

01;05;09

Возбуждение, формирование и распространение солитоноподобных импульсов спиновых волн в ферромагнитных пленках (численный расчет и эксперимент)

© М.П. Костылев, Н.Г. Ковшиков

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ),
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: eivt@eltech.ru

(Поступило в Редакцию 18 сентября 2001 г. В окончательной редакции 26 апреля 2002 г.)

Произведено численное моделирование процесса возбуждения, столкновения и приема солитоноподобных импульсов спиновых волн в ферромагнитных пленках. Впервые построена теоретическая зависимость пиковой мощности в импульсе на выходе макета линии задержки от пиковой мощности на входе входного преобразователя. Для сравнения с экспериментом проведены соответствующие измерения. Теоретически исследована форма нелинейного импульса намагнитченности, возбуждаемого и распространяющегося в пленке, в зависимости от положения частоты несущей относительно спектра обратных объемных спиновых волн. Впервые произведено моделирование встречного столкновения солитоноподобных импульсов обратных объемных спиновых волн в ферромагнитных пленках.

Введение

Солитонам огибающей, появляющимся в теории как решение нелинейного уравнения Шредингера, посвящено к настоящему моменту уже достаточно большое количество монографий (см., например, [1–4]). Такие солитоны по своей сути являются нелинейными волновыми пакетами, которые сохраняют форму в процессе распространения и не подвергаются дисперсионному расплыванию. В приложении к физическим системам такие солитоны изучены, например, для света в оптическом волокне (см., например, [5]). Активно изучались также и нелинейные возбуждения в магнитных системах и, в частности, магнитные солитоны [6–9].

Ниже мы будем рассматривать только один частный случай магнитных солитонов — солитоны огибающей спиновых волн (СВ) в ферромагнитных пленках (ФП). Впервые теоретическая оценка возможности существования солитонов огибающей СВ в ФП была произведена в [10,11]. В этих работах, а также в работе [12] было показано, что, исходя из уравнения движения магнитного момента и системы уравнений магнитостатики или просто из спектра спиновых волн с учетом нелинейной добавки к частоте, можно получить уравнение движения огибающей пакета магнитостатических (спиновых) волн в ФП, имеющее вид нелинейного уравнения Шредингера (НУШ).

В эксперименте впервые солитоны огибающей спиновых волн наблюдались в [13]. Это были солитоны сильнодисперсионных дипольно-обменных СВ, распространяющихся в перпендикулярно намагнитченных ФП с закрепленными поверхностными спинами. Были продемонстрированы две особенности солитонов: характерная форма огибающей и уменьшение затухания пиковой амплитуды импульса, связанное с нелинейным сжати-

ем (кривая „самоиндуцированной прозрачности“ [13]¹). Данные солитоны наблюдались в узких частотных областях сильной дисперсии, соответствующих дипольным щелям спектра СВ. Солитоны слабодисперсионных дипольных спиновых волн, распространяющихся в перпендикулярно намагнитченных пленках со свободными поверхностными спинами, исследовались впервые в [14,15]. Авторы работы [14] исследовали нелинейное сжатие импульсов СВ, сопутствующее образованию солитонов и не наблюдали непосредственно форму импульсов, а в [15] наблюдали форму огибающей и ее эволюцию в процессе формирования и распространения солитонов. Авторам [16] удалось пронаблюдать образование солитонов огибающей сильнодисперсионных квазиповерхностных дипольно-обменных спиновых волн в касательно намагнитченной ферромагнитной пленке с закрепленными спинами. В отличие от случая перпендикулярно намагнитченной пленки солитоны квазиповерхностных спиновых волн наблюдались на низкочастотных краях дипольных щелей спектра. Спин-волновые солитоны обратных объемных СВ, распространяющихся также в касательно намагнитченных ФП, впервые были исследованы в [17].

Теоретическое объяснение наблюдавшемуся явлению формирования солитонов огибающей СВ в пленках железо-иттриевого граната традиционно дается на основе модели НУШ, описывающей движение огибающей пакета, имеющей смысл амплитуды прецессии вектора намагнитченности. На сегодняшний день в рамках модели НУШ выполнены и все численные расчеты эволюции нелинейного импульса спиновых волн в ФП и формирования светлого солитона огибающей СВ [9,18–21].

¹ В англоязычной версии журнала (JETP Lett. 1983. Vol. 38. P. 413.) на рис. 3 допущена ошибка при обозначении координат. Горизонтальная ось должна соответствовать входной мощности.

Однако, как известно, дисперсия НУШ в линейном приближении представляет собой квадратичный спектр

$$\omega(k) = \omega(k_0) + V_g(k - k_0) + \frac{D}{2}(k - k_0)^2. \quad (1)$$

В отличие от реального спектра спиновых волн в ФП такой спектр не имеет частоты отсечки и симметричен относительно точки $k = 0$. Известна только одна теоретическая работа [22], где учтена эта особенность спектра СВ в ФП путем введения дополнительного нелокального члена в НУШ. В результате получено аналитическое решение в виде прециссирующего солитона. Однако такое решение не является общим и не описывает всего разнообразия ситуаций, которое возможно при приближении несущей частоты нелинейного импульса к частоте отсечки спиновых волн.

Кроме этого, модель однородного нелинейного уравнения Шредингера не учитывает процесса возбуждения „нелинейных“ импульсов переменной намагниченности микрополосковыми преобразователями в процессе формирования солитонов огибающей. Поэтому в численных расчетах обычно приходится использовать некие физически оправданные граничные или начальные условия для огибающей (см., например, [23]).

Как хорошо известно, свойством солитонов НУШ является сохранение формы огибающей в процессе столкновения двух импульсов. Для солитонов огибающей прямых объемных СВ в ФП это впервые было экспериментально продемонстрировано в работах [24,25], а для обратных объемных СВ — в работе [26]. Теоретически встречное столкновение солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках не изучалось, в том числе не изучалось и влияние процесса возбуждения микрополосковыми преобразователями встречных импульсов переменной намагниченности на картину их встречного столкновения.

Целью данной работы является численное моделирование процесса формирования солитоноподобных импульсов спиновых волн в ферромагнитных пленках с учетом особенностей их реального спектра, затухания и возбуждения микрополосковыми преобразователями, а также сравнение результатов расчета с выполненными в работе измерениями. В дополнение на основе той же модели, учитывающей особенности спектра, затухания и возбуждения СВ, будет произведено численное моделирование процесса столкновения солитоноподобных импульсов спиновых волн в ФП.

Отметим, что в работе вместо термина „солитон огибающей спиновых волн“ мы часто будем использовать термин „солитоноподобный импульс“, чтобы подчеркнуть, что в своем численном моделировании мы не опираемся на модель НУШ. Вместо нее мы воспользуемся полученной из „первых принципов“ системой нелинейных дифференциальных уравнений, описывающей возбуждение и движение пространственных фурье-компонент вектора переменной намагниченности в нелинейном импульсе. Подобная теория была разработана

в работе [27] с целью исследования процесса параметрического усиления солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитной пленке с помощью параллельной магнитной накачки. Использовался феноменологический подход. Исходными уравнениями служили уравнение движения магнитного момента Ландау–Лифшица и система уравнений магнитостатики.

Полученная в [27] система дифференциальных уравнений может быть применена и в нашем случае, когда параметрическое воздействие на среду отсутствует, т.е. для описания возбуждения и эволюции нелинейных импульсов намагниченности. Ниже мы запишем систему связанных нелинейных дифференциальных уравнений, получающуюся в нашем случае из системы [27] и исследуем численные решения системы.

1. Численная модель

Рассмотрим модель спин-волновой линии задержки (рис. 1), выполненной на основе ферромагнитной пленки 3 толщиной L . На поверхности пленки на расстоянии l друг от друга расположены два параллельных микрополосковых преобразователя спиновых волн (ПСВ) 1 и 2 шириной w (в направлении z), служащие для возбуждения и приема импульсов СВ. Пленка намагничена до насыщения постоянным магнитным полем напряженностью H . Для конкретности рассмотрим случай формирования и столкновения солитонов огибающей обратных объемных спиновых волн (ООСВ). Это означает, что постоянное магнитное поле приложено в плоскости ферромагнитной пленки вдоль z , а возбуждаемые с помощью микрополосковых ПСВ плоские спиновые волны распространяются вдоль и навстречу H (отметим, что результаты теории могут быть легко обобщены и на другие случаи намагничивания ФП).

В преобразователях 1 и 2 протекают сверхвысокочастотные токи $j_{1,2}(z, t) = J_{1,2}(z, t) \cos(\omega_0 t + \Phi_{1,2})$, огибающие линейной плотности которых — $J_{1,2}(t, z)$, начальные — фазы $\Phi_{1,2}$, а частота несущей — ω_0 . Примем, что токи однородны по длине полосков. Сверхвысокочастотные магнитные поля токов возбуждают в пленке обратные объемные спиновые волны, распространяющиеся

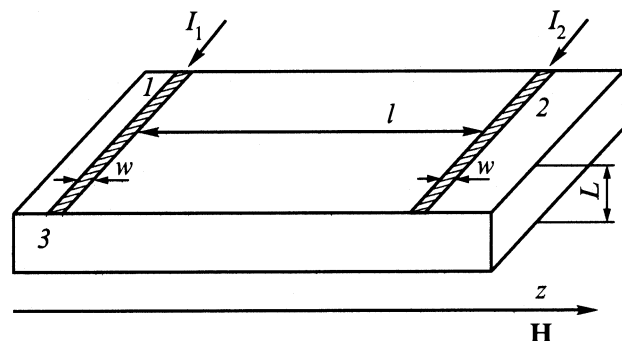


Рис. 1. Моделируемая структура. 1, 2 — микрополосковые преобразователи спиновых волн; 3 — ферромагнитная пленка.

в виде пакетов в обе стороны от преобразователей вдоль направления постоянного магнитного поля. Если один из токов отсутствует (а именно $J_2 = 0$), то преобразователь 2 используется в качестве приемного для импульса ООСВ, возбужденного с помощью ПСВ 1.

Как уже было сказано, для решения задачи возбуждения эволюции и столкновения нелинейных пакетов ООСВ воспользуемся результатами работы [27]. Полученная в [27] система, описывающая движение пространственных фурье-компонент переменной намагниченности, в нашем случае упрощается до следующего вида:

$$\begin{aligned} & \partial m_k^1 / \partial t + i [\omega_H + \omega_M / 2 (1 - P_k)] m_k^1 \\ & + i \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_3 \\ & \times \left[\sum_{p_1, p_2, p_3=1,2} T_{k_1 k_2 k_3 k}^{p_1, p_2, p_3} m_{k_1}^{p_1} m_{k_2}^{p_2} m_{k_3}^{p_3} \right. \\ & \left. \times \delta(p_1 + p_2 + p_3 - 4) \delta(k_1 + k_2 + k_3 - k) \right] \\ & = |g| \mu_0 [J_{1k}(t) \cos(\omega_0 t + \phi_1) \\ & + J_{2k}(t) \cos(\omega_0 t + \phi_2)] \frac{k}{|k|} Y_k, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \partial m_k^2 / \partial t - i [\omega_H + \omega_M / 2 (1 - P_k)] m_k^2 \\ & - i \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 \int_{-\infty}^{\infty} dk_2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_3 \\ & \times \left[\sum_{p_1, p_2, p_3=1,2} T_{k_1 k_2 k_3 k}^{p_1, p_2, p_3} m_{k_1}^{p_1} m_{k_2}^{p_2} m_{k_3}^{p_3} \right. \\ & \left. \times \delta(p_1 + p_2 + p_3 - 5) \delta(k_1 + k_2 + k_3 - k) \right] \\ & = -|g| \mu_0 [J_{1k}(t) \cos(\omega_0 t + \phi_1) \\ & + J_{2k}(t) \cos(\omega_0 t + \phi_2)] \frac{k}{|k|} Y_k. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь P_k — матричный элемент диполь-дипольного взаимодействия

$$P_k = 1 - [1 - \exp(-|k|L) / (|k|L)], \quad (4)$$

Y_k — интеграл перекрытия фурье-компоненты магнитного поля тока и „мембранной функции“ для низшей моды обратных объемных спиновых волн

$$Y_k = 1 / \sqrt{(2\pi)^3} [1 - \exp(-|k|L)] / 2L, \quad (5)$$

$J_{1k}(t)$ и $J_{2k}(t)$ — пространственные фурье-компоненты огибающих импульсов токов возбуждающих преобразователей,

$T_{k_1 k_2 k_3 k}^{p_1, p_2, p_3}$ — коэффициент нелинейного четырехволнового взаимодействия СВ в ФП, $\omega_H = |g| \mu_0 H$, $\omega_M = |g| \mu_0 M_0$.

Следует отметить, что в частном случае нулевой правой части (т.е. при отсутствии стороннего источника возбуждения) и при аппроксимации приближенного дисперсионного соотношения для обратных объемных спиновых волн в ФП $\omega(k)^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M - \omega_M P_k)$ [28] квадратичным спектром (1) данная система полностью эквивалентна нелинейному уравнению Шредингера с потерями. Она также сводится к последнему путем диагонализации линейной части уравнений и последующего обратного преобразования Фурье.

2. Численное моделирование возбуждения и эволюции нелинейных импульсов ООСВ и сравнение с экспериментом

С помощью численного решения системы (2), (3) моделировалось возбуждение нелинейных пакетов спиновых волн входным микрополосковым преобразователем, их распространение в ФП и прием импульсного сигнала приемным микрополосковым преобразователем.

Предварительно для ускорения расчета и получения более „физичной“ модели аналитическим путем производилась диагонализация линейной части уравнений системы. Запись системы в новых переменных в виде скалярных фурье-амплитуд волнового пакета СВ [9,3] позволяет уменьшить количество уравнений в 2 раза, а также избавиться от быстро осциллирующих множителей — несущих входного импульса СВЧ тока и возбужденного им импульса переменной намагниченности в ФП.

Кроме этого, с целью дискретизации модели операции интегрирования по продольному волновому числу k в уравнениях (2) и (3) заменялись операциями суммирования по дискретному набору волновых чисел, что трансформирует систему двух интегро-дифференциальных уравнений в бесконечную систему дифференциальных уравнений первого порядка. Поскольку физическая такая замена эквивалентна замене реального пространства на циклическое, то шаг дискрета по волновому числу Δk выбирался с учетом того, чтобы расстояние между возбуждающим и приемным преобразователями в сумме с пространственной длиной возбуждаемого импульса намагниченности было много меньше длины циклического пространства $2\pi / \Delta k$. При выполнении такого условия относительно Δk одновременно выполняется и условие, чтобы ширина спектра импульса намагниченности была много больше дискрета по волновому числу. Количество же дискретных значений волнового вектора, учитываемых в расчете, выбиралось исходя из условия, что расчетный диапазон k должен быть много больше, чем ширина полосы возбуждения микрополоскового преобразователя спиновых

волн $\delta k = 2\pi/W$. Одновременно этот диапазон должен быть больше ширины k -спектра возбуждаемого в ФП импульса переменной намагниченности на любом этапе его эволюции под действием нелинейности среды.

Для численного решения полученной данным образом системы дифференциальных уравнений первого порядка использовался метод Рунге–Кутты четвертого порядка. Результат численного расчета представлял собой спектры пространственных скалярных фурье-амплитуд волнового пакета СВ для различных моментов времени. Обратный переход к переменным системы (2), (3), т.е. к фурье-амплитудам переменной намагниченности и последующее обратное преобразование Фурье позволяли получить пространственные профили нелинейного спин-волнового пакета в разные моменты времени. Кроме этого, исходя из рассчитанного спектра фурье-амплитуд переменной намагниченности, вычислялся пространственно-временной профиль СВЧ электрического поля, наводимого пакетом СВ в выходном преобразователе, который затем пересчитывался в профиль СВЧ мощности на выходе преобразователя.

Огибающие СВЧ импульсов токов микрополосковых преобразователей 1 и 2 задавались в форме трапеции. Данным образом учитывалась непрямоугольность импульса тока на выходе реального СВЧ модулятора, подающего в эксперименте входной сигнал на микрополосковый преобразователь СВ. Наклонные боковые грани трапеции моделировали передний и задний фронты реального входного импульса. Задавались длительность трапециoidalных импульсов тока τ (по уровню 0.5 от максимальной амплитуды), их амплитуды I_1 и I_2 , начальные фазы ϕ_1 и ϕ_2 и длительность фронтов импульсов.

Вначале с помощью описанной выше численной модели исследовался процесс формирования одиночного солитоноподобного импульса спиновых волн (т.е. СВЧ ток I_2 полагался равным нулю). На рис. 2 слева приведена полученная расчетная зависимость пиковой мощности огибающей солитоноподобного импульса на выходе приемного преобразователя спиновых волн (2) P_{out}^p от мощности P_{in}^p СВЧ импульса на входе возбуждающего преобразователя (1). На диаграммах справа (а–д) приведены соответствующие профили выходных импульсов линии задержки. Расчет сделан для выходных СВЧ импульсов длительностью 25 ns. Остальные параметры расчета приведены в подписи к рисунку.

Результаты расчета сравнивались с результатами проведенных нами измерений для данного макета. Треугольники на рисунке слева и штриховые кривые на диаграммах справа соответствуют результатам измерений.

Следует отметить, что в пределе непрерывного слабого сигнала наша теория совпадает с известной линейной теорией спин-волновой линии задержки [28]. В эксперименте имелась возможность определить потери на преобразование на входной антенне в линейном режиме путем сравнения мощностей падающего на вход макета и отраженного от него СВЧ сигналов. Такое измерение дало величину потерь на преобразование

в одной антенне, равную -9.4 dB, что на 2.6 dB больше, чем расчетная величина. Анализ причин расхождения показал, что она объясняется собственной реактивностью заземления антенн экспериментального макета, которые не были учтены в первоначальном расчете. Дополнительный учет этих реактивностей позволяет практически полностью устранить расхождение. Поэтому рассчитанные по (2) и (3) потери на преобразование были увеличены на 2.6 dB (т.е. приравнены к экспериментальным в линейном режиме). Как видно из рис. 2, в этом случае расчетные и экспериментальные зависимости $P_{\text{out}}^p = f(P_{\text{in}}^p)$ совпали в большом диапазоне мощностей, соответствующих не только линейному, но и нелинейному режимам. Причем совпали как сами зависимости, так и соответствующие тем же мощностям профили огибающих выходных импульсов. Расхождение получилось лишь в верхней части кривой, причем, как видно из рисунка, не совпадают лишь амплитуды выходных импульсов и слегка отличаются времена их прихода на приемный преобразователь, а формы импульсов совпадают с хорошей точностью.

Такое расхождение можно объяснить следующим образом. В данной теоретической модели учтена лишь одна слабая нелинейность спиновых волн в ферромагнитной пленке — четырехволновое самовоздействие. Однако из сравнения теории и эксперимента можно предположить, что появление максимума и падающего участка на экспериментальной кривой вызвано включением дополнительных нелинейных процессов при больших входных мощностях. Такими процессами могут быть четырехволновые процессы рассеяния в короткие спиновые волны или в высшие толщинные моды обратных объемных спиновых волн. Вклад этих процессов проявляется как дополнительное нелинейное затухание импульса, изменяющее ход верхней части кривой $P_{\text{out}}^p = f(P_{\text{in}}^p)$.

Наилучшим критерием „солитоноподобности“ спин-волновых импульсов является постоянство фазы огибающей внутри импульса. Расчет фазы огибающих импульсов показал, что точка b наилучшим образом соответствует односолитонному режиму.

Кроме экспериментальной проверки, мы произвели сравнение результатов наших расчетов с численными расчетами на основе модели НУШ. Характерные результаты такого расчета с использованием НУШ для моделирования солитонов огибающей СВ приведены, например, в [17]. Следует отметить, что в [17] аналогично другим работам рассчитывался временной профиль безразмерной скалярной амплитуды спиновых волн в некоторой точке пространства z_0 исходя из граничного условия в виде прямоугольного импульса во времени, задаваемого в начальной точке $z = 0$ (ниже мы будем называть этот профиль „начальным“, хотя речь идет о граничном условии.) Поэтому, чтобы получить возможность сравнения двух моделей, в этой серии расчетов мы занулили правые части (2), (3), ответственные за возбуждение спиновых волн сторонним током. Взамен мы использовали те же зависящие от времени граничные

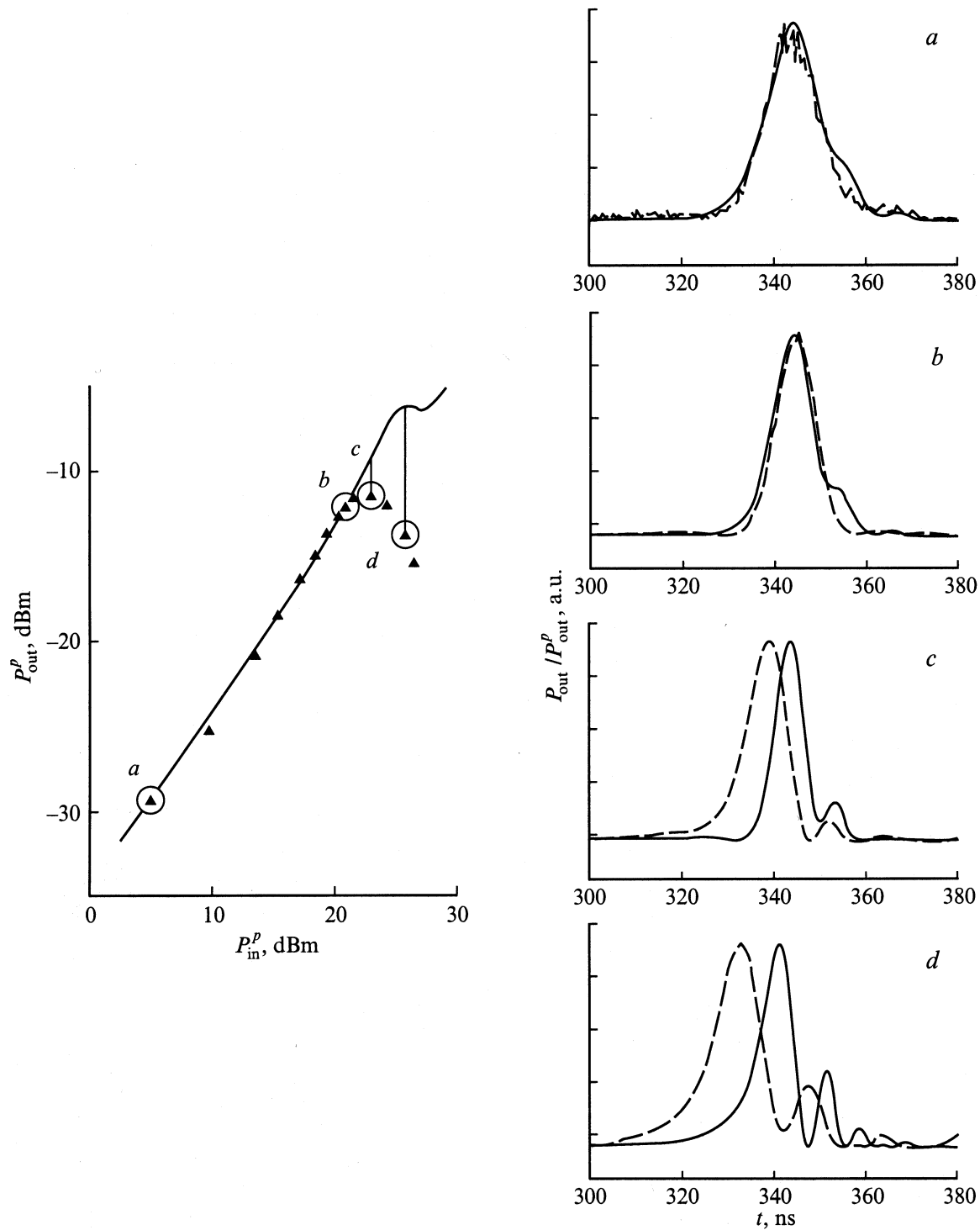


Рис. 2. Зависимость P_{out}^p от P_{in}^p (слева) и соответствующие диаграммы выходных импульсов (справа) для входного импульса длительностью 25 ns. Сплошные кривые — расчет, кружки на левом графике и штриховые кривые на правых — эксперимент. P_{in}^p , W: *a* — 0.006, *b* — 0.23, *c* — 0.385, *d* — 0.724. Для совмещения экспериментальных и теоретических графиков теоретические значения входной мощности увеличены на 2.6 dB, а выходной — уменьшены на 2.6 dB. На графиках слева величины мощности нормированы на ее пиковые значения P_{out}^p . Данные для расчета: $L = 5.1 \mu\text{m}$, намагниченность насыщения 1750 Oe, параметр магнитных потерь пленки $2\Delta H = 0.6$ Oe, $H = 1407$ Oe, ширина преобразователей 1 и 2 $w = 50 \mu\text{m}$, $l = 8.37$ mm, $\tau = 25$ ns, длительность фронтов (по основанию импульса) 2 ns, частота несущей импульсов 5850 MHz.

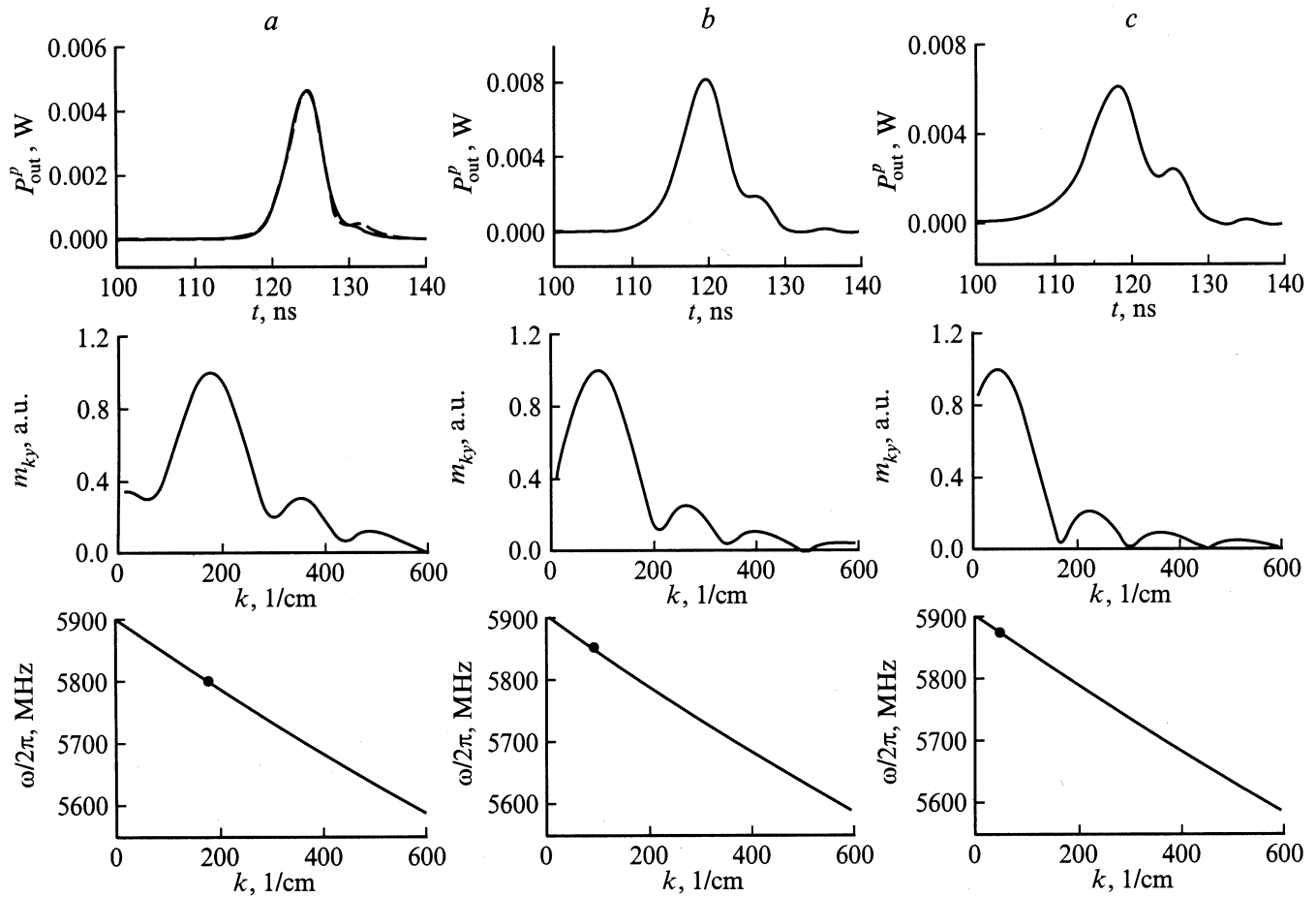


Рис. 3. Расчетные диаграммы огибающей импульсов переменной намагниченности при разных положениях частот несущей импульсов $\Delta\omega$ относительно верхней границы спектра обратных объемных спиновых волн (верхний ряд графиков). Амплитудные спектры пространственных частот импульсов (средний ряд графиков). Дисперсионная кривая для нижней моды обратных объемных спиновых волн ферромагнитной пленки с отмеченным на ней (кружком) положением несущей частоты импульсов (нижний ряд графиков).

Штриховая кривая (*a*) (верхний ряд) — экспериментальные данные из работы [17]. Для совмещения экспериментальных и расчетных кривых экспериментальная выходная мощность в импульсе увеличена на 2.8 dB (получено из сравнения измеренных и расчетных потерь, вносимых макетом в непрерывном малосигнальном режиме). Данные для расчета: $L = 7.1 \mu\text{m}$, намагниченность насыщения 1750 Oe, параметр магнитных потерь пленки $2\Delta H = 0.85$ Oe, величина постоянного магнитного поля $H = 1407$ Oe, ширина входного и выходного преобразователей $w = 50 \mu\text{m}$, $l = 4$ mm, $\tau = 13$ ns, длительность фронтов (по основанию импульса) 1 ns, амплитуда входного СВЧ импульса 0.25 W (амплитуда СВЧ тока преобразователя $I_1 = 0.05$ A). Частота несущей, MHz: *a* — 5800 ($\Delta\omega/2\pi = 100$ MHz); *b* — 5850 ($\Delta\omega/2\pi = 50$ MHz); *c* — 5875 ($\Delta\omega/2\pi = 25$ MHz).

условия, что и в [17]. При таком подходе различие моделей состоит лишь в более сложном, чем (1), законе дисперсии СВ.

Расчет показал, что если несущая частота начального импульса скалярной амплитуды переменной намагниченности расположена достаточно далеко от верхней частоты отсечки спектра обратных объемных спиновых волн, то при достаточной большой его длительности (более 10 ns, как в [17], чтобы частотный спектр начального импульса имел ширину, значительно меньшую, чем полоса существования безобменных ООСВ) выходные профили практически совпадают. Такой результат не был неожиданным, так как при подобных условиях спектр ООСВ с большой точностью близок к квадратично-

му (1). При смещении же несущей частоты в сторону частоты отсечки ООСВ возникало различие в форме импульсов в сторону увеличения их длительности, что говорит о неадекватности модели НУШ в данном случае.

Во второй серии сравнительных расчетов использовалась система уравнений с ненулевой правой частью и задавался прямоугольный импульс входного тока той же длительности, что и начальный импульс скалярной амплитуды переменной намагниченности в [17]. Расчет показал, что вследствие того, что микрополосковый преобразователь имеет конечную ширину полосы возбуждаемых волновых векторов СВ, происходит существенное искажение формы импульса намагниченности уже при его возбуждении (особенно для импульсов длительно-

стью менее 30 ns при толщине ФП и ширине преобразователей, как в [17]). Данное начальное искажение влияет на форму импульса и при его дальнейшей эволюции, которая приводит к особенно существенным расхождениям с результатами расчета по модели НУШ при приближении несущей частоты к частоте отсечки СВ. Отметим, что в данном случае сравнение результатов расчетов по модели НУШ с нашими результатами могло быть лишь качественным, так как нужно было сравнивать расчетные профили переменной намагнитченности при одной и той же амплитуде начального импульса именно переменной намагнитченности. В нашей же модели, как уже было сказано выше, форма начального импульса намагнитченности не задается, а получается в расчете исходя из формы и амплитуды входного импульса тока, поэтому он имеет более сложную форму, чем прямоугольник. В связи с этим требуется некое определение его амплитуды, слабо зависящее от формы импульса и позволяющее численно сравнить две модели. Такой анализ уже выходил за рамки данной работы.

На рис. 3 (верхний ряд) приведены результаты численного расчета амплитудного профиля огибающей солитоноподобных импульсов спиновых волн в зависимости от положения несущей частоты импульса относительно верхней границы спектра обратных объемных спиновых волн для достаточно коротких входных СВЧ импульсов (14 ns по уровню 0.5 от максимальной амплитуды). Случай *a* (солитоноподобный импульс) соответствует параметрам эксперимента из работы [17]. Случаи *b* и *c* показывают, что происходило бы с импульсом, если бы его несущая была смещена ближе к началу спектра ООСВ.

Для сравнения на графиках, расположенных в среднем ряду, представлены спектры пространственных фурье-амплитуд огибающих импульсов, а в нижнем ряду — дисперсионные кривые для низшей моды ООСВ с отмеченными на них частотами несущей.

Из рисунков видно, что если несущее волновое число импульса мало, то форма выходного импульса искажается, а его длительность увеличивается. Такие искажения формы связаны с отфильтровыванием части спектра пространственных (а следовательно, и временных) частот импульса при его возбуждении и последующем распространении в нелинейной среде.

3. Численное моделирование встречного столкновения солитоноподобных импульсов ООСВ

Целью данного параграфа было исследование влияния особенностей возбуждения спиновых волн микрополосковыми преобразователями затухания СВ на картину встречного столкновения солитоноподобных импульсов СВ в ферромагнитных пленках. В частности, внимание будет уделено влиянию начальной фазы возбуждающих

импульсов СВЧ тока преобразователей на сценарий столкновения.

Расчет производился по той же модели (2), (3), тем же численным методом (см. начало раздела 2). С целью моделирования возбуждения двух встречных импульсов переменной намагнитченности правая часть уравнений (2), (3) задавалась в виде суммы фурье-образов СВЧ токов микрополосковых преобразователей 1 и 2 (рис. 1).

На рис. 4 приведен пример результатов численного моделирования. Параметры расчета и форма импульса в точке столкновения в отсутствие встречного импульса соответствуют случаю *a* на рис. 3. Показаны импульсы перед столкновением (*a*), в момент столкновения (*b–d*) и сразу же после него (*e*). На рис. 4, *e* для того же момента времени точками показана также форма импульса, возбужденного левым преобразователем 1, если импульс не имел столкновения со встречным (т. е. для $I_2 = 0$). Как видно из рис. 4, *e*, формы импульсов испытавшего и не испытавшего столкновение совпадают с графической точностью по всей их длине, за исключением „хвоста“, где разошедшиеся после столкновения импульсы еще продолжают интерферировать.

Известно (это также следует из уравнений движения (2), (3)), что импульсы ООСВ, излученные микрополосковой ПСВ в двух противоположных направлениях, имеют разность начальных фаз $\Delta\phi = \pi$. Это определяется тем, что возбуждение ООСВ происходит с помощью компоненты СВЧ магнитного поля тока микрополоскового преобразователя, перпендикулярной к плоскости ФП. В объеме пленки эта компонента имеет разные знаки по разные стороны от плоскости, проходящей через продольную ось симметрии преобразователя и перпендикулярно к плоскости пленки. Такое антисимметричное распределение возбуждающей компоненты магнитного поля и приводит к противофазному возбуждению импульсов переменной намагнитченности. Для сравнения: прямые объемные спиновые волны (ПОСВ) в перпендикулярно намагнитченной ФП возбуждаются компонентой СВЧ магнитного поля преобразователя, параллельной плоскости ФП. Эта компонента не меняет знака в объеме пленки. Соответственно и две ПОСВ, распространяющиеся в противоположных направлениях от возбуждающего преобразователя, имеют нулевой начальный сдвиг фаз.

Таким образом, два преобразователя, питаемые синфазными токами, излучают навстречу друг другу импульсы ООСВ, имеющие разность начальных фаз $\Delta\phi = \pi$. При столкновении таких импульсов картина „нелинейной интерференции“ является симметричной относительно интерференционного минимума (рис. 4, *b*) в любой момент времени. Если же входные токи преобразователей противофазны, то возбуждение СВ оказывается синфазным и интерференционная картина симметрична относительно максимума интерференции (рис. 4, *c*).

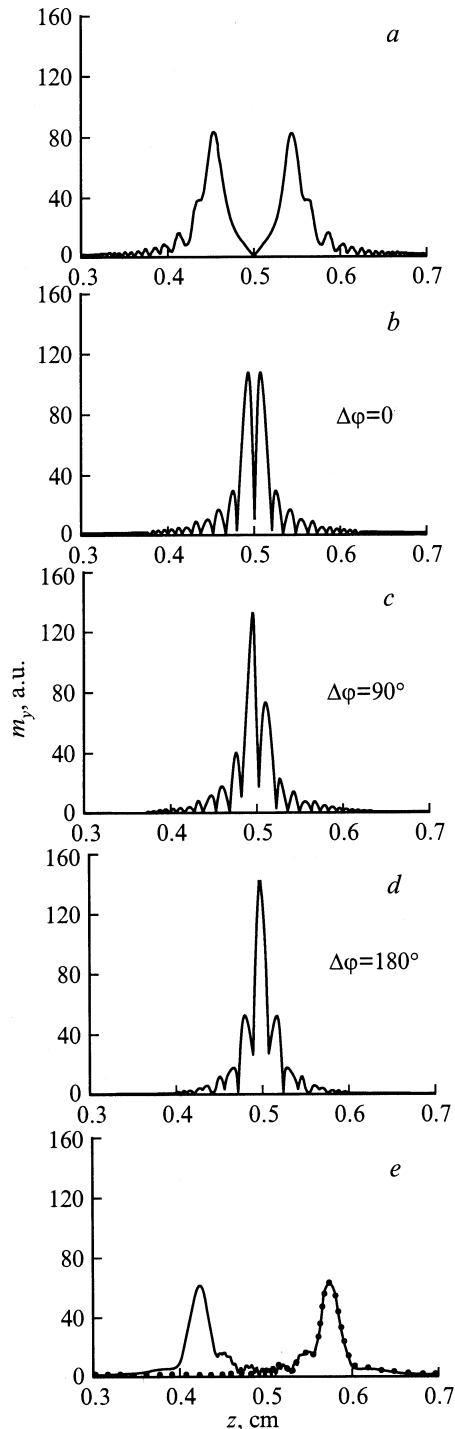


Рис. 4. Численное моделирование столкновения солитоноподобных импульсов спиновых волн в ферромагнитной пленке. *a* — профили огибающей импульсов переменной намагниченности непосредственно перед моментом столкновения, *b* — момент полного перекрытия импульса в случае их синфазного возбуждения ($\Delta\varphi = 0$), *c* — момент полного перекрытия импульсов в случае ($\Delta\varphi = 90^\circ$), *d* — момент полного перекрытия импульсов в случае их противофазного возбуждения ($\Delta\varphi = 180^\circ$), *e* — профили импульсов после столкновения. Точки (*e*) — форма импульса в отсутствие встречного. Расстояние между преобразователями 8 мм. Остальные параметры такие же, как для рис. 3, *a*.

Сравнение пиковой амплитуды картины интерференции (рис. 4, *c*) и пиковой амплитуды одиночного солитоноподобного спин-волнового импульса для того же момента времени показывает, что первая мало отличается от удвоенной второй, т.е. по сути имеет место обычная линейная интерференция. Для того чтобы определить причину отсутствия влияния нелинейных свойств ФП на интерференционную картину, применим оценку с помощью теории для огибающих встречных нелинейных импульсов СВ из [29]. Для такого оценочного расчета точности уравнений для огибающих [29] вполне достаточно.

Рассмотрим характерное время для процесса нелинейного сжатия импульса — так называемое „нелинейное время“ T_n , вводимое при описании солитонов огибающих СВ с помощью НУШ (см., например, [17]), и сравним его со временем пространственного перекрытия импульсов. Для случая взаимодействия встречных импульсов T_n определяется из системы уравнений для огибающих нелинейно связанных встречных импульсов [29]. Оно оказывается равным

$$T_n = \pi / (2|S||a|^2), \quad (6)$$

где S — нелинейный коэффициент взаимодействия встречных импульсов; a — амплитуда огибающей импульса, имеющая смысл угла прецессии вектора намагниченности (считаем, что встречные импульсы имеют одинаковые амплитуды).

Отметим, что распространение нелинейных импульсов в ФП и формирование из них солитоноподобных импульсов происходят в условиях магнитной диссипации в среде, в результате чего мощность в импульсе постоянно уменьшается. Поэтому для расчета T_n необходимо воспользоваться величиной a на момент встречи импульсов в пространстве. Производя такой расчет с использованием всех параметров на рис. 4, получаем $T_n \approx 500$ ns. Поскольку время пространственного перекрытия встречных импульсов составляет единицы наносекунд, то за такое короткое время по сравнению с T_n действительно не может развиваться никакого нелинейного искажения интерференционной картины.

Заключение

С помощью численного решения системы нелинейных дифференциальных уравнений движения пространственных фурье-амплитуд импульсов переменной намагниченности впервые осуществлялось моделирование процесса возбуждения, столкновения и приема солитоноподобных импульсов обратных объемных спиновых волн в ферромагнитных пленках. Произведено сравнение результатов расчета с данными собственных экспериментальных измерений и взятыми из литературы экспериментальными данными. Получено хорошее совпадение расчетных результатов с экспериментальными.

Впервые построена расчетная зависимость пиковой мощности в импульсе на выходе макета линии задержки от пиковой мощности на входе входного преобразователя.

Впервые с учетом особенностей возбуждения импульсов спиновых волн микрополосковыми преобразователями и реального спектра ООСВ произведен численный анализ формы нелинейного импульса намагниченности, возбуждаемого и распространяющегося в пленке, в зависимости от положения частоты несущей относительно спектра ООСВ.

Впервые произведенное моделирование встречного столкновения солитоноподобных импульсов обратных объемных спиновых волн показало, что при односолитонных уровнях мощности сталкивающихся импульсов нелинейность спин-системы не успевает внести вклад в форму интерференционной картины из-за малости времени перекрытия импульсов, вследствие чего имеет место обычная линейная интерференция.

Авторы благодарят проф. К.Е. Паттона (Университет штата Колорадо, США) за предоставленные экспериментальные данные к рис. 3, а, а проф. Б.А. Калиникоса (Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет) за внимание к работе и полезное обсуждение ее результатов.

Данная работа профинансирована Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-16370), Министерством образования РФ (программа 304.1, код проекта 269) и ИНТАС (грант № 99-1812).

Список литературы

- [1] Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Потаевский Л.П. Теория солитонов. Метод обратной задачи / Под ред. С.П. Новикова. М.: Наука, 1980.
- [2] Ablowitz M.J., Segur H. // SIAM Studies in Applied Mathematics. Philadelphia, 1981.
- [3] Calogero F., De Gasperis A. Spectral Transforms and Solitons, Amsterdam: North Holland. 1982. (Калоджеро Ф., Дегасперис А. Спектральные преобразования и солитоны. М.: Мир, 1985).
- [4] Тахтаджян Л.А., Фадеев Л.Д. Гамильтонов подход в теории солитонов. М.: Наука, 1986.
- [5] Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. San-Diego: Academic Press, 1995.
- [6] Ахиезер А.И., Боровик А.Е. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 508–513.
- [7] Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности: динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1988.
- [8] L'yon V.S. // Solitons / Eds. S.E. Trullinger, V.E. Zakharov, V.L. Pokrovsky. Amsterdam: Elsevier, 1986.
- [9] Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987.
- [10] Лукомский В.П. // Укр. физ. журн. 1978. Т. 23. С. 134–139.
- [11] Вездин А.К., Попков А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 606–615.

- [12] Slavin A.N., Rojdestvenski I.V. // IEEE Trans. Magn. 1994. Vol. 30. P. 37–45.
- [13] Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 343–347.
- [14] De Gasperis P., Marchelli R., Miccoli G. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 481–487.
- [15] Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Slavin A.N. // IEEE Trans. Magn. 1990. Vol. 26. P. 1477 (Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42. P. 8658).
- [16] Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Kolodin P.A. et al. // Sol. St. Commun. 1990. Vol. 74. P. 989–993.
- [17] Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 12 773–12 790.
- [18] Slavin A.N., Dudko G.M. // J. Magn. Magn. Materials. 1990. Vol. 86. P. 115–123.
- [19] Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 12 773–12 790.
- [20] Boardman A.D., Nikitov S.A., Xie K., Mehta H. // J. Mag. Mag. Materials. 1995. Vol. 145. P. 357–388.
- [21] Kiselev V.V., Tankeyev A.P., Kobelev A.V., Shagalov A.G. // J. Phys. Condens. Matter. 1999. Vol. 11. P. 3461–3474.
- [22] Kiselev V.V., Tankeev A.P. // J. Phys. Condens. Matter. 1996. Vol. 8. P. 10 219–10 229.
- [23] Chen M., Nash J.M., Patton C.E. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. P. 3906–3915.
- [24] Kalinikos B.A., Kovshikov N.G. // Digests of INTERMAG'93 Conf. Stockholm, 1993. P. AE-03.
- [25] Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 290–293.
- [26] Tsankov M.A., Chen M., Patton C.E. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 4274–4288.
- [27] Калиникос Б.А., Костылев М.П. // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 136–138.
- [28] Дмитриев В.Ф., Калиникос Б.А. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. Вып. 11. С. 24–53.
- [29] Kalinikos B.A., Kostylev M.P. // IEEE Trans. on Magn. 1997. Vol. 33. P. 3445–3447.