

05:09;12

## Механизм возникновения и стохастизации автомодуляции интенсивных спиновых волн

© В.Е. Демидов, Н.Г. Ковшиков

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

(Поступило в Редакцию 19 октября 1998 г.)

Исследована модуляционная неустойчивость обладающих усилением интенсивных спиновых волн в магнитных пленках в условиях трехмагнотного распада, выяснены механизмы этого явления и стохастизации огибающей при автомодуляции.

Стохастическая автомодуляция сверхвысокочастотных спиновых колебаний и волн в условиях трехмагнотного распада экспериментально наблюдалась в ряде работ как в объемных ферромагнитных образцах (см., например, [1,2]), так и в тонких ферромагнитных пленках (см., например, [3,4]). Выяснено, что для спин-системы ферромагнетика характерно большое разнообразие сценариев перехода к хаосу огибающей спиновых волн и режимов стохастических колебаний. В пленочных образцах благодаря дискретности спектра количество параметрически взаимодействующих спиновых волн ограничено. Благодаря этому в спин-системе пленок реализуются колебательные движения, характеризующиеся малым числом степеней свободы. Такое ограничение дает возможность более эффективно исследовать стохастическую динамику спиновых волн.

Несмотря на большой интерес исследователей к данной проблеме, до сих пор окончательно не выяснен механизм, приводящий к возникновению модуляции интенсивных спиновых волн в ферромагнитных пленках в условиях трехмагнотного распада и к дальнейшей ее стохастизации. В связи с этим перед данной работой была поставлена цель экспериментально и теоретически исследовать модуляционную неустойчивость интенсивных поверхностных спиновых волн в ферромагнитных пленках и дать объяснение наблюдающимся при этом закономерностям.

Для получения информация о свойствах автомодуляции интенсивных поверхностных спиновых волн был проведен ряд экспериментов. В отличие от известных работ по автомодуляции спиновых волн экспериментальная установка представляла собой спин-волновую линию задержки, аналогичную использованной в [5], с СВЧ усилителем в цепи обратной связи. Подобная схема позволяет реализовать экспоненциальное нарастание амплитуды (усиление) поверхностной спиновой волны во времени, ограниченное нелинейными эффектами в ферромагнитной пленке. Условия эксперимента соответствовали распадной неустойчивости поверхностных спиновых волн первого порядка. В качестве активного элемента использовался интегральный усилитель VNA25 фирмы Mini-Circuits. В экспериментах исследовались эпитаксиальные пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщи-

ной  $17 \mu\text{m}$  с намагниченностью насыщения  $1750 \text{ G}$  и линейным параметром диссипации  $0.5 \text{ Oe}$  со свободными поверхностными спинами. Возбуждение и прием спиновых волн осуществлялись с помощью микрополосковых преобразователей шириной  $30 \mu\text{m}$ , расстояние между которыми составляло  $5 \text{ mm}$ . Макет линии задержки помещался в касательное к поверхности пленки магнитное поле, напряженность которого изменялась в диапазоне  $H_0 = 400\text{--}600 \text{ Oe}$ . Инкремент нарастания амплитуды спиновой волны  $\gamma$  изменялся при помощи регулируемого аттенюатора, включенного последовательно с усилителем. СВЧ сигнал, генерируемый системой, детектировался с целью выделения сигнала амплитудной модуляции и результат поступал на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) вычислительной машины для дальнейшей обработки.

Результаты исследований показали [4], что в системе реализуются низкоразмерные странные аттракторы, размерность пространства вложения которых увеличивается с увеличением  $\gamma$ . Переход от регулярной к хаотической автомодуляции при увеличении инкремента нарастания амплитуды спиновой волны, как правило, сопровождается одной-двумя бифуркациями удвоения периода, после которых колебания огибающей становятся стохастическими, при этом частота модуляции плавно растет с увеличением  $\gamma$ . На рис. 1, *a-d* слева представлены осциллограммы огибающей при последовательном увеличении  $\gamma$  от  $0.1$  (*a*) до  $0.5 \mu\text{s}^{-1}$  (*d*); значения  $\gamma$  представлены для линейного режима. Они были записаны при напряженности поля подмагничивания  $H_0 = 447 \text{ Oe}$ . Несущая частота спиновой волны составляла  $3040 \text{ MHz}$ , а ее волновое число —  $87 \text{ cm}^{-1}$ . Справа показаны соответствующие осциллограммам одномерные точечные отображения предыдущего максимума на осциллограмме в последующий. Из рисунка видно, что при увеличении  $\gamma$  колебания огибающей из регулярных становятся стохастическими. Представленный на рисунке переход к хаосу является наиболее характерным для огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках в условиях трехмагнотного взаимодействия. Хорошо заметна особенность колебаний мощности спиновой волны — они носят релаксационный характер. На осциллограммах отчетливо видны участки медленных и быстрых движений.

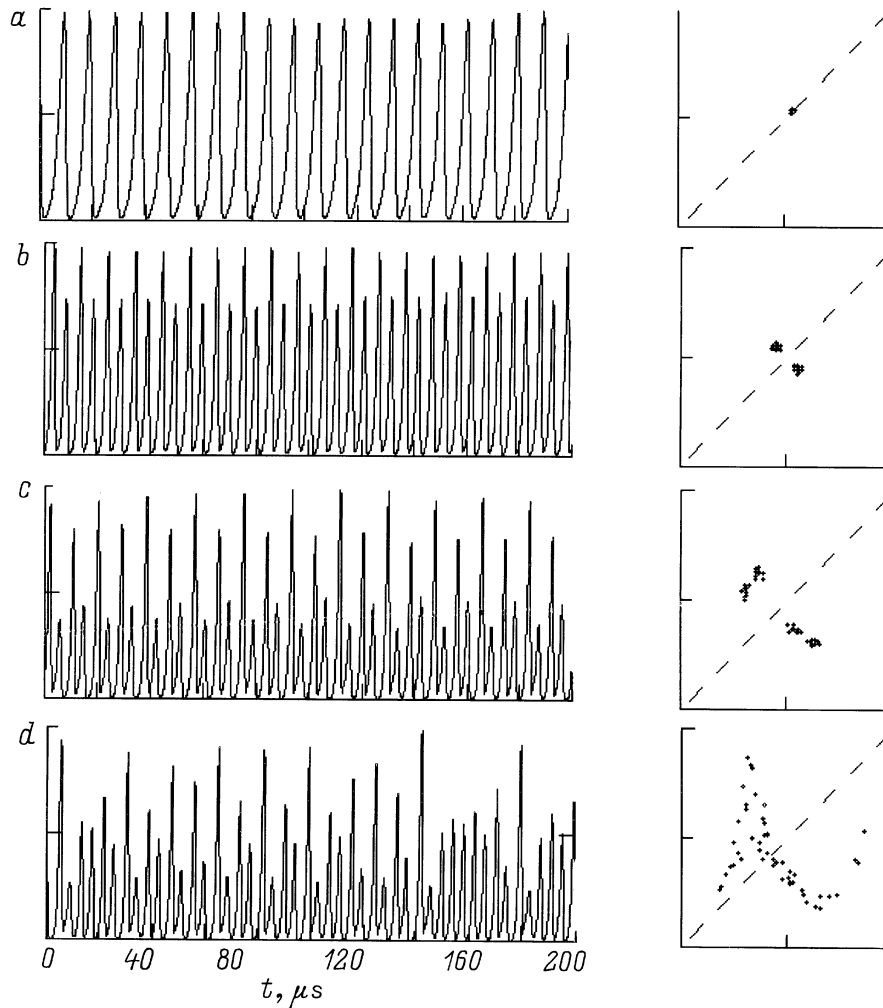


Рис. 1. Осциллограммы мощности спиновой волны и точечные отображения при  $\gamma = 0.1-0.5 \mu\text{s}^{-1}$ .

Для объяснения полученных результатов были проведены теоретические расчеты. На основе совместного интегрирования нелинейного уравнения движения намагниченности и уравнений магнитостатики с применением разложения переменной намагниченности по спиновым модам и тензорных функций Грина уравнений магнитостатики [6–8] была получена система нелинейных дифференциальных уравнений для медленно меняющихся во времени амплитуд трех параметрически связанных спиновых волн

$$\begin{aligned} \dot{a}_1(t) &= c_1 a_2^*(t) a_0(t) e^{i\delta t} - \beta a_1, \\ \dot{a}_2(t) &= c_2 a_1^*(t) a_0(t) e^{i\delta t} - \beta a_2, \\ \dot{a}_0(t) &= -c_3 a_1(t) a_2(t) e^{-i\delta t} + \gamma a_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a_0, a_1, a_2$  — комплексные амплитуды исходной и параметрически возбужденных спиновых волн;  $\beta$  — параметр релаксации параметрических спиновых волн;  $\delta$  — отстройка от резонанса.

Коэффициенты системы  $c_1, c_2, c_3$  определяются выражениями

$$c_1 = \omega_M (\lambda_{n_1 k} \lambda_{00} + \mu_{n_1 k} \mu_{00}) (\lambda_{n_2 k} + \mu_{n_2 k}) I_{n_1 0 n_2}^0(|k|),$$

$$c_2 = \omega_M (\lambda_{n_2 k} \lambda_{00} + \mu_{n_2 k} \mu_{00}) (\lambda_{n_1 k} + \mu_{n_1 k}) I_{n_2 0 n_1}^0(-|k|),$$

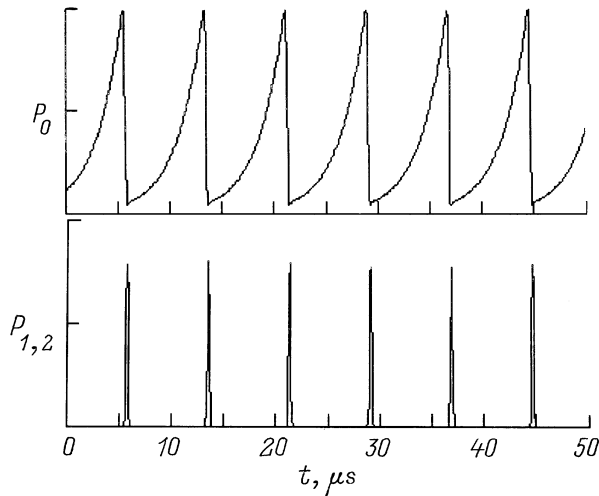
$$c_3 = -\omega_M (\lambda_{n_2 k} \lambda_{00} + \mu_{n_2 k} \mu_{00}) (\lambda_{n_1 k} + \mu_{n_1 k}) + (\lambda_{n_1 k} \lambda_{00} + \mu_{n_1 k} \mu_{00}) (\lambda_{n_2 k} + \mu_{n_2 k}) I_{n_2 0 n_1}^0(|k|). \quad (2)$$

Здесь  $\lambda_{nk} = \sqrt{(A_{nk} + \omega_n)/2\omega_n}$ ,  $\mu_{nk} = \sqrt{(A_{nk} - \omega_n)/2\omega_n}$ . Матричный элемент  $I^0$  описывает нелинейное параметрическое взаимодействие спиновых волн. Он задается выражением

$$\begin{aligned} I_{mn'n''}^0(k_\zeta) &= \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} G_Q(\xi, \xi', k_\zeta) \\ &\quad \times \Phi_n(\xi') \Phi_{n'}(\xi) \Phi_n(\xi) d\xi d\xi'. \end{aligned}$$

Все остальные обозначения, как в [6].

При выводе системы (1) предполагалось, что амплитуда спиновой волны накачки не меняется в пространстве, а только во времени. Такое допущение было сделано исходя из того, что характерное время изменения амплитуды на порядок превышает время обхода волной



**Рис. 2.** Теоретическая временная зависимость мощности исходной и параметрических волн при  $\beta = 9 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $\delta = 8 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.2 \mu\text{s}^{-1}$ .

кольца линия задержки–усилитель. Второе допущение состояло в том, что волна накачки имеет волновое число  $k = 0$  и параметрически возбуждает спиновые волны с равными по модулю и противоположными по направлению волновыми векторами.

Оценочные расчеты по формулам (2) показывают, что для описанных выше экспериментальных условий коэффициенты системы (1) принимают значения  $c_1 = 745 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $c_2 = 752 \mu\text{s}^{-1}$  и  $c_3 = 1497 \mu\text{s}^{-1}$ .

Система типа (1) впервые была исследована в [9]. В этой работе была показана возможность стохастических решений такой системы. Следуя [9], запишем в действительных переменных

$$X = A_0 \cos(\varphi + \delta t), \quad Y = A_0 \sin(\varphi + \delta t), \quad Z = A_1^2 = A_2^2.$$

Здесь  $A_i$ ,  $\varphi_i$  — вещественная амплитуда и фаза  $i$ -й волны,  $\varphi = \varphi_0 - \varphi_1 + \varphi_2$ . Тогда система (1) примет вид

$$\begin{aligned} \dot{X} &= -\sigma Z + \gamma X + 2\sigma Y^2 - \delta Y, \\ \dot{Y} &= \gamma Y - 2\sigma XY + \delta X, \quad \dot{Z} = 2Z(\sigma X - \beta), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\sigma = \sqrt{c_1 c_2 c_3}$ .

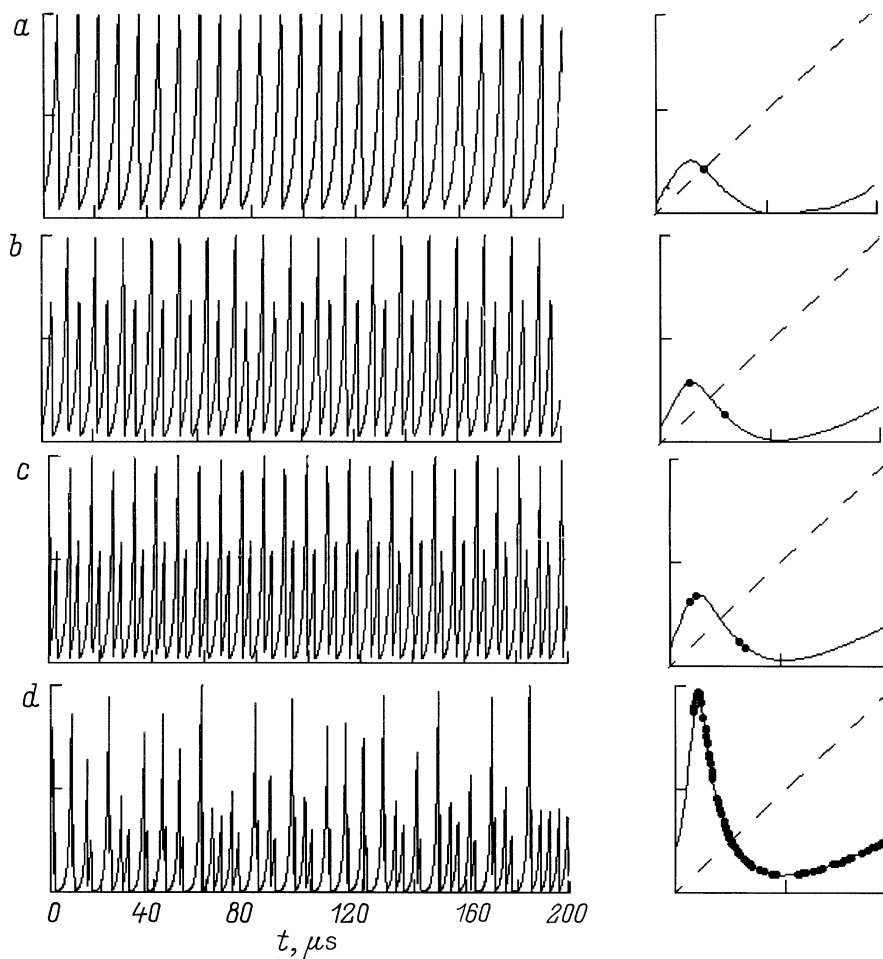
Система (3) численно интегрировалась с помощью метода Рунге–Кутты четвертого порядка. Полученные в результате временные зависимости интенсивностей исходной  $P_0$  и параметрических  $P_{1,2}$  волн при  $\beta = 9 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $\delta = 8 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.2 \mu\text{s}^{-1}$  представлены на рис. 2. При таких значениях коэффициентов колебания огибающей носят регулярный характер. Видно, что происходит энергообмен между исходной спиновой волной и параметрическими волнами. На участках медленных движений амплитуда исходной волны экспоненциально нарастает во времени в результате созданного усиления. Амплитуды параметрических волн остаются малыми. Согласно (1), в данной ситуации нелинейное взаимодействие волн

очень слабо. Поэтому отбор энергии основной волны параметрическими волнами практически не сказывается на характере нарастания. При достижении амплитудой исходной волны некоторого значения параметрическое усиление начинает играть заметную роль. Начинается быстрая перекачка энергии из основной волны в параметрические — участок распада. При этом нелинейное затухание исходной волны преобладает над внешним усилением, в результате чего ее амплитуда резко уменьшается. Когда амплитуда исходной волны падает ниже порогового уровня, распад сменяется процессом обратного слияния, но благодаря наличию диссипации и отстройки от резонанса в основную волну возвращается лишь небольшая часть энергии. Этот процесс циклически повторяется, приводя к автомодуляции основной волны.

В зависимости от значений параметров  $\beta$  и  $\delta$  решения системы (3) могут носить однопериодический характер, быть многопериодическими или стохастическими. При изменении параметра  $\gamma$  изменяется частота автомодуляции, режим колебаний при этом остается практически неизменным. Рис. 3 показывает, что полученная система уравнений при определенных значениях параметров обладает решениями, качественно совпадающими с наблюдающимися в эксперименте колебаниями огибающей. Построенные по рассчитанным реализациям точечные отображения представлены на рис. 3 справа. Точками на рисунках показаны неподвижные отображения, соответствующие установившимся режимам колебаний. Как видно, полученные расчетные отображения оказываются также подобными наблюдающимся в эксперименте. Эти факты свидетельствуют в пользу адекватности построенного теоретического описания стохастической автомодуляции.

При исследовании системы уравнений (3) выяснилось, что переход от регулярного к хаотическому режиму колебаний огибающей, аналогичный экспериментальному, возможен только при одновременном изменении параметров  $\gamma$  и  $\beta$ . В этом случае увеличение коэффициента усиления  $\gamma$  приводит к увеличению частоты автомодуляции, а одновременное уменьшение отстройки от резонанса  $\delta$  — к усложнению режима колебаний. Такую связь между параметрами  $\gamma$  и  $\delta$  можно попытаться объяснить наличием нелинейного сдвига собственных частот спиновых волн в результате увеличения амплитуды колебаний при увеличении коэффициента усиления.

Таким образом, можно сделать ряд выводов. Автомодуляция обладающих усилением нелинейных спиновых волн носит релаксационный характер. При увеличении коэффициента усиления характер колебаний огибающей усложняется и может стать стохастическим за счет одновременного уменьшения отстройки от резонанса. При этом бифуркационные значения  $\gamma$ , типы реализующихся режимов и сценарий перехода к хаосу определяются частотой релаксации параметрически возбуждаемых спиновых волн. Наблюдаемое явление находит объяснение



**Рис. 3.** Теоретические временные зависимости мощности исходной спиновой волны и точечные отображения при а)  $\beta = 9 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $\delta = 8$  (а), 7 (б), 6 (с),  $2 \mu\text{s}^{-1}$  (д);  $\gamma = 0.2$  (а), 0.3 (б), 0.4 (с),  $0.5 \mu\text{s}^{-1}$  (д).

уже в рамках модели трех взаимодействующих волн. Как было показано в [4], сильно стохастические колебания огибающей характеризуются числом степеней свободы около 6. Дополнительный учет многоволновости распада позволил бы описать стохастическую динамику огибающей при больших  $\gamma$ .

Аналогичный описанному механизм можно предложить и для объяснения стохастической автомодуляции при поперечной накачке в сферах железо-иттриевого граната [1,2] в условиях параметрической неустойчивости спиновых волн первого порядка. В этом случае слагаемое, отвечающее за усиление, в [1] нужно заменить на член, описывающий подкачку энергии от внешнего источника. Тогда участки нарастания амплитуды исходной интенсивной волны могут быть неэкспоненциальными, а большинство остальных выявленных закономерностей в общем сохраняются.

Результаты работы дают представление о причине возникновения и стохастизации автомодуляции спиновых волн и могут быть положены в основу ее дальнейшего исследования.

Данная работа профинансирована Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-19515) и Министерством общего и профессионального образования Российской Федерации (грант № 97-8.3-13).

## Список литературы

- [1] Benner H., Henn R., Roedelsperger F. и др. // Изв. вузов. ПНД. 1995. Т. 3. № 1. С. 32–50.
- [2] Смирнов А.И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 1. С. 385–397.
- [3] Медников А.М. // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 1. С. 242–245.
- [4] Демидов В.Е., Ковшиков Н.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 96. Вып. 4. С. 243–246.
- [5] Калинин Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 94. Вып. 2. С. 159–176.
- [6] Калинин Б.А. // Изв. вузов. Физика. 1981. Т. 24. № 8. С. 42–56.
- [7] Вендик О.Г., Калинин Б.А., Чарторижский Д.Н. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 2. С. 387–396.
- [8] Калинин Б.А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1846–1894.
- [9] Выкинд С.Я., Рабинович М.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 2. С. 557–569.