



Изв. вузов «ПНД», т. 13, № 5–6, 2005

УДК 548; 537.611.46

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТАНОВЛЕНИЯ СОЛИТОННОГО РЕЖИМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

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

На основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера рассмотрен процесс формирования солитонов магнитостатических волн в условиях, когда амплитуда и форма входного импульса отличаются от солитонного решения и на эволюцию солитона оказывает влияние несолитонная часть. Показано, что при отсутствии диссипации возможно наблюдение осцилляций пиковой амплитуды солитона магнитостатических волн, характеризуемых пространственным периодом Λ : $L_D \leq \Lambda \leq 66 \cdot L_D$ (или частотой Ω : $0.015 \cdot T_D^{-1} \leq \Omega \leq T_D^{-1}$), где L_D и T_D – длина и время дисперсии импульса. В условиях диссипации, соответствующей реальным ферритовым пленкам, влияние несолитонной части проявляется лишь в виде немонотонной зависимости пиковой мощности выходного сигнала магнитостатических волн от мощности входного импульса.

Введение

Распространение солитонов магнитостатических волн (МСВ) в ферритовых пленках активно исследуется в связи с перспективностью их применения в СВЧ-устройствах обработки информации [1, 2]. К настоящему времени показана возможность образования солитонов МСВ в ферритовых пленках и структурах феррит – диэлектрик – металл [3–5] и выполнены многочисленные эксперименты по их наблюдению [6–11]. Было проведено подробное численное моделирование распространения солитонов МСВ на основе как нелинейного уравнения Шредингера [9, 10, 12–14], так и системы нелинейных дифференциальных уравнений движения пространственных фурье-компонент вектора СВЧ намагниченности нелинейного импульса [15]. Были также описаны критерии формирования солитона [16] и исследованы вопросы определения скорости распространения [14, 17], затухания [18], столкновения и

отражения солитонов [19]. Однако до сих пор при анализе прошедшего пленку импульса МСВ никак не учитывалась возможность влияния на его огибающую несолитонной части импульса. Между тем для оптических солитонов хорошо известно [20], что для входных импульсов, отличающихся от солитонного решения формой или амплитудой, несолитонная составляющая импульса может заметно менять условия формирования солитона. Цель данной работы – на основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера исследовать особенности поведения солитона МСВ в ферритовой пленке, определяемые несолитонной частью импульса.

Отметим, что впервые влияние несолитонной составляющей (несолитонной волны) на солитон нелинейного уравнения Шредингера было описано в работе [21]. Решение нелинейного уравнения Шредингера методом обратной задачи рассеяния показало, что начальное распределение безразмерной комплексной огибающей волны $\varphi(x, t)$ вида

$$\varphi(x, t = 0) = N \operatorname{sech}[(N + \delta)x], \quad |\delta| < 1/2 \quad (1)$$

трансформируется в N солитонов и несолитонную волну, причем таким образом, что отношение суммарной энергии солитонов к полной энергии составляет величину

$$1 - \frac{\delta^2}{(N + \delta)^2}. \quad (2)$$

При $\delta \neq 0$, $-1/2$ несолитонная составляющая приводит к осцилляциям пиковой амплитуды импульса, которые затухают пропорционально $t^{-1/2}$ из-за дисперсионного расплывания несолитонной волны. Тем не менее для оптических солитонов наблюдение таких осцилляций вполне возможно, поскольку расстояния, на которых они все еще заметны, могут составлять несколько десятков дисперсионных длин импульса L_D^1 , что, с одной стороны, может заметно превосходить длительность входного импульса, а с другой, оказывается гораздо меньше длины пробега солитона в высококачественном оптическом волокне [20].

Иначе обстоит дело с импульсами МСВ в ферритовых пленках. Во-первых, в экспериментах по наблюдению солитонов МСВ используются входные СВЧ-импульсы квазипрямоугольной формы. Это изменяет условия формирования солитона относительно случая *sech*-образного импульса, и следует ожидать лишь качественного совпадения с результатами работы [21]. Во-вторых, достаточно высокая скорость релаксации СВЧ намагниченности в ферритовых пленках приводит к более быстрому спаду амплитуды несолитонной части и ограничивает длину пробега импульса МСВ лишь единицами длин дисперсии L_D . В данной работе на примере поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) в структуре феррит – диэлектрик – металл показано, что при типичных для ферритовых пленок значениях параметра диссипации влияние несолитонной части проявится в виде максимума зависимости выходной пиковой мощности от мощности входного сигнала.

¹На длине L_D входной гауссов импульс, имевший длительность T_0 по уровню e^{-1} , уширяется в $\sqrt{2}$ раз [20].

1. Постановка задачи

Будем рассматривать распространение ПМСВ в структуре феррит – диэлектрик – металл при значениях параметров, отвечающих эксперименту, описанному в [11]. Считаем, что структура состоит из пленки железоиттриевого граната (ЖИГ) толщиной $d = 14.1$ мкм, намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс и шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 0.35$ Э, которая через воздушный зазор $h = 100$ мкм нагружена на металлический экран. Для определенности считаем, что структура помещена во внешнее магнитное поле $H = 897$ Э, которое ориентировано касательно плоскости пленки и перпендикулярно направлению распространения волны. В структуре с такими параметрами ПМСВ на частоте несущей $f = 4594$ МГц характеризуется коэффициентами дисперсии $\beta = 2.5 \cdot 10^4$ см²/с и нелинейности $\gamma = -7.8 \cdot 10^9$ с⁻¹, которые удовлетворяют критерию Лайтхилла формирования солитонов [5], и значениями групповой скорости $V_g = 3.6 \cdot 10^6$ см/с и временного декремента $\alpha = 6 \cdot 10^6$ с⁻¹ [22].

Для моделирования эволюции волны воспользуемся стандартным подходом, основанном на решении нелинейного уравнения Шредингера для комплексной огибающей волны φ [4, 12, 22]

$$j \frac{\partial \varphi}{\partial t} + j V_g \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{2} \beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \gamma |\varphi|^2 \varphi + j \alpha \varphi = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями, соответствующими возбуждению волны прямоугольным импульсом с амплитудой φ_0 и длительностью T_0

$$\varphi(x=0, t) = \begin{cases} \varphi_0, & t \leq T_0, \\ 0, & t > T_0. \end{cases} \quad (4)$$

При этом можно определить пороги образования N -солитонных режимов [4]

$$\varphi_0^N = \frac{\pi}{2V_g T_0} \sqrt{\left| \frac{\beta}{\gamma} \right|} (2N - 1). \quad (5)$$

С учетом (5) граничные условия (4) можно переписать в виде, аналогичном (1),

$$\varphi(x=0, t) = \begin{cases} \frac{\pi}{V_g T_0} \sqrt{\left| \frac{\beta}{\gamma} \right|} (N - \delta), & t \leq T_0, \\ 0, & t > T_0. \end{cases} \quad (6)$$

Будем рассматривать случай входных импульсов длительностью $T_0 = 20$ нс при значениях параметров уравнения (3), отвечающих выбранной частоте несущей $f = 4594$ МГц. При этом значения порогов одно- и двухсолитонного режимов, рассчитанные из (5), составляют $\varphi_0^1 = 0.039$ и $\varphi_0^2 = 0.117$, соответственно.

1.1. Бездиссипативный случай. Рассмотрим процесс формирования солитонов в условиях отсутствия диссипации $\alpha = 0$. На рис. 1 приведены зависимости пиковой амплитуды импульса $|\varphi_{\max}(x, t)|$ от его координаты для входных амплитуд в диапазоне $\varphi_0^1 < \varphi_0 < \varphi_0^2$ ($|\delta| < 1/2$). Можно видеть, что аналогично известному случаю, описанному в [20, 21], зависимость $|\varphi_{\max}(x, t)|$ имеет осциллирующий характер, которому можно сопоставить амплитуду $\delta\varphi$ и пространственный период Λ , определив его как расстояние между соседними максимумами. Поведение $|\varphi_{\max}(x, t)|$ можно охарактеризовать частотой осцилляций $\Omega = V_g/\Lambda$.

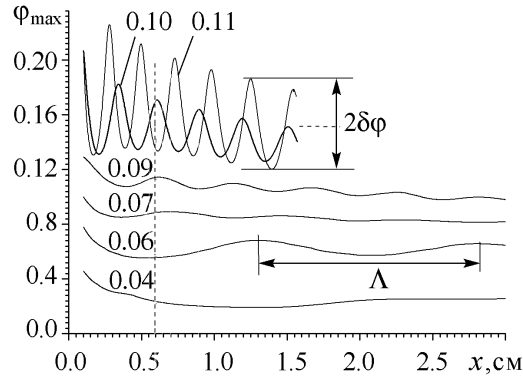


Рис. 1. Зависимости пиковой амплитуды солитонов $|\varphi_{\max}|$ (двухсолитонный режим) от их координаты. Рядом с кривыми указано значение входной амплитуды φ_0

При выбранной длине пробега импульса в 3 см удается выделить один период осцилляций для импульса с $\varphi_0 \approx 0.06$ (см. рис. 1). При этом осцилляции характеризуются пространственным периодом $\Lambda \approx 1.44$ см и частотой $\Omega \approx 2.5$ МГц. С дальнейшим ростом φ_0 частота и амплитуда колебаний растут². Однако в окрестности $\varphi_0^* = 0.07 \approx (\varphi_0^1 + \varphi_0^2)/2$ ($\delta = 0$) амплитуда осцилляций резко падает. Такое поведение аналогично случаю *sech*-образного входного импульса, для которого при $\delta = 0$ несолитонная волна не образуется. При приближении амплитуд входного сигнала к значениям порога двухсолитонного режима частота и пространственный период осцилляций достигают, соответственно, максимальных и минимальных значений $\Omega \approx 15$ МГц и $\Lambda \approx 0.25$ см. При этом амплитуда колебаний достигает максимальных значений $\delta\varphi \approx 0.27\varphi_0$.

На пороге двухсолитонного режима $\varphi_0 = \varphi_0^2$ образуются два неосциллирующих солитона. При $\varphi_0 > \varphi_0^2$ наблюдаются осцилляции обоих солитонов, причем с частотами Ω , в общем случае не кратными друг другу. На достаточно больших расстояниях осцилляции как в одно-, так и в двухсолитонном режиме затухают, и в системе распространяются неосциллирующие солитоны.

Сделаем оценку частоты осцилляций огибающей $|\varphi_{\max}(x, t)|$. Для простоты будем рассматривать односолитонный режим и предположим, что на участке осцилляций поведение огибающей импульса определяется лишь интерференцией несолитонной составляющей и солитона вида [23]

$$\varphi_s(x, t) = A \operatorname{sech} \left(A(x - Vt) \sqrt{\left| \frac{\gamma}{\beta} \right|} \right) \exp \left(A^2 j \frac{\gamma t}{2} - \frac{j}{\beta} (x - Vt) \right), \quad (7)$$

где A и V – независимые параметры, имеющие смысл амплитуды и скорости солитона и определяемые начальными условиями. Понятно, что в таком приближении частота осцилляций определяется относительной скоростью изменения фаз солитона и несолитонной волны. Сопоставить скорости изменения фаз солитонной и несолитонной частей импульса удобнее всего в движущейся со скоростью солитона системе

²Заметим, что на периоде колебаний осцилляции происходят таким образом, что уменьшение амплитуды сопровождается увеличением ширины импульса. Это отражает, с одной стороны, требование сохранения энергии при $\alpha = 0$, а с другой, малое изменение энергии несолитонной части непосредственно под солитоном на периоде колебаний.

координат ($\xi = x - Vt, t$). На рис. 2 показано рассчитанное из (3) при входной амплитуде $\varphi_0 = 0.11$ распределение фазы импульса $\theta(\xi, t)$ вдоль координаты ξ для двух моментов времени t и $t + \Delta t$, где величина $\Delta t = 63$ нс выбиралась близкой к периоду осцилляций, чтобы изменение фазы было максимальным. Штриховой линией на рисунке показана огибающая импульса, которая заметно отличается от нуля на участке $|\xi| < 0.1$. Понятно, что фаза импульса при значениях $|\xi| > 0.1$ определяется несолитонной частью, что подтверждается квадратичным характером зависимости $\theta(\xi)$, типичным для линейных волновых пакетов в среде с квадратичной дисперсией [20].

Как видно из рисунка, за время Δt фаза импульса под огибающей изменяется на величину $\Delta\theta \approx 2\pi$, в то время как фаза несолитонной волны в непосредственной близости от солитона практически не изменяется – точки А и В. Если предположить, что «под» солитоном изменение фазы несолитонной составляющей также будет незначительным, то осцилляции огибающей будут определяться изменением фазы солитона. При этом период осцилляций T можно оценить, используя (7). Приравнявая к 2π набег фазы солитона во времени, получим

$$A^2 \frac{\gamma t}{2} = 2\pi \quad \Rightarrow \quad T = \frac{4\pi}{\gamma A^2}. \quad (8)$$

Параметр A мы можем оценить, предполагая, что энергия несолитонной части мала по сравнению с энергией солитона. Тогда, записывая условие сохранения первого интеграла движения [20] для уравнения (3)

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(x, t)|^2 dx = \text{const}, \quad (9)$$

для входного импульса (4) и солитонного решения (7) получим

$$\begin{aligned} \varphi_0^2 V_g T_0 &= \int_{-\infty}^{\infty} A^2 \text{sech}^2 \left(A \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}} (x - Vt) \right) dx = \\ &= A \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}} \tanh \left(A \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}} (x - Vt) \right) \Big|_{x=-\infty}^{\infty} = 2A \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (10) определим амплитуду солитона как

$$A = \frac{1}{2} \varphi_0^2 V_g T_0 \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}. \quad (11)$$

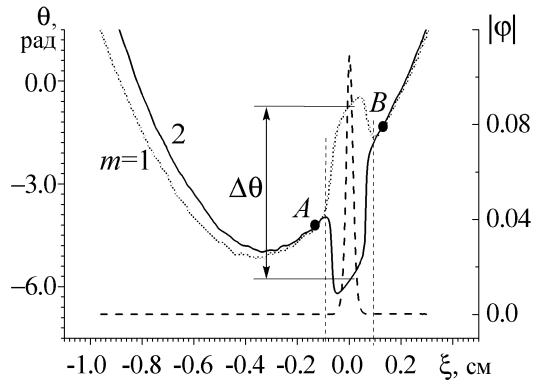


Рис. 2. Распределения фазы $\theta(\xi = x - Vt, t_m)$ импульса в моменты времени $t_m = t_1 + (m - 1)\Delta t$, $m = 1, 2$, $\Delta t = 63$ нс, $\varphi_0 = 0.11$. Штриховой линией показана огибающая импульса $|\varphi|$; пунктирными линиями показаны пороги одно- и двухсолитонных режимов

Для частоты осцилляций $\Omega = T^{-1}$ с помощью (8), (11) получаем

$$\Omega = \frac{\gamma A^2}{4\pi} = \frac{\varphi_0^4 V_g^2 T_0^2 \gamma^2}{16\pi\beta}. \quad (12)$$

На рис. 3 приведены зависимости амплитуды солитона и частоты осцилляций, полученные из анализа численных решений (3) и с помощью оценочных формул (11), (12). Как видно, соотношение для пиковой амплитуды солитона (11) удовлетворительно описывает результаты, полученные численно (максимальное расхождение значений порядка 60%). Для частоты Ω оценка с помощью формулы (12) соответствует численным результатам хуже. Достаточно хорошее совпадение имеется лишь вблизи порога односолитонного режима. Вблизи порога образования двух солитонов разница в значениях частот, полученных из (12) и численного решения (3), достигает 120%. Увеличение ошибки около порога двухсолитонного режима можно объяснить тем, что в несолитонную составляющую уходит значительная доля энергии входного импульса, что никак не учитывается в (12).

Отметим, что, если в выражение для частоты осцилляций (12) подставить значения φ_0 , отвечающие порогу образования N -солитонного режима (5), и воспользоваться выражением для времени дисперсии гауссова импульса

$$T_D = \frac{V_g^2 T_0^2}{8\beta}, \quad (13)$$

то для частоты осцилляций Ω при значениях входных амплитуд $\varphi_0^1 \leq \varphi_0 \leq \varphi_0^2$ получим выражение

$$0.015 \cdot T_D^{-1} \leq \Omega \leq T_D^{-1}. \quad (14)$$

Таким частотам осцилляций отвечают пространственные периоды Λ

$$L_D \leq \Lambda \leq 66 \cdot L_D, \quad (14)$$

где $L_D = T_D V_g$.

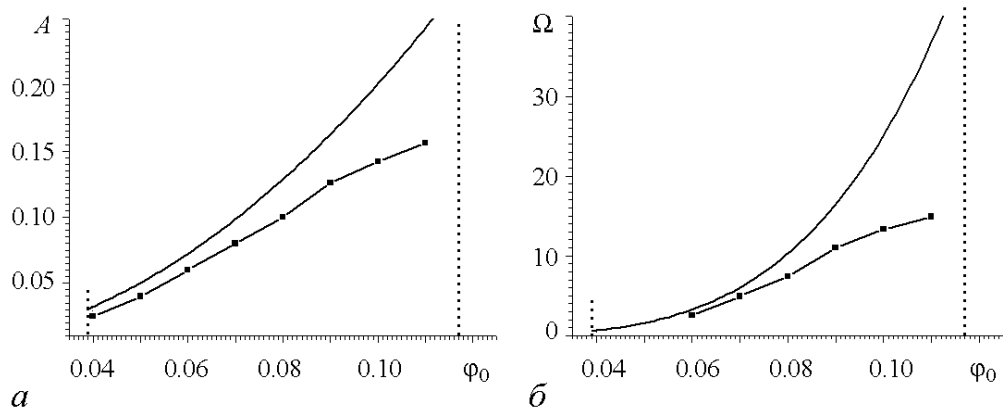


Рис. 3. Зависимости амплитуды солитона $A(a)$ и частоты осцилляций $\Omega(b)$ от входной амплитуды φ_0 . Сплошные линии рассчитаны по формулам (11) и (12); точками отмечены значения, полученные в результате численного моделирования; пунктиром отмечены пороги φ_0^1 и φ_0^2

1.2. Диссипативная среда. При решении (3) с учетом выбранного значения параметра диссипации $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$ осцилляции амплитуды импульса не наблюдались. Однако влияние несолитонной составляющей приводило к появлению немонотонной зависимости $|\varphi_{\max}(\varphi_0)|$ в некоторой точке x пленки. Прежде чем перейти к обсуждению расчетов отметим интересную особенность поведения солитона на рис. 1. Как можно видеть, пиковая амплитуда солитона $\varphi_0 = 0.11$ в некоторых точках x оказывается меньше амплитуды солитона $\varphi_0 = 0.10$ (отмечено штриховой линией на рис. 1). Это значит, что амплитуда выходного импульса на расстоянии $x = 0.6$ см при увеличении входной амплитуды от $\varphi_0 = 0.10$ до $\varphi_0 = 0.11$ будет уменьшаться. Можно предположить, что при учете диссипации данный эффект, вызванный влиянием несолитонной части, сохранится.

Для иллюстрации этого предположения обратимся к зависимостям $\varphi_{\max}(\varphi_0, x)$, рассчитанным из (3) для двух значений коэффициента диссипации (рис. 4). Для скорости диссипации $\alpha = 2 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$, что примерно втрое ниже типичных значений для пленок ЖИГ, можно наблюдать осцилляции пиковой амплитуды в плоскости $\varphi_0 = \text{const}$ (см. рис. 4, а). При этом видно, что в плоскости $x = \text{const}$ образуется максимум зависимости $\varphi_{\max}(\varphi_0, x = \text{const})$ – одна из них выделена жирной линией. При значениях $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$, которые типичны для пленок ЖИГ, осцилляции пиковой амплитуды в плоскости $\varphi_0 = \text{const}$ не наблюдаются по причине быстрого затухания импульса (см. рис. 4, б). Тем не менее максимум в плоскости $x = \text{const}$ сохраняется – такая зависимость выделена жирной линией. Итак, можно заключить, что взаимодействием солитона МСВ с несолитонной волной в условиях типичной диссипации в пленках ЖИГ приводит к образованию экстремумов на зависимости выходной пиковой амплитуды от амплитуды входного сигнала.

Отметим, что немонотонные зависимости $\varphi_{\max}(\varphi_0, x)$ наблюдались как в экспериментах по изучению солитонов МСВ в ферритовых пленках [9, 18], так и в ряде работ [9, 15, 22] по численному моделированию зависимости солитонов МСВ. Однако причина немонотонности зависимости $\varphi_{\max}(\varphi_0)$ в работах по численному моделированию (см., например, [9, 15]) не обсуждалась. В экспериментах она связы-

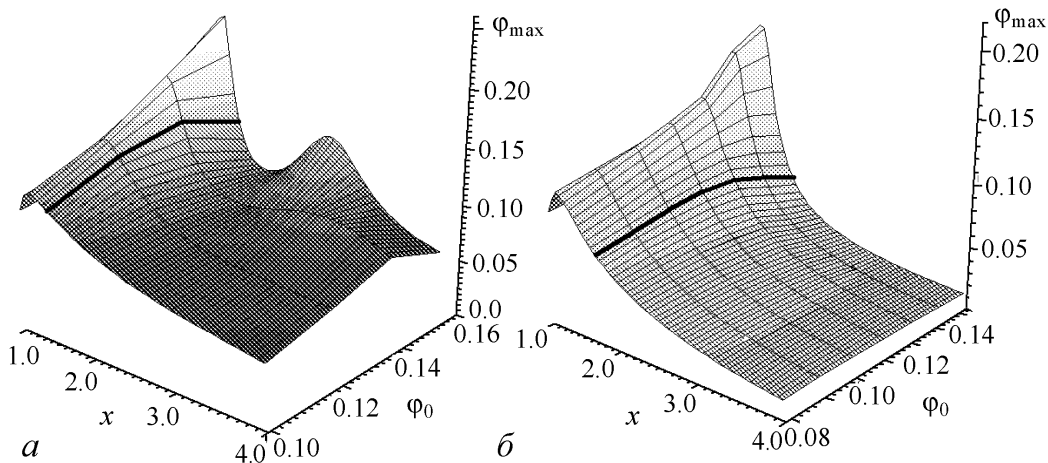


Рис. 4. Зависимости пиковой амплитуды φ_{\max} от координаты x , см и входной амплитуды φ_0 при $\alpha = 2 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$ (а) и $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$ (б)

влась с выполнением условий оптимального формирования солитона при выбранных уровнях входного сигнала и расстоянии между входной и выходной антеннами или развитием процессов параметрического возбуждения спиновых волн [9, 18]. К сожалению, до сих пор целенаправленных экспериментов по выяснению причины существования немонотонной зависимости $\varphi_{\max}(\varphi_0, x)$ поставлено не было. Это позволяет рассматривать влияние несолитонной волны в качестве одной из вероятных причин появления максимума зависимости выходной пиковой мощности от входной.

Заключение

В рамках модели, основанной на нелинейном уравнении Шредингера, рассмотрен процесс формирования солитонов магнитостатических волн в условиях, когда амплитуда и форма входного импульса отличаются от солитонного решения и на эволюцию солитона оказывает влияние несолитонная часть. Для бездиссипативного случая показано, что наличие несолитонной составляющей приводит к осцилляциям профиля огибающей импульса, которые затухают по мере формирования солитонного режима. В приближении малости энергии несолитонной части получены формулы для оценки частоты осцилляций и амплитуды огибающей, которые дают значения этих параметров, по порядку величины совпадающие с результатами численного решения нелинейного уравнения Шредингера. Показано, что при значениях диссипативного параметра магнитостатических волн, отвечающих типичным пленкам ЖИГ, осцилляции не наблюдаются. Однако механизм взаимодействия солитона и несолитонной составляющей в этом случае проявляется в виде немонотонного характера зависимости пиковой выходной амплитуды импульса от амплитуды входного импульса и может являться одной из возможных причин образования подобного максимума в экспериментах с солитонами магнитостатических волн.

Работа поддержана грантом РФФИ № 04-02-17537 и Фондом содействия отечественной науке.

Библиографический список

1. Звездин А.К., Медников А.М., Попков А.Ф. Функциональные устройства на магнитостатических и магнитоакустических волнах // Электронная промышленность. 1983, № 8. С. 14.
2. Marcelli R., Nikitov S.A. Nonlinear microwave signal processing: Towards a new range of devices. Kluwer Acad. Publ, 1996.
3. Лукомский В.П. Нелинейные магнитостатические волны в ферромагнитных пластинах // Укр. физ. журн. 1978. Т. 23, № 1. С. 134.
4. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.
5. Бордман А.Д., Никитов С.А. К теории поверхностных магнитостатических волн // ФТТ. 1989. Т. 31, вып. 6. С. 281.
6. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38, вып. 7. С. 343.
7. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Солитоны огибающей и модуля-

ционная неустойчивость дипольно-обменных волн намагниченности в пленках железиттриевого граната // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, вып. 2. С. 159.

8. *De Gasperis P., Marcelli R., Miccoli G.* Magnetostatic soliton propagation at microwave frequency in magnetic garnet films // *Phys. Rev. Lett.*, 1987. Vol. 59, № 4. P. 481.
9. *Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E.* Backward volume wave microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films // *Phys. Rev. B.* 1994. Vol. 49, № 18. P. 12773.
10. *Tsankov M.A., Chen M., Patton C.E.* Forward volume wave microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films: Propagation, decay, and collision // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 76, № 7. P. 4274.
11. *Filimonov Yu. A., Marcelli R., Nikitov S.A.* Non-linear magnetostatic surface waves pulse propagation in ferrite-dielectric-metal structure // *IEEE Trans. on Magn.* 2002. September. Vol. 38, № 5. P. 3105.
12. *Дудко Г. М.* Эффекты самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитных пленках: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук / Саратов: СГУ, 2002. С. 24.
13. *Slavin A.N., Dudko G.M.* Numerical modelling of spin wave soliton propagation in ferromagnetic films // *J. Mag. Mag. Mat.* 1990. Vol. 86. P. 15.
14. *Zaspel C.E., Kabos P., Xia H., Zhang H. Y., Patton C.E.* Modelling of the power-dependent velocity of microwave magnetic envelope solitons in thin films // *J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 85, № 12. P. 8307.
15. *Костылев М.П., Ковшиков Н.Г.* Возбуждение, формирование и распространение солитоноподобных импульсов спиновых волн в ферромагнитных пленках: численный расчет и эксперимент // *ЖТФ.* 2002. Т. 72, вып. 11. С. 5.
16. *Nash J.M., Kabos P., Staudinger R.A., Patton C.E.* Phase profiles of microwave magnetic envelope solitons // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 83, № 5. P. 2689.
17. *Xia H., Kabos P., Staudinger R.A., Patton C.E., Slavin A.N.* Velocity characteristics of microwave-magnetic-envelope solitons // *Phys. Rev. B.* 1998. Vol. 58, № 5. P. 2708.
18. *Xia H., Kabos P., Patton C.E., Enslie H.E.* Decay properties of microwave-magnetic-envelope solitons in yttrium iron garnet films // *Phys. Rev. B.* 1997. Vol. 55, № 22. P. 15018.
19. *Kovshikov N.G., Kalinikos B.A., Patton C.E., Wright E.S., Nash J.M.* Formation, propagation, reflection, and collision of microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 54, № 21. P. 15210.
20. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
21. *Satsuma J., Yajima N.* Initial value problems of one-dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 1974, № 55. P. 284.
22. *Галишиников А.А., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А.* Солитоны поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит-диэлектрик-металл // *Радиотехника и электроника.* 2004. Т. 49, № 2. С. 228.
23. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.

Саратовский филиал Института
радиотехники и электроники РАН

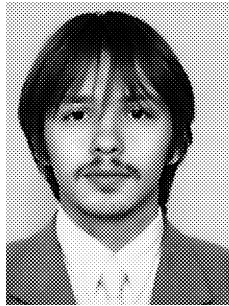
Поступила в редакцию

8.09.2005

NUMERICAL MODELLING OF MAGNETOSTATIC WAVE SOLITON FORMATION PROCESS

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

Through numerical simulation by nonlinear Schrödinger equation magnetostatic wave soliton formation process is considered when amplitude and shape of initial pulse differ from soliton solution and non-soliton part can influence on soliton evolution. It is shown, that in lossless approximation soliton peak amplitude can oscillate with spatial period Λ : $L_D \leq \Lambda \leq 66 \cdot L_D$ (or frequency Ω : $0.015 \cdot T_D^{-1} \leq \Omega \leq T_D^{-1}$), L_D и T_D – length and time of dispersion. With dissipation corresponding to ferrite films, influence of non-soliton part leads to non-monotone behaviour of dependence peak output power versus power of input pulse.



Галишников Александр Александрович – родился в 1980 году в Саратове. Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (1997). По окончании поступил в аспирантуру Института радиотехники и электроники РАН. Работает в Саратовском филиале того же института в должности младшего научного сотрудника. Область научных интересов – нелинейная динамика распределенных систем, магнитостатические волны в ферритовых планарных структурах.



Дудко Галина Михайловна – родилась в 1961 году в Свердловске. Окончила физический факультет Саратовского государственного университета по специальности «радиофизика». С 1983 по 2003 год работала в Саратовском отделении Института радиотехники и электроники РАН. В 2002 году защитила диссертацию по теме «Эффекты самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитных пленках» на соискание ученого звания кандидата физико-математических наук. С 2003 года старший научный сотрудник НПК «Прецизионное оборудование». Область научных интересов – нелинейные явления в магнитоупорядоченных средах, компьютерное моделирование. Автор и соавтор 14 научных статей.



Филимонов Юрий Александрович – родился в 1955 году. Окончил Московский физико-технический институт (1979), кандидат физико-математических наук, директор Саратовского филиала ИРЭ РАН. Область научных интересов – волновые явления в магнитных пленках. E-mail: fil@sfire.san.ru