

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН С НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЛОКАЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ

Г. А. Мелков*, А. А. Серга, А. Н. Славин†,
В. С. Тиберкевич, А. Н. Олейник, А. В. Багада

Киевский университет имени Тараса Шевченко
01033, Киев, Украина

Поступила в редакцию 16 февраля 1999 г.

Для обратных объемных магнитостатических волн (ОМОВ) в пленках железиттриевого граната решена общая задача о нестационарном взаимодействии волн с локальной параметрической накачкой. В случае большой области накачки, $l \gg \lambda$, где λ — длина волны ОМОВ, задача была сведена к системе укороченных уравнений для двух волновых пакетов встречных волн. В обратном случае, $l < \lambda$, численно решалась точная задача о параметрическом взаимодействии собственных волн (как встречных, так и попутных) ферритовой пленки. Оба эти случая исследованы экспериментально, получено хорошее качественное и количественное согласование экспериментальных результатов с выводами теории. Впервые обнаружено обращение волнового фронта и обращение во времени формы импульсов ОМОВ, зарегистрированы изменение времени распространения максимума сигнального импульса и уменьшение его ширины под действием накачки. Выявлены два режима работы нестационарного параметрического усилителя ОМОВ с локальной накачкой, различающиеся отношением длительности импульса накачки ко времени прохождения волной области локализации накачки, установлено влияние параметрического возбуждения плоских спиновых волн на процессы взаимодействия ОМОВ с локальной нестационарной параметрической накачкой.

PACS: 75.30.Ds, 76.50.+g, 85.70.Ge

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействия волн в твердых телах широко используются для исследования физических свойств этих тел, а также для создания приборов самого разного назначения. Например, параметрическое взаимодействие в оптическом диапазоне применяется для усиления волн и для обращения их волнового фронта [1–3]. При этом важное значение имеет ограниченность области взаимодействия волн с накачкой в пространстве и во времени, т. е. ее локальность и нестационарность.

Вообще говоря, всякое взаимодействие локально, ибо реально происходит в ограниченной области пространства. Однако локальность не всегда заметно сказывается на характеристиках взаимодействия. Если речь идет о параметрическом взаимодействии волн или об их комбинационном рассеянии, то локальность становится существенной

*E-mail: melkov@boy.rpd.univ.kiev.ua

†Department of Physics, Oakland University, Rochester, MI-48309, USA.

лишь тогда, когда размеры l области взаимодействия уменьшаются до величин, сравнимых с длиной свободного пробега волн. При этом изменяются все параметры взаимодействия, начиная от порога возбуждения волн и кончая такими техническими характеристиками, как полосы пропускания, которые теперь определяются размерами l области пространства, где оно происходит — активной области. В оптике, где длина свободного пробега волн в оптических волоконных световодах достигает десятков километров [1], параметрическая накачка всегда локальна, и этот факт учитывается как при анализе нелинейных взаимодействий, так и при их практическом использовании [1–3]. В магнитных кристаллах, в частности в ферритах, чаще всего рассматривается параметрическое возбуждение плоских обменных спиновых волн с малой длиной свободного пробега ($\leq 10^{-2}$ мм) и локальность накачки по вполне понятным причинам обычно не берется в расчет [4]. Кроме плоских спиновых волн в ферритах может возбуждаться богатый спектр длинноволновых дипольно-обменных спиновых, или (по часто используемому при их анализе приближению магнитостатики) магнитостатических волн. Для последних в высококачественных ферритовых пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) длина свободного пробега возрастает в сотни раз и локальность накачки начинает играть существенную роль. Впервые ее учет в процессах параметрического возбуждения спиновых волн был выполнен в [5], затем, начиная с [6], он производится повсеместно [7–9]. До недавнего времени этот учет оставался достаточно ограниченным — рассматривалось лишь изменение порога возбуждения в условиях стационарной накачки. Однако, как неоднократно указывалось ранее [6], в случае параметрического усиления длинноволновых колебаний и волн в ферромагнетиках накачка не может быть стационарной, ее длительность должна быть существенно меньше характерных времен релаксации обменных плоских спиновых волн. Причина этого заключается в многомодовости спин-волнового спектра: для одной частоты в кристалле имеется бесконечное множество собственных колебаний и волн с различными величинами и направлениями волнового вектора. Для того чтобы плоские спиновые волны не возбуждались с теплового уровня до заметных в эксперименте значений, необходима нестационарная накачка. Использование нестационарной накачки позволяет работать за порогом генерации магнитостатических волн, что обеспечивает значительно более высокие коэффициенты усиления и преобразования этих волн. Впервые краткое изложение решения проблемы взаимодействия бегущих магнитостатических волн с локальной нестационарной накачкой на примере задачи об обращении волнового фронта обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ) в пленках ЖИГ приведено в [10]. Как известно, ОМСВ распространяются в намагниченной до насыщения пленке феррита вдоль направления поля подмагничивания H_0 и характеризуются противоположной направленностью векторов фазовой и групповой скоростей [11]. Их выбор в качестве объекта нашего экспериментального исследования обусловлен тем, что ОМСВ являются взаимными относительно изменения направления волнового вектора на противоположное, а также могут эффективно взаимодействовать с продольной электромагнитной накачкой удвоенной частоты [11]. При этом ОМСВ обладают всеми характерными свойствами магнитостатических волн, и все выводы, сделанные в статье, напрямую применимы к любому типу магнитостатических волн.

Настоящая работа является обобщением результатов работы [10] как на случай обращенных, так и прошедших волн. Здесь приведены результаты теоретического и экспериментального исследований параметрического взаимодействия падающей магнитостатической волны с локальной нестационарной продольной накачкой частоты ω_p , век-

тор переменного магнитного поля h_p , которой коллинеарен вектору постоянного магнитного поля H_0 . В результате этого взаимодействия на выходе из активной области прямая волна частоты ω_1 усиливается, а на входе в нее появляется встречная прямая холостая обращенная волна (параметрическое эхо) с комплексно-сопряженной амплитудой и частотой ω_2 , удовлетворяющей условию параметрического резонанса: $\omega_2 = \omega_p - \omega_1$. В случае очень коротких длин l активной области, порядка и меньше длины магнитостатической волны $\lambda \equiv 2\pi/k$, наряду со встречной может возникать и попутная холостая волна, удовлетворяющая тем же условиям параметрического резонанса, что и встречная, но распространяющаяся в ту же сторону, что и прямая волна.

В разд. 2 работы дано описание экспериментального макета. В разд. 3 приведены результаты теоретического анализа взаимодействия волн с локальной параметрической накачкой, в том числе и основанного на решении укороченных уравнений для связанных волн [12–15], справедливым в случае $l \gg \lambda$. Получено аналитическое решение этих уравнений для нестационарной накачки, выражающееся через функции Бесселя мнимого аргумента. На основании полученных решений проанализированы зависимости коэффициента усиления K_1 прямой волны и коэффициента K_2 преобразования прямой волны в обращенную от мощности накачки P_p , длительности импульсов накачки τ_p и сигнала τ_s , а также от взаимного расположения импульсов. Обнаружены нетривиальные следствия взаимодействия падающей волны с нестационарной накачкой: сжатие сигнального импульса и изменение времени распространения его максимума. В противоположном случае малой активной области, $l \leq \lambda$, попутное и встречное взаимодействия магнитостатических волн анализировались с помощью численного решения уравнений движения для амплитуд спиновых волн в импульсном пространстве. В разд. 4 приведены результаты экспериментального исследования параметрического взаимодействия магнитостатических волн с локальной нестационарной накачкой. Они хорошо согласуются с выводами теории.

О значении результатов работы. Полученное здесь решение задачи о параметрическом взаимодействии магнитостатических волн с локальной нестационарной накачкой может быть использовано для описания параметрического возбуждения любых других волн, в том числе и оптического диапазона, для чего следует лишь изменить коэффициенты взаимодействия волн; справедливыми остаются и все выводы, сделанные в настоящей работе. Взаимодействие магнитостатических волн с локальной параметрической накачкой может найти применение в спин-волновой магнитоэлектронике [16] для усиления волн и обращения их волнового фронта, для корреляционной обработки сигналов и коррекции волнового фронта и формы импульсов, как это имеет место в адаптивной оптике [3, 17], для генерации эха и, наконец, для физических исследований нелинейных процессов в магнитных материалах и не только в них. Дело в том, что спин-волновые исследования достаточно просты, они проводятся в хорошо освоенном и доступном СВЧ-диапазоне при весьма умеренных мощностях накачки $P_p \sim 1$ Вт. Поэтому здесь удобно моделировать многие нелинейные процессы, которые в других средах и диапазонах, в том числе и в оптическом, требуют сложного оборудования. Некоторые процессы в оптическом диапазоне в силу различных обстоятельств до сих пор не наблюдались, например, обращение волнового фронта при параметрических процессах первого порядка (из-за трудностей выполнения законов сохранения). В оптике в основном изучается процесс более высокого, второго, порядка [3]. При использовании магнитостатических волн подобных трудностей не возникает [10]. Имеются здесь и многие другие преимущества: возможность возбуждения прямых и обратных (груп-

повая и фазовая скорости противоположны) волн; реализация длины области взаимодействия порядка и меньше длины волны, т. е. одновременное возбуждение попутных и встречных волн.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАКЕТА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе мы использовали два экспериментальных макета, различающихся длиной l активной области. Макет I (рис. 1) представляет собой структуру из трех тонких металлических проводников, находящихся в непосредственном контакте с прямоугольным образцом пленки ЖИГ на подложке галлий-гадолиниевого граната — волноводом ООМСВ. Размеры образца в плоскости пленки $1.6 \times 18 \text{ мм}^2$, толщина пленки 4.9 мкм. Волновод ориентирован длинной стороной перпендикулярно осям проводников и параллельно направлению поля подмагничивания H_0 . Проводники изготовлены из серебряной проволоки диаметром $d = 50 \text{ мкм}$ и размещены на свободной поверхности экранированной поликоровой (Al_2O_3) пластины на расстоянии 3.75 мм друг от друга. Толщина пластины 0.5 мм. Крайние проводники, реализуя функции возбуждения и приема магнитоэлектрических волн, выступают в роли антенн магнитоэлектрических волн, расстояние между входной и выходной антеннами $L = 7.5 \text{ мм}$. Наиболее эффективно такими антеннами возбуждаются волны, распространяющиеся вдоль нормалей к их осям. В данном случае — это ООМСВ с волновыми числами $k \leq \pi/d$. Средний проводник является индуктором накачки и служит для создания в пленке продольного высокочастотного магнитного поля накачки $h_p \parallel H_0$. Он выполнен в виде настроенного на частоту накачки разомкнутого на концах полуволнового резонатора с нагруженной добротностью $Q \simeq 20$. Малая ширина индуктора, а также то, что резонансная частота последнего существенно превышает частоту сигнала, обеспечивают его слабое влияние на распространение ООМСВ в отсутствие накачки; отражения падающей волны от этого проводника не наблюдалось.

При проведении измерений на антенну 1 (рис. 1) поступают СВЧ-импульсы электромагнитного поля длительностью от 15 нс, генерируя распространяющиеся по волноводу пакеты ООМСВ. При включении накачки в пленке вокруг индуктора 2 формируется область параметрического взаимодействия магнитного поля накачки h_p со спино-

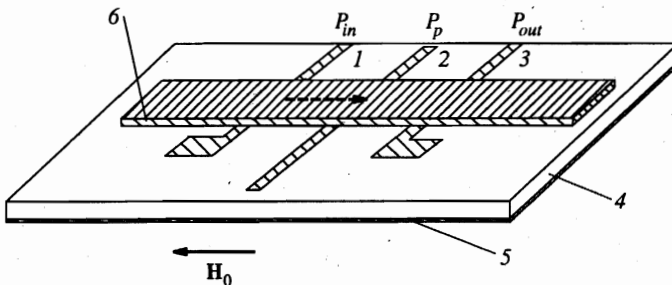


Рис. 1. Экспериментальный макет: 1, 3 — входная и выходная антенны; 2 — индуктор магнитного поля накачки; 4 — поликоровая подложка; 5 — экран; 6 — пленка ЖИГ на подложке галлий-гадолиниевого граната. Штриховой стрелкой изображено направление распространения входного сигнала

вой подсистемой ферримагнетика. Эффективная протяженность l этой области вдоль длинной стороны волновода определяется в основном диаметром d проводника, толщиной и диэлектрической проницаемостью подложки и составляет обычно величину в несколько d . Точное значение l может быть определено методом, который будет изложен в разд. 3, п. 10 настоящей работы. Для данного макета $l \simeq 220$ мкм. В пределах этой (в дальнейшем — активной) области и происходят усиление и обращение спиновых волн.

В макете II за счет замены микрополоскового индуктора накачки (рис. 1) открытым диэлектрическим резонатором удалось добиться увеличения длины взаимодействия до 3.3 мм. При этом параметры системы возбуждения, передачи и приема ООМСВ остались идентичными макету I.

Перед выполнением измерений, связанных с параметрическими эффектами, нами было определено положение рабочей точки на дисперсионной кривой ООМСВ. Как известно, при $k = 0$ частота ООМСВ ω ограничивается частотой ферромагнитного резонанса $\omega_{\perp} = g\sqrt{(H_0 + 4\pi M)H_0}$, а при $k \rightarrow \infty$ частота ω стремится к нижней границе $\omega_H = gH_0$. Здесь M — намагниченность насыщения, g — гиромагнитное отношение для электронного спина. Величина H_0 была выбрана таким образом, чтобы даже для ООМСВ с частотами вблизи верхней границы ω_{\perp} их полосы существования исключалась возможность параметрического распада первого порядка. Для этого достаточно, чтобы ω_{\perp} превышала удвоенное значение нижней границы частотной полосы спиновых волн ω_H . Верхняя частотная граница ООМСВ ω_{\perp} определялась по амплитудно-частотной характеристике экспериментального макета и составила для $H_0 = 1020$ Э величину $2\pi \cdot 4775$ МГц. Для нашей пленки $4\pi M = 1750$ Гс, и расчет дает приведенное выше значение частоты ферромагнитного резонанса при замене H_0 эффективным полем подмагничивания $H_0 + 22$ Э. Данная замена находит обоснование в необходимости учета влияния анизотропии реального ферритового образца и соответствует достаточно типичному для выращенной в плоскости (111) пленки ЖИГ значению суммарного поля кубической и одноосной анизотропий равному -86 Э.

В дальнейшем именно эффективное поле подмагничивания использовано при определении всех параметров ООМСВ. Элементарный расчет говорит о том, что при этом рабочей частоте $\omega = 2\pi \cdot 4720$ МГц соответствует волновое число $k = 155$ см $^{-1}$, групповая скорость $v = -2.21$ см/мкс и задержка при распространении от входной до выходной антенны $T_L = 339$ нс. Рассчитанная задержка с учетом реальной слабой неоднородности подмагничивающего поля хорошо соотносится с ее экспериментальным значением 336 нс. Наименьшая длительность сигнальных импульсов на входной антенне равнялась в эксперименте 15 нс. Ограниченная реальная полоса пропускания системы и влияние дисперсии приводят к искажению формы импульса ООМСВ и трансформации его из прямоугольного в колоколообразный.

Ширина линии ферромагнитного резонанса нашего образца $2\Delta H \simeq 0.4$ Э. При этом параметр релаксации ООМСВ $\Gamma = g\Delta H = 3.52 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, а расчетные потери ООМСВ на 1 мм пути составляют 1.6 дБ.

По отношению к мощности входных сигналов эксперимент проводился в линейном режиме. Импульсная мощность на антенне I (рис. 1) при этом не превышала $P_{in} = 5$ мВт.

Для предварительной оценки влияния плоских обменных спиновых волн на результаты работы нами был измерен порог их параметрической генерации. На вход макета поступал слабый непрерывный сигнал частоты $\omega \neq \omega_p/2$. После подачи запороговой

для плоских спиновых волн накачки потери ООМСВ возрастали за счет процессов рассеяния на параметрически возбужденных в активной области плоских спиновых волнах. О достижении порога свидетельствовало появление провала на непрерывном выходном сигнале во время действия импульса накачки, и для более четкой фиксации этого момента при малых надкритичностях длительность накачки была увеличена до 10 мкс. Измерения показали, например, что для макета II порог генерации плоских спиновых волн равен 10 мВт при максимально достижимой в нашей работе мощности накачки $P_{p \max} = 5$ Вт.

О методике и точности измерений. Временные величины (задержка сигнала T_L , его ширина и сдвиг под действием накачки) измерялись широкополосным аналоговым осциллографом. Интервалы времени короче 50 нс определены с точностью ± 0.5 нс. Измерение относительной амплитуды выходных сигналов осуществлялось по методу замещения с использованием прецизионного поляризационного аттенюатора с точностью не менее чем ± 0.5 дБ. Мощность накачки при длительности импульса от 10 нс до 10 мкс и частоте повторения 300 Гц изменялась также при помощи поляризационного аттенюатора с точностью лучше 0.1 дБ.

3. ТЕОРИЯ

1. Уравнение движения для амплитуд c_k бегущих вдоль оси z спиновых волн, находящихся под действием неоднородной в пространстве продольной накачки, может быть записано в виде [15]

$$\frac{\partial c_k}{\partial t} = -i\omega_k c_k - \Gamma_k c_k + \sum_{k'} h_{k+k'} \exp(-i\omega_p t) V_{kk'} c_{k'}^*, \quad (1)$$

где ω_k и Γ_k — соответственно частота и параметр затухания спиновой волны, $V_{kk'}$ — коэффициент параметрического взаимодействия волн с волновыми числами k и k' . Для интересующего нас случая параметрического усиления ООМСВ в продольно намагниченной пленке ЖИГ

$$V_{kk'} = \frac{\omega_k \omega_{k'} - (gH_0)^2}{4H_0 \sqrt{\omega_k \omega_{k'}}}, \quad (2)$$

h_k — k -я фурье-гармоника неоднородного поля накачки $h_p(z)$,

$$h_k = \frac{1}{V} \int_V h_p(z) \exp(-ikz) dV, \quad (3)$$

V — объем ферритовой пленки.

Уравнение (1) описывает параметрическую связь волн с волновыми числами k и k' между собой. Фурье-гармонику $h_{k+k'}$ в (1) можно рассматривать как амплитуду волны накачки с эффективным волновым вектором $k_p = k + k'$. Амплитуда эффективной волны накачки, согласно (3), зависит от масштаба l локализации накачки. Для однородной накачки $l \rightarrow \infty$ и все фурье-гармоники, кроме однородной с $k_p = 0$, обращаются в нуль, откуда вытекает возможность параметрической связи лишь для двух волн, $k + k' = k_p = 0$, т. е. $k = -k'$. Для неоднородной накачки $h_p(z)$ в принципе существуют волны с любыми эффективными k_p , однако реально их амплитуда отлична от нуля

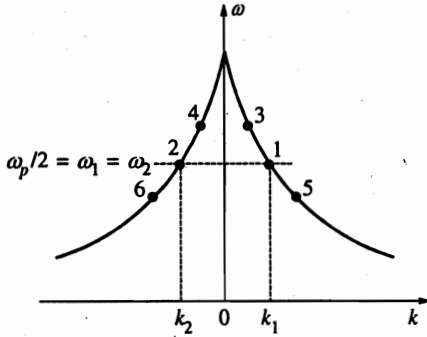


Рис. 2. Частоты и волновые числа ООМСВ, параметрически взаимодействующих под действием нестационарной локальной накачки. Сплошная линия — дисперсионная кривая ООМСВ

только для $k_p \leq 2\pi/l$. Это обстоятельство приводит к существенному изменению характера параметрического взаимодействия волн при изменении длины накачки l . Для объяснения этого обратимся к дисперсионной характеристике ООМСВ, изображенной на рис. 2. При однородной накачке взаимодействуют лишь волны 1 и 2, распространяющиеся навстречу друг другу с k_1 и $k_2 = -k_1$. При уменьшении l число реально взаимодействующих волн растет, и теперь кроме 1 и 2 также взаимодействуют волны 3 и 6, 4 и 5, для которых $|k_{3,5} - k_{4,6}| \leq k_p \sim 2\pi/l$, однако взаимодействующие волны по-прежнему являются встречными. Наконец, при $2\pi/l \geq |k_1| = |k_2|$ становится возможным взаимодействие и распространяющихся в одну сторону попутных волн, например, 3 и 5, 4 и 6 на рис. 2. Из приведенного выше условия следует, что попутное взаимодействие из-за неоднородности накачки возможно лишь при размерах l области накачки порядка длины волны ООМСВ $\lambda \equiv 2\pi/k$. Именно это обстоятельство делает весьма затруднительным наблюдение таких эффектов в нелинейной оптике, где они не рассматривались даже теоретически [3, 14]. Наличие наряду со встречным и попутного взаимодействия приводит к распространению и в прямом, и в обратном направлениях двух волн с различными фазами относительно фазы накачки (например, волна 4 может возникать из-за взаимодействия как с волной 5, так и с волной 6). На опыте из-за случайности фазы накачки это приведет к биениям выходных сигналов.

Из всего сказанного выше ясно, что для правильного теоретического описания параметрического взаимодействия волн под действием неоднородной накачки следует весьма осторожно делать какие-либо упрощения уравнения движения (1). Например, стандартный подход с использованием укороченных уравнений для волновых пакетов [12–15, 18, 19] справедлив, строго говоря, только при учете встречного взаимодействия для длинной активной области $l \gg \lambda$: лишь в этом случае можно считать, что разброс волновых чисел пакета $\Delta k \ll k$. При $l \leq \lambda$ приближение волновых пакетов справедливо только для малых накачек (существенно меньше критической) при наличии входных сигналов, значительно превышающих тепловой уровень возбуждаемых волн. В общем случае при $l \leq \lambda$ возможно лишь численное решение (1), что и будет сделано, несмотря на всю громоздкость и отсутствие наглядности.

2. Вначале подробно рассмотрим случай длинной ($l \gg \lambda$) накачки. Как указывалось выше, при этом можно воспользоваться системой укороченных уравнений для волновых пакетов [14, 18, 19].

Укороченные уравнения получаются из (1) путем перехода в z -представление [15]. Предполагая, что возбуждаются два узких пакета волн вблизи волн 1 и 2 (см. рис. 2) с

волновыми векторами k_1 и k_2 и частотами ω_1 и ω_2 такими, что $k_1 + k_2 = 0$, $\omega_1 + \omega_2 = \omega_p$, и совершая над (1) обратное преобразование Фурье, получим систему уравнений для медленных комплексных амплитуд (огibaющих) сигнальной $a_1(z, t)$ и холостой $a_2(z, t)$ волн:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_1 + v_1 \frac{\partial}{\partial z} \right) a_1 &= h_p V_{1,2} a_2^*, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_2 - v_2 \frac{\partial}{\partial z} \right) a_2^* &= h_p V_{1,2}^* a_1. \end{aligned} \quad (4)$$

Для интересующего нас случая параллельной накачки ООМСВ $\Gamma_1 = \Gamma_{k_1} = \Gamma_2 = \Gamma_{k_2} \equiv \Gamma$, $v_1 = v_{k_1} = v_2 = v_{k_2} \equiv v$ — групповая скорость волн в пакетах, $V_{1,2} = V_{k_1, k_2} \equiv V$.

Система (4) наиболее детально изучалась в [14]. Было найдено ее решение в случае, когда пространственный профиль накачки имеет форму гиперболического секанса: $h_p(z) = h_{p0} / \text{ch}(z/l)$. В случае же параметрического усиления магнитоэлектрических волн при длинной активной области $l \gg \lambda$ (макет II, активная область создается с помощью открытого диэлектрического резонатора) пространственный профиль накачки имеет форму, более близкую к прямоугольной. Так как форма накачки сильно влияет на профили выходных сигналов [14], для лучшего соответствия с экспериментальной ситуацией мы считали амплитуду поля накачки h_p локально-однородной внутри активной области $0 \leq z \leq l$ и равной нулю за ее пределами.

Будем считать далее, что накачка прикладывается к пленке в момент времени $t = 0$, она имеет прямоугольную во времени форму длительностью τ_p ; слева ($z \leq 0$) и справа ($z \geq l$) в активную область могут поступать произвольной формы сигнальные и холостые волны. Поэтому начальные и граничные условия к системе (4) могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} a_1(t=0) &= a_1^0(z), & a_1(z=0) &= a_1^S(t), \\ a_2^*(t=0) &= a_2^{0*}(z), & a_2^*(z=l) &= a_2^{S*}(t). \end{aligned} \quad (5)$$

3. Решение системы (4) с учетом (5) было получено методом функций Грина $G_{ij}(t, z, z')$ [20]; при этом выражения для амплитуд сигнальной и холостой волн имеют вид

$$\begin{aligned} a_1(t, z) &= \int_0^t dt' \int_0^l dz' [G_{11}(t-t', z, z') F_1(t', z') + G_{12}(t-t', z, z') F_2(t', z')], \\ a_2^*(t, z) &= \int_0^t dt' \int_0^l dz' [G_{21}(t-t', z, z') F_1(t', z') + G_{22}(t-t', z, z') F_2(t', z')], \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} F_1(t, z) &= a_1^0(z) \delta(t) + v_1 a_1^S(t) \delta(z), \\ F_2(t, z) &= a_2^{0*}(z) \delta(t) + v_2 a_2^{S*}(t) \delta(l-z). \end{aligned}$$

Здесь $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Теперь вместо (4), (5) следует решить более простые уравнения для четырех функций Грина с нулевыми граничными и начальными условиями:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_1 + v_1 \frac{\partial}{\partial z}\right) G_{11} &= V h_p G_{21} + \delta(t) \delta(z - z'), \\
 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_2 - v_2 \frac{\partial}{\partial z}\right) G_{21} &= V h_p G_{11}, \\
 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_2 - v_2 \frac{\partial}{\partial z}\right) G_{22} &= V h_p G_{12} + \delta(t) \delta(z - z'), \\
 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_1 + v_1 \frac{\partial}{\partial z}\right) G_{12} &= V h_p G_{22}.
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Из (7) видно, что фактически нужно решить лишь одну пару уравнений, решение другой получается автоматически при замене индексов $1 \leftrightarrow 2$ и $z \rightarrow l - z$, $z' \rightarrow l - z'$.

Решение уравнений для G_{ij} было осуществлено методом преобразования Лапласа во временной области, в результате чего была получена система обыкновенных дифференциальных уравнений, решение которой не представляет особого труда. После обратного преобразования Лапласа окончательно получаем

$$\begin{aligned}
 G_{11}(t, z, z') &= \frac{\rho}{v_1} G \left[\rho t + \eta \left(\frac{z}{l} - \frac{z'}{l} \right), \frac{z}{l}, \frac{z'}{l} \right] \exp(-\omega_r t + k_r(z - z')), \\
 G_{21}(t, z, z') &= \frac{\rho}{\sqrt{v_1 v_2}} H \left[\rho t + \eta \left(\frac{z}{l} - \frac{z'}{l} \right), \frac{z}{l}, \frac{z'}{l} \right] \exp(-\omega_r t + k_r(z - z')).
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 H(\tau, \zeta, \zeta') &= \frac{\sigma}{2} \sum_{n=0}^{\infty} [P_{2n}(\tau, \alpha_n) - P_{2n}(\tau, \beta_n) - P_{2n+2}(\tau, \gamma_n) + P_{2n+2}(\tau, \delta_n)], \\
 G(\tau, \zeta, \zeta') &= \frac{\sigma}{2} \sum_{n=0}^{\infty} [P_{2n+1}(\tau, \alpha_n) - P_{2n+1}(\tau, \beta_n) - P_{2n+1}(\tau, \gamma_n) + P_{2n+1}(\tau, \delta_n)]
 \end{aligned}$$

при $\zeta < \zeta'$ и

$$G(\tau, \zeta, \zeta') = \delta(\tau - \alpha_0) + \frac{\sigma}{2} \sum_{n=0}^{\infty} [P_{2n-1}(\tau, \alpha_n) - P_{2n+1}(\tau, \beta_n) - P_{2n+1}(\tau, \gamma_n) + P_{2n+3}(\tau, \delta_n)]$$

при $\zeta > \zeta'$. В этих уравнениях

$$P_n(\tau, \xi) = \theta(\tau - \xi) \left(\frac{\tau - \xi}{\tau + \xi} \right)^{n/2} I_n \left(\sigma \sqrt{\tau^2 - \xi^2} \right),$$

$\theta(x)$ — единичная функция Хэвисайда, $I_n(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента;

$$\alpha_n = 2n + |\zeta - \zeta'|, \quad \beta_n = 2n + 2 - (\zeta + \zeta'), \quad \gamma_n = 2n + (\zeta + \zeta'), \quad \delta_n = 2n + 2 - |\zeta - \zeta'|,$$

$$\sigma = \frac{V h_p l}{\sqrt{v_1 v_2}}, \quad \rho = \frac{2v_1 v_2}{(v_1 + v_2)l}, \quad \eta = \frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2}, \quad \omega_r = \frac{v_1 \Gamma_2 + v_2 \Gamma_1}{v_1 + v_2}, \quad k_r = \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{v_1 + v_2}.$$

4. Выражения для функций Грина (8) совместно с (6) являются общим решением задачи о параметрическом взаимодействии волн с нестационарной локально-однородной параметрической накачкой при длине области взаимодействия $l \gg \lambda$. При их получении не накладывалось никаких ограничений на вид начальных и граничных условий, а также на длительность и мощность импульса накачки. Можно показать, что из

нашего решения следуют все частные случаи, полученные ранее [1–3, 8, 18, 19]. Например, выражение для порога генерации следует из (8) при предельном переходе $t \rightarrow \infty$. В результате получаем обобщение пороговой формулы параллельной накачки, впервые выведенной, насколько нам известно, в [5] для одинаковых волн ($v_1 = v_2 \equiv v$; $\Gamma_1 = \Gamma_2 \equiv \Gamma$):

$$(h_{p\text{th}}V)^2 = \frac{(v_1\Gamma_2 + v_2\Gamma_1)^2}{4v_1v_2} + v_1v_2\chi^2, \quad (9)$$

где χ есть решение уравнения

$$2v_1v_2\chi = -(v_1\Gamma_2 + v_2\Gamma_1) \operatorname{tg}(\chi l), \quad \pi/2l \leq \chi \leq \pi/l.$$

Выражение для коэффициента усиления проходящего со входа на выход активной области сигнала в стационарном допороговом режиме ($t \rightarrow \infty$, $h_p < h_{p\text{th}}$) имеет вид

$$K_1 = \left[\cos \sqrt{\sigma^2 + \Omega^2} - i \frac{\Omega}{\sqrt{\sigma^2 + \Omega^2}} \sin \sqrt{\sigma^2 + \Omega^2} \right]^{-1}, \quad (10)$$

где $\Omega = (\Delta\omega + i\Gamma)(l/v)$, и является обобщением выражения, полученного в [6] для резонансного случая $\Delta\omega \equiv \omega - \omega_p/2 = 0$.

Не проводя здесь больше детальных сравнений, отметим лишь, что нами получены результаты, совпадающие с [3] для стационарной накачки и нулевых начальных условий; с [21] для нулевых начальных условий; с [8, 19] для стационарных начальных и граничных условий; с [14] для однородной ($l \rightarrow \infty$) накачки и т. д., что свидетельствует о правильности и общности полученных в работе результатов.

5. Настоящая работа имеет целью детальное изучение параметрических эффектов на примере ООМСВ в ферритовых пленках ЖИГ. Поэтому вначале обсудим особенности, которые при этом имеют место. Прежде всего рассмотрим влияние многоволновости ферритового образца. На частотах накачки, сигнала и на холостой частоте имеется бесконечное множество собственных колебаний и волн, различающихся величиной и направлением волнового вектора \mathbf{k} . Лишь в идеальном кристалле и лишь при малых амплитудах эти волны являются независимыми. При конечных амплитудах волн заметными становятся различного рода нелинейные эффекты, в частности, параметрические взаимодействия, лежащие в основе в том числе и рассматриваемых в данной работе эффектов. Законы сохранения при параметрических взаимодействиях ($\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_p$, $\omega_1 + \omega_2 = \omega_p$) одновременно допускают в ферритовых пленках параметрическую связь между бесконечным числом собственных колебаний и волн; их возбуждение будет определяться только условием превышения амплитудой пороговой амплитуды $h_{p\text{th}}$ (9). К сожалению, оказывается, что в ферритовых пленках существуют волны — обменные плоские спиновые волны, порог возбуждения которых из-за малой скорости распространения ($v \sim 10^4$ см/с) значительно меньше порога возбуждения ООМСВ, скорость которых обычно порядка 10^6 см/с. Согласно (9), при типичных размерах активной области $l \simeq 0.1$ – 1 мм даже при равенстве параметров затухания плоских спиновых волн и ООМСВ ($\Gamma \sim (2$ – $4) \cdot 10^6$ с $^{-1}$) порог возбуждения первых оказывается более чем на порядок меньше порога возбуждения последних. Если же учесть, что параметрические эффекты существенно возрастают лишь вблизи порога, то становится понятным, что для достижения заметных коэффициентов усиления ООМСВ параметрической накачкой необходимы амплитуды переменных магнитных полей накачки, на порядок превышающие порог возбуждения плоских спиновых волн. При этом амплитуды плоских

спиновых волн экспоненциально растут, подавляя за счет фазового механизма ограничения и других нелинейных механизмов [11, 15] параметрическую связь накачки с другими степенями свободы и увеличивая их затухание, в результате чего порог возбуждения ООМСВ вообще может не достигаться ни при каких значениях поля накачки [6, 22]. Устранить эти нежелательные эффекты можно, не давая амплитудам плоских спиновых волн достичь заметных значений, используя, например, импульсный режим работы генератора накачки [6] с максимальной длительностью импульса $\tau_{p \max} \ll \Gamma^{-1}$. Значение $\tau_{p \max}$ безусловно зависит от мощности накачки (чем больше P_p , тем быстрее нарастает амплитуда плоских спиновых волн), и, как мы увидим далее, для реальных пленок ЖИГ и $P_p \sim 1$ Вт величины $\tau_{p \max}$ не должны превышать нескольких десятков наносекунд.

Еще одной особенностью ООМСВ является их сильная дисперсия [4]; длина дисперсионного расплывания составляет величину всего лишь несколько миллиметров [23]. Поэтому по мере распространения от входного преобразователя к активной области сигнальный импульс теряет свою первоначальную прямоугольную форму и становится колоколообразным [23]; этому способствует и ограниченность полосы пропускания входных преобразователей, которая обычно не превышает 100 МГц, что сравнимо с обратной величиной длительности импульсов наносекундного диапазона. Поэтому наряду с прямоугольными мы также рассматривали сигналы колоколообразной формы, описываемые гиперболическим секансом $1/\text{ch}(1.76t/\tau_s)$, где τ_s — полная ширина колоколообразного импульса, отсчитываемая на уровне примерно 0.7 от максимальной амплитуды; на практике величина τ_s близка к ширине начального прямоугольного импульса.

6. Дальнейший анализ, ввиду сложности выражений (6), (8), проведем вначале для двух предельных случаев, соответствующих двум режимам работы параметрического усилителя с локальной накачкой. Первый режим — квазистационарный, при котором длительность импульса накачки τ_p существенно превышает время прохода τ_l сигналом активной области длиной l : $\tau_p \gg \tau_l = l/v$. При этом, однако, следует помнить об ограничениях на τ_p и l : из-за многоволновости ферритовой пленки $\tau_p \leq \tau_{p \max} \ll \Gamma^{-1}$, а $l \gg \lambda$ в случае отсутствия попутного взаимодействия и вообще правомочности укороченных уравнений (4). Поэтому такой режим и назван квазистационарным, а не стационарным. Второй режим — нестационарный, который характеризуется обратным неравенством $\tau_p \ll \tau_l$. Различие этих режимов состоит в том, что в первом случае малой области накачки l и длинного импульса накачки τ_p ($\tau_p \gg \tau_l$) параметрически взаимодействующие волны (см. рис. 2, волны 3–6 или 4, 5) жестко связаны частотным условием параметрического резонанса ($\omega_3 + \omega_6 = \omega_4 + \omega_5 = \omega_p$), но их волновые числа k_3, k_6 или k_4, k_5 (см. рис. 2) могут различаться на величину $\Delta k \leq 1/l$. Во втором случае длинной области накачки и короткого импульса накачки ($\tau_l \gg \tau_p$), наоборот, жестко должно быть выполнено условие сохранения волнового числа параметрически взаимодействующих волн (волны 3, 4 или 5, 6 на рис. 2; $k_3 = k_4, k_5 = k_6$), а частотные условия, из-за того что накачка длительностью τ_p обладает набором спектральных компонент в области частот $\omega_p \pm 1/\tau_p$, могут быть размыты на такую же величину: $\omega_3 + \omega_4 = \omega_5 + \omega_6 = \omega_p \pm 1/\tau_p$. Даже из такого простого рассмотрения ясно, что в квазистационарном режиме полоса частот и переходные процессы параметрического усилителя будут определяться в основном длиной области взаимодействия l и временем прохода волной этой области $\tau_l = l/v$. Во втором, нестационарном, режиме определяющим параметром будет являться длительность импульса накачки τ_p . Понятно, что в

общем случае характеристики параметрического усилителя с локальной накачкой будут определяться обеими этими величинами (как τ_l , так и τ_p), причем чем меньше характерное время, тем сильнее оно влияет.

7. Вначале рассмотрим подробнее квазистационарный режим, который характеризуется условием $\tau_l \ll \tau_p$. Коэффициент усиления и полоса пропускания в этом случае могут быть получены из (10). Резонансный ($\omega = \omega_p/2$) коэффициент усиления прямой волны при $\Gamma^{-1} \gg \tau_l, \tau_s, \tau_p$ описывается выражением

$$K_1 \left(\omega = \frac{\omega_p}{2} \right) = K_{10} = \frac{1}{\cos \sigma} = \frac{1}{\cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{h_p}{h_p th} \right)} = \frac{1}{\cos \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P_p}{P_p th}} \right)}, \quad (11)$$

где $P_p, P_p th$ — соответственно мощность накачки и ее пороговое значение. Полоса пропускания при $K_{10} \geq 5$

$$\Delta f \simeq \frac{1}{2K_{10}\tau_l}, \quad K_{10}\Delta f \simeq \frac{1}{2\tau_l}. \quad (12)$$

Как и следовало ожидать, все характеристики квазистационарного режима существенно зависят от длины области взаимодействия. Аналогичные результаты имеют место и для обращенной волны, они легко могут быть получены из (11), (12) с помощью соотношений Менли—Роу, согласно которым приход энергии от накачки в цепи сигнальной и холостой волн в случае равенства их частот одинаков [24]. Отсюда $K_{20}^2 = K_{10}^2 - 1$ и выражение для резонансного коэффициента обращения имеет вид

$$K_2 \left(\omega = \frac{\omega_p}{2} \right) = K_{20} = \text{tg } \sigma. \quad (13)$$

Все параметры квазистационарного режима существенно зависят от мощности накачки. Согласно (11), (12), по мере приближения мощности накачки к пороговому значению коэффициент усиления растет, а полосы пропускания уменьшаются, что ведет к сильным искажениям формы импульсов. Таким образом, квазистационарный режим может быть использован в параметрических усилителях с локальной накачкой лишь при малых коэффициентах усиления, когда усиливаемые импульсы не испытывают существенных искажений. Мощность накачки в этом режиме не должна превышать порогового значения $P_p th$.

8. Обратимся теперь к аналитическому исследованию другого предельного случая, при котором $\tau_p \ll \tau_l$, т. е. к нестационарному режиму. Особенно простое выражение для резонансного коэффициента усиления K_{10} получается здесь при $\tau_p \leq \tau_s/2$ (в этом случае каждой спектральной компоненте усиливаемого сигнала соответствует удвоенная по частоте спектральная компонента накачки):

$$K_{10} = \text{ch}(Vh_p\tau_p), \quad \tau_p \leq \tau_s/2. \quad (14)$$

При $\tau_p \gg \tau_s$ (фактически при $\tau_p \geq 5\tau_s$)

$$K_{10} = I_0(Vh_p\sqrt{2\tau_s\tau_p}), \quad \tau_p \gg \tau_s. \quad (15)$$

Соотношения Менли—Роу и здесь позволяют получить коэффициенты преобразования для обращенной волны. Например, при $\tau_p \leq \tau_s/2$ имеем $K_{20} = \text{sh}(Vh_p\tau_p)$.

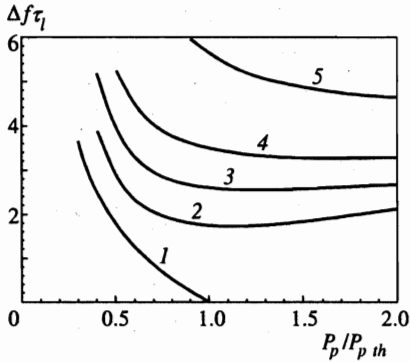


Рис. 3. Зависимости относительной полосы пропускания $\Delta f\tau_1$ от относительной мощности $P_p/P_{p\,th}$ при различных отношениях τ_p/τ_1 : 1 — ∞ ; 2 — 3; 3 — 2; 4 — 1.5; 5 — 1

Самое интересное, что формы импульсов при существенно нестационарном режиме практически не зависят от мощности накачки. В этом случае пороговая мощность не имеет того особого значения, как в квазистационарном случае. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить выражения (11)–(13) и (14), (15). Например, при больших мощностях накачки $Vh_p\tau_p \gg 1$ время установления амплитуды теперь порядка $5\tau_p/\sqrt{Vh_p\tau_p} = 5\tau_p/\sqrt{\ln(2K_{10})}$, т. е. даже уменьшается с ростом мощности. В связи с этим именно нестационарный режим представляет практический интерес для обработки сигналов в параметрических усилителях с локальной накачкой. Мощность накачки в этом режиме, в отличие от квазистационарного, может превышать пороговое значение $P_{p\,th}$. Следует иметь в виду, что увеличение мощности накачки имеет и негативные стороны: для уменьшения влияния паразитных плоских спиновых волн необходимо уменьшение длительности импульса накачки τ_p . Как мы увидим ниже, реально в нестационарном режиме $\tau_{p\,max} \approx 30\text{--}40$ нс.

Точный анализ перехода усилителя из квазистационарного режима в нестационарный был проведен с помощью уравнений (6), (8). На рис. 3 изображены зависимости относительной полосы пропускания $\Delta f\tau_1$ от $P_p/P_{p\,th}$ при различных длительностях импульса накачки τ_p . Кривая 1 для квазистационарного режима построена с помощью соотношения (10). Из рисунка хорошо видно, что если при квазистационарном режиме полоса пропускания стремится к нулю при $P_p \rightarrow P_{p\,th}$, то при уменьшении длительности накачки удается сохранить конечную полосу пропускания при любых мощностях. Уже при $\tau_p \leq 3\tau_1$ полоса пропускания $\Delta f \geq 2/\tau_1$ при любых мощностях накачки, хотя и наблюдается сужение полосы вблизи порога $P_{p\,th}$. При $\tau_p \sim \tau_1$ полоса увеличивается еще более чем в два раза, и мощность $P_{p\,th}$ перестает вообще играть какую-либо особую роль в зависимостях полосы пропускания от мощности накачки. Значения имеющих место при этом коэффициентов усиления и преобразования превышают 10 дБ.

9. В исследуемом случае $\tau_p \ll \tau_1$ появляется возможность получения в обращенной волне формы сигнала, временной ход которого обращен во времени относительно момента подачи импульса накачки t_p [3]. Иначе говоря, передний фронт импульса станет задним и наоборот. В случае δ -образной накачки ($Vh_p \sim \delta(t_p - t)$) амплитуда сигнала обращенной волны имеет вид [3]

$$a_2^*(z=0, t) = \text{const} \cdot a_1(2t_p - t), \quad (16)$$

т. е. импульс сигнальной волны, находясь во время t_p в активной области, начинает бежать вспять от того места, где его застала δ -образная накачка, и через время t_p достигает

начала активной области, но теперь на входном преобразователе вначале оказывается задний фронт импульса.

Мы исследовали случай не δ -образной, а конечной во времени накачки длительностью $\tau_p \geq 0$, оставаясь по-прежнему в рамках нестационарного приближения, $\tau_p \ll \tau_l$. При этом вместо идеального обращения временного хода импульса, описываемого соотношением (16), возникли искажения, обусловленные конечной длительностью накачки τ_p :

$$a_2^*(z=0, t) = \text{sh}(Vh_p\tau_p) \left[a_1(2t_p + \tau_p - t) + \left(\frac{Vh_p\tau_p}{\text{th}(Vh_p\tau_p)} - 1 \right) \frac{1}{2V^2h_p^2} \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} \right]. \quad (17)$$

Искажения формы импульса обусловлены вторым слагаемым в квадратных скобках выражения (17), они пропорциональны крутизне фронтов импульса сигнальной волны и, как и следовало ожидать, обращаются в нуль при $\tau_p = 0$. Анализ выражения (17) показывает, что длительность переходных процессов здесь, как и ранее в этом случае, порядка τ_p .

10. Нами было исследовано прохождение через параметрический усилитель с локальной накачкой реальных сигналов колоколообразной формы $\sim 1/\text{ch}(1.76t/\tau_s)$. Отметим некоторые нетривиальные особенности профилей усиленных сигналов.

Одна из них — изменение времени $\Delta\tau_l$ распространения максимума выходного сигнала при увеличении накачки, обычно проявляющееся в кажущемся замедлении сигнала. Данный эффект обусловлен тем, что задняя часть сигнала усиливается сильнее передней, из-за того что задняя часть взаимодействует с холостой волной большей амплитуды, которая в каждой точке активной области нарастает экспоненциально со временем. Время $\Delta\tau_l$ зависит от мощности накачки, длительностей импульсов τ_s и τ_p , увеличиваясь с ростом этих величин.

Еще одна особенность профилей выходных сигналов — возможность в некоторых случаях уменьшения длительности выходных сигналов по сравнению с входными. Это означает, что при нестационарном параметрическом усилении возможно уширение спектрального состава входного сигнала, в то время как при обычном линейном усилении из-за конечности полосы пропускания может происходить только его обрезание, сопровождающееся уширением выходного импульса. Физическая причина такого сужения вполне понятна: если импульс накачки короче импульса сигнала, а тот, в свою очередь, больше длины взаимодействия τ_l , то будет усилена лишь часть сигнального импульса, что и приводит к сужению выходного сигнала. Нетривиальным результатом решения (6), (8) является то, что при больших мощностях накачки сужение сигнала возможно даже при $\tau_s < \tau_l$. Например, при $\tau_s = 0.5\tau_l$, $\tau_p = 0.2\tau_l$ и $P_p = 10P_{p\text{th}}$ выходной сигнал сужается в 1.3 раза. Возможно также сужение импульса обращенной волны: его длительность оказывается меньше τ_s .

Особый интерес представляет предельный случай длинного квазимонохроматического сигнала ($\tau_s \rightarrow \infty$), когда полная длительность выходного сигнала равна $\tau_p + \tau_l$, а его амплитуда резонансно увеличивается при $\omega \rightarrow \omega_p/2$ — фактически это есть фильтр с резонансной частотой, определяемой частотой накачки, и с формой выходного импульса, не зависящей от длительности сигнала. Кроме того, измеряя в эксперименте полную длительность выходного сигнала $\tau_p + \tau_l$, мы в данном случае можем определить время τ_l , а по нему и длину области взаимодействия $l = v\tau_l$, играющую определяющую роль во всех теоретических расчетах.

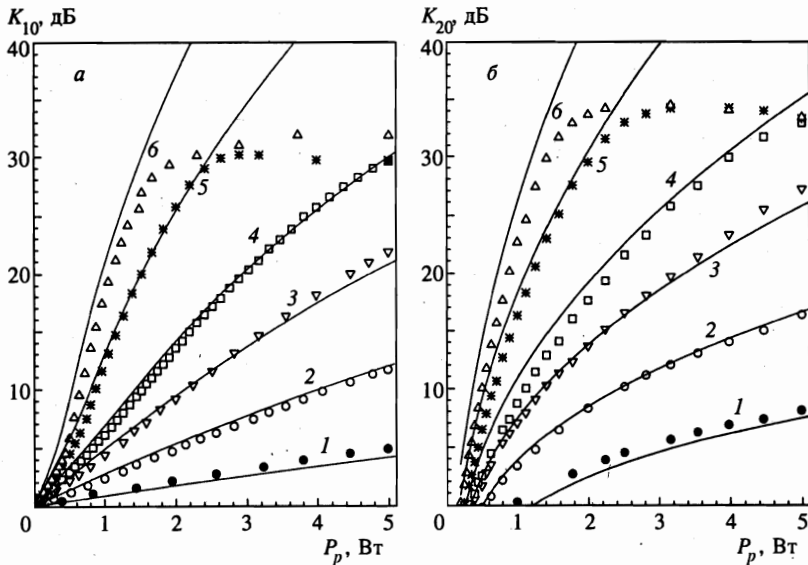


Рис. 4. Зависимости резонансного коэффициента усиления K_{10} падающей волны (а) и резонансного коэффициента преобразования K_{20} падающей волны в обращенную (б) от мощности накачки при различных длительностях импульса накачки τ_p : 1 — 10 нс; 2 — 20 нс; 3 — 30 нс; 4 — 40 нс; 5 — 60 нс; 6 — 80 нс; $\tau_l = 150$ нс, $\tau_s = 20$ нс, $P_{p\ th} = 40$ мВт. Сплошные линии — теоретический расчет для тех же параметров

Мы привели здесь результаты только нетривиальных теоретических выводов. Что касается обычных зависимостей, например, зависимости коэффициентов усиления от мощности накачки, то они будут представлены ниже при сравнении теоретических и экспериментальных результатов (см., например, рис. 4).

11. Обратимся теперь к рассмотрению случая малой области накачки: $l \leq \lambda$, когда наряду со встречным все большую роль начинает играть попутное взаимодействие. В отличие от оптики, этот случай для ООМСВ несложно реализовать практически. В наших экспериментах, например, $\lambda = 2\pi/k \simeq 400$ мкм, а l с помощью проволочного резонатора можно довести до 200 мкм. Как указывалось выше, приближение волновых пакетов здесь может быть использовано лишь для малых накачек, в силу чего мы не приводим аналитического решения уравнения (1) этим методом. Отметим только, что коэффициент модуляции прямого и обращенного сигналов одинаков и равен $2\sigma \exp(-2kl)$ ($\sigma \ll 1$), т. е. экспоненциально уменьшается с ростом области взаимодействия l и линейно растет с накачкой. Оказалось также, что попутное взаимодействие изменяет порог генерации, уменьшая его примерно в $[1 - \exp(-2kl)]^{-1}$ раз. В случае произвольной накачки необходимо численное решение системы (1), при расчетах нами учитывались триста первых волн низшей моды ООМСВ в диапазоне волновых векторов ± 300 см $^{-1}$. Результаты этих расчетов существенно иные, чем в приближенном методе волновых пакетов, уже при $\sigma \geq 0.5$.

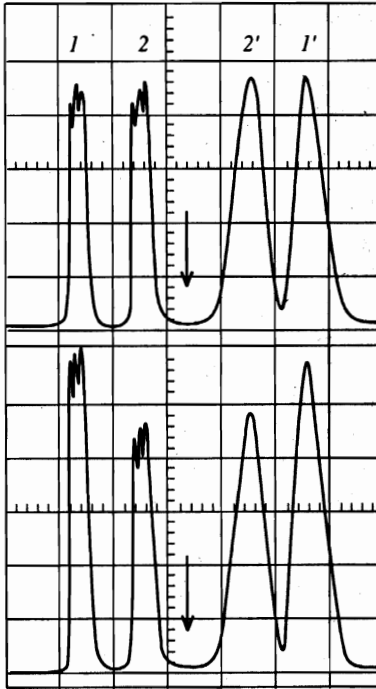


Рис. 5. Обращение во времени формы входного сигнала: 1, 2 — сигналы, отраженные от входа экспериментального макета, неprovзаимодействовавшие с накачкой; 1', 2' — сигналы на входе экспериментального макета, сформированные обращенной волной. Амплитуды сигналов 1 и 2 уменьшены на 20 дБ по сравнению с сигналами 1' и 2'. Цена большого деления 50 нс. Стрелка указывает на время подачи накачки

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе главное внимание уделено количественному сравнению приведенных выше теоретических результатов с экспериментом. Все основные выводы теории или были подтверждены экспериментально, или была понята причина несоответствия.

1. Случай большой области накачки, $l \gg \lambda = 2\pi/k$, был реализован в макете II, при этом $l \approx 3.3$ мм, $\tau_l = 150$ нс. В этом случае легко реализовывался наиболее приемлемый нестационарный режим параметрического усиления ($\tau_p \ll \tau_l$) и практически отсутствовали биения выходных сигналов, что соответствовало наличию лишь встречного параметрического взаимодействия волн. Для теоретического описания здесь могут быть использованы укороченные уравнения (4) для связанных волновых пакетов.

На рис. 4 представлены результаты измерений резонансного коэффициента усиления K_{10} прошедшей волны и резонансного коэффициента преобразования K_{20} входного сигнала в обращенную волну в зависимости от мощности накачки P_p при различных длительностях импульса накачки τ_p . Длительность сигнального импульса в области накачки $\tau_s = 20$ нс. Здесь же сплошными линиями изображены теоретические кривые, построенные с помощью соотношений (6), (8) при следующих параметрах экспериментального макета: $\tau_l = 150$ нс, $v = 2.2 \cdot 10^6$ см/с, $l = \tau_l v = 3.3$ мм, $P_{p\text{th}} = 40$ мВт. Время τ_l прохождения сигнальной волной активной области и длина последней определялись экспериментально по измерению длительности выходного импульса ($\tau_p + \tau_l$) в режимах непрерывного сигнала и импульсной накачки, как об этом говорилось в п. 10 предыдущего раздела. Мощность накачки при этом понижалась для минимизации влияния на результат параметрически возбужденных плоских спиновых волн.

Рисунок 4 демонстрирует хорошее согласие экспериментальных данных с теоретическими кривыми. Насыщение кривых $K_{10}(P_p)$ и $K_{20}(P_p)$ на уровне 30–35 дБ связано, по-видимому, с влиянием параметрических плоских спиновых волн, амплитуда которых за время действия накачки τ_p успевает достичь заметных в эксперименте значений. Чем больше мощность накачки P_p , тем меньше время τ_p для этого требуется. Согласно рис. 4, для данного макета максимальная длительность импульса накачки $\tau_{p \max}$ для работы параметрического усилителя без плоских спиновых волн при максимальной мощности накачки $P_p = 5$ Вт составляла $\tau_{p \max} \simeq 40$ нс. При снижении мощности накачки до 1.5 Вт длительность импульса накачки может быть увеличена до 80 нс.

На рис. 5 приведены результаты использования явления обращения волнового фронта магнитостатических волн для выполнения операции обращения во времени формы сигнала. В эксперименте использовалась последовательность двух импульсов различной амплитуды, порядок следования которых во времени в обращенной макетом волне (рис. 5, два правых импульса) оказался противоположным порядку их следования в непровзаимодействовавшем с накачкой отраженном от входа макета сигнале (левые импульсы), фактически являющемся копией (с учетом неидеальности отражения) входного сигнала. Перед проведением данного эксперимента на вход подавалась последовательность из двух равных по длительности и амплитуде сигнальных импульсов, а момент подачи и длительность накачки подбирались таким образом, чтобы обеспечить равенство амплитуд обращенных сигналов. Данная процедура необходима для компенсации влияния на форму обращенного сигнала (в нашем случае — соотношение амплитуд обращенных импульсов) затухания ООМСВ в пленке ЖИГ. Для приведенного на рис. 5 случая такая компенсация оказалась возможной при использовании сигнала накачки с $\tau_p = 30$ нс. Использование такого длинного импульса накачки привело, как это обсуждалось в теоретической части, к заметным искажениям выходных импульсов относительно входных, однако на рис. 5 в случае входных импульсов разной амплитуды явно виден эффект обращения формы в обращенной волне.

2. Противоположный рассмотренному выше случай короткой активной области $l \leq \lambda = 2\pi/k$ был осуществлен с помощью макета I с проволочным полуволновым резонатором накачки. Длина активной области ($l \simeq 220$ мкм, $\tau_l = 10$ нс) была здесь более чем на порядок меньше, чем в случае открытого диэлектрического резонатора. Это привело к существенным изменениям свойств параметрического усилителя магнитостатических волн. Во-первых, из-за увеличения роли попутного взаимодействия (см. предыдущий раздел) возникали биения амплитуды сигналов прошедшей и обращенной волн. Коэффициент модуляции (т.е. отношение разности максимальной и минимальной амплитуд биений к их сумме) достигал при максимальных накачках 80–90%. Это свидетельствовало о том, что попутное взаимодействие могло иметь тот же порядок величины, что и встречное. Во-вторых, согласно (9), произошло резкое (примерно на порядок) увеличение порога возбуждения ООМСВ из-за возрастания роли процессов выноса энергии из пространства взаимодействия. Порог ООМСВ увеличился до 1.9 Вт при практически не изменившемся (~ 10 мВт) пороге возбуждения плоских спиновых волн, так как для последних и при $l \simeq 220$ мкм длина свободного пробега была по-прежнему меньше размеров активной области и процессы выноса энергии не играли заметной роли. Все это привело к возрастанию роли плоских спиновых волн и к дальнейшему уменьшению длительности максимально возможных импульсов накачки $\tau_{p \max}$ до 10–20 нс.

Результаты экспериментальных исследований максимальных (из-за наличия бие-

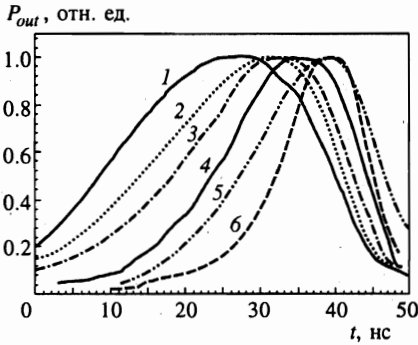


Рис. 6. Изменение профиля сигнала на выходной антенне при увеличении мощности накачки P_p : 1 — 0 Вт; 2 — 0.3 Вт; 3 — 0.63 Вт; 4 — 1.25 Вт; 5 — 2 Вт; 6 — 5 Вт; $\tau_p = 20$ нс, $\tau_l = 10$ нс

ний отсчет велся по верхней кромке размазанного биениями выходного импульса) резонансных коэффициентов усиления и обращения в зависимости от мощности накачки хорошо соответствуют теоретическим кривым, построенным с помощью численного решения уравнения (1). При этом для лучшего соответствия с экспериментом распределение поля накачки считалось не прямоугольным, как в случае решения укороченных уравнений, а имеющим в данном случае более близкую к эксперименту лоренцевскую форму

$$h_p = h(z) = \frac{h_{p \max}}{1 + (2z/l)^2}.$$

В эксперименте при $\tau_p = 30$ нс наблюдалось насыщение кривых $K_{10}(P_p)$ и $K_{20}(P_p)$, что, как и ранее (см. рис. 4), вызвано параметрическим возбуждением спиновых волн. Мы не приводим здесь эти кривые, так как они ничем принципиально не отличаются от изображенных на рис. 4, лишь заметно уменьшается (примерно на 10 дБ) коэффициент усиления. Приведем только изменение временных профилей выходного сигнала под действием накачки, чтобы наглядно продемонстрировать две нетривиальных особенности нестационарного параметрического усилителя: изменение $\Delta\tau_l$ времени распространения максимума сигнала и уменьшение длительности выходных сигналов по сравнению с входными. Как отмечалось в теоретической части, реальное сужение импульсов наблюдается лишь в случае $\tau_p, \tau_l \leq \tau_s$, что при имеющихся у нас экспериментальных возможностях легко реализовывалось в случае макета I, обладающего малой активной областью.

На рис. 6 изображены экспериментально измеренные на выходной антенне (см. рис. 1) временные профили прямого сигнала, прошедшего через активную область при различных мощностях накачки P_p . Кривая 1, измеренная в отсутствие накачки ($P_p = 0$), представляет собой первоначальную форму сигнального импульса длительностью $\tau_s \sim 30$ нс. Из рисунка хорошо видно, что после подачи накачки увеличивается задержка максимума импульса (до $\Delta\tau_l \leq 15$ нс) и происходит его заметное (с 30 нс до 12 нс) сужение. Последний эффект может быть важен для усиления солитонов огибающей, для которых увеличение амплитуды импульса должно сопровождаться одновременным уменьшением его длительности. В рассмотренном выше случае открытого диэлектрического резонатора накачки также происходило сужение сигнала, однако только при $\tau_s \geq 100$ нс, что связано с большей длиной активной области в макете II.

5. ВЫВОДЫ

Теоретически и экспериментально в пленках ЖИГ изучено взаимодействие бегущих обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ) с локальной нестационарной электромагнитной накачкой с частотой, в два раза превышающей частоту ОМСВ. В наших экспериментах впервые удалось наблюдать обращение волнового фронта и обращение во времени формы сигналов ОМСВ. В процессе обращения и усиления импульсов ОМСВ наблюдается существенное изменение формы выходных сигналов, при определенных условиях проявляющееся в их сужении, а также возрастании времени задержки максимума импульса в присутствии накачки. Получены экспериментальные зависимости коэффициентов усиления и преобразования ОМСВ в обращенную волну от мощности и длительности сигнала накачки.

Для объяснения экспериментальных результатов нами была решена общая задача о взаимодействии бегущей линейной волны с локализованной в пространстве параметрической импульсной накачкой. В случае большой области взаимодействия ОМСВ с накачкой, когда длина этой области l существенно превышает длину волны ОМСВ λ ($l \gg \lambda$), задача была сведена к системе двух укороченных уравнений для волновых пакетов, учитывающей только встречное взаимодействие волн (с противоположно направленными волновыми векторами). Методом функций Грина получено общее решение этой системы, выражающееся через функции Бесселя мнимого аргумента. В силу того что особенности взаимодействия ОМСВ с переменным магнитным полем накачки проявляются лишь через постоянный параметр связи, это решение может быть легко распространено на любые типы волн в различных средах, изменится лишь параметр связи. В обратном предельном случае короткой накачки ($l \leq \lambda$) численными методами решалась точная задача о взаимодействии собственных волн ферритовой пленки с неоднородной нестационарной накачкой с учетом как встречного, так и попутного (волновые векторы взаимодействующих волн совпадают по направлению) взаимодействий ОМСВ. Оба эти случая были реализованы в эксперименте.

Установлено существование двух режимов усиления: квазистационарного и нестационарного. В первом случае мощность накачки P_p ниже порога возбуждения ОМСВ $P_{p\ th}$, а $\tau_p > \tau_l$, где τ_l — время прохода магнитостатической волной области накачки. Здесь имеют место обычные для параметрического усилителя закономерности, в частности, неограниченный рост коэффициента усиления при $P_p \rightarrow P_{p\ th}$; полоса усиления при этом стремится к нулю. В нестационарном режиме $\tau_p < \tau_l$, а мощность накачки может превышать пороговую, $P_p > P_{p\ th}$. В этом случае и коэффициент усиления, и полоса пропускания растут при увеличении мощности накачки и превышают таковые для первого режима. Еще одна особенность нестационарного режима усиления — возможность сужения выходного импульса, т. е. расширение его частотного спектра, в то время как стационарный линейный усилитель может лишь обрезать спектр сигнала.

Практически все измеренные экспериментальные зависимости демонстрируют не только качественное, но и хорошее количественное совпадение с соответствующими теоретическими кривыми для малых мощностей и длительностей импульсов накачки. Появляющиеся при увеличении названных параметров расхождения объясняются влиянием паразитного возбуждения обменных плоских спиновых волн, вырожденных по частоте с сигнальными ОМСВ.

Среди задач, требующих дополнительного исследования, отметим изучение процессов усиления нелинейных магнитостатических волн, в частности формирования и усиления солитонов огибающей в прямой и обращенной волнах.

Работа выполнена при частичной поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины (грант 2.4/707), а также NSF USA (грант DMR-9701640) и специальной дополнительной восточно-европейской программы NSF USA (грант RUI-DMR-9701640).

Литература

1. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, Мир, Москва (1996).
2. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987).
3. Б. Я. Зельдович, Р. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов, *Обращение волнового фронта*, Наука, Москва (1985).
4. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва, (1994).
5. В. С. Львов, А. М. Рубенчик, Препринт ИАЭ СОАН СССР, № 31 (1976).
6. Г. А. Мелков, С. В. Шолом, *ЖТФ* **60**, 118 (1990).
7. A. V. Bagada, G. A. Melkov, A. A. Serga, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2137 (1997).
8. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. В. Луговской, *ЖЭТФ* **111**, 199 (1997).
9. P. A. Kolodin, P. Kabos, C. E. Patton, B. A. Kilinikos, N. G. Kovshikov, and M. P. Kostylev, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1972 (1998).
10. А. Л. Гордон, Г. А. Мелков, А. А. Серга и др., Письма в *ЖЭТФ* **67**, 869 (1998).
11. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, New York (1996).
12. Р. В. Хохлов, *Радиотехника и электроника* **6**, 917 (1961).
13. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика*, Мир, Москва (1966).
14. А. П. Сухоруков, *Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике*, Наука, Москва (1988).
15. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые волны*, Наука, Москва (1987).
16. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*, Изд-во Саратовского университета, Саратов (1993).
17. D. M. Pepper, *Scientific American* **254**, 74 (1986).
18. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989).
19. А. М. Горбунов, *ЖЭТФ* **67**, 1386 (1974).
20. В. С. Владимиров, *Уравнения математической физики*, Наука, Москва (1988).
21. B. R. Snydam and R. A. Fisher, *Opt. Engineering* **21**, 184 (1982).
22. Я. А. Моносов, *Нелинейный ферромагнитный резонанс*, Наука, Москва (1971).
23. M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash, and C. E. Patton, *Phys. Rev. B* **49**, 12773 (1994).
24. У. Люнссел, *Связанные параметрические колебания в электронике*, ИИЛ, Москва (1963).