят за рамки настоящего сообщения. Здесь мы лишь отметим, что нами был найден интервал уровня СВЧ сигнала, в котором нелинейный спин-волновой импульс не изменял своей формы при отражении. Оказалось, что этот интервал соответствует солитонному режиму распространения спиновых волн.

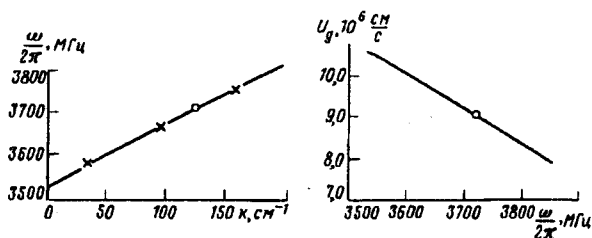


Рис.3. Дисперсионные характеристики спиновой волны низшего типа экспериментального образца пленки ЖИГ толщиной 14,1 мкм. При расчетах принято: намагниченность насыщения  $4\pi M_0 = 1750 \text{ Э}$ , внешнее поле подмагничивания  $H = 3010 \text{ Э}$ , поверхностные спины - свободные (сплошная линия - расчет, крестики - эксперимент (кружком показано положение рабочей частоты))

Вторая серия экспериментов была выполнена в столкновительном режиме. В ней исследовалась трансформация формы спин-волновых импульсов в зависимости от их амплитуды. В качестве типичного примера на рис.2 представлены результаты обеих серий экспериментов, выполненные на пленке ЖИГ толщиной  $L = 14,1 \text{ мкм}$ . Положение несущей частоты  $\omega/2\pi = 3722 \text{ МГц}$  относительно спектра спиновых волн, а также расчетная зависимость групповой скорости спиновых волн для данного образца показаны на рис.3. Крестиками обозначены экспериментальные значения  $\omega = f(k)$ , измеренные методом двухэлементной антенны в режиме линейного возбуждения. Попутно отметим, что измеренное значение скорости солитона в пределах погрешности измерений, которую мы оцениваем в 10%, совпадало с расчетным значением групповой скорости на несущей частоте и было равно  $9,1 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ .

Верхние треки на осциллограммах рис.2 показывают временное положение входных импульсов  $\tau_{in} = 25 \text{ нс}$ . Последовательность импульсов на нижних треках объясняется диаграммой рис.1. Отметим, что, кроме импульсов, отмеченных на временной диаграмме рис.1, на нижних треках осциллограмм рис.2 присутствуют импульсы наводки ("просачивания" СВЧ сигнала между входной и выходной антеннами), имеющие нулевое время задержки.

Результаты экспериментов, выполненных на всех образцах пленок ЖИГ, показывают, что можно выделить четыре интервала для уровня входной СВЧ мощности. Условно назовем их линейный, слабонелинейный, солитонный и сильнонелинейный. Естественно, что в линейном режиме наблюдается сохранение формы спин-волновых импульсов при их столкновении. В слабонелинейном режиме, как ясно из сопоставления пар осциллограмм (1.1) и (2.1), а также (1.2) и (2.2), происходит ощутимое искажение формы спин-волновых импульсов, испытавших столкновение. В солитонном режиме (ср. осциллограммы (1.3) и (2.3)) форма огибающей спин-волновых импульсов практически сохраняется. Заметим, что при дальнейшем увеличении уровня входного СВЧ сигнала опять наблюдается значительное искажение формы столкнувшихся импульсов. (Подробное исследование таких искажений требует дополнительных детальных измерений).

Описанное явление сохранения формы огибающей спин-волновых импульсов является типичным для всех исследованных образцов пленок ЖИГ, где реализуется односолитонный режим распространения слабодисперсионных спиновых волн. Вследствие действия диссипации сохранение формы нелинейных спин-волновых импульсов происходит в сравнительно узком (несколько децибелл) интервале сверхвысокочастотной мощности.

Параметры наблюдавшихся солитонов слабодисперсионных спиновых волн, как и в наших предыдущих работах [2-5], находят объяснение в рамках нелинейного уравнения Шредингера с диссипативным членом. Численные расчеты будут опубликованы позднее.

Первоначальные результаты данной работы были представлены на конференции Интермаг-93 [8].

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект 93-02-2518.

- 
1. Б.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков, А.Н.Славин, ЖЭТФ 94, 159 (1983).
  2. B.A.Kalnikos, N.G.Kovshikov, and A.N.Slavin, Phys. Rev. B42, 8658 (1990).
  3. B.A.Kalnikos, N.G.Kovshikov, and A.N.Slavin, J. Appl. Phys. 67, 5633 (1990).
  4. B.A.Kalnikos, N.G.Kovshikov, and A.N.Slavin, J. Appl. Phys. 68, 5712 (1991).
  5. B.A.Kalnikos, N.G.Kovshikov, and A.N.Slavin, IEEE Trans. MAG, 28, 3207 (1992).
  6. M.Chen, M.A.Tsankov, J.M.Nash, and C.E.Patton, Phys. Rev. B45, 2773 (1993).
  7. M.Chen, M.A.Tsankov, J.M.Nash, and C.E.Patton, Phys. Rev. Lett. 70, 1707 (1993).
  8. B.A.Kalnikos and N.G.Kovshikov, Digests of International Magnetism Conference, Stockholm, Sweden, April 13-16, p. AE-03 (1993).