

01

© 1991 г.

## СЖАТИЕ ПАКЕТА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА В НЕСТАЦИОНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*С. Н. Дунаев, В. Л. Преображенский, В. П. Рыбаков, Ю. К. Фетисов*

Теоретически и экспериментально исследованы закономерности сжатия пакетов магнитостатических спиновых волн (МСВ), распространяющихся в пленках феррита, обусловленного изменением групповой скорости волны при перестройке напряженности намагничивающего поля во время возбуждения МСВ. С использованием метода стационарной фазы рассчитана форма пакета в условиях максимального сжатия, найдены зависимости длительности сжатого пакета и коэффициента сжатия от параметров возбуждающих импульсов, пленки феррита и скорости линейной перестройки магнитного поля.

Экспериментально в пленке феррита железиттриевого граната толщиной 20 мкм получено сжатие квазимонохроматических пакетов поверхностных и обратных объемных МСВ с центральной частотой в диапазоне от 3 до 10 ГГц и длительностью от 0.1 до 0.4 нс до минимальной длительности 20 пс при скорости перестройки поля  $10^2$  Э/мкс. Показана возможность оптимального сжатия пакетов МСВ за счет выбора закона перестройки подмагничивающего поля. Эффект может быть использован для создания устройств обработки и формирования СВЧ импульсов.

### Введение

Магнитостатические спиновые волны (МСВ) сверхвысокочастотного диапазона, распространяющиеся в намагниченных ферритовых структурах на основе пленок феррита, интенсивно исследуются в настоящее время в связи с возможностями их широкого применения в СВЧ электронике.

Характерная для МСВ высокая чувствительность их спектров к изменениям напряженности магнитного поля позволяет экспериментально реализовать условия, при которых параметры сильно диспергирующей среды могут существенно изменяться непосредственно в процессе распространения волны. В таких условиях распространение волн сопровождается специфическими амплитудно-фазовыми преобразованиями [1, 2], которые могут найти применение в нетрадиционных устройствах функциональной обработки СВЧ сигналов в реальном масштабе времени.

В работе [3] сообщалось об экспериментальном обнаружении явления пространственно-временной фокусировки пакетов МСВ в пленке феррита в нестационарном магнитном поле.

Данная работа посвящена детальному исследованию процесса сжатия пакетов МСВ в нестационарном поле. Приведены результаты расчета формы пакета в условиях максимального сжатия и зависимости коэффициента сжатия от параметров входного импульса и скорости изменения подмагничивающего поля. Экспериментально исследовано сжатие пакетов поверхностных и объемных МСВ в пленке феррита при линейном изменении подмагничивающего поля. Обсуждаются возможности оптимизации сжатия пакетов МСВ за счет выбора закона изменения подмагничивающего поля.

### Эволюция пакета МСВ и метод стационарной фазы

Изменение формы огибающей и, в частности, сжатие пакета магнитостатических волн, распространяющихся в сильно диспергирующей нестационарной

среде, какой является пленка феррита, помещенная в изменяющееся во времени магнитное поле, возникает в результате различия групповых скоростей частей пакета, входящих в среду в разные моменты времени. Эволюция пакета МСВ может быть описана переменной составляющей  $\mathbf{h}(z, y, t)$  его магнитного поля, которая представляет собой суперпозицию всех возбуждаемых в пленке мод

$$\mathbf{h}(z, y, t) = \sum_n \mathbf{h}_n(z, y, t). \quad (1)$$

Для волнового пакета, распространяющегося в нестационарном магнитном поле вдоль оси  $y$ , выражение для вкладов  $\mathbf{h}_n(z, y, t)$  каждой из мод в полное поле пакета имеет следующий вид [3]:

$$\mathbf{h}_n(z, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^t \mathbf{h}_{kn}(z, t) A(t') C_{kn}(t') e^{-\delta(t-t')} e^{i\Phi_n(k, t')} dk dt' + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где

$$\Phi_n(k, t') = \omega_0 t' - ky + \int_{t'}^t \omega_n(k, t'') dt'', \quad (3)$$

$A(t')$  — огибающая возбуждающего СВЧ импульса, несущая частота которого равна  $\omega_0$ ;  $C_{kn}(t')$  — коэффициент, определяющий эффективность возбуждения  $n$ -й моды МСВ с волновым числом  $k$  в момент времени  $t'$ ;  $\mathbf{h}_{kn}(z, t)$  — распределение магнитного поля моды по поперечной к плоскости пленки координате  $z$ ;  $\omega_n(k, t)$  и  $\delta = 17.5 \Delta H \text{ мкс}^{-1}$  — зависящий от времени закон дисперсии и коэффициент, определяющий затухание МСВ [4] соответственно;  $\Delta H$  — ширина линии однородного ферромагнитного резонанса.

Нетривиальность зависимости фазы  $\Phi_n(k, t')$  МСВ от волнового числа  $k$  и времени  $t'$  усложняет задачу вычисления интеграла (2).

В условиях эксперимента, как правило, приходится иметь дело с достаточно длинными импульсами, форма которых практически не сказывается на значении интеграла (2). В этом случае при  $y/d \gg 1$  расчет интеграла существенно упрощается из-за возможности воспользоваться методом стационарной фазы.

Влияние, которое начинает оказывать форма импульса при уменьшении его длительности на значение интеграла (2), может быть учтено интегрированием вблизи стационарных точек не только разложенного в ряд фазового, но и амплитудного сомножителей. На этом приеме фактически построена вся классическая теория дисперсии, описывающая распространение узкополосных волновых пакетов в стационарных диспергирующих средах [5]. Причем если дисперсионное расплывание пакета в стационарной среде учитывается одновременным интегрированием как амплитудного, так и фазового сомножителей, то в нестационарной среде основную роль в интеграле начинает играть фазовый множитель. Физически это означает, что в стационарной среде дисперсионные эффекты вызываются размыванием пакета по спектру, обусловленным конечностью его длительности, а в нестационарной — в основном различием в групповых скоростях частей пакета, вошедших в среду в разные моменты времени.

Применение метода стационарной фазы для каждой из мод, входящих в состав пакета, приводит к следующей системе уравнений для стационарных точек  $(\bar{k}_{jn}, \bar{t}'_{jn})$ :

$$\int_{\bar{t}'_{jn}}^t \omega_{kn}(\bar{k}_{jn}, t'') dt'' = y, \quad (4)$$

$$\omega_n(\bar{k}_{jn}, \bar{t}'_{jn}) = \omega_0,$$

где

$$\omega_{kn}(k, t) = \frac{\partial \omega_n}{\partial k}(k, t),$$

а индекс  $j$  обозначает номер стационарной точки.

Для поверхностных МСВ (ПМСВ) и линейного изменения со временем подмагничивающего поля ( $H(t) = H_0 + st$ ), используя систему (4) и известное дисперсионное уравнение [6], можно получить аналитическое выражение для зависимости  $t(\bar{t}')$  во всей области частот существования волн

$$t = \frac{1}{\gamma s} \left\{ \omega_0 sh \left[ \frac{\gamma sy}{d(\omega_B^2(\bar{t}') - \omega_0^2)} \right] + \omega_B(\bar{t}') ch \left[ \frac{\gamma sy}{d(\omega_B^2(\bar{t}') - \omega_0^2)} \right] - \omega_B(0) \right\}, \quad (5)$$

где  $\omega_B(\bar{t}') = \gamma H(\bar{t}') + 2\pi\gamma M$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M$  — намагниченность насыщения феррита.

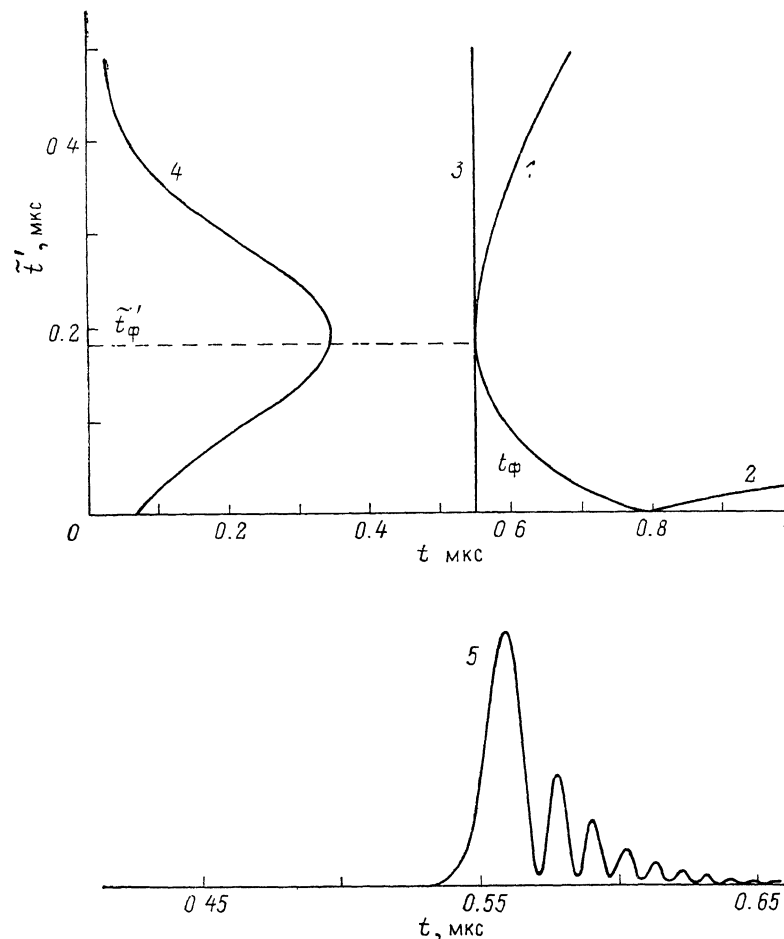


Рис. 1. Зависимость положения стационарной точки  $\bar{t}'$  от времени  $t$  для ПМСВ при увеличении (1), уменьшении (2), согласованном (3) изменении напряженности магнитного поля со временем и форма входного (4) и сжатого (5) пакетов.

График этой зависимости для  $s > 0$  (кривая 1) и  $s < 0$  (кривая 2) показан на рис. 1.

Для прямых и обратных объемных МСВ и линейного изменения подмагничивающего поля со временем зависимость  $\bar{t}'(t)$  имеет качественно такой же вид, как и для поверхностных МСВ.

Ограничиваясь в разложении фазы  $\Phi_n(k, t')$  вблизи стационарных точек ( $\bar{k}'_{jn}, \bar{t}'_{jn}$ ) квадратичными членами, для достаточно длинных исходных СВЧ импульсов получаем, что форма огибающей каждой из мод, формирующих МСВ пакет, прошедший расстояние  $y$ , повторяет форму исходного СВЧ импульса, но с преобразованием амплитудного и временного масштабов, определяемых зависимостью  $i'_{j,}(t)$ :

$$h_n(z, y, t) = \sum_j h_{\bar{k}_{jn}}(z, t) C_{\bar{k}_{jn}}(\bar{l}'_{jn}) B_{jn}(y, t) e^{i\Phi_n(\bar{k}_{jn}, \bar{l}'_{jn})}, \quad (6)$$

где

$$B_{jn}(y, t) = \left[ \frac{\partial \bar{l}'_{jn}}{\partial t} \right]^{1/2} \frac{A(\bar{l}'_{jn}) e^{-\delta(t - \bar{l}'_{jn}) 2\pi}}{\sqrt{\omega_{kn}(\bar{k}_{jn}, t) \omega_{kn}(\bar{k}_{jn}, \bar{l}'_{jn})}}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{l}'_{jn}}{\partial t} = \frac{\omega_{kn}(\bar{k}_{jn}, t) \omega_{kn}(\bar{k}_{jn}, \bar{l}'_{jn})}{\omega_{kn}^2(\bar{k}_{jn}, \bar{l}'_{jn}) + \omega_{in}(\bar{k}_{jn}, \bar{l}'_{jn}) \int_{\bar{l}'_{jn}}^t \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial k^2}(\bar{k}_{jn}, t'') dt''},$$

$$\omega_{in}(k, t') = \frac{\partial \omega_n}{\partial t'}(k, t'). \quad (8)$$

Максимального сжатия исходного пакета МСВ, как следует из формул (6), (7) и видно из рис. 1, можно достичь, выбрав  $s > 0$  и совмещая центр возбуждающего СВЧ импульса с моментом времени  $\bar{l}'_{\phi n}$ , отвечающим той из мод, которая возбуждается наиболее эффективно. На практике таковой является, как правило, основная мода. Составляющие волнового пакета, отвечающие модам более высоких порядков, при этом будут максимально сжиматься на расстояниях, отличных от  $y$ , и давать существенно меньший вклад в результирующую амплитуду пакета в точке  $y$ .

Если центру возбуждающего СВЧ импульса соответствует область времен  $t \geq \bar{l}'_{\phi n}$ , то возможно только частичное сжатие пакета, в области же  $t \leq \bar{l}'_{\phi n}$  может иметь место обращение по времени огибающей пакета, сопровождающееся ее сильным искажением.

Поскольку сжатие возможно лишь в том случае, если  $|(\partial \bar{l}'_{jn})/(\partial t)| > 1$ , то, согласно (8), сжатие пакетов ПМСВ и прямых объемных МСВ (ПОМСВ), распространяющихся перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  соответственно в касательно и нормально намагниченной пленке и имеющих  $(\partial^2 \omega_n)/(\partial k^2) < 0$ , возможно при увеличении подмагничивающего поля со временем ( $\partial H/\partial t > 0$ ), а сжатие пакета обратных объемных МСВ (ООМСВ), распространяющихся вдоль направления поля в касательно намагниченной пленке и имеющих  $(\partial^2 \omega_n)/(\partial k^2) > 0$ , возможно только при уменьшении подмагничивающего поля со временем ( $\partial H/\partial t < 0$ ).

Как следует из рис. 1, при приближении  $t$  к  $t_{\phi n}$  стационарные точки  $\bar{l}'_{jn}$  сливаются, приводя к обращению  $\partial \bar{l}'/\partial t$  в бесконечность, а следовательно, к необходимости учета в разложении фазы кроме квадратичных также и кубических членов. Соответствующий расчет дает следующее выражение для магнитного поля  $n$ -й моды МСВ пакета вблизи  $t \approx t_{\phi n}$ :

$$h_n(z, y, t) = h_{k_{\phi n}}(z, t) C_{k_{\phi n}}(\bar{l}'_{\phi n}) B_{\phi n}(y, t) e^{i\Phi_n(k_{\phi n}, \bar{l}'_{\phi n})} + \text{к. с.}, \quad (9)$$

где

$$B_{\phi n}(y, t) = \frac{A i(q_n(t)) A(\bar{l}'_{\phi n}) (2\pi)^{3/2}}{q_{0n} \sqrt{i \omega_{i\phi n}}} e^{-\delta(t - \bar{l}'_{\phi n})} \exp \left\{ \frac{i\beta_n}{6c_n} \left( \frac{\beta_n^2}{18c_n} - \alpha_n \right) \right\},$$

$$q_n(t) = \left( \alpha_n - \frac{\beta_n^2}{18c_n} \right) / q_{0n}, \quad q_{0n} = \frac{c_n}{|c_n|} |3c_n|^{1/2}, \quad \alpha_n = \int_{\bar{l}'_{\phi n}}^t \frac{\partial \omega_n}{\partial k}(k_{\phi n}, t'') dt'',$$

$$\beta_n = \int_{\bar{l}'_{\phi n}}^t \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial k^2}(k_{\phi n}, t'') dt'', \quad \omega_{k_{\phi n}} = \frac{\partial \omega_n}{\partial k}(k_{\phi n}, \bar{l}'_{\phi n}), \quad \omega_{i\phi n} = \frac{\partial \omega_n}{\partial t}(k_{\phi n}, \bar{l}'_{\phi n}),$$

$$c_n = \frac{1}{6} \left\{ \int_{\bar{l}'_{\phi n}}^t \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial k^3}(k_{\phi n}, t'') dt'' + b_n^3 \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial t^2}(k_{\phi n}, \bar{l}'_{\phi n}) - 3b_n^2 \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial k \partial t}(k_{\phi n}, \bar{l}'_{\phi n}) + \right.$$

$$+ 3b_n \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial k^2} (k_{\phi n}, \tilde{t}'_{\phi n}) \Big\}, \quad b_n = \frac{\omega_{k_{\phi n}}}{\omega_{\tilde{t}'_{\phi n}}}, \quad (10)$$

$Ai(z)$  — функция Эйри.

Итак, форма пакета МСВ, возбуждаемого длинным СВЧ импульсом, может быть найдена сращиванием по времени вблизи  $t \approx t_{\phi n}$  асимптотических разложений (6) и (9).

С уменьшением длительности  $\tau_0$  СВЧ импульса на сжатие пакета МСВ начинает оказывать влияние дисперсионное распыление, обусловленное уширением спектра исходного СВЧ сигнала. Формально это приводит, как уже отмечалось выше, к необходимости интегрирования в (2) по времени  $t'$  с учетом конкретной формы возбуждающего импульса  $A(t')$ . Для импульсов, расположенных вблизи момента времени  $t' = \tilde{t}'_{\phi n}$ , отвечающего наиболее эффективно возбуждаемой моде, и, следовательно, испытывающих максимальное сжатие, такое интегрирование с фазой  $\Phi_n(k, t')$ , разложенной вблизи  $(k_{\phi n}, \tilde{t}'_{\phi n})$  в ряд вплоть до кубических членов, приводит к выражению (9), в котором в качестве  $B_{\phi n}(y, t)$  следует использовать

$$B_{\phi n}(y, t) = \frac{2\pi}{q_{0n}} e^{-\delta(t - \tilde{t}'_{\phi n})} \int_{-\infty}^t A(t') e^{i f_n(t')} Ai(q_n(t')) dt', \quad (11)$$

где

$$f_n(t') = \frac{q_{2n}}{3c_n} \left[ q_{1n} - \frac{2q_{2n}^2}{9c_n} \right] - \frac{\omega_{\tilde{t}'_{\phi n}}}{2} (t - \tilde{t}'_{\phi n})^2, \quad q_{1n} = \alpha_n - \omega_{k_{\phi n}}(t' - \tilde{t}'_{\phi n}),$$

$$q_{2n} = (\beta_n - \omega_{k_{\phi n}} b_n^2)/2, \quad q_n(t') = \left( q_{1n} - \frac{q_{2n}^2}{3c_n} \right) / q_{0n}.$$

При дальнейшем уменьшении длительности  $\tau_0$  возбуждающего импульса, когда изменение кубических членов в разложении фазы на длительности  $\tau_0$  импульса становится меньше единицы, т. е. выполнено условие

$$\tau_0 \leq \tau_{0\text{кр}} = \frac{b_n}{[c_n(t_{\phi n})]^{1/3}}, \quad (12)$$

выражение (11) переходит в существенно более простое

$$B_{\phi n}(y, t) = \sqrt{\frac{2\pi}{i\lambda_n}} \exp\left(\frac{ia_n^2}{2\lambda_n} - \delta(t - \tilde{t}'_{\phi n})\right) \int_{-\infty}^t A(t') e^{i f_n(t')} dt', \quad (13)$$

где

$$f_n(t') = \left[ \frac{\beta_n \omega_{\tilde{t}'_{\phi n}}}{2} (t' - \tilde{t}'_{\phi n})^2 - \alpha_n \omega_{k_{\phi n}} (t' - \tilde{t}'_{\phi n}) \right] / \lambda_n,$$

$$\lambda_n = \int_{\tilde{t}'_{\phi n}}^t \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial k^2} (k_{\phi n}, t'') dt''.$$

При этом как выражение (11), так и (13) в отличие от (7), (10) описывают форму пакета МСВ на всей оси  $t$ , поскольку они получены с учетом формы  $A(t')$  исходного импульса.

Таким образом, в зависимости от длительности  $\tau_0$  возбуждающего СВЧ импульса форма пакета МСВ описывается выражениями (6), (7), (9), (10) при  $\tau_0 \geq \tau_{0\text{кр}}$ , (9)–(11) при  $\tau_0 \approx \tau_{0\text{кр}}$  и (9)–(13) при  $\tau_0 \leq \tau_{0\text{кр}}$ .

### Сжатие пакета МСВ гауссовой формы

Для нахождения формы пакета МСВ, возбуждаемого СВЧ импульсом гауссовой формы  $A(t) = A_0 \exp(-(t-t_0)^2/2\tau^2)$ , по-прежнему можно использовать выражения (6), (9), причем в этом случае  $B_{\phi n}(y, t)$  принимает вид

$$B_{\phi n}(y, t) = Ai(u_n) \frac{e^{-i(t-t_{\phi n})} A_{0\tau} (2\pi)^{1/2}}{q_{0n} \sigma_n} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{u_{2n}}{3c_n} \left[ u_{1n} - \frac{2u_{2n}^2}{9c_n} \right] - i \frac{\omega_{t_{\phi n}}}{2\sigma_n} (\bar{t}'_{\phi n} - t_0)^2 \right\}, \quad (14)$$

где

$$u_n = \left[ u_{1n} - \frac{u_{2n}^2}{3c_n} \frac{1}{q_{0n}} \right], \quad u_{1n} = \alpha_n + \frac{\omega_{k_{\phi n}}}{\sigma_n} (\bar{t}'_{\phi n} - t_0), \\ u_{2n} = \left[ \beta_n - \frac{\omega_{t_{\phi n}} b_n^2}{\sigma_n} \right] / 2, \quad \sigma_n = 1 + i\omega_{t_{\phi n}} \tau^2.$$

Рассмотрим более подробно сжатие ПМСВ гауссовой формы на примере поверхностных МСВ, распространение которых является практически одномерным.

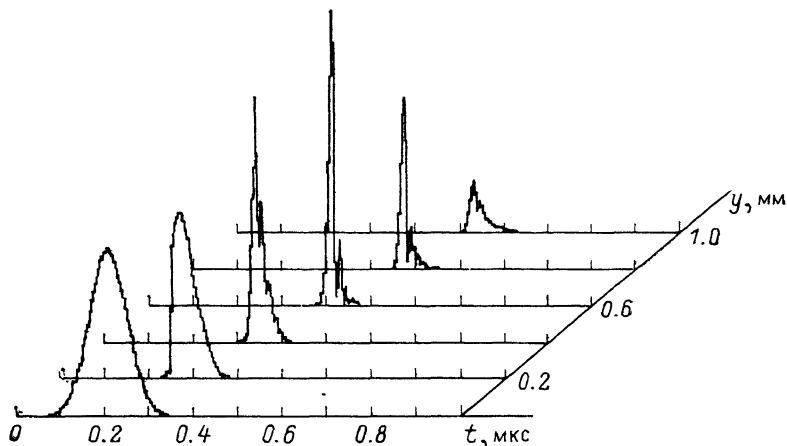


Рис. 2. Эволюция пакета МСВ по мере его распространения в пленке феррита.

На рис. 2 приведены результаты расчета эволюции огибающей пакета гауссовой формы с центральной частотой  $\omega_0/2\pi = 8.2$  ГГц и начальной длительностью на полувысоте  $\tau_0 = 0.1$  мкс по мере его распространения в пленке феррита ( $d = 20$  мкм,  $4\pi M = 1750$  Э,  $\Delta H = 0.4$  Э) при скорости изменения поля  $s = 100$  Э/мкс. При расчетах эффективность возбуждения МСВ считалась не зависящей от волнового числа.

Видно, что конкуренция процессов сжатия и затухания приводит вначале к незначительному уменьшению амплитуды пакета, а затем, на определенном расстоянии от точки возбуждения, формируется пакет с максимальной амплитудой и минимальной длительностью. После прохождения точки максимального сжатия амплитуда пакета плавно уменьшается и его длительность снова начинает возрастать.

Более детально вид огибающей пакета в точке максимального сжатия ( $y = 0.6$  см) показан на рис. 3. Видно, что форма пакета имеет характерные особенности. Во-первых, передний фронт пакета вне зависимости от формы и момента выпуска исходного СВЧ импульса располагается в окрестности момента времени  $t = t_{\phi}$  и имеет большую крутизну, величина которой, согласно (10), не зависит от длительности импульса, а определяется лишь дисперсией среды, пройденным расстоянием и скоростью изменения магнитного поля. Во-вторых, на заднем фронте пакета появляются осцилляции, которые представляют собой биения, возникающие при сложении в (6) членов, соответствующих разным стационарным точкам и, следовательно, имеющих разные волновые числа  $k_{jn}$ . Период биений уменьшается со временем вследствие увеличения разности волновых чисел двух стационарных точек, отвечающих одному и тому же моменту времени.

Искажение формы длинных пакетов фактически объясняется тем, что при достаточно быстром изменении подмагничивающего поля возбуждающий импульс захватывает настолько большой участок дисперсионной кривой  $\omega_n(k, t)$ , что ее неквадратичность приводит к разным девиациям групповых скоростей переднего и заднего фронтов относительно центра пакета.

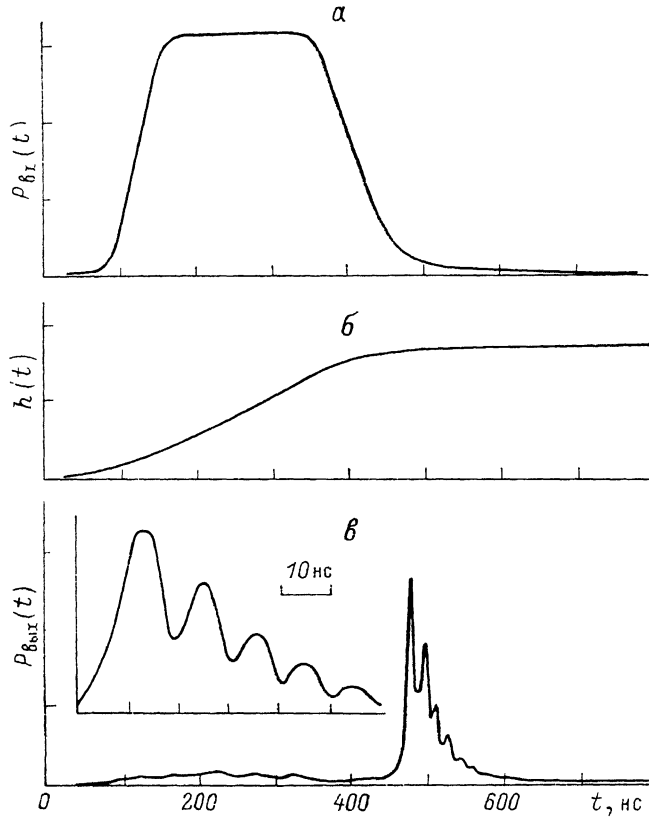


Рис. 3. Осциллограмма огибающей возбуждающего СВЧ импульса (а), импульса магнитного поля (б), сжатого импульса (в) (деление по горизонтали 0.1 мкс).

На вставке огибающая сжатого импульса в увеличенном масштабе (деление по горизонтали 20 нс).

Совместный анализ выражений (4), (7), (10) и (13) позволяет получить простое соотношение, связывающее ширину  $\tau_0 = 2\tau \sqrt{\ln 2}$  исходного импульса на полувысоте с шириной  $\tau_s$  сжатого пакета МСВ на полувысоте огибающей осцилляций в точке максимального сжатия

$$\tau_s = \frac{1}{\xi_n^2 + \frac{16 \ln 2}{D_n \tau_0^2}} + \frac{b_n}{\omega_{kn}(k_{\phi n}, t_{\phi n})} \frac{2 \sqrt{\ln 2}}{\tau_0}, \quad (15)$$

где

$$D_n = \frac{\partial^2 t}{\partial k_n^2}(k_{\phi n}, t_{\phi n}), \quad \xi_n = \frac{A l_m^2 \pi b_n \omega_{kn}(k_{\phi n}, t_{\phi n}) \sqrt{2 D_n}}{4 q_{\phi n}^2},$$

$A l_m = 0.35$  — максимальное значение функции Эйри на действительной оси [7].

Как показали расчеты, ошибка при определении  $\tau_s$  по формуле (15) по сравнению с точным значением, получаемым численным интегрированием (2), не превышает 10 %.

Экспериментально исследовали сжатие импульсов ПМСВ и ООМСВ в линии задержки, содержащей пленку феррита железиттриевого граната (ЖИГ) толщиной  $d=10$  мкм, с намагниченностью насыщения  $4\pi M=1750$  Э и шириной линии однородного ферромагнитного резонанса  $\Delta H=0.5$  Э, выращенную методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галиевого граната размерами  $4 \times 30$  мм. Возбуждение и прием МСВ осуществляли с помощью двух микрополосковых преобразователей шириной по 50 мкм, напыленных на расстоянии  $y=0.6$  см друг от друга на поликоровую подложку таких же размеров, которая прижималась к пленке ЖИГ.

Для распространения поверхностных МСВ однородное постоянное подмагничивающее поле  $H_0$  прикладывали в плоскости структуры параллельно преобразователям, а для распространения обратных объемных МСВ — вдоль продольной оси структуры. Пакеты МСВ возбуждали СВЧ импульсами гауссовой формы с центральной частотой в диапазоне от 3 до 10 ГГц, длительностью на полувысоте  $\tau_0=0.1-0.5$  мкс и максимальной мощностью до 20 мВт.

Линейное изменение напряженности магнитного поля во время возбуждения пакета МСВ на величину до  $\delta H \approx 30$  Э со скоростью  $s=10-100$  Э/мкс осуществляли с помощью проводника, по которому пропускали импульсы тока пилообразной формы с регулируемой амплитудой. В случае ПМСВ использовали проводник в виде полоски шириной 3 мм, прижатый к свободной поверхности галлий-гадолиниевой подложки, ориентированной вдоль оси структуры, а в случае ООМСВ — проволочную катушку с низкой индуктивностью, намотанную на структуру. Форму и длительность возбуждающих и сжатых импульсов регистрировали на экране осциллографа.

На рис. 3 приведена типичная осциллограмма возбуждающего СВЧ импульса с центральной частотой  $\omega_0/2\pi=8.2$  ГГц, импульса магнитного поля, нарастающего со скоростью  $s=100$  Э/мкс, и выходного СВЧ импульса в условиях максимального сжатия пакета ПМСВ. Огибающая пакета МСВ, более детально представленная на вставке рис. 3, показывает хорошее качественное совпадение эксперимента с теорией. Уменьшение ширины пакета МСВ при сжатии сопровождалось увеличением примерно во столько же раз его амплитуды. В случае рис. 3 полные потери СВЧ сигнала уменьшались до  $-14$  дБ по сравнению с потерями  $-23$  дБ для прошедшего СВЧ импульса в условиях стационарного магнитного поля.

В соответствии с предсказаниями теории при возбуждении пакета МСВ позднее оптимального момента времени наблюдались только частичное сжатие и увеличение изрезанности огибающей прошедшего импульса. Инверсия формы огибающей исходного СВЧ сигнала при возбуждении пакета МСВ раньше момента оптимального сжатия экспериментально обнаружить не удалось, по-видимому, из-за сильного затухания волн при больших временах задержки.

Эффективное сжатие пакетов МСВ наблюдалось только в линейном режиме распространения волн. При уменьшении частоты возбуждающих СВЧ импульсов ниже  $\omega_0/2\pi=2\gamma M$  ( $\approx 4.9$  ГГц) для поверхностных и ниже  $\omega_0/2\pi=4\gamma M/3$  ( $\approx 3.3$  ГГц) для объемных МСВ трехволновые процессы параметрической генерации коротковолновых магнонов [8, 9] приводили к резкому уменьшению амплитуды и искажению формы выходных импульсов.

На рис. 4 приведена теоретическая зависимость (кривая 1) ширины  $\tau_s$  пакета ПМСВ в условиях максимального сжатия, рассчитанная по полувысоте огибающей осцилляций на заднем фронте пакета, от ширины на полувысоте возбуждающего СВЧ импульса  $\tau_0$  при скорости перестройки поля  $s=100$  Э/мкс и нанесены соответствующие экспериментальные точки. На этом же рисунке для сравнения приведена зависимость  $\tau_s(\tau_0)$ , построенная по формулам (9), (13) в приближении квадратичной аппроксимации дисперсионной кривой (кривая 2). Штриховой линией обозначена граница применимости квадратичного приближения (12).

Видно, что при малых длительностях возбуждающих импульсов ( $\tau_0 \leq \tau_{\text{кр}}$ ) длительность сжатого пакета хорошо описывается квадратичным приближением, при больших длительностях ( $\tau_0 \geq \tau_{\text{кр}}$ ) отличия реальной дисперсии от



квадратичного приближения приводят к увеличению длительности сжатого пакета, в результате минимальная ширина сжатого пакета достигается при  $\tau_0 \approx \tau_{0\text{кр}}$ . С уменьшением скорости перестройки поля (кривая 3) минимальная ширина сжатого пакета несколько возрастает и достигается при больших длительностях возбуждающих импульсов. Эксперимент подтвердил наличие минимума на зависимости  $\tau_b(\tau_0)$ , однако более подробно исследовать поведение длительности сжатых импульсов в области  $\tau_0 < \tau_{0\text{кр}}$  и при малых скоростях перестройки поля не удалось из-за трудностей формирования коротких СВЧ импульсов, линейно нарастающего магнитного поля и большого затухания МСВ.

Отметим, что некоторое несовпадение экспериментальных данных с теорией на рис. 4 может быть обусловлено как реально многомодовым характером распространения и отражением пакета МСВ от краев пленки конечной ширины, так и зависимостью эффективности возбуждения МСВ от волнового числа [10].

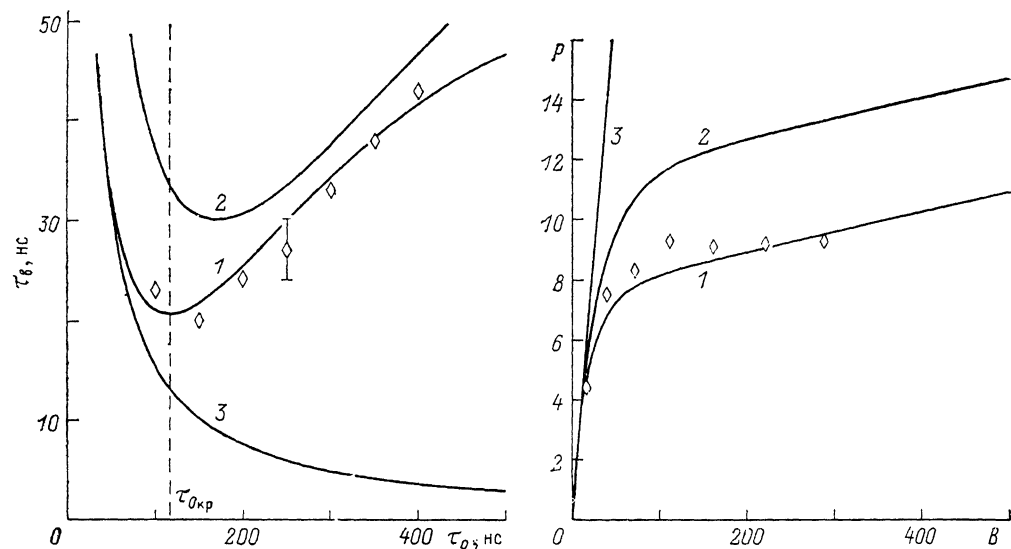


Рис. 4. Теоретические (1, 2) и экспериментальная (точки) зависимости ( $s=100$  Э/мкс) длительности  $\tau_b$  сжатого пакета МСВ от длительности  $\tau_0$  возбуждающего СВЧ импульса.

1, 2 —  $s=100, 50$  Э/мкс соответственно; 3 — квадратичное приближение ( $s=100$  Э/мкс); штриховая линия — граница квадратичного приближения для  $s=100$  Э/мкс.

Рис. 5. Зависимость коэффициента сжатия  $P$  пакета МСВ в нестационарном магнитном поле от базы  $B = \omega_{i\phi n} \tau_0^2$  исходного импульса.

1 —  $y=0,6$ , 2 — 2 см, 3 — квадратичное приближение.

На рис. 5 показаны рассчитанные (кривые 1, 2) и измеренная (точки) для тех же параметров, что и на рис. 4, зависимости коэффициента сжатия  $P = \tau_0 / \tau_b$  исходного импульса от его базы  $B$ , роль которой в нестационарном поле играет величина  $\omega_{i\phi n} \tau_0^2$ . Как показали расчеты, максимальное значение коэффициента сжатия пакета волн определяется главным образом величиной его базы, а не длительностью возбуждающего импульса или скоростью изменения магнитного поля в отдельности. При этом коэффициент сжатия пакета зависит от базы существенно нелинейно, и уже при значениях  $B > \omega_{i\phi n} \tau_{0\text{кр}}^2 \approx 10$  проявляется отклонение от линейной зависимости (прямая 3), описываемой квадратичным приближением. Из рис. 5 видно также, что для протяженных пакетов в отличие от узких с увеличением расстояния  $y$ , на котором осуществляется максимальное сжатие, происходит незначительное увеличение коэффициента сжатия  $P$ , однако при этом из-за затухания МСВ сильно уменьшается амплитуда сжатого пакета.

Аналогичные расчеты формы пакета в условиях максимального сжатия, а также зависимости длительности сжатого пакета от длительности возбуж-

дающего СВЧ импульса и коэффициента сжатия пакета от его базы были выполнены и для ООМСВ, распространяющихся в продольно намагниченной пленке феррита, и дали аналогичные результаты. Для объемных МСВ с центральной частотой  $\omega_0/2\pi = 3.62$  ГГц при скорости линейного уменьшения магнитного поля  $s = 120$  Э/мкс экспериментально полученная минимальная длительность сжатого пакета равнялась  $\approx 18$  нс, а максимальный коэффициент сжатия достигал  $P \approx 11$ .

Предложенный в настоящей работе подход применим для описания эволюции пакетов МСВ в нестационарном магнитном поле, напряженность которого меняется по произвольному закону. Особый интерес представляет случай, когда закон изменения поля «согласован» с дисперсией МСВ таким образом, что в результате изменения групповой скорости во время возбуждения пакета все его фрагменты проходят расстояние  $y$  за одно и то же время  $t_\phi$ . Зависимость  $\tilde{t}'(t)$  трансформируется при этом в прямую линию, параллельную оси  $\tilde{t}'$ , —  $t = t_\phi$ . Для ПМСВ, как можно показать, используя систему (3) и дисперсионное уравнение [6], это условие выполняется при существенно нелинейном увеличении поля со временем

$$H(t) = \frac{1}{\gamma} \left\{ \sqrt{\frac{y\omega_0}{d(t_\phi - t)} + \omega_0^2} - 2\pi\gamma M \right\}. \quad (16)$$

Коэффициент сжатия пакетов МСВ в этом случае может достигать значений  $10-10^2$ , равных базе входного импульса, и ограничен только величиной затухания волн.

### Заключение

Таким образом, в работе на примере распространения МСВ в пленках феррита построена теория, описывающая эволюцию волновых пакетов, распространяющихся в сильнодиспергирующих нестационарных средах с диссипацией. Показано, что при изменении напряженности магнитного поля пакет МСВ в условиях максимального сжатия имеет минимальную длительность при определенной длительности возбуждающего импульса. Коэффициент сжатия пакетов МСВ в пленке феррита нелинейно возрастает с увеличением базы импульса и слабо зависит от расстояния, на котором реализуется максимальное сжатие. Выбирая нелинейный закон изменения магнитного поля согласованным с дисперсией МСВ, можно увеличить коэффициент сжатия на порядок. Приведенные результаты могут быть использованы для выбора оптимального режима сжатия пакетов МСВ в конкретной экспериментальной ситуации.

### Список литературы

- [1] *Евстигнев Н. Н., Медведев В. В., Преображенский В. Л.* и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 1. С. 90—94.
- [2] *Преображенский В. Л., Фетисов Ю. К.* // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 54—66.
- [3] *Преображенский В. Л., Рыбаков В. П., Фетисов Ю. К.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Вып. 3. С. 94—96.
- [4] *Гусев Б. И., Чигилева О. А., Гуревич А. Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 3. С. 159—163.
- [5] *Азманов С. А., Хозлов Р. В.* Проблемы нелинейной оптики (электромагнитные волны в нелинейных диспергирующих средах). М., 1964. 535 с.
- [6] *Damon R. W., Eshbach J. R.* // J. Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19. N 3/4. P. 308—320.
- [7] *Олвер Ф.* Введение в асимптотические методы и специальные функции. М.: Наука, 1978. 376 с.
- [8] *Медников А. М.* // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 1. С. 242—245.
- [9] *Преображенский В. Л., Рыбаков В. П., Фетисов Ю. К.* // ФТТ. 1988. Т. 33. № 6. С. 1218—1225.
- [10] *Калицкий Б. А.* // Изв. вузов. Физика. 1981. Т. 24. № 8. С. 42—56.