

## ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛИНЕЙНЫХ СИГНАЛОВ И СОЛИТОНОВ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

А.Л.Гордон, Г.А.Мелков<sup>1)</sup>, А.А.Серга, А.Н.Славин\*, В.С.Тиберкевич,  
А.В.Багада

*Киевский университет им. Т.Шевченко  
252017 Киев, Украина*

*\* Department of Physics, Oakland University  
MI-48309 Rochester, USA*

Поступила в редакцию 6 апреля 1998 г.

Экспериментально наблюдалось обращение волнового фронта магнитостатических волн локальной продольной накачкой в пленках железо-иттриевого граната. Полученные в работе теоретические выражения хорошо описывают экспериментальные зависимости.

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

1. Обращение волнового фронта (ОВФ) хорошо изучено в оптическом диапазоне, где оно открывает новые возможности в адаптивной оптике, лазерном термоядерном синтезе, при корреляционной обработке информации и так далее [1]. Явление ОВФ состоит в том, что в результате нелинейного взаимодействия сигнальной волны с комплексной амплитудой  $a_1$  и опорной волны (волны накачки) с амплитудой  $a_p$  возникает волна с комплексно-сопряженной амплитудой  $a_2^* = \text{const} \cdot a_1$ , всегда распространяющаяся навстречу сигнальной волне, независимо от угла падения последней на область взаимодействия, что эквивалентно операции обращения времени: сигнальная волна не отражается от области взаимодействия по законам геометрической оптики, а идет вспять от нее по той же траектории, по которой пришла; волновой фронт сопряженной волны оказывается таким же, как и у сигнальной, но распространяющимся в противоположном направлении [2]. Одним из методов ОВФ является параметрический метод, при котором параметрическая волна и одна или две волны накачки, соответственно для параметрического взаимодействия первого или второго порядков, порождают холостую волну с комплексно-сопряженной амплитудой относительно амплитуды сигнальной волны [2].

2. В настоящей работе исследовалось обращение волнового фронта обратных объемных магнитостатических волн (ОМОВ) в ферритовых пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) путем их параметрического взаимодействия с локальной электромагнитной накачкой. Частота накачки  $\omega_p$  в 2 раза превышала частоту сигнала  $\omega_1$ , то есть имел место параметрический процесс первого порядка. Эксперимент был проведен на обычной магнитостатической линии задержки (рис. 1), в которой, однако, кроме входного и выходного преобразователей, находящихся друг от друга на расстоянии 7,5 мм, имелся третий электрод, размещенный посередине между этими преобразователями и предназначенный для подачи на пленку сигнала накачки [3]. Все три преобразователя представляли собой закороченные на конце отрезки

<sup>1)</sup> e-mail: melkov@boy.rpd.univ.kiev.ua

микрорословковых линий передачи; ширина входного и выходного преобразователей 50 мкм, ширина электрода накачки 200 мкм; толщина пленки ЖИГ 4.9 мкм, ее ширина 1.6 мм.

Внешнее магнитное поле  $H = 1015$  Э прикладывалось касательно к плоскости пленки и перпендикулярно к осям преобразователей, что соответствует работе магнитостатической линии задержки в режиме ООМСВ. Экспериментально измеренное время задержки импульса ООМСВ в линейном режиме  $t_d$  для несущей частоты 4686 МГц составляло 336 нс, что хорошо соответствует теоретически рассчитанным значениям групповой скорости 2,22 см/мкс и времени задержки 338 нс. Суммарные потери на несущей частоте составили  $\approx 13$  дБ. Входной сигнальный импульс длительностью  $\tau_s = 40$  нс имел прямоугольную форму. Энергия накачки на частоте  $\omega_p \approx 2\omega_1$  от магнитронного генератора подавалась через согласующий трансформатор на средний электрод в момент прохождения сигнальным импульсом активной области вблизи этого электрода (см. рис. 1). Длительность импульса накачки  $\tau_p$  изменялась от 20 нс до 70 нс, максимальная мощность накачки достигала 6,7 Вт, что обеспечивало амплитуду СВЧ магнитного поля накачки  $h_p$  на пленке до  $h_p \approx 30$  Э.

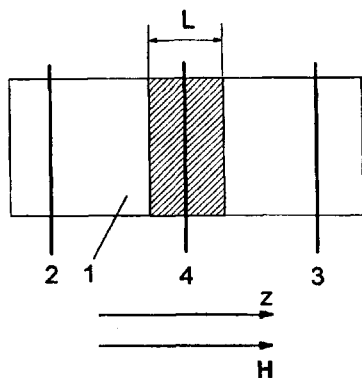


Рис. 1. Ферритовая пленка 1 с входным 2 и выходным 3 преобразователями, а также преобразователем поля накачки 4. В центре заштрихована активная область, где происходит взаимодействие магнитостатических волн с локальным полем накачки. Обращенный сигнал снимается с входного преобразователя 2

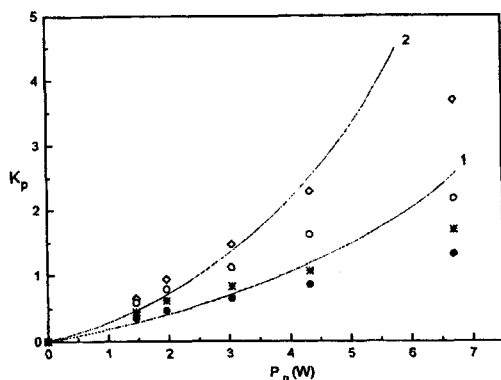


Рис. 2. Зависимость коэффициента преобразования  $K_p$  падающего сигнала в обращенный от мощности накачки для линейного ( $\circ$ ,  $*$ ) и солитонного ( $\bullet$ ,  $\bullet$ ) режимов работы линии задержки при длительности импульса накачки  $\tau_p = 20$  нс ( $*$ ,  $\bullet$ ) и  $\tau_p = 40$  нс ( $\circ$ ,  $\circ$ ); сплошные кривые 1 и 2 — теоретический расчет с помощью формулы (3) для  $\tau_p$  соответственно 20 нс и 40 нс

3. Для теоретического описания ОВФ ООМСВ в исследуемой системе (см. рис. 1) следует решить одномерную задачу о взаимодействии сигнальной ООМСВ с локальной параметрической накачкой. Эта задача принадлежит к более общему классу задач о параметрическом взаимодействии трех или четырех волн различной природы (оптической, плазменной, упругой, спиновой и т.д.) в активной области конечной протяженности  $L$ . Для спиновых и магнитостатических волн влияние локальности накачки при параметрическом взаимодействии рассмотрено лишь в стационарном случае монохроматического сигнала и накачки [4] и при нахождении порогов возбуждения волн локальной накачкой [4–6]. Наиболее полно задача о локальной накачке исследована в [2], однако и там рассмотрен лишь случай стационарной накачки, яв-

но неприемлемый для многоволновой системы, каковой является ферритовая пленка, где для получения каких-либо заметных эффектов усиления и преобразования волн принципиально необходима импульсная накачка [4].

Нами была решена нестационарная задача о взаимодействии произвольной сигнальной волны с нестационарной однородной накачкой, локализованной в области взаимодействия длиной  $L$  и имеющей внутри  $L$  постоянную амплитуду  $a_p$ . Анализ проводился с помощью стандартной системы уравнений, полученных Бломбергером [7, 8], обратное влияние параметрических процессов на накачку не учитывалось:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_1 + v_1 \frac{\partial}{\partial z}\right) a_1 &= V a_p a_2^* + f_1(t, z), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_2 - v_2 \frac{\partial}{\partial z}\right) a_2^* &= V^* a_p^* a_1 + f_2(t, z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $a_1 \equiv a_1(z, t)$ ,  $a_2 \equiv a_2(z, t)$  – медленные комплексные амплитуды (огibaющие) сигнальной,  $\exp[i(k_1 z + \omega_1 t)]$ , и холостой,  $\exp[i(-k_2 z + \omega_2 t)]$ , волн;  $k_1 = k_2 \equiv k$ ,  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_p$ . Специфику взаимодействующих волн учитывает лишь параметр накачки  $V a_p$ ; в случае параллельной накачки  $V a_p = \hbar_p [(\omega_p/2)^2 - (gH)^2] / 2\omega_p H$  [9];  $\Gamma_{1,2}$  – параметры релаксации волн,  $v_{1,2}$  – их групповые скорости,  $g$  – гиромангнитное отношение для электронного спина. Внешние силы  $f_1$  и  $f_2$  описывают распределенные источники, действующие в области взаимодействия, кроме накачки. Это могут быть, например, случайные термодинамические возмущения, которые в [6, 10] использовались для вычисления порогов, в этом случае их можно считать константами. В нашем случае общей постановки задачи пороги могут быть вычислены и без учета  $f_1$  и  $f_2$  из условия бесконечного коэффициента усиления в стационарном режиме. К уравнению (1) следует добавить начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} a_1(t=0) &= a_1^0(z), & a_1(z=0) &= a_1^S(t), \\ a_2^*(t=0) &= a_2^{0*}(z), & a_2^*(z=L) &= a_2^{S*}(t). \end{aligned} \quad (2)$$

Решение (1) с учетом (2) было получено методом функций Грина  $G_{ij}(t, z, z')$  [11]; выражение для обращенной волны при наличии сигнала только на входе ( $z=0$ ) имеет вид

$$a_2^*(t, z) = \int_0^t G_{21}(t-t', z, 0) v_1 a_1^S(t') dt' + \int_0^L G_{21}(t, z, z') a_1^0(z') dz', \quad (3)$$

$$\begin{aligned} G_{21}(t, z, z') &= \frac{\rho}{\sqrt{v_1 v_2}} K \left[ \rho t + \mu \left( \frac{z}{L} - \frac{z'}{L} \right), \frac{z}{L}, \frac{z'}{L} \right] \exp(-\omega_r t + k_r(z - z')), \\ K(\tau, \zeta, \zeta') &= \frac{\sigma}{2} \sum_{n=0}^{\infty} [P_{2n}(\tau, \alpha_n) - P_{2n}(\tau, \beta_n) - P_{2n+2}(\tau, \gamma_n) + P_{2n+2}(\tau, \delta_n)], \\ P_n(\tau, \xi) &= \Theta(\tau - \xi) \left( \frac{\tau - \xi}{\tau + \xi} \right)^{n/2} I_n(\sigma \sqrt{\tau^2 - \xi^2}), \end{aligned}$$

$\Theta(\tau)$  – единичная функция Хэвисайда,  $I_n(x)$  – функция Бесселя мнимого аргумента;

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

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

Формула (3) использовалась далее для построения теоретических кривых на рис. 2. При этом в соответствии с экспериментальными условиями считалось, что  $v_1 = v_2 = v$ ;  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$ ;  $v/\Gamma \gg L$ .

Не останавливаясь здесь на анализе полученных решений, отметим лишь, что они существенно зависят от отношения  $\eta$  мощности накачки  $P_p$  к ее пороговому значению  $P_{th}$ , определяемому затуханием ООМСВ, размером активной области  $L$ , групповыми скоростями  $v_1, v_2$  [4, 10]. При  $\eta = P_p/P_{th} < 1$  имеет место стационарный режим обращения волнового фронта, при  $\eta > 1$  - нестационарный, сопровождаемый экспоненциальным нарастанием волн во времени.

4. В эксперименте сигнальный импульс частоты  $\omega_1$  длительностью  $\tau_s = 40$  нс подавался на входной преобразователь линии задержки (см.рис. 1). Возбужденный этим импульсом пакет ООМСВ распространялся по пленке ЖИГ к выходному преобразователю. В момент  $t_1$  - прохода пакета ООМСВ через активную область на пленку подавался импульс накачки длительностью  $\tau_p$  частоты  $\omega_p$ . В результате действия накачки в активной области происходило усиление первичного пакета ООМСВ, продолжающего свой путь к выходному преобразователю [3], а также образование обращенного пакета ООМСВ, через время  $t_2 \simeq t_1$  появляющегося вблизи входного преобразователя и возбуждающего в нем выходной электромагнитный сигнал, запаздывающий относительно входного на время  $t_1 + t_2 \simeq t_d$ .

В процессе эксперимента измерялась импульсная мощность задержанного обращенного сигнала  $P$  на входном преобразователе при различных мощностях накачки  $P_p$  и сигнала  $P_s$  и различных длительностях накачки  $\tau_p$ ; далее рассчитывался удобный для сравнения с теорией коэффициент параметрического преобразования  $K_p$  падающего сигнала в обращенный, который представляет собой отношение мощности обращенной волны на входе активной области к мощности входного сигнала в этой же точке линии задержки. На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости  $K_p$  от мощности накачки для двух значений длительности накачки:  $\tau_p = 20$  нс, 40 нс; вначале мощность входного сигнала составляла 5 мВт, линия задержки работала при этом в линейном режиме. Здесь же сплошными линиями приведены результаты теоретического расчета с помощью формулы (3). При этом  $P_{th} = 7.8$  Вт, то есть во всем диапазоне имеющихся в нашем распоряжении мощностей накачки обращение волнового фронта происходило в стационарном режиме. Из рис. 2 видно неплохое согласие теории с экспериментом, хотя при предельной мощности  $P_p = 6.7$  Вт наблюдалось заметное уменьшение коэффициента преобразования относительно ожидаемых значений. Это может быть связано с многоволновостью спиновой системы ферритовой пленки: при больших мощностях все большее и большее количество спиновых волн находится за порогом возбуждения и препятствует передаче мощности накачки к ООМСВ [4].

5. Нами также было экспериментально осуществлено обращение волнового фронта солитонов огибающей ООМСВ, возникающих в пленке ЖИГ при превышении уровнем входного сигнала некоторого критического уровня образования солитонов [12]. В нашем случае этот уровень составлял величину  $P_{cr} = 140$  мВт. Экспериментальные результаты по обращению волнового фронта входного сигнала мощностью 200 мВт, при которой в пленке распространяется солитон ООМСВ, также представлены на

рис. 2. Видно, что коэффициент преобразования солитона в обращенный сигнал всегда меньше, чем для слабого линейного сигнала, особенно при больших мощностях и длинных импульсах накачки. Это может быть связано с более сильным влиянием параметрически возбужденных высших типов колебаний спиновой системы, так как теперь они находятся под действием двух мощных импульсов – сигнала и накачки. Влияет, конечно, и то обстоятельство, что импульс солитона имеет меньшую ширину и обладает внутренней частотной модуляцией.

По полученному с помощью (3) профилю обращенной волны с помощью нелинейного уравнения Шредингера методом обратной задачи были вычислены пороги формирования солитонов огибающей обращенной волны. При этом влиянием нелинейных и дисперсионных эффектов в области накачки пренебрегали, предполагая длительность накачки  $\tau_p$  и время прохождения сигналом активной области малыми по сравнению с временами нелинейных искажений и дисперсионного расплывания [12]. Оказалось, что условия нашего эксперимента допускают существование солитона обращенной волны, однако наблюдать его в эксперименте пока не удалось.

Таким образом, нами экспериментально и теоретически исследовано обращение волнового фронта ООМСВ в пленках ЖИГ при помощи локально однородной параллельной накачки. Импульсная мощность обращенного сигнала в начале области накачки более чем в три раза превышала мощность входного импульса малой амплитуды. В случае мощного входного сигнала, формирующего солитон огибающей, коэффициент преобразования падающего сигнала в обращенный уменьшился почти в 2 раза.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины, грант 2.4/707, а также NSF USA, грант DMR-9701640.

- 
1. А.Ярив, П.Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, 1987. (A.Yariv and P.Yeh, *Optical waves in Crystals*, J. Wiley and Sons, N.Y., 1984).
  2. Б.Я.Зельдович, Р.Ф.Пилипецкий, В.В.Шкунов, *Обращение волнового фронта*, М.: Наука, 1985.
  3. A.V.Bagada, G.A.Melkov, A.A.Serga, and A.N.Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2137 (1997).
  4. Г.А.Мелков, С.В.Шолом, *ЖТФ* **60**, 118 (1990).
  5. В.С.Львов, А.М.Рубенчик, Препринт ИАЭ СОАН СССР, №31, 36 с. (1976)
  6. Ю.В.Гуляев, П.Е.Зильберман, А.В.Луговской, *ЖЭТФ* **111**, 199 (1997).
  7. Н.Бломберген, *Нелинейная оптика*, М.: Мир, 1966. (N.Bloembergen, *Nonlinear optics*, W.A.Benjamin, Inc., N.Y., 1965).
  8. В.С.Львов, *Нелинейные спиновые волны*, М.: Наука, 1987.
  9. А.Г.Гуревич, Г.А.Мелков, *Магнитные колебания и волны*, М.: Наука, 1994.
  10. А.М.Горбунов, *ЖЭТФ* **67**, 1386 (1974).
  11. В.С.Владимиров, *Уравнения математической физики*, М.: Наука, 1988.
  12. M.Chen, M.A.Tsankov, J.M.Nash, and C.E.Patton, *Phys.Rev.* **B49**, 12773 (1994).