



ЭФФЕКТЫ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ – ДИЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ

*А.А. Галишиников, Г.М. Дудко, А.В. Кожевников,
Р. Марчелли, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов*

Исследованы эффекты самовоздействия при распространении импульсов поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит – диэлектрик – металл. Обнаружено, что поведение огибающей с ростом мощности для импульсов длительностью τ , меньшей времени развития параметрической неустойчивости t^* ($\tau < t^*$), определяется эффектами самовоздействия, тогда как в случае $\tau > t^*$ определяется параметрической неустойчивостью на временах $t > t^*$. Обсуждено влияние несолитонной части импульса на распространение солитонов и показано, что их суперпозиция может приводить к немонотонной зависимости пиковой амплитуды импульса поверхностных магнитостатических волн на выходной антенне от амплитуды на входе. Показано, что входные импульсы с формой, близкой к прямоугольной, достигают минимальной длительности по уровню $1/2$ на расстояниях, близких к половине дисперсионной длины импульса. Численное моделирование зависимостей длительности и пиковой амплитуды выходного импульса от входной амплитуды и длины пробега импульса, выполненное на основе нелинейного уравнения Шредингера, дает качественное совпадение с результатами эксперимента.

Используемые сокращения: ПМСВ – поверхностные магнитостатические волны, ФДМ – феррит – диэлектрик – металл, МСВ – магнитостатические волны, СВЧ – сверхвысокие частоты, ЖИГ – железиттриевый гранат, ФМР – ферромагнитный резонанс, ПОМСВ – прямые объемные магнитостатические волны, ООМСВ – обратные объемные магнитостатические волны, НУШ – нелинейное уравнение Шредингера, ПСВ – параметрические спиновые волны

Введение

Эффекты самовоздействия МСВ, ярким примером которых служит образование солитонов огибающей, перспективны для использования в устройствах обработки информации на основе нелинейных линий передачи СВЧ [1]. В самом деле, соответствующим выбором направления поля подмагничивания можно реализовать распространение МСВ с нелинейным законом дисперсии $\omega = \omega(k, |\varphi|^2)$

(ω – частота, k – волновое число, φ – безразмерная комплексная амплитуда МСВ), который отвечает критерию Лайтхилла на модуляционную неустойчивость [2]:

$$\chi \cdot \beta < 0, \quad (1)$$

где $\beta = \partial^2 \omega / \partial k^2$ и $\chi = \partial \omega / \partial |\varphi|^2$ коэффициенты дисперсии и нелинейности МСВ, соответственно. В высококачественных пленках ЖИГ пороговая падающая мощность P_{th} , необходимая для развития модуляционной неустойчивости, не превосходит 1 Вт, что можно легко реализовать в экспериментах с пленками ЖИГ толщиной $d \leq 100$ мкм и шириной линии ФМР $\Delta H \leq 0.5$ Э. МСВ достаточно легко возбуждаются и принимаются одиночными микрополосками в широком диапазоне частот $1 \div 20$ ГГц. Наконец, дисперсионные свойства МСВ могут быть изменены за счет смены направления и величины поля подмагничивания, размещения вблизи поверхности пленки металлических экранов, диэлектриков или других магнитных пленок, а также за счет резонансного взаимодействия с обменными или упругими модами ферритовой структуры.

Для одиночных пленок ЖИГ принято различать три основных типа дипольных МСВ: ПОМСВ, ООМСВ и ПМСВ. В работе [2] было показано, что ПОМСВ и ООМСВ неустойчивы по отношению к процессам самомодуляции и образования солитонов, тогда как характер дисперсии ПМСВ в изолированных пленках ЖИГ не отвечает критерию Лайтхилла (1). По этой причине солитоны огибающей МСВ в пленках ЖИГ интенсивно исследовались именно в геометрии ПОМСВ [3–6] и ООМСВ [7–11]. С другой стороны, благодаря поверхностному характеру, невзаимному и одномодовому режиму распространения, ПМСВ более удобны для разработки устройств. Поэтому представляет интерес поиск условий модуляционной неустойчивости ПМСВ при распространении в ферритовых структурах.

В работе [12] исследовалось распространение импульсов ПМСВ в пленке ЖИГ с закрепленными поверхностными спинами. В таких пленках на частотах фазового синхронизма дипольной ПМСВ и объемных обменных мод возникает эффективная перестройка закона дисперсии [13]. При этом в достаточно узкой (менее 15 МГц) полосе частот ниже частоты резонанса закон дисперсии перестраивается таким образом, что оказывается выполненным критерий Лайтхилла (1). Именно в таких узких частотных интервалах наблюдалось формирование солитонов огибающей в работе [12]. Однако одновременно с изменением дисперсии существенно возрастают потери ПМСВ [14], что затрудняет использования этого эффекта в устройствах¹.

Известно также, что обеспечить выполнение критерия (1) для ПМСВ можно за счет металлического экрана, размещенного через воздушный зазор толщиной h вблизи поверхности ферритовой пленки [15]. Поскольку металл оказывает заметное влияние на свойства ПМСВ с длиной волны λ сравнимой с толщиной зазора h , то часть дисперсионной характеристики ПМСВ, отвечающая длинам волн $\lambda > h$, изменится. С другой стороны, ПМСВ с длиной волны $\lambda \ll h$ будут иметь дисперсионные свойства, отвечающие изолированной пленке. Легко понять, что для ПМСВ с длинами волн $\lambda \sim h$ наклон дисперсионной кривой будет меняться и, следовательно, знак коэффициента дисперсии также изменится [15]. Именно такая «переходная» область

¹Отметим также, что гибридизация с объемными обменными волнами трансформирует дипольную ПМСВ в дипольно-обменную квазиповерхностную волну.

дисперсионной характеристики (в дальнейшем обозначаемая римской I) ПМСВ с длинами волн $\lambda \sim h$ отвечает условиям формирования солитонов и эффектам само-модуляции [15, 16]. Цель данной работы представить результаты экспериментов по исследованию солитонов ПМСВ в структуре ФДМ и сопоставить их с результатами численного моделирования на основе НУШ.

Отметим, что модуляционная неустойчивость является возможной, но не единственной из неустойчивостей, к которым могут приводить четырехмагنونные² (4М) процессы с законами сохранения

$$2\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad 2\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad (2)$$

где \mathbf{k} и ω волновой вектор и частота ПМСВ, бегущей в пленке ЖИГ; $\mathbf{k}_{1,2}$ и $\omega_{1,2}$ аналогичные величины для неравновесных магновнов. Для модуляционной неустойчивости в дополнение к условию (1) необходимо, чтобы неравновесные магновны, генерируемые в процессах (2), находились в фазе с бегущей ПМСВ

$$|\mathbf{k}_{1,2}| \approx k, \quad \omega_{1,2} \approx \omega. \quad (3)$$

Если условие (3) не выполняется ($|\mathbf{k}_{1,2}| \gg k$, например), то неустойчивость МСВ к процессам (2) называется параметрической. Можно ожидать, что в условиях реального эксперимента оба типа неустойчивостей могут сосуществовать и влиять друг на друга. Более того, обе они могут приводить к изменению формы огибающей импульса [3–11, 17] и возникает вопрос, кто из них ответственен за обужение импульса или самомодуляцию в реальном эксперименте. Ранее этот вопрос уже обсуждался для непрерывного [18] и импульсного [19] режимов возбуждения МСВ. В данной работе мы продолжим обсуждение на основе эффектов распространения ПМСВ в ФДМ структуре. Дело в том, что дисперсионная характеристика ПМСВ в ФДМ структуре может быть разбита на три части: $\lambda \sim h$ (I), $\lambda \gg h$ (II) и $\lambda \ll h$ (III). Для ПМСВ на частотах, отвечающих участкам дисперсии II и III, критерий (1) не выполняется, поскольку коэффициенты дисперсии и нелинейности оба отрицательны ($\beta, \chi < 0$) и только параметрическая неустойчивость возможна. В области I могут развиваться как модуляционная, так и параметрическая неустойчивости. Эти свойства дисперсии ПМСВ в ФДМ структуре позволяют сравнить поведение огибающей импульсов ПМСВ под влиянием только параметрической неустойчивости (при выборе частоты на участках дисперсии II и III) и когда оба типа неустойчивостей возможны (область I).

Другой проблемой, которую мы здесь затронем, является задача по изучению взаимодействия солитона с дополнительной волной накачки, распространяющейся одновременно в ФДМ структуре. Эта проблема активно исследуется в последнее время с точки зрения управления распространением солитона в магнитных пленках с помощью СВЧ [11, 20].

Один из подходов по реализации управления развитием модуляционной неустойчивости МСВ может быть основан на фазовой кросс-модуляции между двумя ПМСВ, одновременно распространяющимися в пленке ЖИГ [20–23]. Было показано, что дополнительный сигнал МСВ может приводить к подавлению [20], или,

²4М процессы доминируют для ПМСВ в пленках ЖИГ в диапазоне полей $H_0 > 2\pi M_0 \approx 780$ Э, где трехмагنونные (3М), или сулловские процессы первого рода, запрещены законами сохранения.

наоборот, созданию [21–23] условий для модуляционной неустойчивости МСВ, распространяющейся в пленке ЖИГ. Другая возможность может быть связана с влиянием параметрических спиновых волн, возбуждаемых дополнительной накачкой, на распространение МСВ [24].

Ранее влияние дополнительной МСВ в форме непрерывного сигнала на распространение солитонов ПОМСВ и ООМСВ в пленках ЖИГ экспериментально исследовалось в работе [11]. Было показано, что непрерывный сигнал мощностью выше некоторого порога приводит к сильному затуханию солитона. Понятно, что в случае, когда накачка имеет вид импульсного сигнала, ее влияние будет определяться длительностью импульса и временем задержки между импульсами. В данной работе мы представим результаты эксперимента по взаимодействию импульсов ПМСВ в ФДМ структуре.

В большинстве экспериментов по исследованию распространения солитонов МСВ в пленках ЖИГ выходной импульс отождествлялся с солитоном. Однако, если входная мощность МСВ превышает порог образования солитона, часть энергии входного импульса не «входит» в солитон и образует несолитонную (дисперсионную) волну [25]. В данной работе мы покажем, что интерференция этих волн может приводить к эффекту насыщения зависимости пиковой амплитуды выходного импульса от входной амплитуды, который наблюдался ранее для солитонов ПОМСВ [4, 5] и ООМСВ [7, 8].

Отметим, что дисперсия играет важную роль в формировании и распространении солитона. Во-первых, дисперсия выполняет роль обратной связи при развитии модуляционной неустойчивости и формировании солитона. Также хорошо известно, что из-за потерь на некоторой длине пробега амплитуда импульса МСВ становится недостаточной для поддержки солитона, и импульс начинает расплываться по мере дальнейшего распространения. Однако для входных импульсов прямоугольной формы дело может обстоять гораздо сложнее. Действительно, для таких импульсов дисперсионное возмущение фронтов вносит вклад в поведение огибающей сразу после его «входа» в пленку, что должно приводить к существенным отличиям от обычно рассматриваемого примера гауссова импульса [26]. Если воспользоваться аналогией с задачей о дифракции волнового пучка [27, 28], то в распространении прямоугольного импульса можно выделить ближнюю зону, где имеет место интерференция главной части импульса и волн, отвечающих высокочастотным и низкочастотным спектральным составляющим импульса. Мы покажем, что для солитоноподобных импульсов МСВ указанная интерференция может вносить сопоставимый с нелинейностью вклад в обычно измеряемую в экспериментах с солитонами МСВ длительность импульса по уровню $1/2$.

1. Экспериментальные результаты

1.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Импульсы СВЧ с синтезатора частот векторного анализатора цепей VNAHP8510, модулируемого генератором импульсов HP8112A, поступали на ЛБВ с коэффициентом усиления $30 \dots 40$ дБ в полосе частот $4 \dots 8$ ГГц. Для уменьшения влияния отражений на работу СВЧ генераторов и ЛБВ использовались вентили. Падающая мощность в

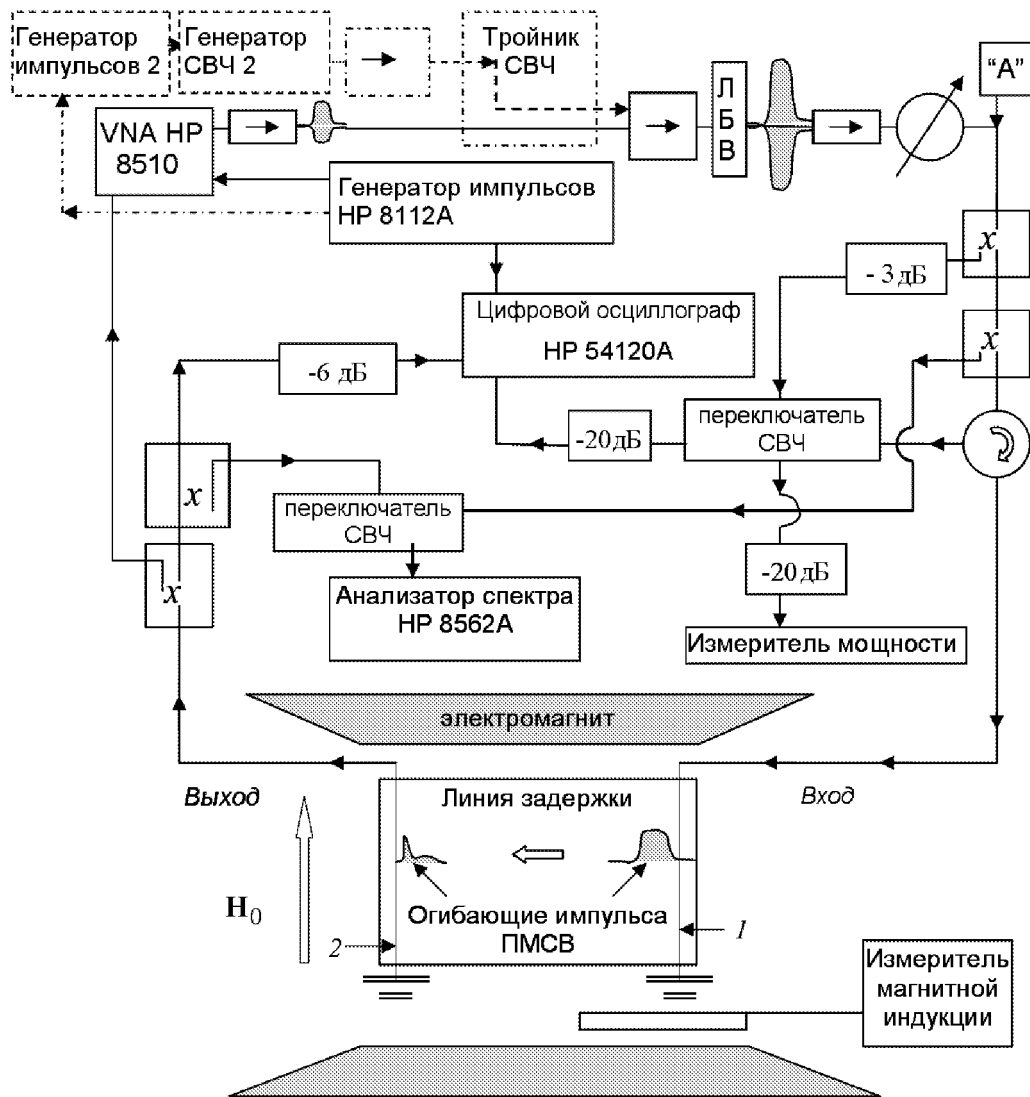


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

точке «А» контролировалась с помощью прецизионного аттенюатора и не превышала во всем диапазоне частот величины 600 мВт. Использовались импульсы с формой, близкой к прямоугольной, с длительностью фронта и среза не более 5 нс и минимальной длительностью по полувысоте $T_0 \approx 20$ нс. Импульсы поступали на входной преобразователь (обозначен цифрой 1 на рис. 1) макета линии задержки на основе ФДМ структуры, где преобразовывались в сигнал ПМСВ, который распространялся по структуре. Для измерения параметров падающего и отраженного импульсов использовались измеритель мощности, цифровой осциллограф HP54120A и анализатор спектра HP8562A, куда СВЧ сигнал поступал через направленные ответвители и циркуляторы. Сигнал, прошедший через ФДМ структуру, принимался выходным преобразователем (обозначен цифрой 2 на рис. 1). В непрерывном режиме с помощью векторного анализатора цепей измерялись амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики макета линии задержки. Параметры импульсов контролировались цифровым осциллографом и анализатором спектра.

Часть экспериментальной схемы, выделенная пунктиром на рис. 1, добавлялась при исследовании влияния дополнительной накачки на распространение импульсов ПМСВ в ФДМ структуре.

1.2. Характеристика ФДМ структуры

Эксперименты выполнялись с ФДМ структурой, схематично показанной на рис. 2. ПМСВ возбуждались микрополосками шириной 30 мкм и длиной 4 мм, изготовленными фотолитографически на поликоровых подложках толщиной 250 мкм, которые, в свою очередь, размещались на подвижных металлических пьедесталах, разделенных расстоянием S . Чтобы создать ФДМ структуру, дополнительный кусок металла длиной $S \approx 3; 5; 8$ мм помещался между преобразователями так, чтобы толщина h зазора между поверхностью пленки ЖИГ и металлом составляла $h_1 \approx 100$ мкм и $h_2 \approx 200$ мкм. Неоднородность воздушного зазора на длине S была меньше 10%. Пленка ЖИГ имела параметры: толщину $d \approx 14$ мкм, ширину $w = 2$ мм, длину $l \approx 18$ мм, ширину линии ФМР $\Delta H \approx 0.3$ Э, намагниченность насыщения $4\pi M_0 \approx 1750$ Гс.

ФДМ структура помещалась между 6-дюймовыми полюсами электромагнита в область высокой пространственной однородности магнитного поля. Поле H_0 ориентировалось вдоль микрополосок и менялось в диапазоне $H_0 = 890 \div 1100$ Э, где только 4М процессы разрешены [1].

На рис. 3 приведена частотная зависимость времени задержки ПМСВ $T(f)$, рассчитанная по фазочастотной характеристике непрерывного сигнала ПМСВ, прошедшего через ФДМ структуру. Видно, что зависимость $T(f)$ состоит из 3 частей. Части II и III характеризуются положительным наклоном, тогда как часть I – отрицательным. Чтобы показать изменение знака коэффициента дисперсии ПМСВ на участке I зависимости $T(f)$, воспользуемся дисперсионным уравнением для ПМСВ в ФДМ структуре [29]

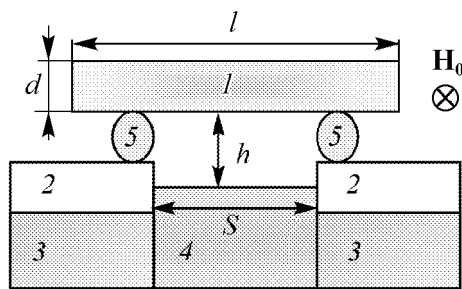


Рис. 2. Схематичный вид макета ФДМ структуры: 1 – пленка ЖИГ, 2 – поликоровые подложки, 3 и 4 – металл, 5 – микрополоски

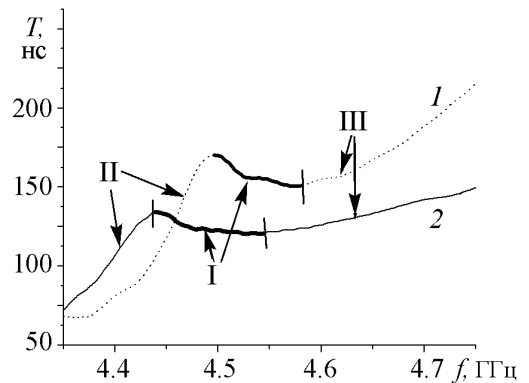


Рис. 3. Экспериментальные частотные зависимости времени задержки ПМСВ $T(f)$ в ФДМ структуре при двух значениях величины воздушного зазора: 1 – $h_1 \approx 100$ мкм; 2 – $h_2 \approx 200$ мкм. Расстояние между преобразователями $S \approx 5$ мм, внешнее магнитное поле $H_0 \approx 897$ Э

$$-thkh + \mu(thkh - 1)cthkd + \mu_a s(thkh - 1) + \mu^2 - \mu_a^2 = 0, \quad (4)$$

где $\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_m) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\mu_a = \frac{\omega_m \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\omega_H = gH$, $\omega_m = 4\pi gM_0$,

$g/2\pi \approx 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение в ЖИГ.

На рис. 4 приведены рассчитанные из (4) время задержки ПМСВ $T(f)$, коэффициенты дисперсии β и нелинейности χ , а также волновые числа k ПМСВ как функции частоты ПМСВ в ФДМ структуре с параметрами, отвечающими рис. 3. Видно, что на частотах, соответствующих участку I в зависимости $T(f)$, знак коэффициента β положителен, тогда как коэффициент нелинейности χ отрицателен, как того требует критерий (1). Отметим, что в ФДМ структуре с выбранными параметрами волновые числа ПМСВ, соответствующие участку I, лежат в интервале $50 < k < 140$ см⁻¹ (см. кривую 4 на рис. 4).

При исследовании нелинейных волн важным параметром является мощность сигнала. Из-за рассогласования микрополосковой линии и пленочного ЖИГ волновода МСВ, лишь часть падающей СВЧ мощности преобразуется в МСВ. «Вошедшая» в ФДМ структуру мощность ПМСВ P_{in} рассчитывалась нами с помощью соотношения

$$P_{in} \approx P_r(H^*) - P_r(H), \quad (5)$$

где $P_r(H^*)$ и $P_r(H)$ значения отраженной от входного микрополоска СВЧ мощности, измеренные при поле H , отвечающему возбуждению ПМСВ при выбранной частоте сигнала F , и при значении поля $H^* = 4$ кЭ $\gg F/g$. На рис. 5 приведены рассчитанные по формуле (5) зависимости мощности ПМСВ P_{in} от падающей P_0 . Можно видеть, что в мощность ПМСВ переходит около 10% от падающей.

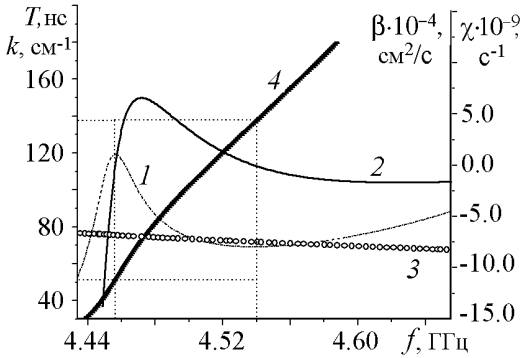


Рис. 4. Рассчитанные частотные зависимости времени задержки T – 1, коэффициентов дисперсии β – 2, нелинейности χ – 3 и волнового числа k – 4 ПМСВ в структуре ФДМ с параметрами $S \approx 5$ мм, $H_0 \approx 897$ Э, $h_2 \approx 200$ мкм. Вертикальными и горизонтальными пунктирными линиями выделены области частот и волновых чисел, которые отвечают области I зависимости $T(f)$ (см. рис. 3)

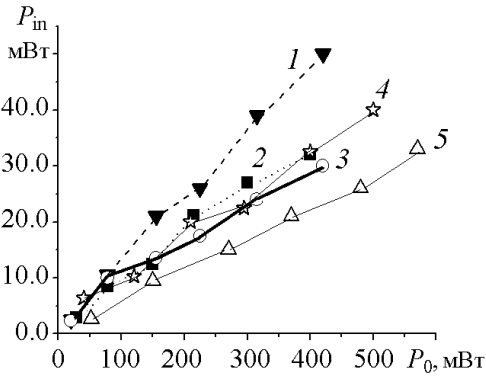


Рис. 5. Зависимость мощности P_{in} ПМСВ в ФДМ структуре от падающей мощности P_0 в ФДМ структуре с параметрами $S \approx 5$ мм, $H_0 \approx 897$ Э, $h_2 \approx 200$ мкм для различных частот (МГц) ПМСВ: 1 – 4430, 2 – 4460, 3 – 4500, 4 – 4530, 5 – 4600

Безразмерную амплитуду ПМСВ φ можно оценить с помощью соотношения [24]

$$P_{in} = V_g \cdot d \cdot w \cdot \varphi^2 \cdot M^2 \cdot 10^{-7}, \quad (6)$$

где V_g – групповая скорость ПМСВ, $M \approx 140$ Гс – намагниченность ЖИГ, P_{in} выражена в мВт. Для ПМСВ мощностью $P_{in} < 600$ мВт и групповой скоростью $V_g \approx (2 \dots 5)10^6$ см²/с безразмерная амплитуда ПМСВ φ не превосходит $\varphi \leq 0.25$.

1.3. Распространение импульсов ПМСВ в ФДМ структуре

В экспериментах использовались СВЧ импульсы с частотой $4 \div 6$ ГГц, длительностью от $T_0 \approx 20$ нс до $T_0 \approx 1$ мкс и мощностью $P_0 \leq 600$ мВт. Исследовались зависимости огибающей импульсов с частотами, отвечающими областям I, II и III зависимости $T(f)$ от уровня входной мощности P_{in} и расстояния S между преобразователями.

Рассмотрим результаты, подтверждающие связь поведения огибающей импульса с условием выполнения критерия (1) (рис. 6). Частоты F_1 , F_2 и F_3 возбуждае-

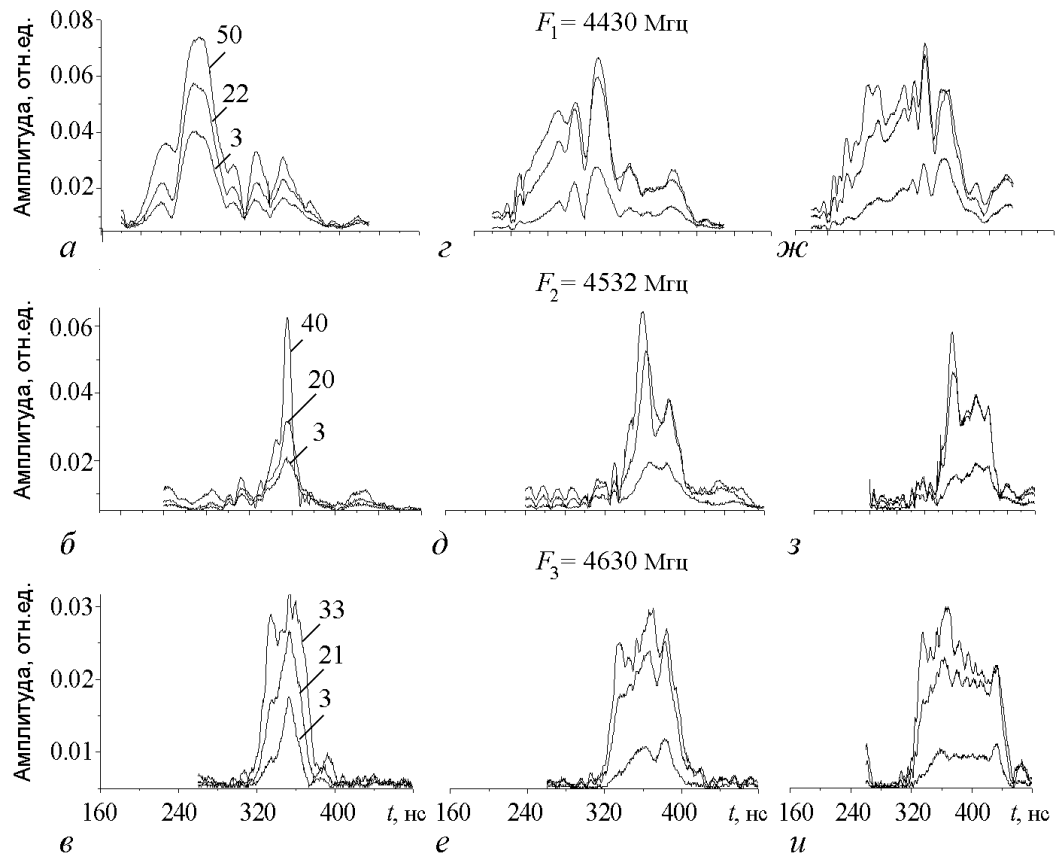


Рис. 6. Поведение огибающей импульсов ПМСВ с частотами F_1 , F_2 и F_3 как функции мощности ПМСВ P_{in} , измеренной в мВт (см. цифры у кривых (а-е)). Длительность импульсов ПМСВ составляет $T_0 \approx 20$ нс (а-в), $T_0 \approx 50$ нс (г-е), $T_0 \approx 80$ нс (ж-и). Параметры ФДМ структуры: $S \approx 8$ мм, $H_0 \approx 897$ Э, $h_1 \approx 100$ мкм

мых импульсов отвечают соответственно областям II, I и III частотной зависимости времени задержки ПМСВ в ФДМ структуре. Длительность импульсов τ в нс (измеренная по уровню 1/2), и W в процентах относительно длительности входного импульса ($W = \tau/T_0 \cdot 100\%$) показаны в таблице.

Таблица

T_0 , нс		20		50		80	
	P_{in} , мВт	Длительность выходных импульсов ПМСВ τ , нс и $W, \%$					
		τ	W	τ	W	τ	W
F_1	3	38	190	46	92	61	76
	22	39	195	62	124	83	103
	50	59	295	73	146	95	119
F_2	3	26	130	45	90	65	81
	20	13	65	38	76	66	82
	40	9	45	20	40	47	59
F_3	3	18	90	45	90	76	95
	21	38	190	63	126	90	112
	33	44	220	67	134	93	116

Для входных импульсов длительностью $T_0 = 20$ нс и с частотой $F_2 = 4532$ МГц рост мощности ПМСВ от $P_{in} \approx 3$ мВт до $P_{in} \approx 40$ мВт приводит к уменьшению длительности выходных импульсов ПМСВ с $\tau = 26$ нс до $\tau = 9$ нс (рис. 6, б). Из таблицы видно, что относительная длительность импульса W падает более чем вдвое с ростом мощности. Наоборот, на частотах $F_1 = 4430$ МГц (рис. 6, а) и $F_3 = 4630$ МГц (рис. 6, в), которые отвечают участкам II и III дисперсионной зависимости ПМСВ и где критерий Лайтхилла не выполняется, длительность выходных импульсов растет с увеличением мощности ПМСВ P_{in} .

Для импульсов длительностью больше, чем $t^* \approx 30$ нс на временах $t > t^*$ наблюдается насыщение амплитуды импульса с ростом мощности независимо от частоты (рис. 6, з-и). С ростом длительности импульса уровень амплитуды на участке ограничения стремится к некоторому уровню, который отвечает пороговой мощности $P_{th} \approx 1 \div 2$ мВт (рис. 7).

Покажем, что насыщение амплитуды импульса ПМСВ на временах $t > t^* \approx 30$ нс на рис. 6, з-и не связано с изменением условий согласования микрополоски и пленки ЖИГ. Для этого обратимся к рис. 8, а, где приведены огибающие «входных» импульсов ПМСВ, полученные вычитанием отраженных от входной антенны СВЧ импульсов в соответствии с выражением (5) для случая $F = 4532$ МГц, $H = 897$ Э, $T_0 = 150$ нс

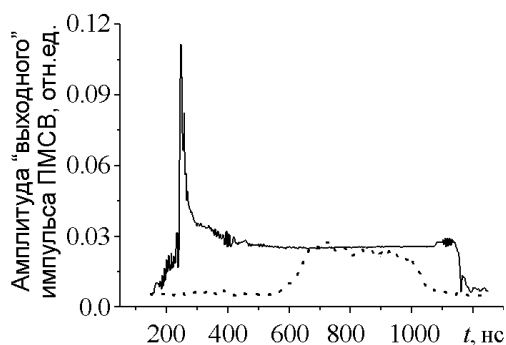


Рис. 7. Выходные импульсы ПМСВ на частоте $F_2 \approx 4532$ МГц длительностью $T_0 \approx 900$ нс и мощностью $P_{in} \approx 27$ мВт (сплошная линия) и длительностью $T_0 \approx 200$ нс и мощностью $P_{in} \approx 1$ мВт (пунктирная линия) в ФДМ структуре с параметрами, идентичными приведенным на рис. 6

при различных уровнях P_{in} . Видно, что «входные» импульсы не имеют видимого насыщения амплитуды. Для сравнения на рис. 8, б показаны «входные» импульсы ПМСВ той же длительности $T_0 = 150$ нс при поле $H_0 = 606$ Э и частоте $F = 3451$ МГц, когда 3М процессы разрешены. Можно видеть, что «входной» импульс демонстрирует насыщение амплитуды при превышении мощности порога процессов 3М распада с законами сохранения

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad \omega = \omega_1 + \omega_2. \quad (7)$$

Отметим, что эффект ограничения амплитуды на срезе входного импульса МСВ на рис. 8, б находится в согласии с хорошо известными результатами по исследованию характеристик шумоподавителя [30, 31] и измерения «входной» мощности ПМСВ в непрерывном режиме [32].

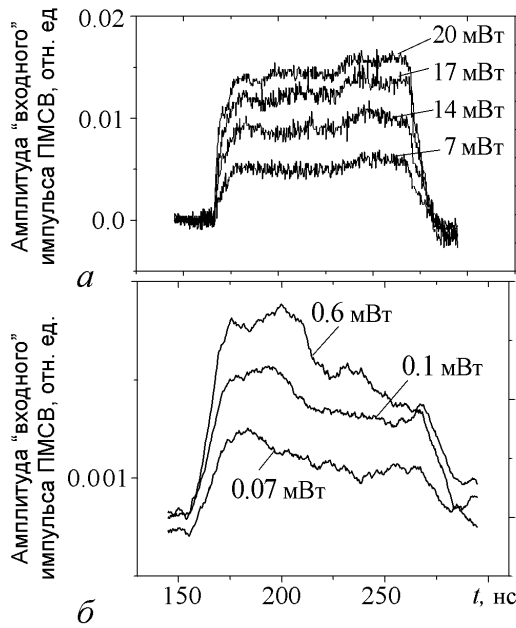


Рис. 8. Зависимость формы «входных» импульсов ПМСВ от мощности ПМСВ P_{in} (см. цифры у кривых) в случае: а – 4М неустойчивости, $F_2 \approx 4532$ МГц, $H_0 \approx 897$ Э; б – 3М неустойчивости $F \approx 3451$ МГц, $H_0 \approx 606$ Э. Длительность падающего импульса СВЧ $T_0 \approx 150$ нс

Величину пороговой амплитуды φ_{th} можно оценить с помощью выражения для порога сулловской неустойчивости второго рода [33]

$$\varphi_{th} = \sqrt{\frac{g\Delta H_k \cdot f}{\tilde{f}_H(\tilde{f}_H + f_m)}}, \quad (8)$$

где $\tilde{f}_H = f_H + f_m \cdot D \cdot k_{1,2}^2$, $D = 3 \cdot 10^{-11}$ см² – обменная константа в ЖИГ. При $\Delta H_k \approx 0.2 \div 0.35$ Э из (8) получим значение пороговой амплитуды $\varphi_{th} \approx 0.013 \div 0.018$, которое близко к экспериментальному значению $\varphi_{th} \approx 0.02$.

Из сравнения вида огибающей импульса ПМСВ, вошедшего в пленку (см. рис. 8, а) и принятого выходной антенной (см. рис. 7 и б), следует, что 4М неустойчивость ПМСВ развивается в процессе распространения импульса в пленке ЖИГ.

Понятно, что насыщение амплитуды импульсов ПМСВ длительностью $T_0 \geq 30$ нс (см. рис. 6, z-u) обусловлено 4М параметрической неустойчивостью. При величине групповой скорости $V_g \approx 4 \cdot 10^6$ см/с для пороговой мощности $P_{th} \approx 1$ мВт из (6) получим пороговые значения безразмерной амплитуды $\varphi_{th} \approx 0.02$ и амплитуды СВЧ намагниченности $m_{th} \approx \varphi_{th} \cdot M \approx 2.8$ Гс. С другой стороны, в приближении однородности распределения амплитуды ПМСВ по толщине пленки, в результате процессов (2) рождаются бегущие вдоль магнитного поля, вырожденные по частоте параметрические спиновые волны с волновыми числами $|\mathbf{k}_{1,2}| \approx 10^5$ см⁻¹.

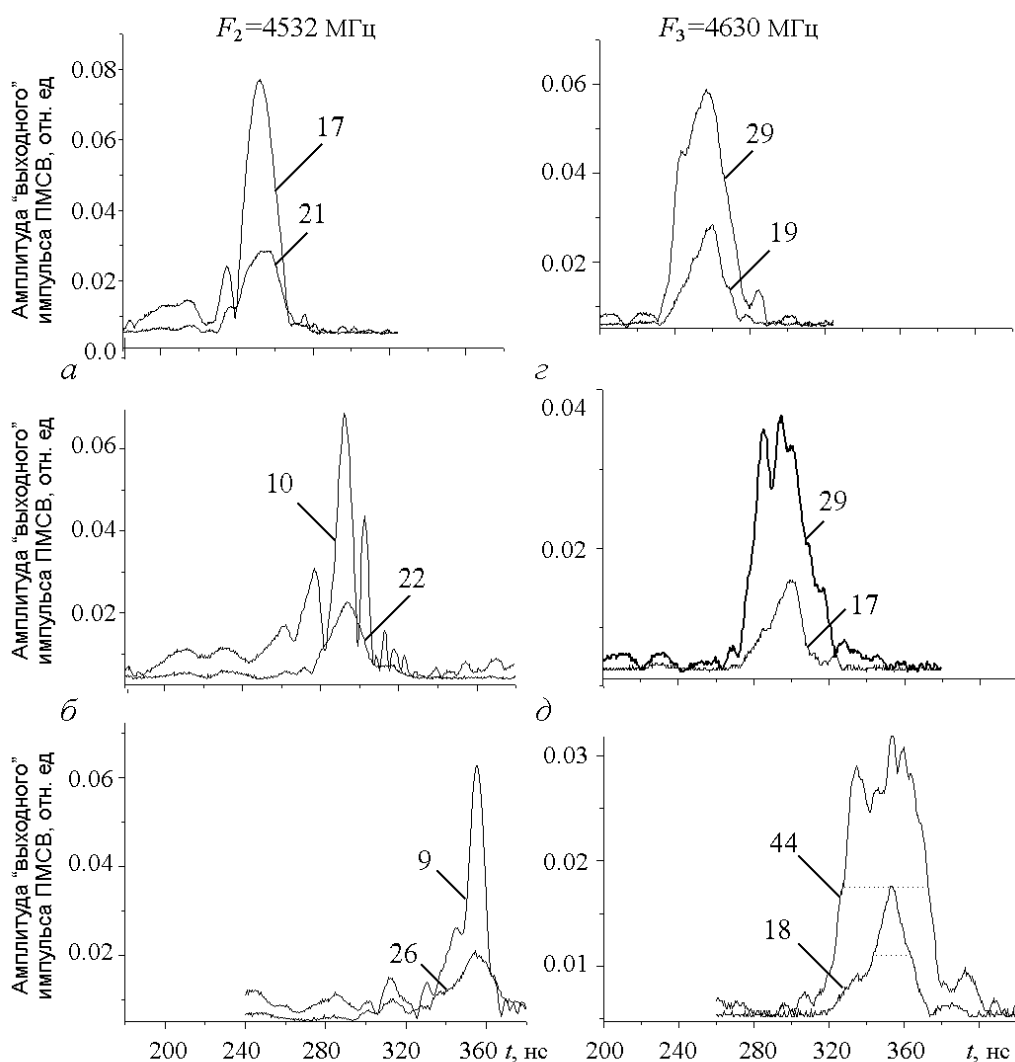


Рис. 9. Выходные импульсы ПМСВ как функции расстояния S , мм между преобразователями: a, z – 3.0; b, d – 5.0; e – 8.0 в ФДМ структуре с параметрами, соответствующими рис. 6. При этом верхние и нижние кривые на рис. a – $в$ и z – e отвечают максимальным и минимальным значениям мощности ПМСВ на рис. 6, b и e , соответственно. Цифры у кривых обозначают длительность импульсов ПМСВ τ нс, измеренных по уровню $1/2$, как показано пунктирными линиями на рис. e

На рис. 9 показано поведение огибающей выходных импульсов ПМСВ, возбуждаемых СВЧ импульсами длительностью $T_0 = 20$ нс, при параметрах, отвечающих рис. 6. Кривые (a – $в$) и (z – e) получены на частотах $F_2 = 4532$ МГц и $F_3 = 4630$ МГц, соответственно. При этом верхние и нижние кривые соответствуют максимальным и минимальным уровням мощности ПМСВ, показанным на рис. 6, b и e . Можно видеть, что с ростом длины пробега роль нелинейности в формировании огибающей импульса становится более заметной.

На частоте $F_2 = 4532$ МГц, где выполняется критерий (1), длительность импульса ПМСВ τ на расстоянии $S \approx 3$ мм составляет $\tau = 21$ нс и $\tau = 17$ нс при мощностях ПМСВ $P_{in} \approx 3$ мВт и $P_{in} \approx 40$ мВт, соответственно (см. рис. 9, a). На расстояниях $S \approx 5$ мм и $S \approx 8$ мм при максимальных уровнях мощности обужение

импульса становится более заметным (см. рис. 9, б и в). Импульсы ПМСВ малой мощности $P_{in} \approx 3$ мВт демонстрируют лишь дисперсионное расплывание с ростом расстояния, как этого можно было ожидать для линейного импульса в дисперсионной среде [26].

Нелинейное уширение импульсов ПМСВ с центральной частотой $F_3 = 4630$ МГц становится более заметным с ростом расстояния S (см. рис. 9, з-е). Однако необходимо отметить, что при малых уровнях мощности $P_{in} \approx 3$ мВт длительность импульса ПМСВ для выбранных расстояний достигает минимальной длительности $\tau \approx 17$ нс на расстоянии $S \approx 5$ мм и всегда меньше, чем длительность падающего импульса СВЧ $T_0 = 20$ нс.

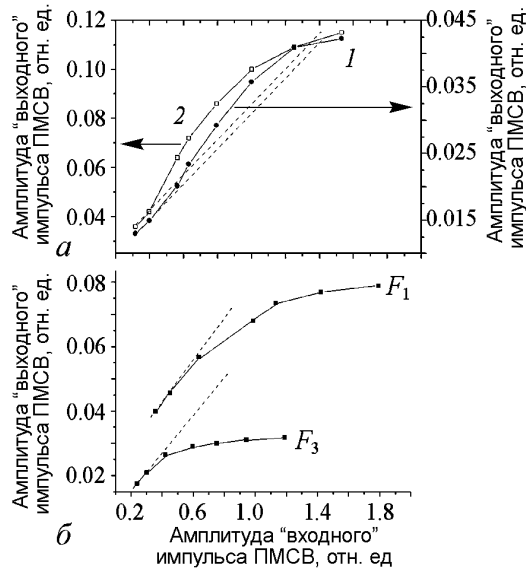


Рис. 10. Зависимость пиковой амплитуды выходного импульса ПМСВ от безразмерной «входной» амплитуды φ_0 на частотах $F_{1,2,3}$ и параметрах эксперимента, отвечающих рис. 6, а, б. На рис. 10, а цифрами 1 и 2 показаны зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ на частоте F_2 при расстояниях между преобразователями $S \approx 8$ мм и 3 мм, соответственно

кривую 1), так и при $S \approx 3$ мм (см. кривую 2). Отметим, что насыщение зависимостей $\varphi_{out}(\varphi_0)$ (кривые 1 и 2) происходит в диапазоне входных амплитуд ПМСВ $\varphi_0^* \approx 0.13 \div 0.14$. Отсюда следует, что существование экстремума в зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ нельзя связать лишь с выполнением условия равенства длин нелинейности L_{nl} и длины пробега S импульса, как предполагалось в работе [5]. Действительно, амплитуды φ_0 , отвечающие условию $L_{nl} \approx S$, для расстояний $S \approx 8$ мм и $S \approx 3$ мм должны находиться в соотношении $\varphi_0(3 \text{ мм})/\varphi_0(8 \text{ мм}) \approx \sqrt{8/3} \approx 1.6$, тогда как из результатов эксперимента следует $\varphi_0^*(3 \text{ мм}) \approx \varphi_0^*(8 \text{ мм})$ (см. рис. 10, а).

Отметим, что связывать наличие экстремума в зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ с влиянием нелинейности на процесс возбуждения в нашем случае также не следует. Это видно из результатов, представленных на рис. 5 и 8, где входная мощность ПМСВ непрерывно растет с ростом падающей мощности.

Влияние нелинейной релаксации, вызванной параметрической неустойчивостью, на возникновение максимума в зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ также маловероятно.

На рис. 10 приведены зависимости пиковой амплитуды выходного импульса от амплитуды входного $\varphi_{out}(\varphi_0)$, при условиях эксперимента, отвечающих рис. 6, а, б. На рис. 10, а кривая 2 отвечает зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ для импульса с центральной частотой F_2 , полученной при расстоянии между преобразователями $S \approx 3$ мм. Пунктирные линии обозначают линейный характер зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$, полученный аппроксимацией результатов, отвечающих малым уровням входной мощности. Как видно из рисунка, для входных амплитуд $\varphi_0 > 0.04$ зависимость $\varphi_{out}(\varphi_0)$ принимает нелинейный характер. Это нелинейное возрастание находится в соответствии с наблюдавшимся ранее в экспериментах с ПОМСВ [4, 5] и ООМСВ [7, 8]. Видно, что зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ имеют схожий характер как для расстояния между преобразователями $S \approx 8$ мм (см.

Действительно, для частот F_1 и F_3 , где только параметрическая неустойчивость возможна, не наблюдалось пика в зависимостях $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ (см. рис. б). Отметим, что характер зависимостей $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ здесь аналогичен зависимости выходной мощности непрерывного сигнала ПМСВ от мощности на входе в условиях 4М параметрической неустойчивости ПМСВ в пленках ЖИГ [33, 24].

Изменение центральной частоты импульса в пределах областей I, II и III закона дисперсии ПМСВ в ФДМ структуре не приводило к качественным изменениям в поведении огибающей импульса (относительно показанных на рис. 6–10), равно как и изменение толщины воздушного зазора.

1.4. Влияние дополнительной накачки на распространение импульсов ПМСВ в ФДМ структуре

1.4.1. Непрерывная накачка. Экспериментально исследовалось влияние дополнительной ПМСВ накачки в форме импульсного или непрерывного сигнала на условие формирования солитоноподобных импульсов ПМСВ в ФДМ структуре. Оказалось, что если мощность ПМСВ накачки P_{in} превышает порог $P_{\text{th}}^{4\text{M}}$ для 4М параметрической неустойчивости ($P_{\text{in}} > P_{\text{th}}^{4\text{M}}$), то амплитуда импульсов ПМСВ уменьшается независимо от характера накачки (непрерывная или импульсная). На рис. 11 показано влияние сигнала непрерывной накачки частоты $F_{\text{cw}} = 4532$ МГц на импульс ПМСВ с параметрами $F \approx 4400$ МГц, $T_0 \approx 20$ нс, $P_{\text{in}} \approx 30$ мВт и остальных условиях эксперимента, отвечающих рис. 6. Никаких видимых изменений в прошедшем импульсе ПМСВ не наблюдалось при мощности непрерывной накачки меньше порога 4М параметрической неустойчивости, который для ПМСВ на частоте $F_{\text{cw}} \approx 4532$ МГц составляет $P_{\text{th}}^{4\text{M}} \approx 1$ мВт (кривая 1). При мощности накачки выше $P_{\text{th}}^{4\text{M}}$ наблюдалось ослабление импульса ПМСВ за счет процессов рассеяния на параметрических спиновых волнах (кривые 2–6).

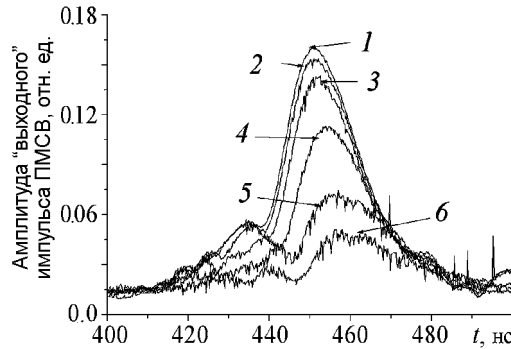


Рис. 11. Влияние дополнительного непрерывного сигнала ПМСВ на огибающую выходного импульса ПМСВ при параметрах ФДМ структур, идентичных рис. 6, и длине пробега импульса $S \approx 5$ мм. Параметры импульса $F = 4.4$ ГГц, $T_0 \approx 20$ нс, $P_{\text{in}} \approx 30$ мВт. Цифры у кривых отвечают различным уровням входной мощности непрерывного (cw) сигнала ПМСВ частоты $F_{\text{cw}} \approx 4532$ МГц: 1 – $P_{\text{cw}} < P_{\text{th}}^{4\text{M}} \approx 1$ мВт, 2 – 1.3 мВт, 3 – 4 мВт, 4 – 10 мВт, 5 – 21 мВт, 6 – 27 мВт

Из рис. 11 следует, что в области I параметрическая неустойчивость доминирует на временах $t > t^* \geq 30$ нс. Действительно, если для непрерывного сигнала ПМСВ на частоте F_{cw} , принадлежащей области I, развивается только модуляционная неустойчивость, то для неравновесных магнонов должны выполняться условия (3). В этом случае, импульс ПМСВ с длительностью T_0 и с центральной частотой F , отстроенной от частоты непрерывного сигнала F_{cw} на величину $\Delta F = |F - F_{\text{cw}}|$, превышающую ширину его спектра, пропорциональную $1/T_0$ ($\Delta F = |F - F_{\text{cw}}| > 1/T_0$), не может находиться в синхронизме с неравновесными магнонами и испытывать влияние с их стороны. Однако при параметрах экс-

перимента, отвечающих рис. 11, расстройка частот импульса и накачки составляет $\Delta F \geq 130$ МГц, что превышает ширину центрального лепестка в спектре импульса длительностью $T_0 \approx 20$ нс ($1/T_0 \approx 50$ МГц). Это значит, что непрерывный сигнал генерирует неравновесные магны, которые не удовлетворяют условию (3) и характеризуются $|k_{1,2}| \approx 10^5$ см⁻¹. В целом влияние непрерывной ПМСВ накачки на распространение импульсов ПМСВ было вполне соответствует случаю ООМСВ [11].

1.4.2. Импульсная накачка. Если сигнал накачки имел форму импульсного сигнала, то амплитуда импульса ПМСВ зависела от длительности T_0^P и мощности P_{in}^P импульса накачки и времени задержки ΔT между импульсами³.

Результаты эксперимента на рис. 12 отвечают случаю, когда мощность P_{in}^P и длительность T_0^P импульса накачки достаточны для генерации ПСВ. При этом как накачка, так и сигнальный импульсы ПМСВ имеют примерно одинаковые мощности $P_{in}^P \approx P_{in} \approx 30$ мВт и частоту $F \approx 4.4$ ГГц. Длительность импульса накачки составляет $T_0^P = 250$ нс, тогда как сигнального импульса – $T_0 = 20$ нс. Если время задержки $\Delta T \leq T_0^P \approx 250$ нс, то импульсы перекрываются на выходном преобразователе и результирующая огибающая при этом практически совпадает со случаем одиночного импульса накачки (кривая 1). Это значит, что сигнальный импульс ПМСВ подавляется процессами 4М рассеяния на ПСВ аналогично тому, как показано на рис. 9 (кривая б). Огибающие сигнального импульса «а», «б», «с» отвечают случаю $\Delta T > T_0^P$. Видно, что влияние накачки уменьшается с ростом времени задержки. При временах задержки $\Delta T \approx 600 \div 650$ нс, отвечающих случаю «с», влияние накачки становится пренебрежимо малым. Понятно, что в этом случае сигнальный импульс возбуждается в условиях, когда ПСВ релаксируют к тепловому уровню. Из этого можно оценить время жизни ПСВ T_{PSW} в исследуемой пленке ЖИГ: $T_{PSW} \approx \Delta T_C - T_0^P \approx 400 \dots 350$ нс. Предположив, что затухание ПСВ зависит только от релаксационных процессов, можно оценить параметр релаксации ΔH_k для спиновых волн с волновым числом $k \approx 10^5$ см⁻¹, который составил $\Delta H_k \approx (2\pi \cdot g \cdot T_{PSW})^{-1} \approx 0.15 \div 0.2$ Э.

Если длительность сигнала T_0^P меньше характерного времени t^* развития 4М параметрической нестабильности, то в отсутствие параметрических магнов сигнал, генерируемый на выходной антенне импульсами накачки и сигнальной ПМСВ, будет определяться двумя возможными механизмами: первый – обычная интерференция импульсов; второй – механизм кросс-модуляции ПМСВ [21–23].

На рис. 13 показан сигнал, генерируемый на выходном микрополоске импульсами длительностью $T_0^P \approx T_0 \approx 20$ нс и остальными параметрами, отвечающими рис. 12. Огибающие А, В, С и D отвечают времени задержки между импульсами $\Delta T \approx 20, 30, 40$ и 45 нс, соответственно. Для времени задержки $\Delta T \geq 50$ нс выходные импульсы практически совпадали с импульсом накачки 1 (треугольники) и сигнальным 2 (кружки) импульсом с длительностью $\tau \approx 27$ нс и $\tau \approx 22$ нс, соответственно⁴. Напомним, что для частоты $F \approx 4.4$ ГГц критерий Лайтхилла (1) в рассматриваемой ФДМ структуре не выполняется и образование солитонов невозможно. При этом отсутствуют эффекты подавления импульса, подобные показанным

³Время задержки ΔT определялось как временной сдвиг между фронтами импульсов (см. рис. 10).

⁴Небольшая разница в форме импульсов обусловлена неэквивалентностью СВЧ генераторов.

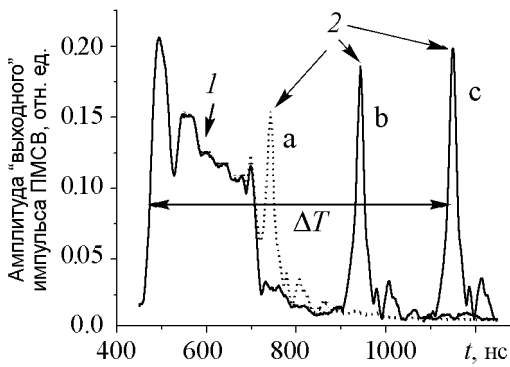


Рис. 12. Влияние параметрических спиновых волн, возбуждаемых импульсом ПМСВ накачки (1) длительностью $T_0 \approx 250$ нс, на прохождение «короткого» $T_0 \approx 20$ нс сигнального импульса ПМСВ (2) через ФДМ структуру с параметрами, указанными на рис. 6, и расстоянии между преобразователями $S \approx 5$ мм. Огибающие a, b, c отвечают временам задержки между импульсами $\Delta T = 250, 450, 650$ нс, соответственно. Импульсы имеют близкие частоты $F \approx 4.4$ ГГц и мощности $P_{in} \approx 30$ мВт

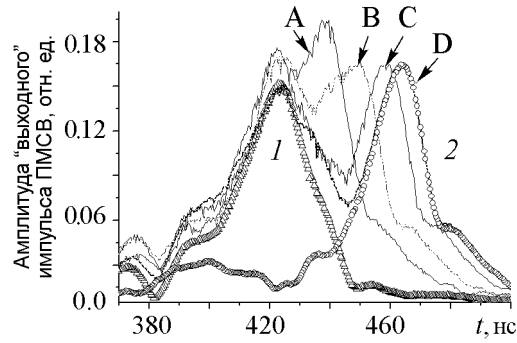


Рис. 13. Интерференция на выходной антенне двух импульсов ПМСВ длительности $T_0 \approx 20$ нс и с частотами, на которых не выполняется критерий Лайтхилла. Огибающие A, B, C и D соответствуют временам задержки между импульсами $\Delta T \approx 20, 30, 40, 50$ нс, соответственно. Остальные параметры импульсов соответствуют случаю рис. 12

на рис. 11 и 12, что и следовало ожидать для коротких импульсов $T_0 < t^*$. В целом, как видно из кривых A–D (см. рис. 13), поведение огибающей имеет характер обычной суперпозиции импульсов.

На рис. 14 показаны огибающие двух «коротких» импульсов с параметрами, идентичными рис. 13 за исключением частот, которые брались равными $F \approx 4.53$ ГГц, что отвечает условию формирования солитонов в рассматриваемой ФДМ структуре. Сплошными линиями A, B и C показаны выходные сигналы, отвечающие временам задержки между импульсами $\Delta T = 15$ нс, $\Delta T = 25$ нс и $\Delta T = 40$ нс. Отметим, что как импульс накачки 1 (треугольники) так и сигнальный импульс 2 (кружки) преобразуются на выходной антенне в солитоноподобные импульсы длительностью $\tau \approx 10 \div 12$ нс (см. рис. 14).

Из сравнения вида огибающих на рис. 14 видно, что амплитуда сигналов A, B, C при временах, отвечающих положению сигнального импульса 2 при соответствующих временах задержки ΔT , примерно на 15–30% меньше, чем амплитуда одиночного сигнального импульса 2. При этом ширина импульсов подрастает на 1...3 нс. Однако эффект обужения импульсов сохраняется. Мы полагаем, что поведение импульса 2 можно отнести к суммарному действию эффектов кросс-модуляции и интерференции

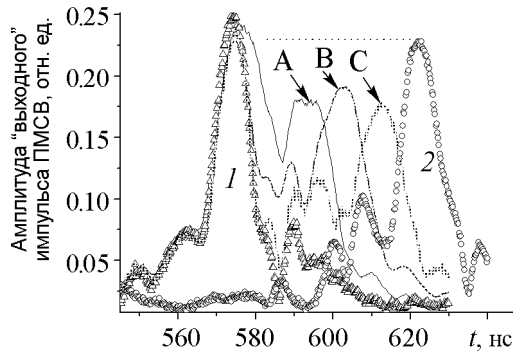


Рис. 14. Взаимодействие двух импульсов ПМСВ с частотами $F \approx 4.53$ ГГц, отвечающими выполнению критерия Лайтхилла в ФДМ структуре с параметрами, указанными на рис. 6, $P_{in} \approx 20$ мВт, $T_0 \approx 20$ нс, расстояние между преобразователями $S \approx 5$ мм

импульсов. Действительно, обычная суперпозиция солитоноподобных импульсов может быть записана в виде

$$\left| \varphi_1(x, t + \Delta T) \cdot e^{i[\Theta_1(x, t + \Delta T) + \Theta_0]} + \varphi_2(x, t) \cdot e^{i\Theta_2(x, t)} \right|, \quad (9)$$

где $\varphi_{1,2}(x, t)$ и $\Theta_{1,2}(x, t)$ – амплитуда и фаза импульсов 1 и 2, соответственно; Θ_0 – начальный сдвиг фазы между импульсами; ΔT – время задержки между импульсами; x – координаты вдоль пленки. Как известно [10], фаза солитонной части импульса медленно меняется по ширине солитона, тогда как на его хвостах характеризуется быстрым ростом. Учитывая это обстоятельство, а также предполагая равенство параметров импульсов, выражение (9) для момента времени, отвечающего прохождению солитоноподобного импульса 2 под выходной антенной ($x = S$), можно переписать в виде

$$\left| \varphi(S, t + \Delta T) \cdot e^{i[\Delta\Theta(x, t + \Delta T) + \Theta_0]} + \varphi(S, t) \right|, \quad (10)$$

где $\Delta\Theta(S, t + \Delta T) = \Theta(S, t + \Delta T) - \Theta(S, t)$ – разница фаз между солитоноподобной частью импульса и соответствующей времени задержки ΔT частью «хвоста» импульса. Отметим, что в экспериментах с солитонами ООМСВ указанная разница в фазе могла составлять величину $|\Delta\Theta| \leq 1.5\pi$ [10]. Для таких величин $\Delta\Theta$ интерференция должна приводить к осцилляциям амплитуды вблизи уровня, отвечающего пиковому значению солитоноподобного импульса 2 (см. горизонтальную пунктирную линию на рис. 14). Некое подобие осцилляций действительно видно на рис. 14. Однако амплитуды импульсов А, В, С на 15–30% меньше, чем ожидалось. Можно предположить, что наблюдаемое подавление солитоноподобного импульса 2 связано с передачей энергии импульса «хвосту» импульса 1 через механизм кросс-модуляции [20–23].

1.5. Обсуждение эффекта сжатия импульсов с частотами, соответствующими области I дисперсионной зависимости

Из рис. 6 и 9 следует, что рост мощности приводит к сжатию лишь тех импульсов ПМСВ, частоты которых принадлежат области I на зависимости $T(f)$ в для которых выполняется критерий (1). Порог формирования n -солитонного режима распространения импульса в бездиссипативной среде определяется соотношением [2]

$$\Phi_{\text{th}}^n = \frac{\pi(2n-1)}{2V_g \cdot T_0} \cdot \sqrt{-\frac{\beta}{\chi}}. \quad (11)$$

Для параметров эксперимента из дисперсионного уравнения (4) получим $\chi \approx -7.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $V_g \approx 3.6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $\beta \approx 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, которым отвечает порог образования односолитонного режима $\Phi_{\text{th}}^1 \approx 0.04$ или мощность $P_{\text{th}}^1 \approx 4 \text{ мВт}$. В диссипативной среде формирование солитона возможно, если нелинейная $L_{\text{nl}} = V_g/\chi \cdot \varphi^2$, дисперсионная $L_D = T_0^2 \cdot V_g^3/(2 \cdot \beta)$ и диссипативная $L_d = V_g/g \cdot \Delta H$ длины удовлетворяют соотношению

$$L_{\text{nl}} \approx L_D \leq L_d/3 \ll L_d. \quad (12)$$

Для используемой в экспериментах пленки ЖИГ $\Delta H = 0.2 \div 0.35$ Э, $L_d \approx 6 \div 10$ мм, тогда как для импульсов длительностью $T_0 \approx 20$ нс дисперсионная длина составит $L_D \approx 4$ мм. Нетрудно убедиться, что условие (12) удовлетворяется при $\varphi \geq \varphi_{th}^1 \approx 0.04$. Такая оценка удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента, представленными на рис. 6, б, откуда видно, что сжатие импульса порядка 50% относительно линейного случая (или $W \approx 35\%$ по отношению к длительности падающего СВЧ импульса) достигается при входной мощности ПМСВ $P_{in} \approx 20$ мВт или безразмерной амплитуде $\varphi \approx 0.09$.

Хотя как оценки порога образования солитона, так и экспериментальные результаты ясно указывают на возможность формирования и распространения солитона в рассматриваемой ФДМ структуре, ряд вопросов требует прояснения. В частности, для солитона затухание должно быть в два раза выше, чем в линейном случае [34, 35]. С этой точки зрения, следовало ожидать, что в рассматриваемой структуре солитонподобный импульс должен затухнуть в e раз на некоторой нелинейной диссипативной длине $L_d^{nl} \approx L_d/2 \approx 3 \div 5$ мм. В диапазоне входных амплитуд $\varphi_{th}^1 < \varphi < \varphi_{th}^2$ падение в e раз существенно ограничивает влияние нелинейности на параметры импульса и можно ожидать, что на расстояниях $S > L_d^{nl}$ распространение импульса будет сопровождаться расплыванием [34]. Однако из результатов эксперимента по исследованию эволюции импульса с расстоянием S видно, что длительность импульса τ на расстояниях $S \approx 5$ мм и $S \approx 8$ мм практически неизменна и составляет $\tau \approx 9 \div 10$ нс (см. рис. 9, б, в).

Очевидно, что параметрические процессы не могут приводить к отмеченному эффекту «сохранения» длительности импульса. Действительно, для импульсов ПМСВ с центральной частотой $F_3 = 4630$ МГц, принадлежащей области III дисперсионной характеристики ПМСВ и где только параметрическая неустойчивость возможна, длительность нелинейного импульса непрерывно растет с расстоянием (см. рис. 9, з-е).

Еще одним свидетельством в пользу слабого влияния параметрических процессов на обужение «коротких» ($T_0 < 30$ нс) импульсов являются результаты, представленные на рис. 15. Здесь приведены огибающие выходных импульсов ПМСВ с центральной частотой $F = 4570$ МГц и мощностью $P_{in} \approx 30$ мВт как функции длительности импульса T_0 .

Из рис. 15 видно, что импульс длительностью $T_0 = 20$ нс распадается на пару импульсов (А и В) длительностью $\tau_A \approx 8.5$ нс и $\tau_B \approx 6$ нс. Полная (А+В) длительность импульса по уровню 1/2 составляет $\tau_{A+B} \approx 18$ нс. Отсюда следует, что параметрическая неустойчивость стартует не раньше, чем $t \geq t^* > 18$ нс. Это подтверждается кривой 2 на рис. 15, которая соответствует длительности импульса $T_0 = 50$ нс. Видно, что оба отмеченных импульса А и В сохраняются, прежде чем стартует параметрическая неустойчивость. Отметим, что частота на рис. 15 отвечает области дисперсионной характеристики

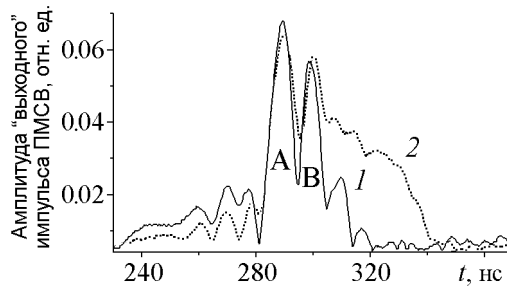


Рис. 15. Выходной импульс ПМСВ на частоте $F \approx 4570$ МГц, мощностью $P_{in} \approx 30$ мВт, длительностью $T_0 \approx 20$ нс (сплошная линия 1) и $T_0 \approx 50$ нс (пунктирная линия 2). Параметры ФДМ структуры указаны на рис. 6, $S \approx 5$ мм

ПМСВ в ФДМ структуре с толщиной воздушного зазора $h_1 \approx 100$ мкм, где коэффициент дисперсии $\beta \approx 0$ (см. рис. 4). Возможность формирования солитона в этих условиях обсуждалась в работах [36] для ПОМСВ и [37] для ПМСВ. Однако этот вопрос выходит за рамки данной статьи.

В целом, мы считаем, что в исследованной ФДМ структуре и выбранных параметрах эксперимента эволюция импульсов ПМСВ на временном масштабе $t < t^* \approx 30$ нс определяется дисперсией и эффектами самовоздействия.

2. Численное моделирование

2.1. Сопоставление результатов расчета параметров импульса ПМСВ с экспериментом

Для численного моделирования распространения импульсов ПМСВ в ФДМ структуре использовалось НУШ в виде [2]

$$i \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + V_g \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \chi |\varphi|^2 \varphi + i \alpha \varphi = 0, \quad (13)$$

где $\alpha = g \Delta H \approx (5 \div 6) 10^6 \text{ с}^{-1}$ – скорость релаксации ПМСВ в пленке ЖИГ с шириной линии ФМР $\Delta H \approx 0.3 \div 0.35$ Э. Граничные и начальные условия брались в виде, отвечающем возбуждению ПМСВ с безразмерной амплитудой φ_0 входным преобразователем (расположенным в точке $x = 0$) в течение времени t воздействия падающего СВЧ импульса длительностью T_0 ,

$$\begin{cases} \varphi(0, t) = \varphi_0, & 0 \leq t \leq T_0, \\ \varphi(0, t) = 0, & t > T_0. \\ \varphi(x, 0) = 0, \end{cases} \quad (14)$$

Ранее было показано [38, 39], что в рамках такого подхода удается получить качественное согласие результатов численного решения (13), (14) с результатами эксперимента. В частности, рассчитанные зависимости длительности импульса ПМСВ τ от величины входной амплитуды φ_0 на расстоянии x при значениях коэффициентов НУШ, отвечающих участку I или участкам II и III дисперсионной характеристики ПМСВ, демонстрировали, соответственно, сжатие или декомпрессию импульса в полном соответствии с результатами экспериментов, представленных на рис. 6. Было также обнаружено, что зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ при значениях коэффициентов НУШ, отвечающих выбору частоты на участках I и III, в диапазоне входных амплитуд $\varphi_0 \approx 0.04 \div 0.12$ имеют характер, аналогичный результатам эксперимента, показанным на рис. 10.

Однако в отличие от результатов эксперимента для импульсов с центральными частотами, принадлежащими области I дисперсионной характеристики, рассчитанные значения длительности импульса при значениях расстояний x , отвечающих эксперименту ($x = 5$ и 8 мм), были всегда больше длительности $T_0 = 20$ нс падающего импульса СВЧ. В качестве иллюстрации сказанного на рис. 16 приведены рассчитанные зависимости относительной длительности импульса $W(x) = \tau(x)/T_0 \cdot 100\%$ от координаты x при различных уровнях входной амплитуды φ_0 . Результаты расчетов,

показанные сплошными линиями на рис. 16, *a*, получены при коэффициентах НУШ $\beta_1 = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, $\chi_1 = -7.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $V_{g1} = 3.6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, при которых выполняется критерий Лайтхилла ($\beta_1 \cdot \chi_1 < 0$) и которые отвечают ПМСВ с частотой $F = 4.6 \text{ ГГц}$ и волновым числом $k = 150 \text{ см}^{-1}$. Зависимости $W(x)$ на рис. 16, *б* рассчитаны для набора коэффициентов $\beta_2 = 0.9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, $\chi_2 = -8.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $V_{g2} = 4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, которые отвечают ПМСВ с частотой $F = 4.73 \text{ ГГц}$ и волновым числом $k = 350 \text{ см}^{-1}$ на участке III дисперсионной характеристики. Скорость релаксации бралась равной $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ($\Delta H = 0.35 \text{ Э}$). Оба набора коэффициентов НУШ были рассчитаны из дисперсионного уравнения (4) при значениях параметров, отвечающих эксперименту. Из сравнения результатов, показанных на рис. 16, *a*, с одной стороны, и рис. 6, 9 и данных таблицы, с другой, можно видеть, что рассчитанная длительность импульса на расстояниях $x = 5$ и 8 мм в несколько раз больше, чем измеренная в эксперименте. Для импульса на частоте $F = 4.63 \text{ ГГц}$, принадлежащей области III дисперсионной характеристики, рассчитанная и измеренная длительность импульса более близки, как это видно из сравнения рис. 16, *б* и данных таблицы.

Отмеченная разница в рассчитанных и измеренных значениях длительности солитоноподобных импульсов МСВ обсуждалась ранее в работе [40] для случая ООМСВ. Было показано, что меньшая длительность импульса в экспериментах обусловлена эффектом «фильтрации», когда часть энергии падающего импульса СВЧ оказывается вне интервала частот возбуждения МСВ. Причем этот эффект становится более заметным, когда центральная частота импульса оказывалась близка к длинноволновой ($k \rightarrow 0$) границе частотного интервала существования ООМСВ.

Однако для используемых в наших экспериментах длительностей импульсов $T_0 \geq 20 \text{ нс}$ эффект фильтрации [40] может играть заметную роль только для импульсов с несущей частотой, принадлежащей области II частотной зависимости времени задержки, тогда как для импульсов с частотами, принадлежащими областям I и III, этот эффект должен быть минимальным.

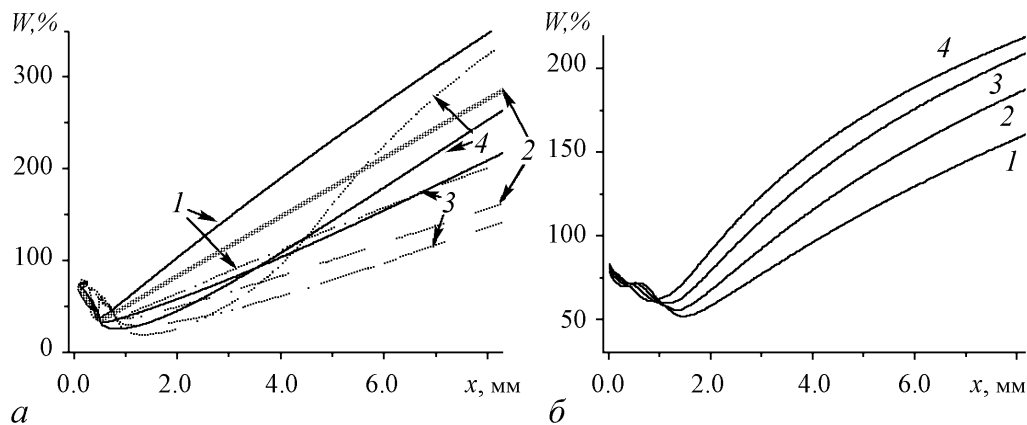


Рис. 16. Нормированная на длительность T_0 входного СВЧ импульса длительность W импульса ПМСВ в зависимости от пройденного расстояния x и величины входной амплитуды φ_0 и параметрах, отвечающих выбору частоты импульса на участке дисперсии I (*a*) и III (*б*). Пунктирные линии отвечают расчетам с усредненным коэффициентом дисперсии β . Цифры от 1 до 4 соответствуют входным амплитудам ПМСВ равным $\varphi_0 = 0.04, 0.06, 0.08, 0.1$

Основной причиной расхождения между измеренными и рассчитанными значениями длительности выходного импульса ПМСВ является непригодность НУШ (13) для моделирования распространения коротких импульсов МСВ с частотами, принадлежащими области I зависимости $T(f)$. Действительно, уравнение (13) пригодно для описания импульсов с узкими временным и пространственным спектрами

$$f \gg \Delta f = \frac{1}{T_0}, \quad (15a)$$

$$k \gg \Delta k \approx \frac{2\pi \cdot \Delta f}{V_g} = \frac{2\pi}{V_g \cdot T_0}. \quad (15b)$$

При этом считается, что все коэффициенты НУШ (β, χ, V_g) не меняются существенно по ширине основного лепестка Δf в спектре импульса и, следовательно, критерий Лайтхилла выполняется для всех спектральных компонент импульса. Однако

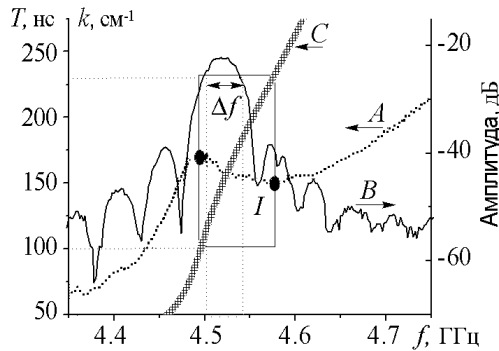


Рис. 17. Частотная зависимость (A) времени задержки ПМСВ в ФДМ структуре с параметрами, идентичными рис. 6; спектр (B) импульса ПМСВ частоты $F \approx 4.53$ ГГц и длительности $T_0 \approx 20$ нс и зависимость (C) волнового числа ПМСВ k от частоты. Две черные точки обозначают границы участка дисперсии I, где выполняется критерий Лайтхилла. Вертикальные пунктирные линии и обозначение Δf показывают ширину спектра импульса по уровню -3 дБ. Горизонтальные пунктирные линии обозначают интервал волновых чисел k , отвечающих области I

для входных импульсов длительностью $T_0 = 20$ нс и частотой, принадлежащей области I, коэффициент дисперсии β значительно меняется по ширине спектра импульса $\Delta f \approx T_0^{-1} = 50$ МГц. Об этом можно судить по рис. 17, где показано положение спектра импульса длительности $T_0 = 20$ нс и частоты $F = 4520$ МГц относительно области I дисперсионной характеристики ПМСВ, которая выделена на рис. 17 черными точками и имеет ширину примерно 90 МГц. Понятно, что в этом случае условие $\beta \approx \text{const}$ не выполняется и для численного моделирования распространения солитонов следует использовать систему связанных НУШ [41, 42, 21–23], где число уравнений совпадает с числом гармоник спектра импульса. Однако мы покажем, что за счет использования в (13) взвешенного по спектру

импульса коэффициента дисперсии $\bar{\beta}$ можно улучшить соответствие результатов расчета и эксперимента.

Определим взвешенный по спектру импульса коэффициент дисперсии $\bar{\beta}$ с помощью соотношения

$$\bar{\beta} = \frac{\int_{f_1}^{f_2} \beta(f) \Phi(f) df}{\int_{f_1}^{f_2} |\Phi(f)| df}, \quad (16)$$

где $f_1 = F - \Delta f/2$ и $f_2 = F + \Delta f/2$ – границы частотного интервала, отвечающего ширине спектра по полувысоте импульса (спектральной функции $\Phi(f)$). Тогда для импульса ПМСВ с параметрами, отвечающими рис. 17, из (16) получим

$\bar{\beta} = 1.39 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, в то время как стандартный подход, основанный на использовании дисперсионного уравнения (4), дает значение $\beta = 2.47 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$. Влияние усреднения коэффициента дисперсии на результаты численного решения уравнений (13), (14) иллюстрируют рис. 16, *a* и рис. 18.

На рис. 16, *a* пунктиром показана зависимость нормированной длительности импульса, рассчитанная из НУШ с усредненным коэффициентом дисперсии. Видно, что результаты расчета для входных амплитуд $\varphi_0 < 0.1$ достаточно близки к измеренным значениям (см. таблицу). Однако кривая, рассчитанная при $\varphi_0 = 0.1$, демонстрирует характер отличный от наблюдаемого в эксперименте. Возможную причину указанного расхождения мы обсудим в следующем пункте.

На рис. 18 для различных расстояний x_i приведены огибающие импульсов ПМСВ $|\varphi(x_i, t)|$ как функции входных амплитуд. Длительность импульсов практически не менялась для входных амплитуд φ_0 меньше некоторой пороговой величины φ_{th} . Пороговые величины, полученные из численного решения НУШ при коэффициентах дисперсии $\beta = 2.47 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\bar{\beta} = 1.39 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, составили $\varphi_{th} \approx 0.04$ и $\varphi_{th} \approx 0.03$, соответственно. Полученные величины φ_{th} практически совпадают с расчетами по формуле (11) и близки к измеренным в эксперименте. Из рис. 18, *a*, *б* видно, что для параметров НУШ, отвечающих условию формирования солитона, импульсы сжимаются. Однако сжатие импульсов наблюдалось лишь для амплитуд $\varphi_{th} \leq \varphi_0 < 0.1$. Для $\varphi_0 \geq 0.1$ пиковая амплитуда импульса начинает уменьшаться, а длительность импульса расти. Указанный эффект насыщения выходной амплитуды импульса для $\beta = 2.47 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ наблюдается при $x = x_3$, тогда как для $\bar{\beta} = 1.39 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ он заметен уже при

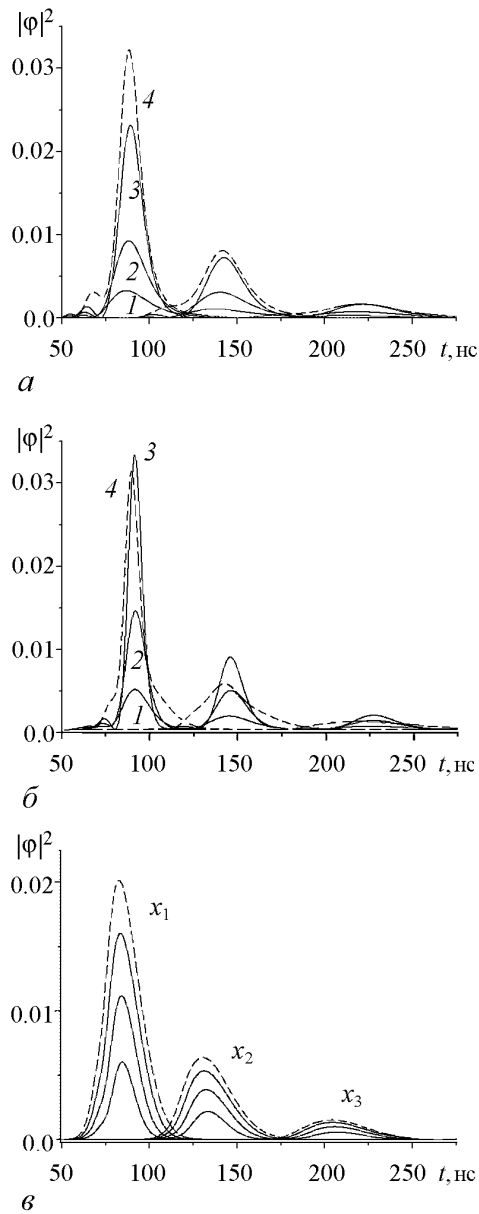


Рис. 18. Огибающие импульсов ПМСВ $|\varphi(x_i, t)|$, рассчитанные на расстояниях $x_1 = 3 \text{ мм}$, $x_2 = 5 \text{ мм}$ и $x_3 = 8 \text{ мм}$ при различных значениях входных амплитуд φ_0 . Кривые на рис. 18, *a* и рис. 18, *б* были рассчитаны при тех же параметрах, что использовались для расчета зависимостей $W(x)$, показанных на рис. 16, *a* сплошными и пунктирными линиями, соответственно. Огибающие импульсов на рис. 18, *в* рассчитаны при параметрах, отвечающих рис. 16, *б*. Цифры от 1 до 4 соответствуют входным амплитудам ПМСВ равным $\varphi_0 = 0.04; 0.06; 0.08; 0.1$

$x = x_1$. Напомним, что насыщение зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ в экспериментах также наблюдается (см. рис. 10, *a*). Из сравнения огибающих импульсов на рис. 18, *a* и рис. 18, *b* можно видеть, что результаты, полученные с взвешенным коэффициентом дисперсии, лучше соответствуют эксперименту.

Рассчитанные огибающие импульсов при параметрах НУШ, отвечающих выбору частоты импульса на участке III зависимости $T(f)$, демонстрируют лишь уширение импульса с ростом входной амплитуды (см. рис. 18, *в*). Численные результаты, полученные как с использованием обычного, так и взвешенного коэффициентов дисперсии, практически совпадают и хорошо соответствуют результатам эксперимента. Это становится очевидным, если учесть что для импульсов на участке III зависимости $T(f)$ (за исключением частотного интервала $\Delta f \approx T_0^{-1}$, близкого к границе области I) величины β и $\bar{\beta}$ различаются незначительно. Из всего сказанного можно сделать вывод, что результаты численного решения (13), (14) с взвешенным по спектру импульса коэффициентом дисперсии $\bar{\beta}$ оказываются ближе к экспериментальным результатам.

2.2. Эффекты взаимодействия солитонной и несолитонной (дисперсионной волны) частей импульса ПМСВ

Как известно [25, 27], в бездиссипативном случае солитонные решения НУШ могут демонстрировать затухающие осцилляции вдоль координаты x прежде, чем выйдут на стационарный уровень амплитуды. Осцилляции формы импульса вызваны суперпозицией солитонной и несолитонной частей, а характер затухающих им придает дисперсионное расплывание несолитонной части. Такой эффект имеет место как для импульсов с начальной формой отличающейся от $\varphi_0 \text{sech}(x)$, так и в случае, когда импульс с огибающей вида $\varphi_0 \text{sech}(x)$ имеет начальную амплитуду φ_0 , лежащую в интервале значений $\varphi_{\text{th}}^n < \varphi_0 < \varphi_{\text{th}}^{n+1}$, где φ_{th}^n отвечает порогу образования n -солитонного решения. Установление солитонного решения применительно к прямоугольным «входным» импульсам МСВ численно анализировались в [43, 44]. Здесь мы покажем, что насыщение зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ на рис. 10, *a*, а также снижение амплитуды выходного импульса при $\varphi_0 = 0.1$ на рис. 18, *b* можно связать с интерференцией солитонной и несолитонной частей импульса ПМСВ.

Для этого обратимся к рис. 19, взятому из [43], где приведены зависимости от координаты x пиковой амплитуды импульсов $|\varphi_{\text{max}}(x)|$, рассчитанные с помощью (13), (14) в бездиссипативном ($\alpha = 0$) приближении, при коэффициентах НУШ, отвечающих рис. 18, *b*, и при значениях входных амплитуд $\varphi_{\text{th}}^1 < \varphi_0 < \varphi_{\text{th}}^2$, где φ_{th}^1 и φ_{th}^2 пороги односолитонного и двухсолитонного режимов. Осцилляциям $|\varphi_{\text{max}}(x)|$ можно соотнести пространственный Λ и временной $T \approx \Lambda/V_g$ периоды, а также амплитуду $\delta\varphi$, которая меняется с расстоянием и отражает амплитуду несолитонной части импульса. Оценка пространственного периода и частоты осцилляций солитона ПМСВ проведена в [43]. Здесь мы отметим, что при некоторых значениях координаты x , одна из которых ($x \approx 0.6$ см) отмечена вертикальной пунктирной линией на рис. 19, рост входной амплитуды от значения $\varphi_0 = 0.1$ до значения $\varphi_0 = 0.11$ сопровождается падением амплитуды выходного импульса. Именно такой характер демонстрируют зависимости $|\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)|$.

Для того чтобы оценить соотношение амплитуд солитонной и несолитонной частей, обратимся к рис. 20, где приведены зависимости амплитуды солитона от

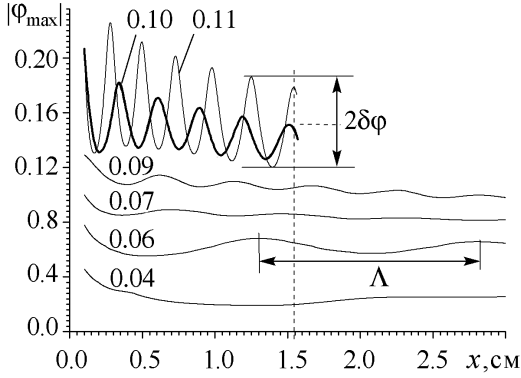


Рис. 19. Зависимости пиковой амплитуды солитонов $|\varphi_{\max}|$ от их координаты x , см. Рядом с кривыми указано значение входной амплитуды φ_0 [43, рис. 1]

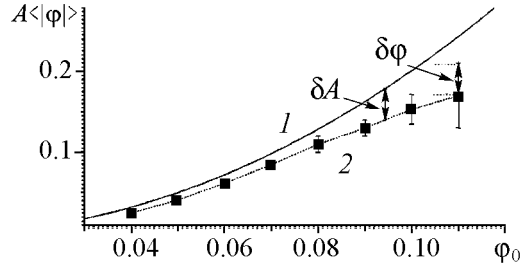


Рис. 20. Амплитуда солитона A , $\langle|\varphi|\rangle$ как функция амплитуды входного прямоугольного импульса φ_0 . Кривая (1) отвечает аналитическому решению (19) для амплитуды солитона A . Кривая 2 отвечает среднему за период осцилляций численному значению амплитуды $\langle|\varphi|\rangle$, рассчитанному из (13), (14). Точками на кривой 2 обозначены значения $\langle|\varphi|\rangle$. Вертикальные отрезки обозначают амплитуду осцилляций $\delta\varphi$. Разница δA между кривыми 1 и 2 обусловлена несолитонными решениями

входной амплитуды φ_0 , рассчитанные как численно, так и в приближении, что вся энергия входного импульса преобразуется в аналитическое солитонное решение НУШ [2, 39]

$$\varphi_0^2 V_g \tau = \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(x, t)|^2 dx, \quad (17)$$

$$\varphi(x, t) = A \operatorname{sech} \left(A(x - Vt) \sqrt{-\frac{\chi}{\beta}} \right) \exp \left(A^2 i \frac{\chi t}{2} - \frac{i}{\beta} (x - Vt) \right), \quad (18)$$

где A и V – амплитуда и скорость солитона, соответственно. Из (17) и (18) можно получить аналитическое выражение для амплитуды солитона

$$A = \frac{1}{2} \varphi_0^2 V_g \tau \sqrt{-\frac{\chi}{\beta}}. \quad (19)$$

На рис. 20 зависимость $A = A(\varphi_0)$ показана кривой 1. Точки отвечают усредненным по периоду осцилляций T пиковым значениям импульса в точке x : $\langle|\varphi|\rangle = \int_0^T |\varphi_{\max}(x, t)| dt$, где $\varphi_{\max}(x, t)$ рассчитаны из (13), (14). Вертикальными отрезками у точек показаны амплитуды осцилляций. Из рисунка видно, что усредненные по периоду осцилляций значения амплитуд $\langle|\varphi|\rangle$ всегда меньше рассчитанных с помощью (19) на некоторую величину δA ⁵, которая растет с φ_0 . Величина δA состоит из двух частей. Первая отвечает дисперсионной волне с траекторией близкой к

⁵Отметим, что этот результат нельзя связать с нелинейным затуханием, вносимым численной схемой, используемой при решении НУШ. Нелинейное затухание разностной схемы контролировалось по сохранению энергии импульса. Для этого шаг схемы выбирался таким, чтобы изменение площади под огибающей импульса не превышало 10% при длине пробега $x = 3$ см.

солитонной и приводящей к осцилляциям с амплитудой $\delta\varphi$, равной половине длины отрезков на рис. 20. Вторая часть ($\delta A - \delta\varphi$) отвечает предвестникам, которые не перекрываются с солитоном. Такие предвестники на рис. 18, *a* выделены стрелкой. Их также можно видеть на экспериментальных кривых на рис. 6, 9, 15 как впереди, так и сзади солитоноподобного импульса.

Теперь примем во внимание, что фазы солитонной и несолитонной частей импульса имеют различный характер зависимости от координат и времени. Фаза несолитонной части импульса $\Theta(x, t)$ быстро растет с координатой [10]. Фаза солитона в окрестности его максимума меняется во времени с частотой Ω , зависящей от амплитуды солитона A [2, 10]

$$\Omega = -\frac{\chi A^2}{2} = \varphi_0^4 \frac{V_g^2 T_0^2 \cdot \chi^2}{8 \cdot \beta}. \quad (20)$$

Суперпозицию солитонной и несолитонной частей на выходной антенне в точке x в момент прохождения максимума солитона можно записать в виде

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{out}}(x) &= \langle \varphi(x) \rangle \cdot \exp i(\Omega \cdot \frac{x}{V}) + \delta\varphi(x) \cdot \exp i\Theta = \\ &= \langle \varphi(x) \rangle \cdot \exp i(\Omega \cdot \frac{x}{V}) \cdot \left(1 + \frac{\delta\varphi(x)}{\langle \varphi(x) \rangle} \cdot \exp i(\Theta - \varphi_0^4 \cdot B \cdot x) \right), \end{aligned} \quad (21)$$

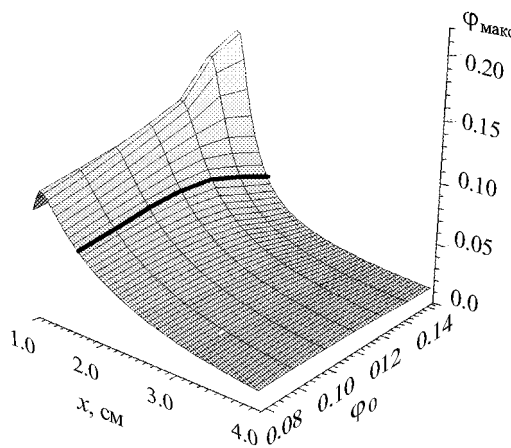


Рис. 21. Зависимости пиковой амплитуды φ_{max} от координаты x , см и входной амплитуды φ_0 при $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Жирной линией выделена зависимость $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ при $x = \text{const}$

где $B = \frac{V_g^2 T_0^2 \cdot \chi^2}{8 \cdot \beta \cdot V} \approx \frac{V_g T_0^2 \cdot \chi^2}{8 \cdot \beta}$. Если предположить, что фаза несолитонной части $\Theta(x, t)$ не меняется с ростом φ_0 , и принять во внимание более быстрый, по сравнению с $\langle \varphi \rangle$, рост амплитуды осцилляций $\delta\varphi$ (см. рис. 20), то немонотонность в поведении $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$, определяемой (21), следует ожидать в случае

$$\varphi_0^4 \cdot B \cdot x = \frac{\pi}{2}. \quad (22)$$

При параметрах эксперимента $B \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ из (22) получим, что для выбранных в эксперименте расстояний между преобразователями $x = 3, 5, 8 \text{ мм}$ насыщение зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ будет иметь место в диапазоне амплитуд $0.066 \leq \varphi_0 \leq 0.085$, что по порядку величины совпадает с результатами эксперимента (см. рис. 7, *a*).

На рис. 21 приведены зависимости $|\varphi_{\text{max}}(\varphi_0, x)|$, полученные численным решением (13), (14) с учетом потерь $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и остальных параметрах НУШ, отвечающих рис. 19. Видно, что осцилляции амплитуды импульса вдоль координаты x отсутствуют. Однако немонотонность поведения $|\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)|$ при $x = \text{const}$, отмеченная на рис. 19, сохранилась (см. жирную линию на рис. 19).

2.3. Влияние прямоугольной формы огибающей входных импульсов на длительность солитоноподобных импульсов ПМСВ

Рассмотрим теперь механизмы возникновения минимума в зависимостях $W(x)$ на рис. 16. Прежде всего, отметим, что для амплитуд φ_0 , меньших порога развития эффектов самовоздействия φ_{th}^1 , находится интервал значений координат $0.05 \leq x \leq \leq 0.3$ см, где длительность импульса ПМСВ по уровню 1/2 оказывается меньше длительности падающего импульса ($W < 100\%$). Видно, что минимум в зависимостях $W(x)$ линейных импульсов наблюдается независимо от знака коэффициента дисперсии β , но его положение чувствительно к величине β . Указанное свойство поведения длительности по полувысоте прямоугольных импульсов МСВ при их распространении в линейной диспергирующей среде обсуждалось в работах [45, 46], где было показано, что минимум в зависимости $W(x)$ достигается на расстоянии от входной антенны

$$S = L_c \approx 0.44L_D, \quad (23)$$

где $L_D = \frac{T_0^2 V_g^3}{8\beta}$ – дисперсионная длина, на которой гауссов импульс, длительностью T_0 по уровню e^{-1} , уширяется в $\sqrt{2}$ раз. Этот результат отражает процесс дисперсионного расплывания прямоугольного импульса в ближней (Френелевской) зоне ($x < L_D$) и может быть интерпретирован как результат суперпозиции главной части импульса и предвестников, «выбегающих» из под импульса на начальной фазе распространения. Отражением этого процесса является возникновение в центральной части импульса фазовой модуляции, характер которой на участке $x < L_c$ отвечает дисперсионному сжатию импульса.

Для иллюстрации сказанного обратимся к рис. 22, где для некоторых фиксированных моментов времени t_i , $i = 1, \dots, 4$ показаны рассчитанные из (13), (14) огибающая $|\varphi(x)|$ и фаза $\theta(x)$ прямоугольного импульса при его распространении в пленке. Из рис. 22, *a* видно, что

сразу после «входа» в пленку импульс приобретает фазовую модуляцию [26–28]. Поскольку $\partial\theta(x)/\partial x = K(x)$ определяет добавку к волновому числу k_0 ПМСВ с центральной частотой f_0 , то легко видеть, что вблизи фронта располагаются гармоники с большими значениями волновых чисел $k(x) = k_0 + K(x)$, тогда как ближе к срезу импульса – гармоники с волновыми числами $k(x) = k_0 - K(x)$. Если принять во внимание характер дисперсии ПМСВ ($\beta < 0$) и распределение волновых чисел $k(x)$ по центральной части импульса, то легко видеть, что вблизи фронта и

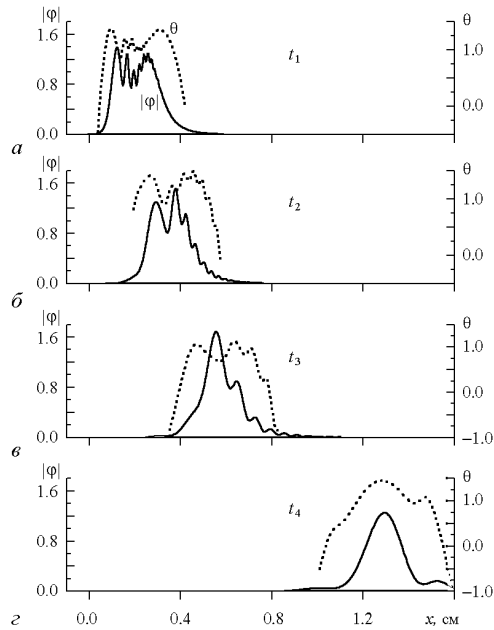


Рис. 22. Огибающая $|\varphi(x, t)|$ (сплошная линия) и фаза $\theta(x, t)$ (пунктирная линия) импульса ПМСВ, рассчитанного с помощью (13), (14) в линейной ($\chi = 0$) и бездиссипативной ($\alpha = 0$) среде при коэффициентах НУШ $V_g = 3.6 \cdot 10^6$ см/с, $\beta = -10^4$ см²/с, $T_0 = 20$ нс

среза импульса на рис. 22, *а* и рис. 22, *б* располагаются, соответственно, медленные и быстрые гармоники. Такое распределение фазы по центральной части импульса отвечает условиям сжатия импульса с начальной фазовой модуляцией [26–28]. На некотором расстоянии длительность импульса по уровню $1/2$ достигает минимума (рис. 22, *в*). В этот момент фаза по центральной части импульса практически постоянна, тогда как в последующие моменты времени принимает квадратичный характер, отвечающий расплыванию импульса (рис. 22, *г*).

Из рис. 16 видно, что эффекты самовоздействия в выбранном диапазоне входных амплитуд не меняют качественно характер кривых $W(x)$. При этом для импульсов, подверженных декомпрессии, с ростом входных амплитуд влияние дисперсионного «сжатия» по уровню $1/2$ снижается – минимальные значения $W(x)$ растут и сдвигаются ближе к началу координат (см. рис. 16, *б*). При параметрах импульса, отвечающих формированию солитона, с ростом входной амплитуды «сжатие» импульса усиливается и достигается на длинах пробега импульса близких к длине L_c «компрессии» прямоугольного линейного импульса (см. рис. 16, *а*). Дисперсионное «сжатие» $W(x)$ прямоугольного импульса в точке $x \approx L_c$ примерно равно 40% и сопоставимо по порядку величины с компрессией импульса при формировании солитонного решения (18), которое по полувысоте в интервале значений $\varphi_{th}^1 < \varphi_0 < \varphi_{th}^2$ меняется в границах $6\% \approx \frac{4 \cdot \ln(2 + \sqrt{3})}{9 \cdot \pi^2} < W < \frac{4 \cdot \ln(2 + \sqrt{3})}{\pi^2} \approx 50\%$. Понятно, что поведение $W(x)$ на рис. 16, *а* не означает, что дисперсия и нелинейность «сотрудничают» с точки зрения формирования солитонных решений.

Заключение

Таким образом, экспериментально и численно исследовано влияние эффектов самовоздействия на распространение импульсов ПМСВ в структуре ФДМ.

Показано, что в некотором интервале частот (I) полосы существования ПМСВ в ФДМ структуре могут выполняться условия для развития модуляционной неустойчивости и формирования солитонов. Тогда как на частотах вне этого интервала эффекты самовоздействия приводит только к уширению импульса ПМСВ.

Рассмотрено влияние четырехмагнотных параметрических процессов на развитие модуляционной неустойчивости. Показано, что эффекты самовоздействия определяют поведение огибающей импульсов на временах $t < t^*$, где t^* – время развития параметрической неустойчивости, которое в рассмотренном случае пленки ЖИГ и диапазоне входных мощностей составило $t^* \approx 30$ нс.

Определены пороги развития модуляционной и параметрической неустойчивости и показано, что они находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими оценками. Показано, что развитие параметрической и модуляционной неустойчивости не меняет согласования возбуждающей микрополоски с пленочным ЖИГ-волноводом МСВ, что позволяет рассматривать форму импульса МСВ «вошедшего» в пленку близкой к форме падающего импульса СВЧ.

Описано влияние несолитонной волны на распространение солитоноподобных импульсов ПМСВ и показано, что немонотонность зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ может являться его следствием.

Описано изменение длительности по полувысоте прямоугольного импульса

ПМСВ при распространении в ФДМ структуре. Показано, что дисперсионное расплывание таких импульсов сопровождается уменьшением длительности импульса по уровню $1/2$ на расстояниях близких к половине дисперсионной длины импульса $x \approx 0.44 \cdot L_D$. При этом в центральной части импульса наводится фазовая модуляция, отвечающая дисперсионному сжатию. Показано, что для солитоноподобных импульсов, сформировавшихся из прямоугольных входных импульсов с амплитудами $\varphi_{th}^1 < \varphi_0 < \varphi_{th}^2$, вклад в компрессию импульса со стороны «дисперсионного сжатия» сопоставим с вкладом нелинейности. При этом солитоноподобные импульсы достигают минимальной длительности по уровню $1/2$ на расстояниях, близких к половине дисперсионной длины импульса.

Библиографический список

1. Marcelli R., Nikitov S.A. Nonlinear Microwave Signal Processing: Towards a New Range of Devices. Kluwer Acad. Publ., 1996.
2. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.
3. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38, № 7. С. 343.
4. 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.
5. 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. Vol. 76, №7. P. 4274.
6. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Patton C.E. Self-generation of microwave magnetic envelope soliton trains in yttrium iron garnet thin films // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 80. P. 4301.
7. Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. Backward volume wave solitons in a yttrium iron garnet film: abstract // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74, № 3. P. 2146.
8. Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. Backward volume wave solitons in a yttrium iron garnet film // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 12773.
9. Nash J.M., Patton C.E., Kabos P. Microwave-envelope soliton threshold powers and soliton numbers // Phys. Rev. B. 1995-I. Vol. 51, №21. P. 15079.
10. Nash J.M., Kabos P., Staudinger R., Patton C.E. Phase profiles of microwave magnetic envelope solitons // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83, №5. P. 2689.
11. Scott M.M., Fetisov Yu.K., Synogach V.T., Patton C.E. Suppression of microwave magnetic envelope solitons by continuous wave magnetostatic wave signals // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88, №7. P. 4232.
12. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Kolodin P.A., Slavin A.N. Observation of dipole-exchange spin wave soliton in tangentially magnetised ferromagnetic films // Sol. State Comm. 1990. Vol. 74, №9. P. 989.
13. De Wames R.E., Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41, № 3. P. 987.

14. Гуляев Ю.В., Бугаев А.С., Зильберман П.Е., Игнатъев И.А., Коновалов А.Г., Луговской А.В., Медников А.М., Нам Б.П., Николаев Е.И. Гигантские осцилляции прохождения квазиповерхностной спиновой волны через тонкую пленку железо-иттриевого граната (ЖИГ) // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, вып. 9. С. 600.
15. Бордман А.Д., Никитов С.А. К теории нелинейных поверхностных магнитостатических волн // ФТТ. 1989. Т. 31, вып. 6. С. 281.
16. Nikitov S.A., Jun Su, Marcelli R., De Gasperis P. Modulation instability of surface magnetostatic waves in ferromagnetic films // JMMM. 1995. Vol. 145. P. L6.
17. Synogach V.T., Fetisov Yu.K., Mathieu Ch., Patton C.E. Ultrashort microwave pulses generated due to three magnon interactions // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85, №10. P. 2184.
18. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Никитов С.А., Темирязов А.Г. Неустойчивость интенсивных магнитостатических волн в нормально намагниченных тонких ферромагнитных пленках // ФТТ. 1987. Т. 29, вып. 6. С. 1794.
19. Kabos P., Xia H., Zhang H., Kolodin P.A., Patton C.E. Brillouin light scattering and magnon wave vector distributions for microwave magnetic envelope solitons in thin films // International symposium on spin waves. St. Petersburg, Russia, 1998.
20. Кокун А.В., Никитов С.А. Влияние непрерывной накачки на распространение солитонов огибающей магнитостатических спиновых волн // ФТТ. 2001. Т. 43, вып. 5. С. 851.
21. Короткевич А.О., Никитов С.А. Фазовая кросс-модуляция поверхностных магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1999. Т. 116, вып. 6(12). С. 2058.
22. Boyle J.W., Nikitov S.A., Boardman A.D., Xie K. Observation of cross-phase induced modulation instability of travelling magnetostatic waves in ferromagnetic films // J. Mag. Magn. Mater. 1997. Vol. 173. P. 241.
23. Marcelli R., Nikitov S.A. Magnetostatic surface wave solitons induced by cross-phase modulation // Europhys. Lett. 2001. Vol. 54, №1. P. 91.
24. Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, №1. С. 318.
25. Satsuma J., Yajima N. Initial value problems of one-dimensional self modulation of nonlinear waves in dispersive media // Progr. Theoret. Phys. Supplement. 1974. Vol. 55. P. 284.
26. Вайнштейн Л.А. Распространение импульсов // УФН. 1976. Т. 118, №2. С. 339.
27. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
28. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
29. O'Keefe T.W., Patterson R.W. Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49, №9. P. 4886.
30. Adam J.D. A broadband microwave signal to noise enhancer // IEEE Trans. On Magn. 1980. Vol. 5, №5. P. 1168.

31. *Stitzer S.N., Emtage P.R.* Nonlinear microwave signal-processing devices using thin ferrimagnetic films // *Circ. Syst. Signal Proces.* 1985. Vol. 4, №1–2. P. 227.
32. *Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.* Четырехмагنونный распад поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната // *ФТТ.* 1997. Т. 39. №7. С. 330.
33. *Suhl H.* The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers // *J. Phys. Chem. Solids.* 1957. Vol. 1. P. 209.
34. *Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Slavin A.N.* Effect of magnetic dissipation on propagation of dipole spin-wave envelope solitons in yttrium iron garnet films // *IEEE Trans. Magn.* 1992. Vol. 28. P. 3207.
35. *Chen M., Nash J.M., Patton C.E. J.* A numerical study of nonlinear Schrödinger equation solution for microwave soliton in magnetic thin films // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 73, №8. P. 3906.
36. *Boardman A.D., Nikitov S.A., Waby N.A., Putman R., Metha H.M. and Wallis R.F.* Effect of third-order dispersion on nonlinear magnetostatic spin waves in ferromagnetic films // *Phys. Rev. B.* 1998. B57. P. 10667.
37. *Kindyak A.S., Scott M.M., Patton C.E.* Numerical analysis of nonlinear pulse propagation in ferrite-dielectric-metal structure based on the nonlinear Schrödinger equation with higher order term // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 8. P. 4739.
38. *Dudko G.M., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.V., Marcelli R., Nikitov S.A.* Nonlinear Schrödinger equation analysis of MSSW pulse propagation in ferrite-dielectric-metal structure // *Journal on Magnetism and Magnetic Materials.* 2004. Vol. 272–275, part 2. P. 999.
39. *Галишиников А.А., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А.* Численное моделирование распространения импульсов поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит – диэлектрик – металл // *РЭ.* 2004. Т. 40, № 2. С. 228.
40. *Костылев М.П., Ковшиков Н.Г.* Возбуждение, формирование и распространение солитоноподобных спин-волновых импульсов в ферромагнитных пленках (численный расчет и эксперимент) // *ЖТФ.* 2002. Т. 72, № 11. С. 5.
41. *McKinstrie C.J., Bingham R.* The modulation instability of coupled waves // *Phys. Fluids B.* 1989. Vol. 1, № 1. P. 231.
42. *Рыскин Н.М.* Связанные нелинейные уравнения Шредингера для описания распространения многочастотных волновых пакетов в нелинейной среде с дисперсией // *ЖЭТФ.* 1994. Т. 106, № 5(11). С. 1542.
43. *Галишиников А.А., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А.* Численное моделирование установления солитонного режима распространения импульсов магнитостатических волн // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2005. Т. 13, № 5–6. С. 113.
44. *Marcelli R., Nikitov S.A., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.A., Kozhevnikov A.V., Dudko G.M.* Magnetostatic surface wave bright solitons propagation in ferrite-dielectric-metal structure // *IEEE Trans. on Magn.* 2006. Vol. 42, №6 (принята к печати).
45. *Галишиников А.А., Кожевников А.В., Марчелли Р., Никитов С.А., Филимонов Ю.А.* Распространение прямоугольных импульсов магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната // *ЖТФ.* 2006. Т. 76, вып. 5. С. 62.

46. Галишников А.А., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Компрессия прямоугольных импульсов в линейной диспергирующей среде // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2005. Т. 13, № 1–2. С. 63.

СФ ИРЭ РАН, ИРЭ РАН Москва

Поступила в редакцию 24.03.2006

Римское отделение института микросистем

Итальянского научного центра

MAGNETOSTATIC SURFACE WAVE PULSES SELF-ACTION EFFECTS UNDER PROPAGATION IN FERRITE-DIELECTRIC-METAL STRUCTURES

*A.A. Galishnikov, G.M. Dudko, A.V. Kozhevnikov, R. Marcelli,
Nikitov S.A., Yu.A. Filimonov*

Magnetostatic surface wave (MSSW) bright solitons in a ferrite-dielectric-metal (FDM) structure have been studied experimentally and numerically in the framework of the nonlinear Schrödinger equation. The attention was focused on the influence of the parametric instability on the soliton formation and propagation. We also discussed the contribution of the non-solitary (dispersive wave) part of the MSSW pulse on the soliton propagation, to show that their mutual interference leads to the levelling off or to the appearance of some peaks in the MSSW pulse output vs the input amplitude. We have also shown that for MSSW pulses with rectangular shape, the linear pulse compression caused by an induced phase modulation of the input pulse must be taken into account.

It was found experimentally for MSSW with wavelength $\lambda \approx h$ that the modulation instability leads to soliton formation for rectangular input pulses with duration τ less than the characteristic transient time t^* needed for the onset of the parametric instability, while pulses with $\tau > t^*$ are mainly subjected to parametric instability. The measured threshold amplitudes for parametric and modulation instabilities are in agreement with the theoretical predictions. An influence of additional pumping in the form of both continuous wave and pulsed signals on the soliton formation was studied. It was shown that an additional pumping signal with duration $\tau > t^*$, and amplitude above the threshold of the parametric instability, suppressed the MSSW soliton. Numerical modelling of the pulse-width dependence on the microwave power during the propagation in the FDM structure are in agreement with the experimental observations. Moreover, pulse narrowing due to the induced phase modulation of the input pulse was numerically predicted.



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 ученой степени 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.



Кожевников Александр Владимирович – 1962 года рождения, окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1984). Научный сотрудник Саратовского филиала Института радиотехники и электроники РАН. Область научных интересов - физика твердого тела, нелинейная динамика распределенных систем, магнитостатические волны в ферритовых планарных структурах.



Ромоло Марчелли – получил степень доктора физики в 1983 году в римском университете «La Sapienza». Руководитель группы технологии микросистем и СВЧ-устройств Римского отделения института микросистем Итальянского научного центра. Область интересов: проектирование и разработка СВЧ-устройств; жидкофазная эпитаксия и ВЧ распыление пленок ферритов гранатов; разработка нелинейных линий передачи СВЧ на GaAs; микроструктуры на основе магнитных пленок, кремния, GaAs для реализации интегральных систем СВЧ и КВЧ. Член Американского физического общества, магнитного общества IEEE.



Никитов С.А. – член-корр. РАН, доктор физико-математических наук, заместитель директора ИРЭ РАН, заведующий кафедрой прикладных информационных технологий МФТИ. Область научных интересов – физика магнитных явлений, нелинейная динамика, информатика и телекоммуникации.



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