

## ИНДУЦИРОВАННАЯ МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

В.Е.Демидов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет<sup>1)</sup>  
197376 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 4 ноября 1998 г.

Исследована индуцированная модуляционная неустойчивость обратных объемных спиновых волн в ферромагнитных пленках. Обнаружено, что нелинейность спин-системы ферромагнитного образца может приводить к существенному обогащению спектра при возбуждении спиновых волн на близких частотах и, как следствие, к возникновению последовательности солитоноподобных импульсов.

PACS: 75.30.Ds, 75.40.Gb

Модуляционная неустойчивость спиновых волн наблюдалась в работе [1]. Было обнаружено, что в областях с сильной дисперсией в дипольных "щелях" интенсивные спиновые волны испытывают автомодуляцию. При этом колебания огибающей носят характер кноидальных волн. В работе [2] было установлено, что собственная модуляционная неустойчивость может приводить к усилению слабых спиновых волн, возбуждаемых на частоте, близкой к несущей частоте накачки.

Как известно [3], поведение огибающей спиновых волн описывается эволюционным уравнением

$$i\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_g \frac{\partial}{\partial x}\right)\varphi + \frac{D}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi - N|\varphi|^2 \varphi = -i\omega_r \varphi, \quad (1)$$

которое в пренебрежении диссипацией переходит в классическое нелинейное уравнение Шредингера [4]. Решения уравнения (1) в случае  $\omega_r = 0$  хорошо изучены (см., например, [4]). Известно, что при выполнении так называемого критерия Лайтхилла уравнение (1) допускает периодические решения, соответствующие автомодуляции исходной волны. При этом, благодаря развитию параметрической неустойчивости типа

$$2\omega_{k_0} = \omega_{k_0+\kappa} + \omega_{k_0-\kappa}, \quad \kappa \ll k_0,$$

в частотной области вблизи несущей частоты волны накачки возникает зона с положительным инкрементом нарастания параметрических волн. Максимальный инкремент нарастания

$$\beta_{max} = \varphi_0^2 N$$

достигается при

$$\kappa = \kappa_{max} = \varphi_0^2 \frac{N}{D},$$

где  $\varphi_0$  имеет смысл средней амплитуды волны. Возникновение зоны усиления приводит к перекачке энергии основной волны в сателлиты, что выражается в ее автомодуляции.

<sup>1)</sup> e-mail: eivt@eltech.ru

Критерий Лайтхилла удовлетворяется на левом берегу дипольных "щелей" в спектре прямых объемных спиновых волн и на правом берегу "щелей" поверхностных волн, где и наблюдалась собственная модуляционная неустойчивость. В то же время собственная модуляционная неустойчивость не возникает в случае обратных объемных спиновых волн, хотя для них и выполняется критерий Лайтхилла. Этот факт можно объяснить, если учесть наличие диссипации. В этом случае возникновение автомодуляции является пороговым процессом. Порог определяется условием  $\beta_{max} = \omega_r$ , что приводит к необходимости выполнения еще одного критерия -

$$\varphi_0 > \frac{\omega_r}{|N|}. \quad (2)$$

Подставив в (2) расчетные данные, приходим к выводу, что в случае ферромагнитной пленки толщиной 5 мкм с намагниченностью насыщения 1750 G и линейным параметром диссипации 0.5 Э при распространении обратной объемной спиновой волны с  $k = 50 \text{ см}^{-1}$  пороговое значение  $\varphi_0$  составляет величину 0.033, что соответствует динамическому отклику намагниченности около 5%. Эта величина в несколько раз превышает амплитуду образования одиночного солитона в тех же условиях, равную 0.006 [5]. Судя по всему, амплитуды переменной намагниченности, достаточные для возникновения собственной модуляционной неустойчивости обратных объемных спиновых волн, не достигаются по причине наличия распадных параметрических процессов типа

$$2\omega_{k_0} = \omega_{k_0+k} + \omega_{k_0-k}, \quad \kappa \sim k_0,$$

ограничивающих амплитуду динамического отклика намагниченности.

Таким образом, при достижимых амплитудах обратных объемных спиновых волн инкремент параметрического усиления волн с  $\kappa \ll k_0$  оказывается меньше линейного декремента диссипации и собственная модуляционная неустойчивость не развивается.

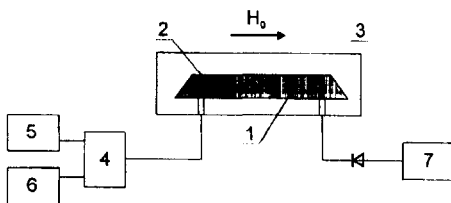


Рис.1. Экспериментальная установка

Из работ в области нелинейной динамики интенсивных оптических волн (см., например, [6]) известно, что присутствие вспомогательной волны, распространяющейся сонаправленно в одном направлении с волной накачки и имеющей сравнимую с ней амплитуду, может индуцировать процесс автомодуляции. В частности, наличие вспомогательной волны приводит к увеличению ширины зоны параметрической неустойчивости, увеличению максимального коэффициента нарастания параметрических волн и к уменьшению характерной длины развития параметрических процессов. Таким образом, присутствие второй интенсивной волны может индуцировать процесс модуляционной неустойчивости волны накачки, даже в случае, если собственная автомодуляции не наблюдается.

Целью данной работы явилось экспериментальное исследование индуцированной модуляционной неустойчивости обратных объемных спиновых волн в ферромагнитных пленках.

Экспериментальная установка изображена на рис.1. Спиновые волны возбуждались в пленке железиттриевого граната (ЖИГ) 1 с помощью микрополоскового преобразователя 2 от двух источников сверхвысокочастотного сигнала 5 и 6. Сигнал одного из источников служил основным и имел большую интенсивность. Вторым источником имел близкую к основному частоту и меньшую интенсивность и служил для создания модуляции основного сигнала. Смешивание сигналов производилось на тройнике 4. Сигнал с выходного преобразователя детектировался с целью выделения сигнала амплитудной модуляции, который наблюдался на осциллографе 7. Ширина микрополосковых преобразователей составляла 40 мкм, расстояние между ними – 3 мм. В эксперименте исследовались пленки ЖИГ толщиной 3–6 мкм с намагниченностью насыщения 1750 Дж и линейным параметром диссипации около 0.5 Э. Измерительный макет помещался в касательное к поверхности магнитной пленки постоянное магнитное поле, направленное перпендикулярно к преобразователям, что обеспечивало возбуждение и распространение обратных объемных спиновых волн. Напряженность поля подмагничивания  $H_0$  варьировалась в диапазоне 600–800 Э. Условия эксперимента соответствовали ситуации, когда параметрические процессы трехволнового распада запрещены законами сохранения.

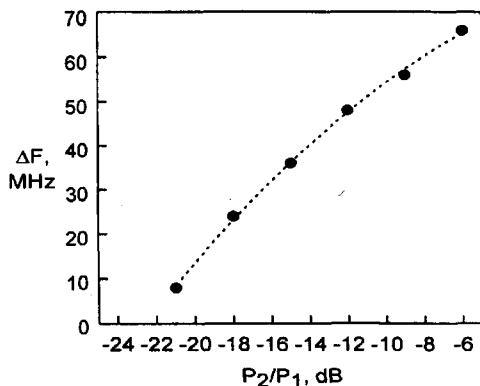


Рис.2. Зависимость ширины зоны усиления от мощности вспомогательного сигнала

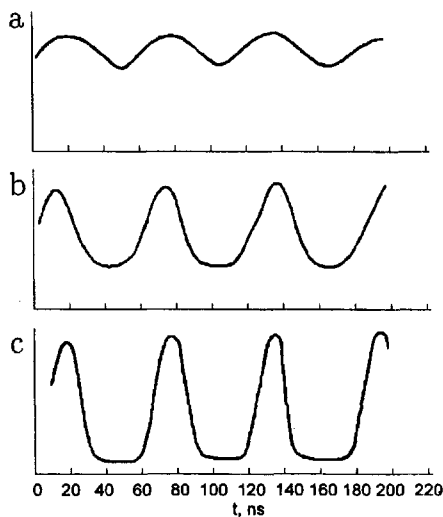


Рис.3. Осциллограммы огибающей: а)  $P_2/P_1 = -20$  дБ; б)  $P_2/P_1 = -15$  дБ; в)  $P_2/P_1 = -7$  дБ

Эксперименты показали, что при одночастотном возбуждении спин-системы ферромагнитной пленки собственная модуляционная неустойчивость не наблюдается, что и предсказывали приведенные выше рассуждения. В то же время, при вводе второго сигнала наблюдается эффективная генерация гармоник на комбинационных частотах, обусловленная четырехволновыми параметрическими процессами типа

$$\omega_{k_1} + \omega_{k_2} = \omega_{k_3} + \omega_{k_4}, \quad \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4.$$

При этом ширина зоны усиления параметрических волн в частотной области существенно зависит от интенсивности вспомогательной волны.

На рис.2 и 3 показаны экспериментальные данные, полученные при фиксированной мощности основной волны  $P_1 = 25$  мВт. Частота основного источника —  $F_1 = 3519.5$  МГц (волновое число спиновой волны около  $30 \text{ см}^{-1}$ ). В эксперименте исследовалась пленка ЖИГ толщиной  $3.12$  мкм. Напряженности поля подмагничивания составляли  $H_0 = 665$  Э.

Рис.2 демонстрирует изменение ширины зоны  $\Delta F$ , в которой наблюдается параметрическая генерация гармоник, при увеличении мощности вспомогательной волны  $P_2$ . При малых интенсивностях вспомогательной волны индуцирование модуляционной неустойчивости не наблюдается. При достижении мощности вспомогательной волны  $P_2/P_1 = -21$  дБ начинается параметрическая генерация гармоник. Это значение мощности можно назвать порогом индуцированной модуляционной неустойчивости. Наличие порога объясняется тем, что при увеличении интенсивности вспомогательной волны увеличивается инкремент нарастания параметрических волн и, начиная с некоторого уровня  $P_2$ , выполняется условие (2). Дальнейшее увеличение  $P_2$  приводит к расширению зоны неустойчивости, что согласуется с теоретической моделью, предложенной в [6].

На рис.3(а–с) представлены осциллограммы огибающей сверхвысокочастотного сигнала при фиксированной мощности источника основного сигнала и переменной мощности источника вспомогательного сигнала. Частота вспомогательного источника  $F_2 = 3536$  МГц.

Рис.3а демонстрирует, что при малой относительной мощности вспомогательного сигнала модуляция интенсивной спиновой волны носит характер, соответствующий линейному биению двух сигналов с близкими частотами. В этом случае генерация на комбинационных частотах отсутствует. При увеличении мощности вспомогательного сигнала начинается эффективное нелинейное преобразование частот, что приводит к обогащению сверхвысокочастотного спектра. При этом сигнал модуляции приобретает характер кноидальных волн. Это явление демонстрирует рис.3б. При дальнейшем увеличении интенсивности вспомогательного сигнала нелинейные импульсы огибающей сжимаются и приобретают форму солитонов (рис.3с). Как видно из рисунка, длительность полученных нелинейных импульсов составляет около  $30$  нс. В то же время, проведенные по методике работы [7] эксперименты по импульсному возбуждению солитонов в данной ферромагнитной пленке в описанных выше экспериментальных условиях дали примерно такие же результаты по длительности солитонов огибающей.

Таким образом, можно сделать ряд выводов. Индуцированная модуляционная неустойчивость обратных объемных спиновых волн может приводить к возникновению нелинейных кноидальных волн, а при определенных соотношениях мощности основного и вспомогательного сверхвысокочастотных сигналов — к образованию последовательности солитоноподобных импульсов огибающей. Это явление может быть предложено как способ возбуждения спин-волновых солитонов в дополнение к обычно используемому способу возбуждения солитонов короткими сверхвысокочастотными импульсами.

Данная работа профинансирована Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 96-02-19515) и Министерством общего и профессионального образования Российской Федерации (грант # 97-8.3-13).

---

1. Б.А.Калиникос, Н.Г.Ковшиков, А.Н.Славин, ЖЭТФ **94**, 159 (1988).
2. В.А.Kalinikos, N.G.Kovshikov, M.P.Kostylev, and H.Benner, Письма в ЖЭТФ **64**, 160 (1996).
3. А.К.Звездин, А.Ф.Попков, ЖЭТФ **84**, 606 (1983).
4. В.И.Карпман, *Нелинейные волны в диспергирующих средах*, М.: Наука, 1973.
5. В.Е.Захаров, С.В.Манаков, С.П.Новиков, Л.П.Питаевский, *Теория солитонов: метод обратной задачи*, М.: Наука, 1980.
6. G.G.Luther and C.J.McKinstrie, Physika Scripta **T30**, 31 (1990).
7. В.А.Kalinikos, N.G.Kovshikov, С.Е.Patton et al., Phys. Rev. **B54**, 15210 (1996).