

## Влияние непрерывной накачки на распространение солитонов огибающей магнитоэлектронных спиновых волн

© А.В. Кокин, С.А. Никитов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
103907 Москва, Россия

E-mail: nikitov@mail.cplire.ru

(Поступила в Редакцию 21 сентября 2000 г.)

Исследовано влияние волны непрерывной накачки на распространение солитонов магнитоэлектронных спиновых волн. Показано, что при определенных условиях, когда частота непрерывно возбужденной волны попадает в спектр солитоноподобного импульса, нелинейное взаимодействие приводит к распаду солитона. Представлены результаты численных расчетов рассмотренного эффекта.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-17600).

Свойства солитонов огибающей бегущих магнитоэлектронных спиновых волн (МСВ) в ферромагнитных пленках подробно исследованы для случаев прямых и обратных объемных МСВ [1,2]. При этом наблюдалось такое важное свойство солитонов, как сохранение их формы при соударении и прохождении друг сквозь друга для противоположно направленных солитонов [3]. В типичном эксперименте по исследованию солитонов МСВ применяются ферромагнитные пленки, на поверхности которых расположены возбуждающие и принимающие антенны примерно на расстоянии 1 см друг от друга. Начальная длительность импульсов МСВ солитонов равна примерно 20–40 ns. Это означает, что расстояние, при котором солитоны взаимодействуют при соударении, составляет примерно 0.02–0.2 см (при групповой скорости МСВ —  $10^6$ – $5 \cdot 10^6$  см/с). Эффекты взаимодействия не успевают накопиться и, следовательно, повлиять на характер распространения солитонов. С другой стороны, недавно было показано, что эффекты взаимного воздействия МСВ могут изменить характер распространения волн. Так, было продемонстрировано [4,5], что в результате кросс-модуляции нелинейных поверхностных МСВ (ПМСВ) обычно модуляционно устойчивых индуцируется модуляционно неустойчивость, и волны становятся модуляционно неустойчивыми. Прямые объемные МСВ при взаимодействии друг с другом также проявляют индуцированную модуляционную неустойчивость благодаря кросс-модуляции, дополнительной к автомодуляции (поскольку эти волны в отличие от поверхностных МСВ модуляционно неустойчивы). Более того, распространяющиеся импульсы ПМСВ могут образовывать солитоны огибающей при взаимодействии во время распространения их в одном направлении в ферромагнитной пленке [6]. Характер их распространения соответствует поведению солитонов при соударении, рассмотренных в ранней работе Забуски и Крускала [7]. Таким образом, распространение МСВ при взаимодействии двух волн существенно зависит от характера взаимодействия между ними. В [8] было предложено контролировать распространение оптических солитонов в волокне с помощью

непрерывно возбужденного света, тем самым решая задачу создания оптических устройств, использующих только свет. В настоящей работе исследуется влияние непрерывной волны накачки МСВ на свойства распространяющихся солитонов огибающей прямых объемных МСВ. Таким образом, мы продемонстрируем возможность контроля формирования и распространения МСВ солитонов с помощью распространяющегося микроволнового сигнала.

Распространение слабо нелинейных МСВ в ферромагнитной пленке рассматривается в приближении нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для магнитоэлектронного потенциала волны, получаемого из совместного решения уравнения Ландау–Лифшица и уравнений Максвелла. Взаимодействие импульса МСВ и непрерывной волны описывается соответственно системой связанных НУШ с соответствующими граничными и начальными условиями. Такая система связанных НУШ для прямых объемных МСВ имеет следующий вид:

$$i \frac{\partial A}{\partial t} + iv_{g1} \frac{\partial A}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_1 \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = f_1(a^2|A|^2 + b^2|B|^2)A,$$

$$i \frac{\partial B}{\partial t} + iv_{g2} \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} = f_2(a^2|A|^2 + b^2|B|^2)B, \quad (1)$$

где

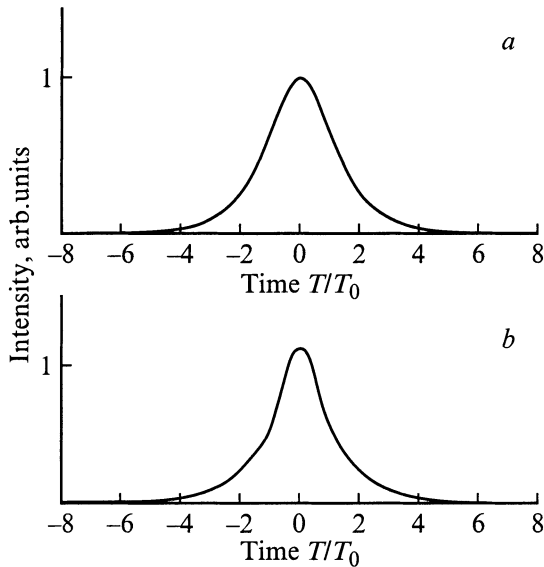
$$a^2 = k_1^2(\sin k_1 d + |\alpha|^2 \cos k_1 d),$$

$$b^2 = k_1^2(\sin k_1 d + |\beta|^2 \cos k_1 d),$$

$$f_1 = \frac{\omega_H}{M_0^2 \omega_1} [\omega_H \cos k_1 d + \omega_M \sin k_1 d] (\chi_1^2 + \chi_2^2),$$

$$\chi_1 = \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \chi_2 = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$\omega_H = \gamma H$ ,  $\omega_0^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_M$ ,  $\omega_M = \gamma 4\pi M$ ,  $H$  — внешнее магнитное поле,  $M$  — намагниченность насыщением ферромагнетика,  $v_{gi} = \frac{\partial \omega_i}{\partial k_i}$  — групповые скорости волн,  $\beta_i = \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial k_i^2}$ , где  $\omega_i(k_i)$  — дисперсионное уравнение МСВ (индекс  $i$  указывает на принадлежность к первой или



**Рис. 1.** Образование солитона ПОМСВ (*b*) из начального импульса гауссовской формы длительностью 100 ns (*a*). По оси *Y* отложена амплитуда импульса в произвольных единицах, по оси *X* — время распространения, нормированное на начальную длительность импульса.

второй волне), получаемое из следующего трансцендентного уравнения:

$$\operatorname{tg}(\xi k_i d) = \frac{2\xi}{\xi^2 - 1}, \quad \xi = \sqrt{-(1 + 4\pi\chi_{1i})},$$

$d$  — толщина пленки ферромагнетика,  $\chi_1$  и  $\chi_2$  — компоненты тензора магнитной восприимчивости,  $k_{1,2}$  — волновые числа МСВ,  $A$  и  $B$  — амплитуды потенциалов МСВ.

Для описания распространяющегося импульса МСВ выбирались следующие начальные условия:

$$A(x, 0) = \begin{cases} A_0\zeta(0), & x = 0 \\ 0, & 0 < x \leq L_x, \end{cases}$$

$$A(0, t) = A_0\zeta(t), \quad t \geq 0, \quad (2)$$

где  $A_0$  — амплитуда импульса. Функция  $\zeta(t)$  выбиралась в виде

$$\zeta(t) = \operatorname{sech}\left(\frac{T}{2} - t\right), \quad 0 \leq t \leq T, \\ 0, \quad t > T. \quad (3)$$

При  $T = t_{\max}$ , где  $t_{\max}$  — длительность времени распространения МСВ, данная математическая модель соответствует случаю непрерывного возбуждения волны, при  $T < t_{\max}$  — импульсному возбуждению. Таким образом, учет начальных условий для волны, распространяющейся в непрерывном режиме, также может быть произведен уравнениями (2) и (3).

Система уравнений (1) описывает эволюцию распространения волн, зависящую от эффектов автомодуляции,

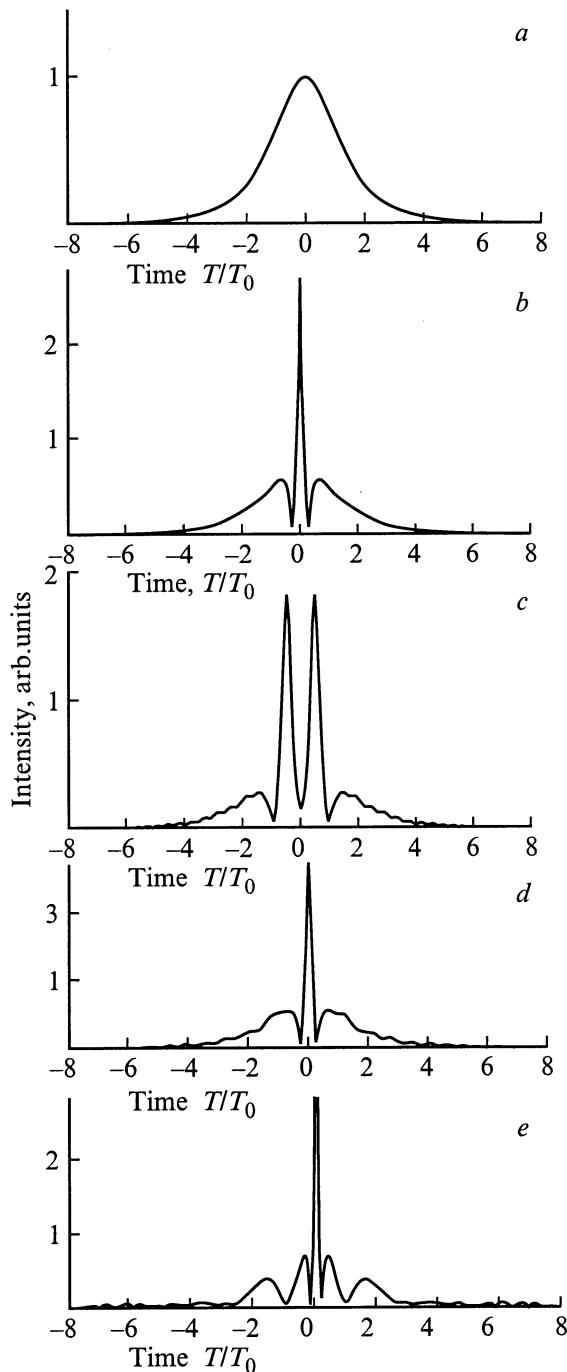
кросс-модуляции и рассогласования групповых скоростей. Последний фактор в случае МСВ оказывается решающим при определении спектра и формы распространяющихся импульсов. Основными параметрами, определяющими распространение импульса в нелинейной дисперсионной среде, являются дисперсионная и нелинейная длина. Первая — определяет расстояние, на котором в линейной среде импульс уширяется вдвое благодаря дисперсионному расплыванию, вторая — расстояние, на котором фаза пика амплитуды импульса изменится на  $\pi$  в отсутствие дисперсии,

$$L_{D,i} = \frac{T_0^2 v_{gi}^3}{|\beta_i|}, \quad (4a)$$

$$L_{NL,i} = \frac{v_g}{f_i P_i}, \quad (4b)$$

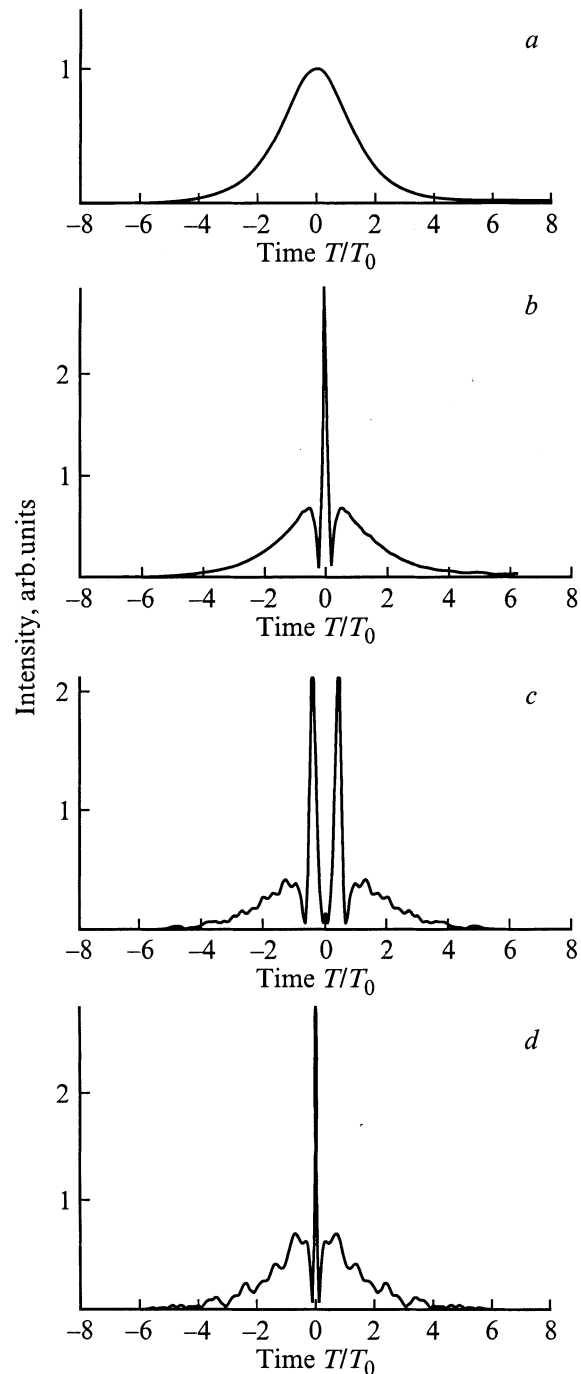
где  $T_0$  — начальная длительность импульса,  $f_i$  определено в уравнениях (1),  $P_i$  — безразмерная мощность волны. Когда данные длины сравниваются и выполняется необходимое условие существования солитонов (критерий Лайтхилла), эта длина примерно равна расстоянию, на котором солитон огибающей образуется из начального прямоугольного импульса. В случае прямых объемных магнито-статических волн (ПОМСВ), выбирая рабочую частоту, начальную длительность импульса и его мощность, расстояния  $L_D$  и  $L_{NL}$  можно сделать равными нескольким миллиметрам, что реально для образования и наблюдения солитонов ПОМСВ. На рис. 1 приведены результаты численного моделирования распространения импульса ПОМСВ с начальной длительностью 100 ns и частотой волны 3.7 GHz для ферромагнитной пленки толщиной в  $7.5 \mu\text{s}$ , помещенной во внешнее магнитное поле 2.35 kOe. В частности, на рис. 1, *a* показан начальный импульс (на входе в пленку), на рис. 1, *b* — сформировавшийся солитон (после распространения на расстоянии 1.5 cm по пленке).

В случае одновременного распространения импульса и непрерывного сигнала на процесс формирования солитона из начального импульса существенное влияние будет оказывать непрерывный сигнал. При этом в соответствии с уравнениями (1) этот процесс существенно зависит, как уже отмечалось, от рассогласования групповых скоростей импульса и непрерывной волны. Связано это с тем, что при распространении нелинейной волны в ферромагнитной пленке благодаря нелинейному сдвигу частоты распространяющейся волны изменяются магнитные проницаемость и восприимчивость ферромагнетика. Если вторая волна (с другой частотой) попадает в частотную область изменения восприимчивости, то ее характеристики также могут сильно измениться. Кросс-фазовая модуляция наряду с автомодуляцией индуцирует частотно-фазовую модуляцию между двумя волновыми фронтами. Это приводит к тому, что если частотное рассогласование между импульсом и волной непрерывной накачки велико, так что частота непрерывной волны выходит за спектр импульса, то взаимодействие между двумя волновыми фронтами будет слабым.



**Рис. 2.** Распад солитона ПОМСВ при взаимодействии с непрерывной волной накачки и близкой частотой, отстоящей от центральной частоты импульса на 10 MHz (мощность непрерывной волны равна 0.2 мощности пика импульса). *a* — форма импульса, поданного на входную антенну; *b, c, d, e* — форма импульса на расстоянии 1, 2, 3, 4 mm от входной антенны соответственно.

В свою очередь изменение формы и спектра распространяющегося импульса будет также слабым. Вследствие большого рассогласования групповых скоростей взаимодействующих импульса и непрерывной волны изменения



**Рис. 3.** Распад солитона ПОМСВ при взаимодействии с непрерывной волной накачки и близкой частотой, отстоящей от центральной частоты импульса на 10 MHz (мощность непрерывной волны равна 0.8 мощности пика импульса). *a* — форма импульса, поданного на входную антенну; *b, c, d* — форма импульса на расстоянии 1, 2, 3 mm от входной антенны соответственно.

в форме и спектре импульса за счет эффектов кросс-модуляции не успевают накопиться, и изменение формы импульса целиком обусловлено эффектами автомодуляции. При численном моделировании данного процесса

видно, что изменения в форме выходного импульса не происходят, сам же процесс эволюции взаимодействия подобен тому, как это изображено на рис. 1. В случае когда частота непрерывной волны попадает в спектр распространяющегося импульса, фазовая модуляция за счет кросс-модуляции может привести к существенным изменениям формы и спектра импульса. При этом, если интенсивность непрерывной волны не мала, импульс вообще может распасться. Это продемонстрировано на рис. 2. Рис. 2, *a* соответствует импульсу, поданному на входную антенну, рис. 2, *b, c, d* и *e* демонстрируют форму импульса на расстоянии 1, 2, 3 и 4 mm от входной антенны соответственно.

Частота несущей импульса равна 3.7 GHz, а частота непрерывной волны — 3.69 GHz. В этом случае взаимодействие между импульсом и непрерывной волной становится сильным, и это приводит к распаду солитона на ряд импульсов. Такой распад возможен уже при небольших мощностях распространяющейся непрерывной волны (для рис. 2 мощность волны составляла 1 mW, а полный распад происходил на расстояниях порядка 2 cm). Распад солитона становится быстрее и происходит на более коротких расстояниях при увеличении мощности непрерывной волны (на рис. 3 показан распад солитона при взаимодействии с непрерывной волной с мощностью 10 mW, солитон при этом распадается на расстояниях меньше 1 cm).

Аналогично рис. 2 рис. 3, *a* соответствует импульсу, поданному на входную антенну, рис. 3, *b, c* и *d* демонстрируют форму импульса на расстоянии 1, 2 и 3 mm от входной антенны. При численных расчетах мы не принимали во внимание затухание МСВ при распространении в ферромагнитных пленках, оно может быть учтено введением соответствующих членов уравнения (1). Однако учет затухания не должен изменить общей картины взаимодействия солитонов и волны непрерывной накачки, возможно, что эффекты, приводящие к распаду солитонов при взаимодействии с непрерывной волной, проявятся ранее и на меньших расстояниях. Недавно [9] было продемонстрировано экспериментально, что достаточно мощная МСВ может полностью подавить МСВ с другой, близкой частотой, распространяющейся в том же направлении в случае возбуждения обеих волн в непрерывном режиме.

Итак, в данной работе исследовано взаимодействие солитонов магнитостатических спиновых волн и волны непрерывной накачки, распространяющихся в ферромагнитных пленках. Показано, что если частота непрерывной волны попадает в спектр солитона, то это приводит к сильному взаимодействию и, как следствие, к распаду солитона на отдельные импульсы. Данный эффект позволяет проводить исследования формирования и распространения солитонов с помощью распространяющихся непрерывно возбужденных волн аналогичной природы.

## Список литературы

- [1] M. Chen, M.A. Tsankov, J.M. Nash, C.E. Patton. Phys. Rev. **B49**, 12 773 (1994).
- [2] J.M. Nash, C.E. Patton, P. Kabos. Phys. Rev. **B51**, 15 079 (1995).
- [3] N.G. Kovshikov, B.A. Kalinikos, C.E. Patton, E.S. Wright, J.M. Nash. Phys. Rev. **B54**, 15 210 (1996).
- [4] J.W. Boyle, S.A. Nikitov, A.D. Boardman, K. Xie. J. Magn. Magn. Mater. **173**, 241 (1997).
- [5] А.О. Короткевич, С.А. Никитов. ЖЭТФ **116**, 12, 2058 (1999).
- [6] R. Marcelli, S.A. Nikitov. Europhys. Lett., in press.
- [7] N.J. Zabusky, M.D. Kruskal. Phys. Rev. Lett. **15**, 240 (1965).
- [8] Q. Park, H.J. Shin. Phys. Rev. Lett. **82**, 4432 (1999).
- [9] Ю.К. Фетисов. Письма в ЖТФ **26**, 8 (2000).