

УДК 537.632.4

ПЕРЕХОД ОТ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ К ХАОСУ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА (ЖИГ)

Г. М. Дудко, А. Н. Славин

Экспериментально обнаружено, что модуляционная неустойчивость дипольно-обменных волн намагниченности в пленках ЖИГ при увеличении входной мощности переходит в хаотический режим с образованием странного аттрактора через разрушение двухчастотного квазипериодического движения. Сравнение результатов эксперимента с результатами численного расчета на модели нелинейного уравнения Шредингера с диссипацией позволяет утверждать, что наблюдаемый экспериментально сценарий перехода к хаосу близок к сценарию Рюэля—Такеенса.

Дипольно-обменные волны намагниченности, распространяющиеся перпендикулярно намагниченных пленках ЖИГ, являются удобным модельным объектом для изучения нелинейных волновых явлений в сплошной среде. Для этих волн наблюдалось образование солитонов огибающей [1], модуляционная [2], распадная и кинетическая [3] неустойчивости.

В настоящей работе экспериментально показано, что обнаруженная в [2] когерентная модуляционная неустойчивость волн намагниченности при увеличении мощности входного монохроматического сигнала переходит в хаотический режим с возникновением странного аттрактора. Странный аттрактор образуется в этом случае через разрушение двухчастотного квазипериодического движения.¹

Условия наших экспериментов были такими же, как и в [2, 5]. Для опытов выбирались образцы пленок ЖИГ с закрепленными поверхностными спинами. Критерием состояния поверхностных спинов служил вид амплитудно-частотной характеристики образца. При сильном закреплении поверхностных спинов на амплитудно-частотной характеристике образца имеются характерные особенности в виде провалов, расположенных в частотных областях дипольных «щелей» в спектре [5]. Отобранные образцы пленок ЖИГ ($L=3.5\div 7$ мкм, $\Delta H_k=0.2\div 0.5$ Э, $4\pi M_0=1750$ Гс) ориентации [111] намагничивались по нормали к поверхности и помещались в макет линии задержки, состоящий из входной и выходной антенн шириной 30 мкм, расположенных на поликоровой подложке на расстоянии 4 мм друг от друга. На входную антенну подавался сигнал частоты $f=3453$ МГц, модулированный прямоугольными импульсами длительностью $\tau=5\div 20$ мкс с частотой повторения 100 Гц. Несущая частота сигнала f была расположена на левом краю дипольной «щели» в дипольно-обменном спектре волн намагниченности в области сильной дисперсии, где выполнен критерий Лайтхилла [2]. Мощность входного сигнала увеличивалась от 0.1 до 50 мВт.

На рис. 1 представлены осциллограммы и спектрограммы сигнала на выходе экспериментального макета, полученные для пленки толщиной $L=5.8$ мкм при разных значениях $P_{вх}$. Видно, что при превышении вход-

¹ Отметим, что сценарий перехода к хаосу в системе чисто дипольных волн намагниченности в наклонно намагниченных пленках ЖИГ изучались ранее в [4].

ной мощностью порогового уровня ($P_{\text{пор}}=12$ мВт) волна намагнитченности в пленке становится модуляционно-неустойчивой, а в спектре выходного сигнала появляется частотная составляющая $f-f_{M1}$, где $f_{M1}=5.3$ МГц (рис. 1, 2). Симметричная частотная составляющая $f+f_{M1}$ в спектре выходного сигнала не видна, так как она находится в области существенно меньшей групповой скорости и, следовательно, большего пространственного затухания (см. рис. 8 в [5]). Возникновение в спектре выходного сигнала частоты модуляции f_{M1} соответствует появлению устойчи-

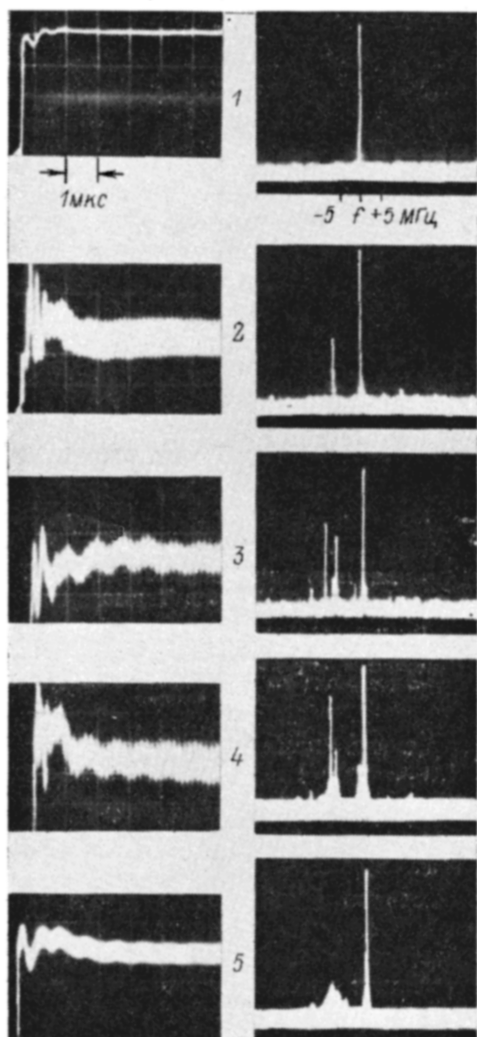


Рис. 1. Результаты лабораторного эксперимента.

Осциллограммы огибающей (слева) и спектрограммы (справа) импульсного сигнала ($\tau=8$ мкс) на выходе экспериментального макета, полученные при увеличении входной мощности $P_{\text{вх}}$ (в скобках указаны соответствующие значения квадрата модуля нормированной амплитуды волны намагнитченности $|\varphi_0|^2 \cdot 10^3 \sim P_{\text{вх}}$): 1 — 5 мВт (0.4), 2 — 14 (1.1), 3 — 16 (1.3), 4 — 20 (1.6), 5 — 25 (2.1).

меньшей групповой скорости и, следовательно, большего пространственного затухания (см. рис. 8 в [5]). Возникновение в спектре выходного сигнала частоты модуляции f_{M1} соответствует появлению устойчи-

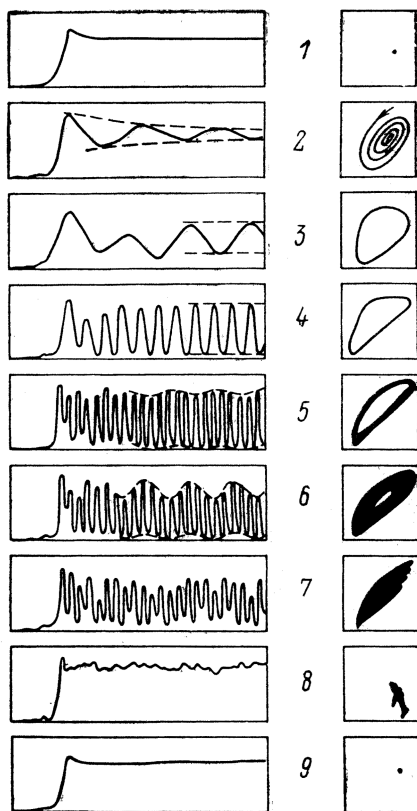


Рис. 2. Результаты численного анализа.

Временные реализации огибающей (слева) и фазовые портреты исследуемой модели (справа), полученные на расстоянии ($x=x_0=4$ мм) при увеличении квадрата модуля нормированной амплитуды волны намагнитченности $|\varphi_0|^2 \cdot 10^3$ в начальной точке ($x=0$): 1 — 0.8, 2 — 0.9, 3 — 1.1, 4 — 2.1, 5 — 5.6, 6 — 5.8, 7 — 6.0, 8 — 15, 9 — 40.

вого предельного цикла в фазовом пространстве системы. При увеличении $P_{\text{вх}}$ до 16 мВт в спектре выходного сигнала появляется вторая модуляционная частотная составляющая $f_{M2}=1.1$ МГц, несоизмеримая с первой, и комбинационная частота $f_{M1}+f_{M2}=6.4$ МГц (рис. 1, 3). В фазовом пространстве системы при этом образуется двумерный тор. При $P_{\text{вх}}=20$ мВт спектр модуляции расширяется (рис. 1, 4), а при $P_{\text{вх}}=26$ мВт в спектре выходного сигнала возникает широкий пик хаотической модуляции

(рис. 1, 5), образом которого в фазовом пространстве является странный аттрактор. При дальнейшем увеличении $P_{\text{вк}}$ глубина хаотической модуляции уменьшается, и при $P_{\text{вк}} > 40$ мВт выходной сигнал становится практически немодулированным. Аналогичная картина эволюции огибающей была зарегистрирована во всех исследованных нами пленках ЖИГ с закрепленными поверхностными спинами толщиной от 3.5 до 7 мкм.

Для теоретического описания явлений, наблюдавшихся в эксперименте (рис. 1), мы воспользуемся методом классического гамильтонова формализма для ферромагнетиков [6], модифицированным для случая ферромагнитной пленки (ФП) в [7]. Заметим, что при описании нелинейных волн намагниченности в ФП возникает ряд существенных качественных отличий от случая волн в безграничной ферромагнитной среде. В частности, в ферромагнитной пленке конечной толщины в отличие от случая безграничного ферромагнетика спектр волн намагниченности не является сплошным, а состоит из отдельных линий, соответствующих волновым модам с определенным видом распределения намагниченности по толщине пленки. Диагональный матричный элемент диполь-дипольного взаимодействия $P_{nn}(k)$, определяющий наклон дисперсионной кривой волновой моды с номером n , оказывается в случае ферромагнитной пленки непрерывной функцией продольного (лежащего в плоскости пленки) волнового вектора k , стремящейся к нулю при $k \rightarrow 0$ [8].

Вследствие непрерывности матричных элементов диполь-дипольного взаимодействия в ФП трехволновой $V_{n_1 k_1, n_2 k_2}$ и четырехволновой $T_{n_1 k_1, n_2 k_1, n_3 k_2}$ коэффициенты спин-волнового гамильтониана ФП, полученные с учетом как диполь-дипольного, так и обменного взаимодействий, оказываются аналитическими функциями своих аргументов [7]. Это позволяет в гамильтоновых уравнениях переходить от Фурье-амплитуд волн к их огибающим. Следует отметить, что в безграничной ферромагнитной среде переход к огибающим оправдан лишь в пренебрежении дальнедействующим диполь-дипольным взаимодействием [6, с. 60].

В интересующем нас случае распространения в ФП спектрально-узкого пакета дипольно-обменных волн намагниченности для безразмерной комплексной амплитуды огибающей этого пакета $\varphi(x, t)$ удастся получить нелинейное уравнение Шредингера, в котором феноменологически учтена малая диссипация [5, 7]

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

причем

$$\psi(x, t) = \varphi(x, t) \exp[i(\omega t - kx)], \quad \psi^2 = m^2/2 (4\pi M_0)^2,$$

где m — переменная намагниченность; ω , k — частота и волновое число волны намагниченности; ω_r — параметр диссипации; T — четырехволновой коэффициент спин-волнового гамильтониана ФП, определяемый формулой (11) в [7].

Уравнение (1) решалось численно на ЭВМ ЕС-1050 с начальными и граничными условиями вида

$$\varphi(x, 0) = \begin{cases} \varphi_0, & x=0, \quad \varphi(0, t) = \varphi_0, \\ 0, & x \neq 0, \quad \varphi(l, t) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Условия (2) означают, что в начальной точке ($x=0$) в момент времени $t \geq 0$ непрерывно возбуждается волна намагниченности постоянной амплитуды φ_0 . В конечной точке ($x=l$) волна считается полностью затухшей. Чтобы второе граничное условие соответствовало экспериментальной ситуации, полная длина пути распространения волны l в численном расчете задавалась достаточно большой $l=30 \div 40$ мм.

При численном решении уравнения (1) использовалась чисто неявная разностная схема. Система линейных разностных уравнений решалась

методом прогонки, а нелинейный член уточнялся методом простых итераций [9].

Изучалось поведение амплитуды огибающей во времени $\varphi(x=x_0, t)$ при фиксированном значении координаты ($x=x_0$) и распределение амплитуды вдоль пространственной координаты $\varphi(x, t=t_0)$ в фиксированный момент времени ($t=t_0$) в зависимости от амплитуды волны в начальной точке ($|\varphi_0|^2 \sim P_{\text{вх}}$). Кроме того, численно строился фазовый портрет системы, т. е. зависимость $d\varphi/dt(x_0, t)$ от $\varphi(x_0, t)$. На рис. 2 представлены результаты численного анализа уравнения (1) для значений параметров, соответствующих условиям нашего лабораторного эксперимента и экспериментов [2, 5]: $V_g = \partial\omega/\partial k = 1.8 \cdot 10^8$ см·с⁻¹, $\partial^2\omega/\partial k^2 = -3 \cdot 10^5$ см²·с⁻¹, $T = 3 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $\omega_r = 6 \cdot 10^6$ с⁻¹, $x_0 = 4 \cdot 10^{-1}$ см, $|\varphi_0|^2 = (0.4 \div 40) \cdot 10^{-3}$.

Для количественного сравнения результатов численного анализа с результатами лабораторного эксперимента необходимо рассчитать величину нормированной амплитуды огибающей φ_0 волны намагнитичности по измеренному значению входной мощности $P_{\text{вх}}$. Это удастся сделать с помощью теории возбуждения диполь-обменных волн намагнитичности в ФП [10]. Для наших экспериментальных условий расчет показывает, что во всем интервале изменения $P_{\text{вх}}$ ($P_{\text{вх}} = 0.1 \div 50$ мВт) величина $|\varphi_0|^2$ растет практически линейно с ростом $P_{\text{вх}}$ и при $P_{\text{вх}} = 20$ мВт составляет $|\varphi_0|^2 = 1.6 \cdot 10^{-3}$.

Из сравнения расчетных (рис. 2) и экспериментальных (рис. 1) результатов видно, что при достаточно малой амплитуде волны на входе $|\varphi_0|^2 < 0.9 \cdot 10^{-3}$ как в численном, так и в лабораторном эксперименте модуляция огибающей отсутствует (рис. 1, 1 и рис. 2, 1). При $|\varphi_0|^2 = 0.96 \cdot 10^{-3}$ расчет показывает, что огибающая волны на выходе начинает осциллировать с частотой $f_{M1} = 5.9$ МГц и затухающей во времени амплитудой. В фазовом пространстве такому движению соответствует устойчивый фокус (рис. 2, 2). Подобный режим затухающей модуляции наблюдался нами ранее в эксперименте (см. рис. 5 в [5]). При достижении входной амплитудой значения $|\varphi_0|^2 = 1 \cdot 10^{-3}$ устанавливается режим незатухающей модуляции с частотой $f_{M1} = 6.5$ МГц, образом которого в фазовом пространстве является предельный цикл (рис. 2, 3). Аналогичный режим с частотой модуляции $f_{M1} = 5.3$ МГц наблюдался и в лабораторном эксперименте (рис. 1, 2). Дальнейшее увеличение $|\varphi_0|^2$ в интервале от $1 \cdot 10^{-3}$ до $5.5 \cdot 10^{-3}$ в численном эксперименте приводит к быстрому росту частоты модуляции f_{M1} . Так, при $|\varphi_0|^2 = 2.1 \cdot 10^{-3}$ расчетное значение частоты f_{M1} составляет 14 МГц, а при $|\varphi_0|^2 = 5.5 \cdot 10^{-3}$ частота f_{M1} становится равной 40 МГц.

При $|\varphi_0|^2 = 5.6 \cdot 10^{-3}$ одночастотная периодическая модуляция ($f_{M1} = 41$ МГц) теряет устойчивость, в спектре модуляции появляется вторая частотная составляющая $f_{M2} = 8$ МГц, а в фазовом пространстве системы образуется двумерный тор (рис. 2, 5, 6). Интересно отметить, что, хотя абсолютные значения частот модуляции f_{M1} и f_{M2} на пороге образования двумерного тора в численном (41 и 8 МГц; рис. 2, 5) и лабораторном (5.3 и 1.1 МГц; рис. 1, 3) экспериментах сильно отличаются, отношения частот f_{M1}/f_{M2} практически одинаковы и приблизительно равны 5. При увеличении $|\varphi_0|^2$ в области существования тора это отношение в численном эксперименте почти не меняется, хотя абсолютные значения частот модуляции возрастают. Область устойчивости тора в численном эксперименте велика. Уже при $|\varphi_0|^2 = 6 \cdot 10^{-3}$ огибающая демонстрирует хаотическое поведение с глубиной модуляции, близкой к 100 %, а в фазовом пространстве системы возникает странный аттрактор (рис. 2, 7). В лабораторном эксперименте также наблюдаются хаотизация модуляции и образование странного аттрактора (рис. 1, 4, 5), однако глубина хаотической модуляции не превосходит 30 %. Дальнейшее увеличение $|\varphi_0|^2$ как в численном (рис. 2, 8, 9), так и в лабораторном экспериментах приводит к уменьшению глубины хаотической модуляции и к ее срыву.

Наблюдавшаяся в численном эксперименте при увеличении $|\varphi_0|^2$ качественная картина эволюции модуляционной неустойчивости — по-

явление модуляции (фокус, переходящий в цикл), одночастотная модуляция (цикл), квазипериодическая двухчастотная модуляция (двумерный тор), хаотическая модуляция (странный аттрактор), срыв модуляции — соответствует сценарию Рюэля—Такенса [11] и оказывается устойчивой по отношению к варьированию в некоторых пределах параметров уравнения (1). Так, изменение V_g , $\partial^2\omega/\partial k^2$ и ω_r на 10—20 % не приводило к появлению качественных отличий в поведении огибающей, а отношение частот модуляции f_{M1}/f_{M2} оставалось приблизительно равным 5. Последовательная смена режимов в численном эксперименте происходила плавно в результате мягких бифуркаций.

Интересным результатом численного анализа является тот факт, что в режиме незатухающей одночастотной модуляции распределение амплитуды $\varphi(x, t_0)$ по координате x в фиксированный момент времени $t=t_0$

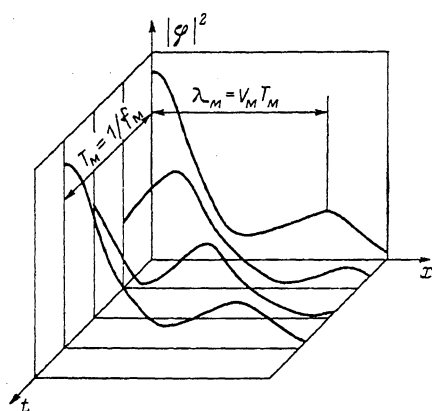


Рис. 3. Распределение амплитуды волны вдоль координаты x в фиксированные моменты времени (режим одночастотной модуляции).

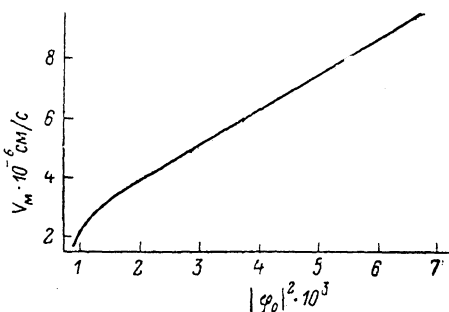


Рис. 4. Зависимость скорости V_M «волны модуляции» от квадрата модуля начальной амплитуды $|\varphi_0|^2$.

носит волнообразный характер (рис. 3), причем скорость V_M этой «волны модуляции» [12] растет с ростом $|\varphi_0|^2$ и может в несколько раз отличаться от групповой скорости $V_g = \partial\omega/\partial k$ исследуемого волнового пакета (рис. 4).

Проведенные исследования показали, что нелинейное уравнение Шредингера с диссипацией (1) позволяет не только описать формирование солитонов огибающей и возникновение модуляционной неустойчивости дипольно-обменных волн намагниченности в пленках ЖИГ [5], но и правильно предсказывает качественную картину эволюции модуляционной неустойчивости с ростом амплитуды входного сигнала. На пороге возникновения модуляционной неустойчивости модель (1) дает количественные оценки для мощностного порога $|\varphi_0|_{\text{теор}}^2 = 1 \cdot 10^{-3}$ и начальной частоты $f_{M1 \text{ теор}} = 6.5$ МГц самомодуляции, хорошо совпадающие с данными эксперимента ($|\varphi_0|_{\text{эксп}}^2 = 1.1 \cdot 10^{-3}$, $f_{M1 \text{ эксп}} = 5.3$ МГц).

Отличия в поведении теоретической модели (1) от результатов эксперимента, такие как рост частот модуляции с увеличением $|\varphi_0|^2$, большая глубина хаотической модуляции и значительно больший, чем в эксперименте, амплитудный интервал существования модуляции, связаны, на наш взгляд, с тем, что реальный дипольно-обменный спектр волн намагниченности в ФП достаточно сложным образом зависит от входной мощности. Поэтому коэффициенты уравнения (1) могут существенно изменяться при изменении мощности входного сигнала.

В заключение авторы выражают благодарность Н. Г. Ковшикову за большую помощь в проведении эксперимента и Б. А. Калиникошу за постоянное внимание к работе и ценные обсуждения.

Список литературы

- [1] Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 7. С. 343—347.
- [2] Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. // Письма в ЖТФ, 1984. Т. 10. № 15. С. 936—940.
- [3] Зильберман П. Е., Никитов С. А., Темирязов А. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 3. С. 92—96.
- [4] Дудко Г. М., Казаков Г. Т., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 12. С. 736—740.
- [5] Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 159—176.
- [6] Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 270 с.
- [7] Славин А. Н., Калиникос Б. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 12. С. 2387—2389.
- [8] Kalinikos B. A., Slavin A. N. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1986. V. 19. P. 7013—7033.
- [9] Демидович Б. П., Марон И. А., Шувалова Э. З. Численные методы анализа. М.: ГИФМЛ, 1962. 368 с.
- [10] Дмитриев В. Ф., Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 10. С. 2051—2057.
- [11] Ruelle D., Takens F. // Comm. Math. Phys. 1971. V. 20. P. 167—169.
- [12] Дудко Г. М., Филимонов Ю. А. // Тез. докл. региональной конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 121—122.

Ленинградский кораблестроительный институт
Ленинград

Поступило в Редакцию
11 октября 1988 г.
В окончательной редакции
5 января 1989 г.