



ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА РЕЖИМ САМОМОДУЛЯЦИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

А.А. Галишников, Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов

В численном эксперименте, основанном на решении одномерного нестационарного нелинейного уравнения Шредингера, исследованы особенности развития эффекта самомодуляции магнитостатических волн при возбуждении периодическим сигналом, обеспечивающим изменение амплитуды магнитостатических волн на входном преобразователе по закону $\varphi = \varphi_0(1 + M \sin \Omega t)$. Показано, что при превышении величиной φ_0 порога модуляционной неустойчивости динамика огибающей магнитостатических волн существенно определяется глубиной модуляции M и соотношением частот самомодуляции магнитостатических волн и внешнего воздействия. В результате могут наблюдаться эффекты вынужденной синхронизации регулярного и хаотического режимов самомодуляции, биения на частотах самомодуляции и внешнего воздействия, трансформация огибающей магнитостатических волн в следующие друг за другом с периодом внешнего воздействия наборы связанных солитонов. При фиксированных значениях частоты и глубины внешней модуляции характер динамики огибающей магнитостатических волн в точке «наблюдения» определяется удаленностью этой точки от входной антенны.

Процессы хаотизации регулярного движения либо упорядочивания хаотического поведения в неавтономном режиме активно исследуются на примере сосредоточенных автоколебательных систем и их математических моделей [1–3]. Интерес к таким исследованиям поддерживается существованием универсальных закономерностей в нелинейной динамике автостохастических систем самой различной природы. В ряде случаев можно провести качественные аналогии в поведении сосредоточенных и распределенных систем. Для магнитных пленок примером таких аналогий может служить наличие универсальных сценариев перехода к хаосу при развитии спин-волновой турбулентности в условиях параметрического возбуждения спиновых волн однородной накачкой [4,5] или при развитии модуляционной неустойчивости магнитостатических волн [6–8] в ферритовых пленках, проявление «стохастического резонанса» в процессах движения доменных границ [9] и возможность фрактализации кривых фазового равновесия магнитных систем, находящихся под действием пульсирующего поля подмагничивания [10]. Разумеется, полных совпадений в динамике сосредоточенных и распределенных систем не наблюдается, и поэтому исследование последних представляет самостоятельный интерес.

Цель данной работы – численное исследование развития модуляционной неустойчивости магнитостатических волн (МСВ), возбуждаемых в ферромагнитной пленке периодическим сигналом.

Ранее нелинейная динамика намагниченности под влиянием внешнего периодического воздействия рассматривалась в [11] применительно к задачам регуляризации хаотического поведения параметрических спиновых волн, возбуждаемых однородной СВЧ-накачкой в ферромагнитных образцах. Была продемонстрирована возможность управления хаосом путем внешнего нерезонансного воздействия на контрольный параметр системы с частотой, более чем в два раза превосходящей частоту автомодуляции вектора намагниченности образца, возникающей на пороге суловской неустойчивости первого рода. При этом эффективность подавления хаоса увеличивалась с ростом амплитуды внешнего воздействия.

В нашем случае можно ожидать, что введение внешней амплитудной модуляции на входной антенне изменит условия развития процессов самовоздействия МСВ. В частности, обеспечивая дополнительную накачку энергии в некоторые волны модуляции, оно способно разрушить их изначальную иерархию, что приведет к изменению модуляционного спектра и к перестройке динамики нелинейного взаимодействия модуляционных мод МСВ.

1. Постановка задачи

В качестве модели задачи использовалось одномерное нелинейное уравнение Шредингера (1) с граничным условием, отвечающим периодической внешней модуляции амплитуды МСВ на входной антенне (2)

$$i(\partial\varphi/\partial t + V_g \partial\varphi/\partial x) + 1/2 \beta \partial^2\varphi/\partial x^2 - \gamma|\varphi|^2\varphi + i\alpha\varphi = 0, \quad (1)$$

$$\varphi(0,t) = \varphi_0(1 + M\sin\Omega t). \quad (2)$$

Здесь t - время; x - координата; φ - комплексная амплитуда МСВ; V_g - групповая скорость МСВ; β - коэффициент, характеризующий дисперсионное расщепление волны; γ - коэффициент нелинейности; α - диссипативный коэффициент; Ω - частота внешней модуляции; M - глубина внешней модуляции ($0 \leq M \leq 1$).

Вычислительный эксперимент проводился при значениях коэффициентов, соответствующих параметрам волны, использованным при исследовании модуляционной неустойчивости МСВ в работе [8]. Отметим, что при выбранных параметрах и в отсутствие внешней модуляции ($M=0$) неустойчивость МСВ относительно процессов самовоздействия при распространении между входным и выходным преобразователями начинала проявляться при превышении амплитудой волны на входе φ_0 порогового значения $\varphi_0^1 \approx 0.031$. Развитие этой неустойчивости приводило к появлению амплитудной модуляции МСВ на частоте $F_0 \approx 5.3$ МГц, соответствующей частоте одной из волн модуляции с максимальным инкрементом. Ширина частотного диапазона $[F^{\min}, F^{\max}]$ волн модуляции, относительно которых может быть неустойчива МСВ с постоянной амплитудой, минимальна при $\varphi_0 = \varphi_0^1$ и расширяется за счет движения границы F^{\max} при увеличении φ_0 . Одновременно происходит увеличение частоты квазисинусоидальной самомодуляции F_0 (от $F_0 = 5.3$ МГц при $\varphi_0 = 0.031$ до $F_0 = 36$ МГц при $\varphi_0 = 0.070$). При значении амплитуды $\varphi_0 = \varphi_0^2 \approx 0.072$ реализуется смена характера самомодуляции волны и рождается вторая, несоизмеримая с первой, частота самомодуляции. В целом при выбранных параметрах нелинейного уравнения Шредингера развитие самомодуляции МСВ (при $M=0$) идет от одночастотной самомодуляции к хаотической (при $\varphi_0 = \varphi_0^3 \approx 0.090$) по сценарию Рюэля и Такенса через появление и разрушение двухчастотного квазипериодического движения [8].

Понятно, что введение внешней амплитудной модуляции МСВ на входной антенне изменит условия развития процессов самовоздействия волны. В частности, обеспечивая дополнительную накачку энергии в некоторые волны модуляции из указанного выше диапазона, оно способно нарушить изначальную иерархию инкрементов этих волн. В результате частота самомодуляции может изменяться в пределах разрешенного интервала $[F^{\min}, F^{\max}]$ и, соответственно, сдвигаться в сторону от значения F_0 .

В зависимости от соотношения частот внешней модуляции Ω и самомодуляции F , как и в случае сосредоточенных систем, можно ожидать появление различных режимов синхронизации либо режима биений в поведении огибающей МСВ.

Кроме того, следует учесть, что для распределенной системы характерно наличие не только временных, но и пространственных масштабов таких, например, как длина нелинейности L_{nl} , диссипативная длина L_{dis} , длина волны самомодуляции Λ [12]. Соотношение указанных масштабов с длиной волны вынужденной модуляции $\Lambda_{\Omega} = 2\pi V_g / \Omega$ неизбежно скажется на формировании типа поведения огибающей МСВ в точке расположения выходной антенны x_a .

Из сказанного ясно, что к основным параметрам, определяющим поведение огибающей МСВ в точке расположения выходной антенны, точке «наблюдения», следует отнести φ_0 , Ω , M и саму координату выходной антенны x_a .

Ниже обсуждается влияние внешней амплитудной модуляции на поведение огибающей МСВ в точке «наблюдения» с координатой $x_a = 0.15$ см при двух различных значениях входной амплитуды МСВ (см. вставку к рис. 1): $\varphi_0 = \varphi_0^1 = 0.031$ (режим одночастотной самомодуляции при $M=0$); $\varphi_0 = \varphi_0^3 = 0.090$ (режим хаотической самомодуляции при $M=0$).

Для иллюстрации зависимости характера самомодуляции МСВ от координаты выходной антенны мы сравним результаты, полученные при значениях $x_a = 0.15$ см и 0.5 см.

2. Влияние внешнего периодического воздействия на режим одночастотной самомодуляции

Характер влияния внешнего периодического воздействия на режим одночастотной модуляции в точке наблюдения $x_a = 0.15$ см при $\varphi_0 = 0.031$ показан на рис. 1, а; рис. 2 и 3.

На рис. 1, а в плоскости параметров «глубина модуляции M - частота модуляции Ω » изображены три области характерных движений огибающей МСВ на выходной антенне. На оси Ω отмечена точка $F_0 = 5.3$ МГц, соответствующая значению частоты самомодуляции при указанной амплитуде в отсутствие внешнего периодического воздействия. На рис. 2 и 3 приведены типичные для этих областей временные реализации $|\varphi(t, x_a)|^2$, спектры и проекции фазовых портретов*. Рис. 2, а иллюстрирует поведение огибающей МСВ при отсутствии внешней модуляции ($M=0$).

В области I наблюдаются различные по сложности периодические и квазипериодические движения огибающей МСВ во времени, образами которых в фазовом пространстве являются резонансные либо инвариантные торы. В частотном спектре этих движений всегда присутствуют составляющие на частоте самомодуляции F , частоте внешнего воздействия Ω , а также гармоники названных

* При построении проекций фазовых портретов по горизонтальной оси откладывались значения $|\varphi(t)|^2$ в точке x_a , а по вертикальной - значения этой величины в точке $x_a + dx$, где $dx = 0.07$ см.

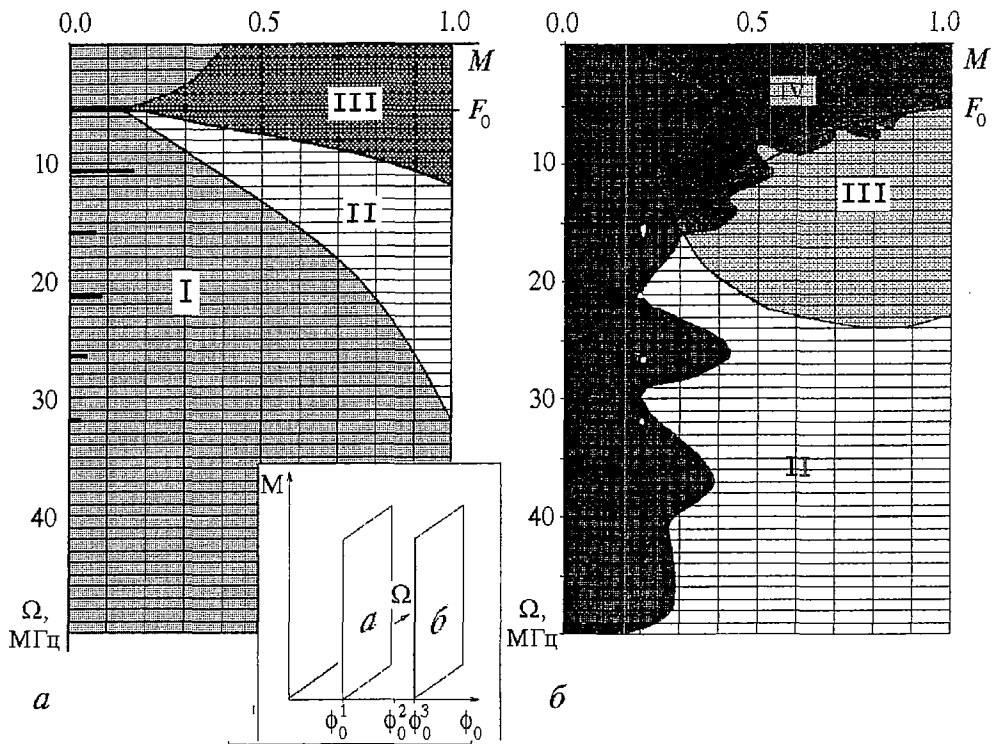


Рис. 1. Плоскость параметров «глубина модуляции - частота модуляции» с областями качественно различных режимов поведения огибающей МСВ с разными начальными амплитудами ϕ_0 : $a - 0.031$, $b - 0.090$ при наличии внешнего периодического воздействия

частот и составляющие на комбинационных частотах (рис. 2, в, 3, б - г). В редких случаях для $\Omega < F_0$ в области I возможно появление нерегулярного, близкого к хаотическому поведения огибающей МСВ (рис. 2, б).

На временных реализациях, принадлежащих области I, при малой глубине внешней модуляции (см. $M < 0.15$) всегда выделяется период самомодуляции $T_0 = 1/F_0$ (см. рис. 3, б). С увеличением M , по мере роста в спектре движения составляющей на частоте Ω , становится все более различимым период внешнего воздействия, а видимый период самомодуляции изменяется из-за сдвига частоты самомодуляции F от значения F_0 и постепенно исчезает (см. рис. 3, в, г). Кроме того, на всех реализациях, как правило, присутствует низкочастотная огибающая, период которой в каждом конкретном случае удается связать с одной из разностных частот $f = |\Omega - nF|$, где n - целое число. Ширина области I увеличивается с ростом частоты внешней модуляции Ω . Для $\Omega = nF_0$ при $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ в области I имеют место узкие «подобласти» (на рис. 1 обозначены черными полосами) квазисинусоидальных движений на частоте F_0 с предельным циклом в фазовом пространстве (рис. 2, г).

Область II характеризуется наличием режима вынужденной синхронизации на частоте внешнего воздействия Ω (рис. 2, д, 3, д). В частотном спектре движений из этой области присутствует лишь составляющая на частоте внешнего воздействия Ω со своими гармониками. В фазовом пространстве наблюдается предельный цикл.

В качестве иллюстрации смены режимов самомодуляции при внешнем периодическом воздействии на рис. 3 показано поведение огибающей МСВ при переходе из области I в область II параллельно оси M для $\Omega = 27$ МГц. Справа от спектров в каждой строке указаны значения глубины модуляции M . Видно, что

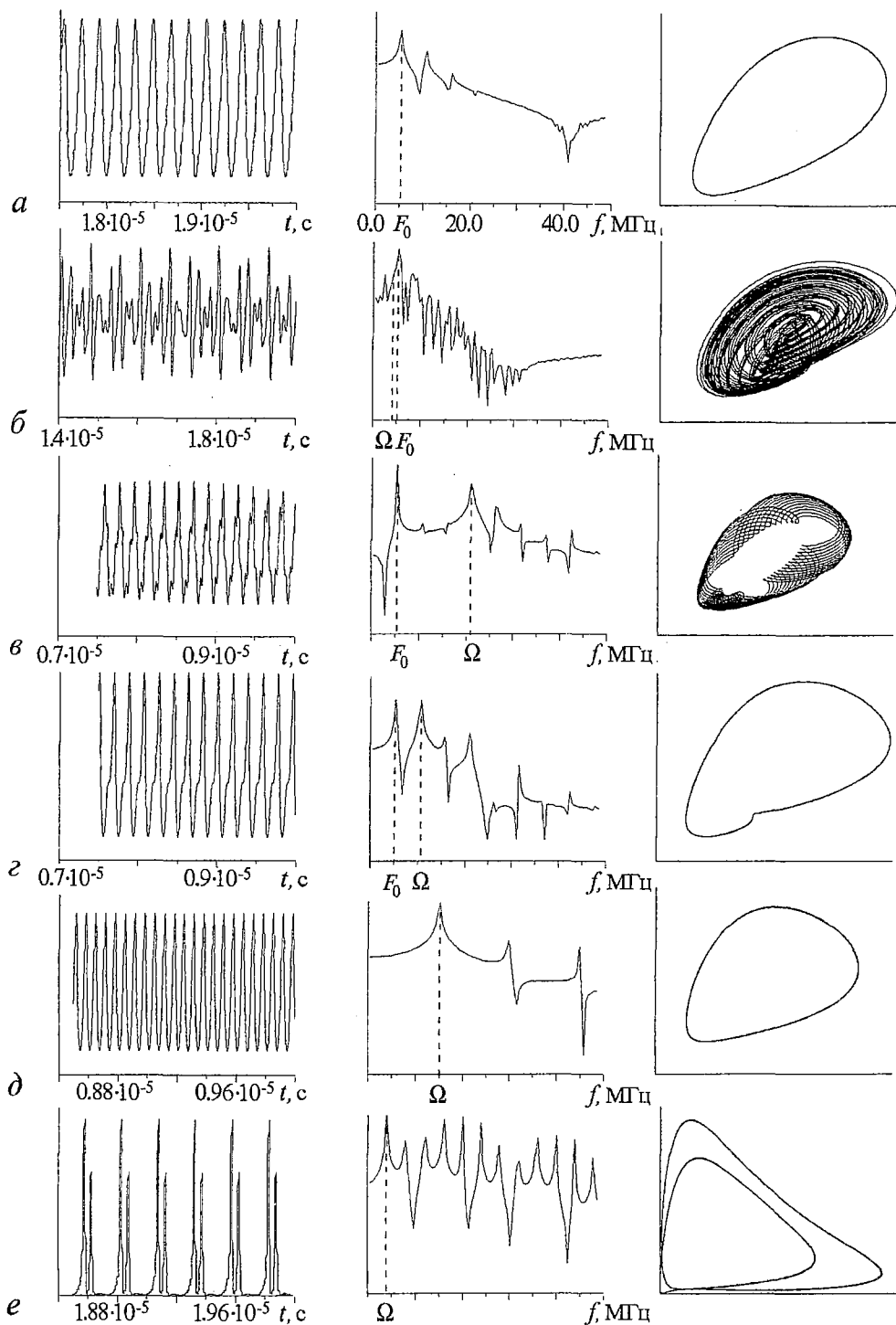


Рис. 2. Временные реализации, спектры и проекции фазовых портретов, иллюстрирующие влияние внешнего периодического воздействия на развитие одночастотной самомодуляции

переход I→II сопровождается сдвигом частоты самомодуляции от $F_0=5.3$ МГц к $F \sim 6.75$ МГц, что составляет $1/4\Omega$.

Область III мы назвали областью «солитонных» режимов с синхронизацией

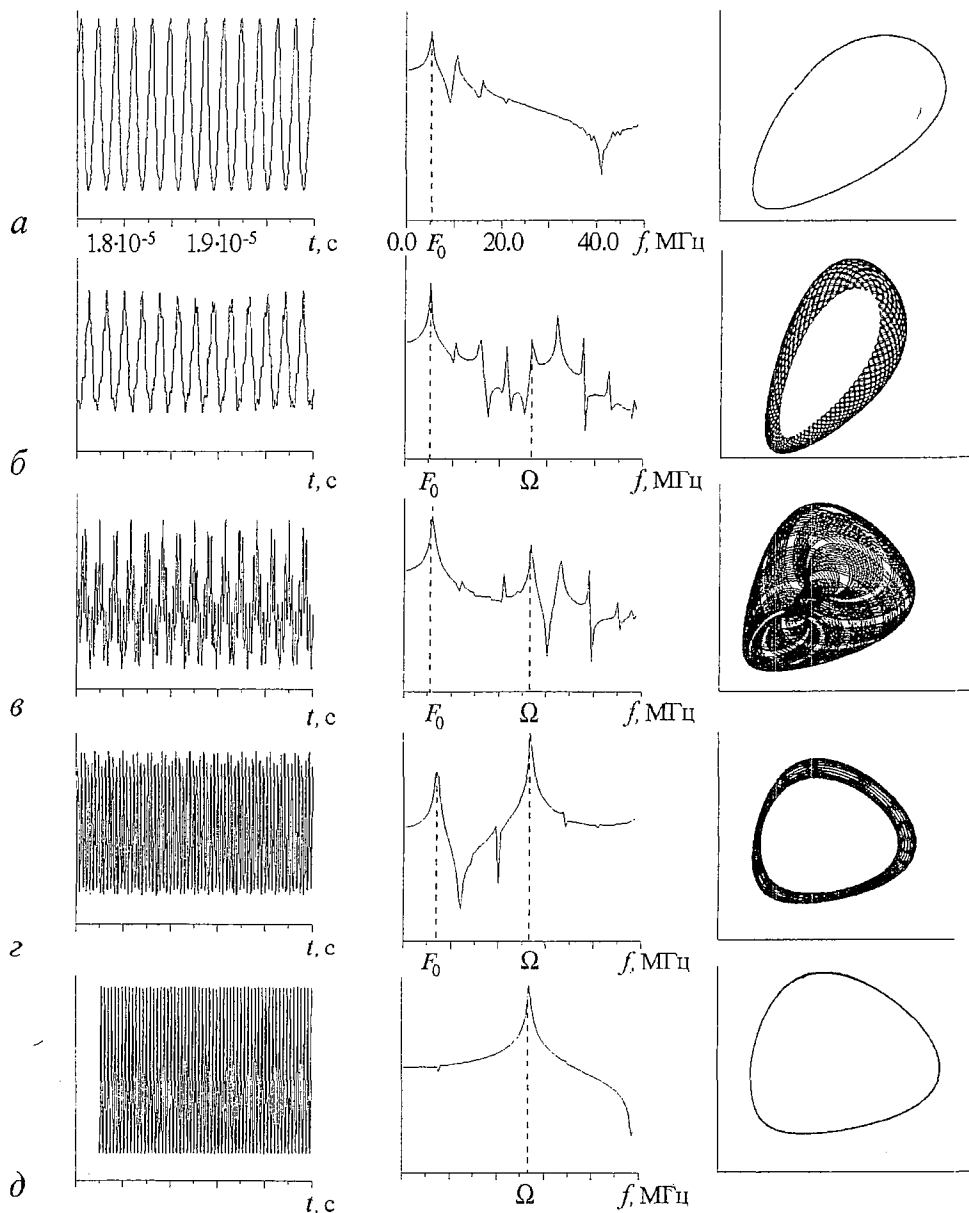


Рис. 3. Переход от режима биений к режиму вынужденной синхронизации огибающей МСВ; $\varphi_0=0.031$, $\Omega=27$ МГц

на частоте внешнего воздействия. Все временные реализации, характерные для этой области, представляют собой последовательность периодически повторяющихся наборов связанных солитонов. Период следования этих наборов, как правило, равен периоду внешнего воздействия (в некоторых случаях период следования наборов солитонов может равняться $2T_\Omega$). Количество солитонов в наборе может быть 1, 2, 3, ... в зависимости от соотношения параметров φ_0 , M и Ω . На рис. 2, е показано характерное для области III поведение огибающей МСВ. Формирование такого рода поведения имеет довольно простую и понятную физическую интерпретацию. Как было показано в работе [13], в случае подачи на вход исследуемой системы одиночного импульса последний может

трансформироваться в один или несколько солитонов в зависимости от амплитуды импульса в пике при фиксированной длительности импульса. Существует пороговая амплитуда φ_0^{th} , ниже которой формирование солитона огибающей МСВ невозможно [12–14].

При периодическом внешнем воздействии и фиксированном значении $\varphi_0 > \varphi_0^{\text{th}}$ (рис. 4) в случае достаточно больших M (таких, что, во-первых, $\varphi^{\text{min}} < \varphi_0^{\text{th}}$; во-вторых, период внешнего воздействия $T_\Omega = 1/\Omega$ больше «временного»

размера отдельного солитона, способного сформироваться при заданном уровне φ^{max} ; в-третьих, длина формирования солитонов значительно меньше диссипативной длины L_{dis} ; амплитудно-модулированный сигнал (2) в процессе входа в пленку воспринимается как последовательность «импульсов» продолжительностью T_i (на этих временных интервалах $\varphi(0,t) > \varphi_0^{\text{th}}$) и расстоянием между «импульсами» T_p (на этих временных интервалах $\varphi(0,t) < \varphi_0^{\text{th}}$). Период следования «импульсов» равен $T_\Omega = T_i + T_p$. По мере вхождения в пленку каждый отдельный «импульс» трансформируется в набор связанных солитонов в полном соответствии с изложенным в работе [13].

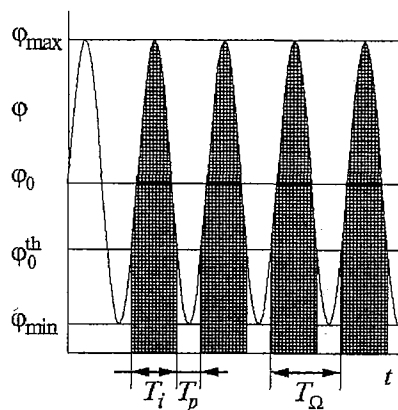


Рис. 4. Зависимость амплитуды МСВ от времени на входной антенне при наличии внешней периодической модуляции

3. Влияние внешнего периодического воздействия на режим стохастической самомодуляции

На рис. 1, б и рис. 5 представлены результаты вычислительного эксперимента (в точке наблюдения $x_a = 0.15$ см) по исследованию влияния внешнего периодического воздействия на режим стохастической самомодуляции, который для выбранных параметров нелинейного уравнения Шредингера и $M=0$ реализуется при $\varphi_0 = 0.090$ (рис. 5, а).

На плоскости параметров «глубина модуляции M – частота модуляции Ω » (см. рис. 1, б) можно выделить четыре области характерных движений огибающей МСВ.

В области I наблюдается хаотическое поведение сигнала (рис. 5, б). В пределах области структура хаоса меняется, что проявляется в большом разнообразии наблюдаемых реализаций, спектров и фазовых портретов. Граница области I, соприкасающаяся с другими областями, имеет ряд хорошо выраженных чередующихся «горбов» и «впадин», расстояние между которыми по оси Ω равно минимально возможной частоте самомодуляции $F_0 = 5.3$ МГц.

Области II, III, IV характеризуются наличием различных режимов синхронизации хаоса: от амплитудной модуляции «хаотической» огибающей – область IV (рис. 5, в), до полного подавления хаоса – области III и II (рис. 5, г-е), причем области II и III являются уже упоминавшимися выше, соответственно, областью вынужденной синхронизации и областью «солитонных» режимов с синхронизацией на частоте внешнего воздействия.

Из рис. 5, в видно, что в области IV поведение огибающей остается хаотическим, но в спектре сигнала в качестве доминирующей появляется составляющая

на частоте внешнего воздействия, а на временной реализации видны отдельные хаотические всплески, следующие друг за другом с периодом T_{Ω} .

Граница между областями IV и III довольно хорошо описывается выражением

$$M\Omega = F_0, \tag{3}$$

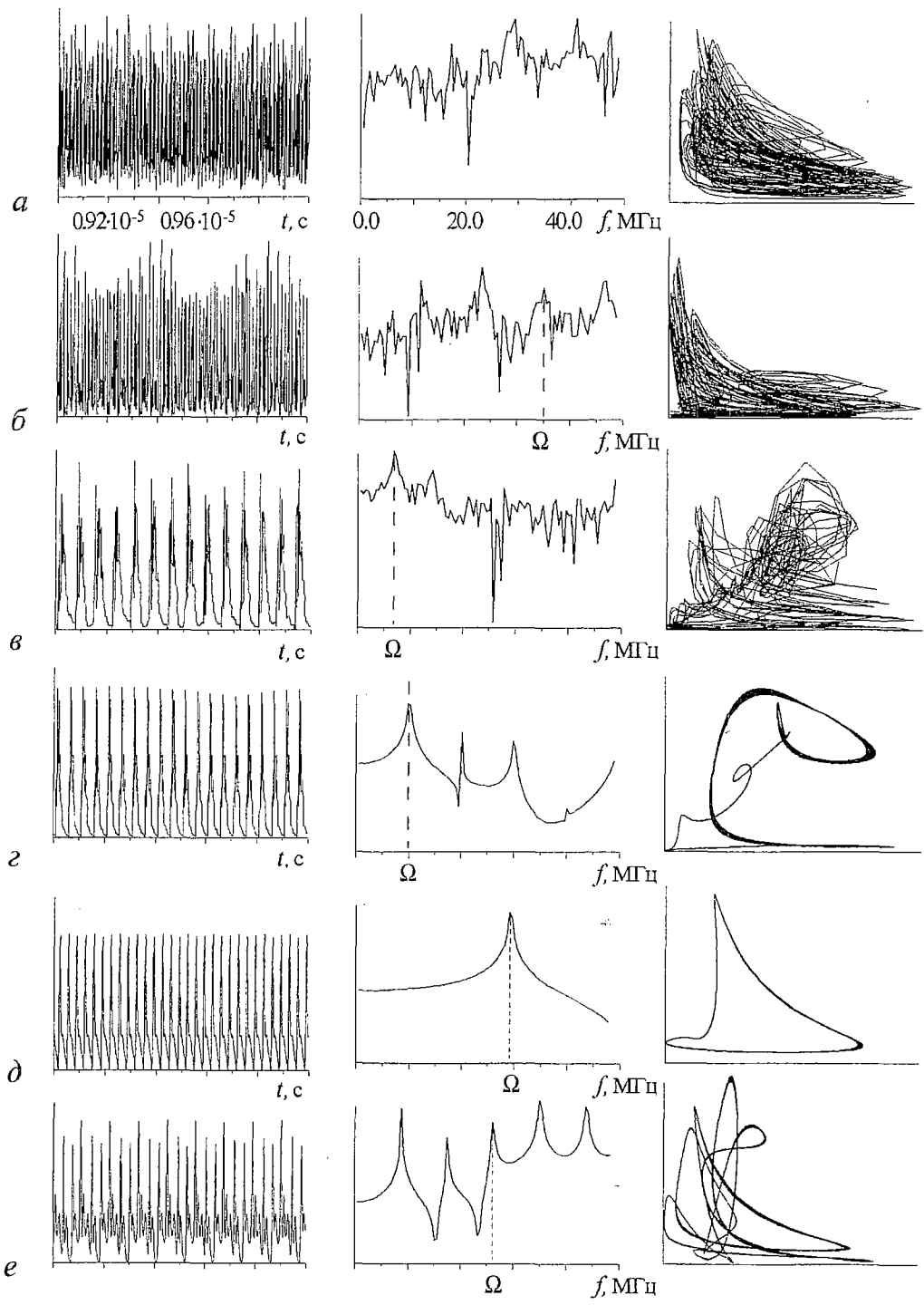


Рис. 5. Временные реализации, спектры и проекции фазовых портретов, иллюстрирующие влияние внешнего периодического воздействия на развитие стохастической самомодуляции

Легко показать, что величина $(M\Omega)$ определяет крутизну фронта амплитудно-модулированного сигнала (2) на входной антенне в моменты времени $t=nT_{\Omega}/2, n=0,1,2,\dots$. Таким образом, появление «солитонных» режимов поведения (см. рис. 5, з) огибающей МСВ в случае больших входных амплитуд ($\varphi_0=0.090$) становится возможным только при достижении пороговой крутизны фронта входного сигнала. Следует также обратить внимание на то, что поскольку область III является областью с регулярным типом поведения, выражение (3) описывает тот факт, что подавление хаоса в анализируемой системе осуществимо лишь при частотах внешнего воздействия Ω , больших минимально возможной частоты самомодуляции $F_0=5.3$ МГц, причем чем меньше глубина внешней модуляции, тем больше должна быть частота Ω . Для $\Omega>3F_0$ полное подавление хаоса может быть достигнуто при достаточно малых амплитудах внешнего воздействия, порядка 20% от φ_0 ($M=0.2$). Отметим, что аналогичная зависимость между частотой и амплитудой внешнего параметрического воздействия была получена ранее для задачи управляемой синхронизации хаоса системы из двух связанных идентичных нелинейных неавтономных осцилляторов методом периодической модуляции параметра связи (см. [2], с. 230–234).

Как уже говорилось, область II является областью вынужденной синхронизации. Для большей части этой области характерна квазисинусоидальная форма огибающей МСВ на выходной антенне с периодом колебаний T_{Ω} и сильно искаженным предельным циклом в фазовом пространстве (см. рис. 5, д). Вблизи границ с областями I и III форма колебаний изменяется, и наряду с однотоковыми наблюдаются n -тактные предельные циклы. Окна периодических движений с подобным приграничному поведением имеют место внутри области хаотических движений I при $M=0.2$ и частотах внешнего воздействия Ω , равных (3...6). В качестве примера на рис. 5, е приведена иллюстрация поведения огибающей МСВ при $\Omega=5F_0$.

Интересно, что несмотря на довольно широкий при $\varphi_0=0.090$ интервал разрешенных частот самомодуляции F (5.3...36 МГц) [6], именно минимальная частота из этого интервала влияет на положение и форму границ областей характерных движений огибающей и на расположение упомянутых выше окон периодических движений внутри области I.

4. Зависимость характера самомодуляции МСВ от выбора точки «наблюдения»

Напомним, что до сих пор мы рассматривали динамику огибающей МСВ в точке «наблюдения» с координатой $x_a=0.15$ см. При удалении от входной антенны огибающая постоянно видоизменяется вследствие текущих в ходе распространения МСВ процессов дисперсионного расплывания, нелинейного сжатия и линейного затухания волны. Причем, если вблизи входной антенны (в случае $\varphi(0,t)>\varphi_0^1$) определяющую роль играют дисперсия и нелинейность, то на достаточном удалении от входной антенны нелинейные процессы замирают из-за действия диссипации. Введение внешней амплитудной модуляции усложняет динамику поведения огибающей МСВ вдоль координаты x . В данной работе мы ограничимся иллюстрацией качественных изменений в поведении волны вдоль направления распространения.

На рис. 6 представлены временные реализации и проекции фазового портрета огибающей МСВ в точках $x_a=0.15$ см и $x_a=0.5$ см при следующих значениях параметров модуляции: а – $\varphi_0=0.050, \Omega=10$ МГц, $M=0.5$; б – $\varphi_0=0.045, \Omega=10$ МГц, $M=0.5$; в – $\varphi_0=0.031, \Omega=40$ МГц, $M=0.5$.

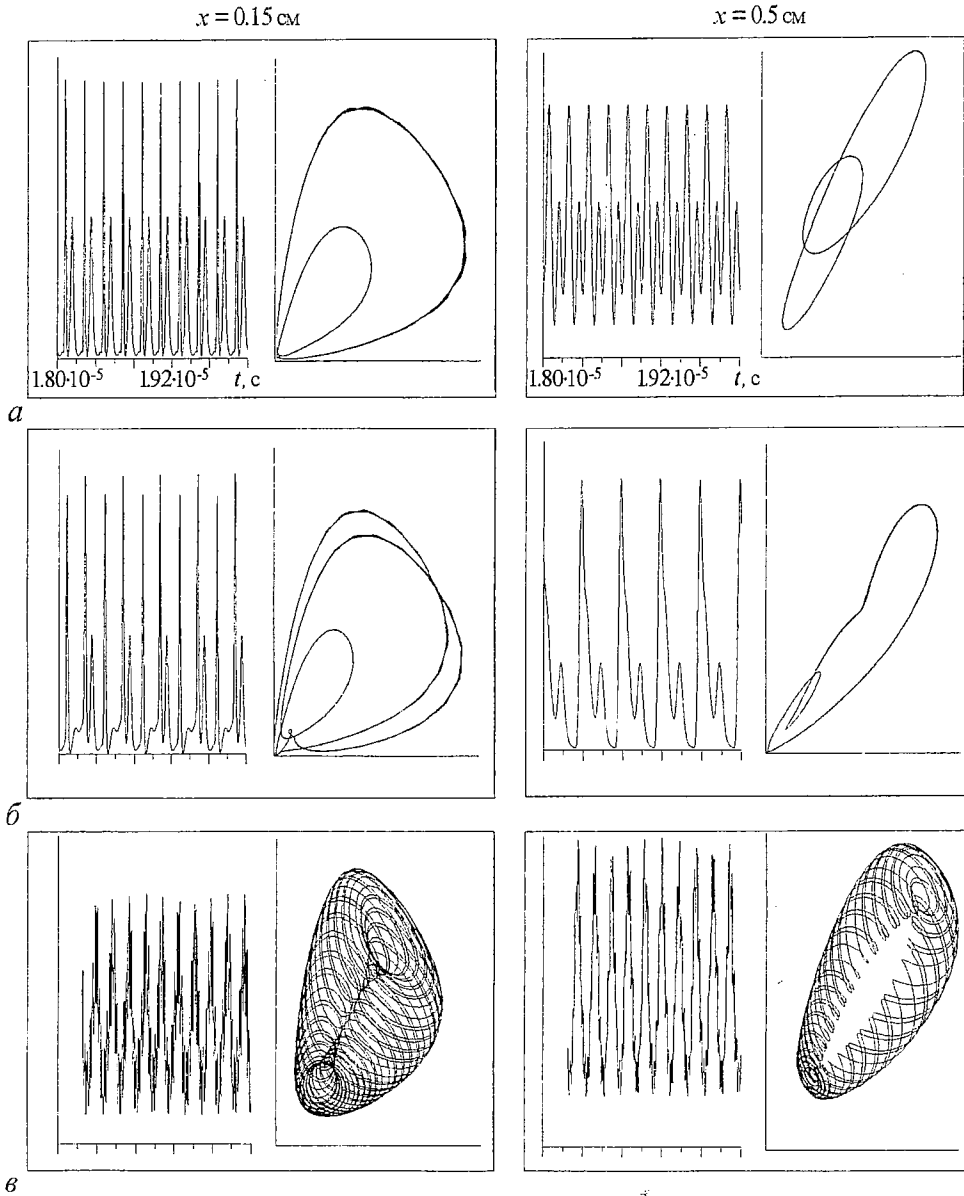


Рис. 6. Зависимость качественного поведения огибающей МСВ от координаты точки «наблюдения»

Видно, что в первом случае с увеличением координаты x имеет место уменьшение глубины модуляции принимаемого сигнала; во втором случае наблюдается трансформация трехтактного предельного цикла в двухтактный; в третьем происходит преобразование формы двумерного тора за счет изменения относительного вклада в движение частотных составляющих $f_1 = \Omega$ и $f_2 = F$. Интересно, что в последнем случае при удалении от входной антенны волна как бы «начинает забывать» о внешнем воздействии на частоте Ω .

Заключение

Таким образом, проанализировано влияние на процесс самомодуляции МСВ внешней периодической модуляции амплитуды волны на входе. Показано, что

- для амплитуд входного сигнала, соответствующих одночастотной само-модуляции, в зависимости от глубины M и частоты Ω внешней амплитудной модуляции могут наблюдаться следующие режимы: синхронизация на частоте внешнего воздействия, биения на частотах самомодуляции и внешнего воздействия, трансформация огибающей МСВ в следующие друг за другом с периодом внешнего воздействия наборы связанных солитонов;

- для амплитуд входного сигнала, соответствующих хаотической само-модуляции, возможны различные режимы синхронизации хаоса, в том числе и полное подавление последнего внешним периодическим сигналом малой амплитуды (порядка 0.2);

- отмечено наличие режимов, для которых в условиях внешнего периодического воздействия имеет место качественное изменение характера поведения огибающей МСВ в направлении распространения волны.

Работа поддержана грантами РФФИ № 99-02-17660, CRDF № REC-006 и Федеральной Программой «Интеграция», проект № 696.3.

Библиографический список

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
2. Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Астахов В.В. Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1999.
3. Кальянов Э.В. Конкуренция колебаний при хаотических режимах неавтономного генератора // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43, № 10. С. 1238.
4. Gibson G., Jeffries C. Observation of period doubling and chaos in spin-wave instabilities in yttrium iron garnet // Phys.Rev. A. 1984. Vol. 29. P. 811.
5. Rezende S.M., de Aguiar. Observation of subharmonic routes to chaos in parallel-ramped spin waves in yttrium iron garnet // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 1070.
6. Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Удвоение периода и хаос при четырехмагнотонном распаде магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 736.
7. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Развитие модуляционной неустойчивости магнитостатических волн (МСВ) в ферритовых пленках // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, вып.2. С. 55.
8. Дудко Г.М., Славин А.Н. Переход от модуляционной неустойчивости к хаосу в пленках железиттриевого граната // ЖТФ. 1989. Т. 31, вып.6. С. 114.
9. Dikshstein I.E., Neiman A.B. Spatio-temporal stochastic resonance of a kink motion in an inhomogeneous media // Bulletin of the American Physical Society. 1997. Vol. 42, № 1. P. 654.
10. Лисовский Ф.В., Поляков О.П. Фрактальная структура кривой фазового равновесия системы из двух осциллирующих магнитных моментов // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 63, вып.8. С. 643.
11. Rödelsperger F., Kivshar Y.S., and Benner H. Route out of chaos by HF parametric perturbations in spin-wave instabilities // J.Magn. and Mag.Mat. 1995. Vol. 140-144. P. 1953.
12. Bordman A.D., Nikitov S.A., Xie K., and Mehta H. Bright magnetostatic spin-wave envelope solitons in ferromagnetic films // J. Magn. and Mag. Mat. 1995. Vol. 145. P. 357.
13. Slavin A.N., Dudko G.M. Numerical modelling of spin wave soliton propagation in ferromagnetic film // J.Magn. Mag. Mat. 1990. Vol. 86. P. 15.
14. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, № 2. С. 606.

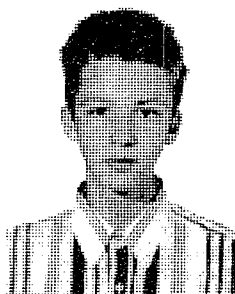
*Саратовское отделение
Института радиотехники
и электроники РАН*

Поступила в редакцию 4.04.01

MAGNETOSTATIC WAVES SELF-MODULATION UNDER THE EXTERNAL PERIODIC FORCE

A.A. Galishnikov, G.M. Dudko, Yu.A. Filimonov

In the framework of one-dimensional non-stationary nonlinear Schrödinger equation, linebreak magnetostatic wave self-modulation was numerically studied under excitation of periodic signal, producing magnetostatic waves amplitude at the input transducer in the form $\varphi = \varphi_0(1 + M \sin \Omega t)$. It was shown, that for φ_0 greater than the modulation instability threshold, the magnetostatic waves envelope dynamics strongly depends both on the modulation depth M and on the relation between self-modulation frequency F of magnetostatic waves and external force frequency W . As a result, one can find the effects of forced synchronization for regular and chaotic self-modulation regimes, of beating on the frequencies of self-modulation and external force, and of transformation of magnetostatic waves envelope to multiple-soliton trains with the period of external force. For fixed values of the frequency and depth of external modulation, the nature of magnetostatic waves envelope dynamics at the «observation» point depends on the distance of this point from the input antenna.



Галишников Александр Александрович - родился в 1980 году. Студент V курса факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках.



Дудко Галина Михайловна - родилась в 1961 году. Окончила физический факультет СГУ (1983). Работает в Саратовском отделении ИРЭ РАН. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках.



Филимонов Юрий Александрович - родился в 1955 году. Окончил Московский физико-технический институт (1979). Работает в Саратовском отделении ИРЭ РАН. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках.

E-mail: yuri.filimonov@psm.rm.cnr.it