

01;05;09

Распространение прямоугольных импульсов магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната

© А.А. Галишников,¹ А.В. Кожевников,¹ Р. Марчелли,² С.А. Никитов,³ Ю.А. Филимонов¹¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
410019 Саратов, Россия

e-mail: fil@soire.renet.ru

² Institute for Microelectronics and Microsystems CNR, Rome Section,
00133 Roma, Italy³ Институт радиотехники и электроники РАН,
103907 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 29 августа 2005 г.)

Исследовано влияние дисперсии на распространение линейных прямоугольных импульсов магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната (ЖИГ). На примере поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в пленках ЖИГ и структурах феррит–диэлектрик–металл, показано, что для входных импульсов без начальной фазовой модуляции, близких по форме к прямоугольным, длительность выходного импульса по полувысоте достигает 50–60% от первоначальной, если расстояние между входным и выходным преобразователями составляет примерно половину от дисперсионной длины импульса. Этот факт может быть использован для оценки коэффициента дисперсии магнитостатических волн.

PACS: 75.70.-i, 75.50.-y

Введение

Распространение в пленках железиттриевого граната (ЖИГ) прямоугольных импульсов магнитостатических волн (МСВ) малой длительности T_0 ($T_0 \approx 10\text{--}100\text{ ns}$) активно исследуется как с точки зрения поведения импульсов в линейных диспергирующих средах [1–5], так и в связи с проблемами формирования солитонов огибающей МСВ [6–11] и параметрического возбуждения спиновых волн [12]. В линейном режиме, когда амплитуда МСВ $|\varphi(x, t)|$ меньше порога формирования солитона или развития параметрической неустойчивости, распространение таких импульсов определяется, в основном, дисперсионными свойствами, которые принято характеризовать коэффициентом дисперсии $\beta = \partial^2 \omega / \partial k^2$, где ω — частота, k — волновое число. В экспериментах с МСВ, как правило, наибольший интерес представляет главная часть импульса, распространяющаяся с групповой скоростью $V_g = d\omega/dk$. При этом в качестве основных характеристик импульса, прошедшего некоторое расстояние x , используют пиковое значение мощности $P_{\max} \sim |\varphi_{\max}(x, t)|^2$ и длительность импульса $T_{1/2}$ по уровню $P_{\max}/2$ [5–12]. Однако в известной нам литературе, посвященной как исследованиям прохождения через пленки ЖИГ импульсов МСВ, так и поведению импульсов в диспергирующих средах вообще (см. например, [13,14]), указанные характеристики для импульсов по форме, близкой к прямоугольной, не обсуждались. Между тем из-за резких фронтов поведение пиковой амплитуды и длительности по полувысоте для таких импульсов в средах с дисперсией должно существенно отличаться от обычно рассматриваемого примера гауссова импульса [13,14]. Цель данной работы — на примере поверхностных магнитостатических

волн (ПМСВ), распространяющихся в пленках ЖИГ и структурах феррит–диэлектрик–металл (ФДМ), выявить основные особенности в поведении пиковой мощности и длительности $T_{1/2}$ импульса ПМСВ, прошедшего в пленке расстояние $x = S$, при подаче на вход импульса длительностью T_0 и формой огибающей, близкой к прямоугольной.

Отметим, что задача о распространении прямоугольного импульса в дисперсионной среде аналогична задаче о дифракции волновых пучков [13,14]. При этом длительность входного импульса следует сопоставить с шириной щели, пройденное расстояние — с расстоянием до экрана, на котором наблюдается дифракционная картина, а огибающую импульса — с распределением интенсивности в плоскости экрана, в направлении, перпендикулярном щели. Используя данную аналогию, в поведении главной части импульса, в зависимости от соотношения пройденного расстояния x и дисперсионной длины¹ импульса

$$L_d \approx \frac{T_0^2 V_g^3}{8|\beta|}, \quad (1)$$

можно выделить ближнюю ($x \leq L_d$) и дальнюю ($x > L_d$) зоны [13,14]. В дальней зоне поведение импульса слабо связано с формой огибающей на входе и соответствует картине дисперсионного расплывания, характерной для гауссова импульса. В ближней зоне имеет место интерференция главной части импульса и волн, отвечающих высокочастотным и низкочастотным спектральным составляющим импульса. Эта интерференция будет приводить с изменением расстояния x ($x < L_d$) к осцилляциям пиковой мощности импульса, а следовательно,

¹ На длине L_d входной гауссовский импульс, имевший длительность T_0 по уровню e^{-1} , уширяется в $\sqrt{2}$ раз [13].

и его ширины по полувысоте, аналогично тому, как ведет себя интенсивность дифракционного максимума. Поскольку интенсивность дифракционного максимума может превышать интенсивность падающего пучка и иметь при этом ширину по уровню $1/2$ меньше ширины щели [15], то для интересующих нас пиковой мощности и длительности $T_{1/2}$ импульса следует ожидать аналогичного поведения. В данной работе мы покажем, что длительность импульса $T_{1/2}$ может составлять 50–60% от первоначальной длительности T_0 при условии, что расстояние между микрополосковыми преобразователями составляет примерно половину дисперсионной длины ($S \approx L_d(T_0)/2$). При этом связь такого эффекта дисперсионного „сжатия“ прямоугольного импульса с условием $S \approx L_d/2$ позволяет оценить коэффициент дисперсии.

1. Результаты эксперимента

Экспериментально исследовалось распространение импульсов ПМСВ различной длительности T_0 в макетах линии задержки на основе одиночной пленки ЖИГ и ФДМ-структуры. При фиксированных значениях расстояния между преобразователями S измерялись зависимости пиковой мощности $P_{\max}(T_0)$ и ширины по полувысоте $T_{1/2}(T_0)$ для выходного сигнала ПМСВ от длительности входного СВЧ-импульса T_0 . Полученные значения $P_{\max}(T_0)$ и $T_{1/2}(T_0)$ использовались для построения зависимостей относительной ширины $W(T_0) = T_{1/2}(T_0)/T_0$ и приведенной пиковой амплитуды $P_{\max}^*(T_0) = P_{\max}(T_0)/P_{\max}(T_0^{\max})$, где $P_{\max}(T_0^{\max})$ — пиковое значение амплитуды импульса, отвечающего наибольшей использованной в экспериментах длительности входного импульса T_0 .

1.1. Макет линии задержки на основе изолированной пленки ЖИГ

Рассмотрим результаты исследования прохождения импульсов ПМСВ через макет линии задержки на основе пленки ЖИГ толщиной $d \approx 19 \mu\text{m}$, шириной $w = 5 \text{ mm}$, длиной $l \approx 25 \text{ mm}$, намагниченностью насыщения $4\pi M_0 \approx 1750 \text{ G}$ и шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H \approx 0.35 \text{ Oe}$. Для возбуждения и приема ПМСВ использовались микрополосковые преобразователи шириной $30 \mu\text{m}$ и длиной 5 mm , выполненные фотолитографически на отдельных поликремневых подложках толщиной $b \approx 0.5 \text{ mm}$ и с металлизированным основанием. Расстояние S между микрополосками могло изменяться в диапазоне $S \approx 0.4\text{--}1.2 \text{ cm}$, за счет перемещения одной из микрополосок. Внешнее магнитное поле H_0 прикладывалось вдоль микрополосковых преобразователей. Подаваемые на вход макета импульсы СВЧ получались модуляцией непрерывного сигнала СВЧ-мощностью $P \leq 7 \text{ mW}$ и частотой $f_{\Gamma} = \omega_{\Gamma}/2\pi$ с помощью скоростного рп-диодного переключателя. Длительности фронта τ_f и среза τ_r импульса не превышали $\tau_f \leq 5$ и $\tau_r \leq 2 \text{ ns}$ соответственно.

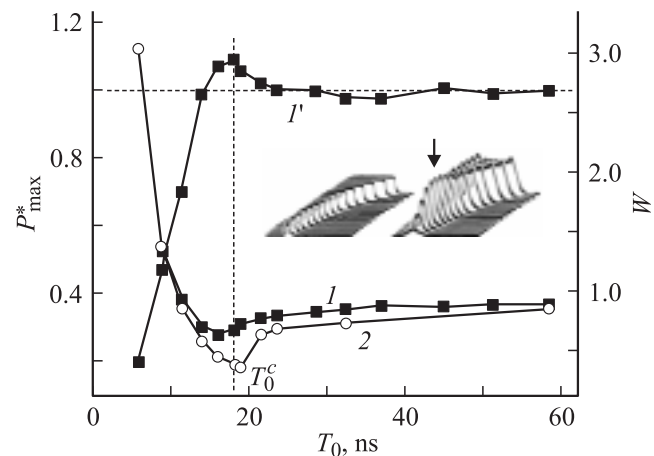


Рис. 1. Зависимости нормированной пиковой мощности P_{\max}^* (I') и длительности импульса W ($I, 2$) от длительности входного импульса T_0 на расстоянии $S = 11 \text{ mm}$ от входного преобразования, $H_0 = 721 \text{ Oe}$. Кривые I, I' — эксперимент, 2 — расчет на основе параболического приближения.

На рис. 1 приведены зависимости $W(T_0)$ и $P_{\max}^*(T_0)$ для импульсов ПМСВ с центральной частотой $f_{\Gamma} = 4.1 \text{ GHz}$ при расстоянии между антеннами $S = 11 \text{ mm}$ и величине магнитного поля $H_0 \approx 720 \text{ Oe}$. На вставке показаны серии осциллограмм для огибающих входного и выходного импульсов для различных T_0 . Точками на рис. 1 отмечены значения, соответствующие огибающим на вставке. Можно видеть, что в диапазоне значений $T_0 \approx 7\text{--}60 \text{ ns}$ зависимости $W(T_0)$ и $P_{\max}^*(T_0)$ демонстрируют немонотонный характер. По мере уменьшения длительности входного импульса амплитуда выходного импульса растет, а его длительность по уровню $1/2$ уменьшается. При значении $T_0 = T_0^c \approx 18 \text{ ns}$ длительность выходного импульса составляет $T \approx 11.5 \text{ ns}$, что соответствует $W \approx 64\%$. При этом пиковая амплитуда импульса вырастает в ≈ 1.1 раза относительно уровня сигнала $P_{\max}(T_0 = 60 \text{ ns})$. При длительности входных импульсов $T_0 < T_0^c \approx 18 \text{ ns}$ ширина выходных импульсов по уровню $1/2$ резко возрастает, а пиковая амплитуда убывает.

При изменении расстояния S или магнитного поля H_0 характер зависимостей $W(T_0)$ и $P_{\max}^*(T_0)$ не менялся и был аналогичен показанному на рис. 1. При постоянных значениях f_{Γ} и H_0 уменьшение расстояния S приводило к снижению значений $T_0^c(S)$, при которых в зависимости $W(T_0)$ наблюдается минимум (кривая I на рис. 2). Наоборот, снижение величины поля подмагничивания H_0 при неизменных f_{Γ} и S сопровождалось ростом значений $T_0^c(H_0)$ (кривая I на рис. 3).

1.2. Макет линии задержки на основе структуры феррит–диэлектрик–металл

Рассмотрим теперь поведение импульсов ПМСВ в ФДМ структуре, образованной пленкой ЖИГ с параметрами $d \approx 14 \mu\text{m}$, $w \approx 2 \text{ mm}$, $l \approx 18 \text{ mm}$, $4\pi M_0 \approx 1750 \text{ G}$, $\Delta H \approx 0.3 \text{ Oe}$, разделенной с металлическим экраном воздушным зазором толщиной

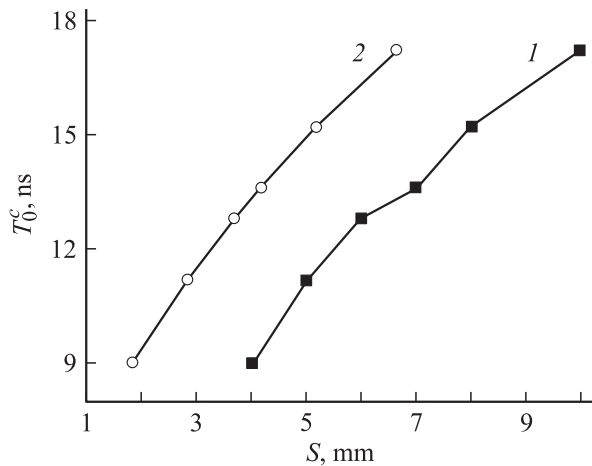


Рис. 2. Зависимости длительности T_0^c , на которой наблюдается минимум ширины выходного импульса от расстояния между преобразователями S . Кривые 1 — эксперимент, 2 — расчет на основе параболического приближения. $H_0 = 721$ Ое.

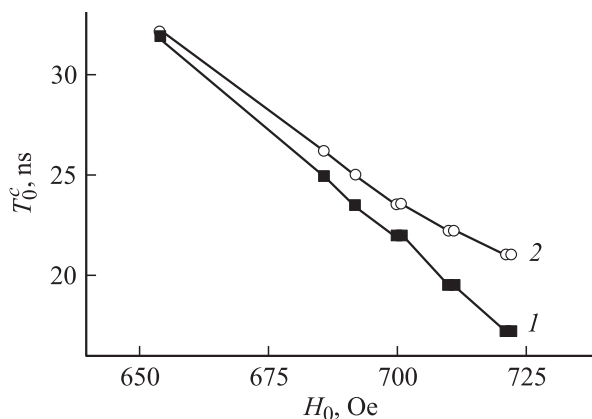


Рис. 3. Зависимости длительности T_0^c , на которой наблюдается минимум ширины выходного импульса от внешнего намагничивающего поля H_0 при фиксированном расстоянии между преобразователями $S = 11$ мм. Кривые 1 — эксперимент, 2 — расчет на основе параболического приближения.

$h \approx 100 \mu\text{m}$ [10]. Для возбуждения и приема импульсов ПМСВ использовались микрополоски шириной $30 \mu\text{m}$ и длиной 4 мм. Расстояние между микрополосками бралось равным $S \approx 8$ мм. На входную микрополоску поступали импульсы СВЧ мощностью $P \leq 10$ мВт, длительностью $T_0 \approx 20$ –100 и $\tau_{f,t} \leq 5$ ns, полученные модуляцией синтезатора частот HP8510 с помощью генератора импульсов HP8112A. С выходной микрополоски импульсы поступали на цифровой осциллограф HP54120A.

Следует отметить, что частотная зависимость времени задержки ПМСВ $\tau(f)$ в ФДМ-структуре имеет аномальный участок на частотах, отвечающих возбуждению ПМСВ с длиной волны $\lambda \sim h$ [10]. На рис. 4 приведена зависимость $\tau(f)$ в рассматриваемой структуре при величине внешнего поля $H_0 \approx 897$ Ое. Точками А и В

зависимость $\tau(f)$ разделена на три участка дисперсии, обозначенных I, II, III. Видно, что зависимость $\tau(f)$ на участке дисперсии II имеет аномальный характер — время задержки τ уменьшается с ростом частоты. На частотах, отвечающих участку II, коэффициент дисперсии $\beta > 0$. На границах участка II в точках „А“ и „В“ коэффициент дисперсии $\beta = 0$, а на участках дисперсии I и III значения $\beta < 0$. Нас интересовал вид зависимостей $W(T_0)$ при выборе центральной частоты импульса f_{Γ} на участках дисперсии I, II и III.

На рис. 5 цифрами 1 показаны измеренные зависимости $W(T_0)$ для частот $f_{\Gamma 1} \approx 4430$, $f_{\Gamma 2} \approx 4532$ и $f_{\Gamma 3} \approx 4630$ МГц, принадлежащих соответственно участкам дисперсии I, II и III (см. точки на зависимости $\tau(f)$ на рис. 4). Из рис. 5, с можно видеть, что для частоты $f_{\Gamma 3} \approx 4630$ МГц в зависимости $W(T_0)$ наблюдается минимум при значениях длительности входного импульса $T_0 = T_0^c \approx 30$ ns. При этом характер зависимости $W(T_0)$ в целом аналогичен случаю распространения ПМСВ в изолированной пленке, представленному на рис. 1.

Зависимости $W(T_0)$, показанные на рис. 5, а, б не содержат ярко выраженного минимума. Однако можно видеть, что для частоты $f_{\Gamma 1} \approx 4430$ МГц ширина выходного импульса начинает заметно расти при длительностях входного импульса $T_0 < T_0^c \approx 50$ ns. Для импульса с частотой несущей $f_{\Gamma 2} \approx 4532$ МГц заметный рост ширины выходного импульса происходит при $T_0 < T_0^c \approx 25$ ns.

Отметим, что при изменении частоты несущей f_{Γ} в пределах участков дисперсии I, II и III принципиальных изменений в поведении зависимостей $W(T_0)$, относительно показанных на рис. 5, не наблюдалось. Следует также отметить, что при выбранных уровнях мощности входного СВЧ-сигнала $P \leq 10$ мВт влияние нелинейных эффектов на распространение импульсов ПМСВ длительностью $T_0 \leq 100$ ns не наблюдалось. Для достижения порога параметрического возбуждения спиновых волн или проявления эффектов самовоздействия мощность входного сигнала требовалось увеличить до $P \approx 40$ мВт. При этом для импульсов максимальных длительностей

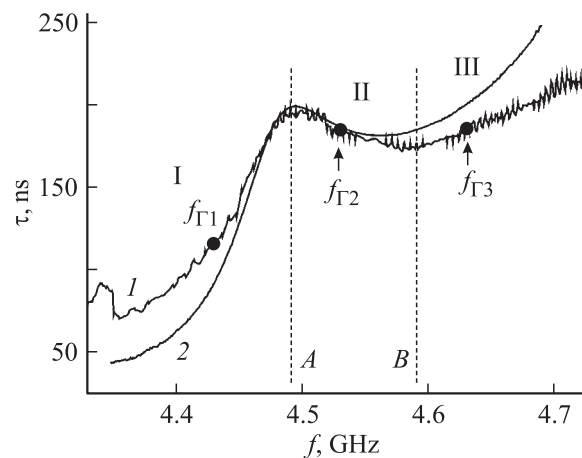


Рис. 4. Зависимость времени задержки от частоты для структуры феррит–диэлектрик–металл. Кривая 1 — эксперимент, 2 — получена из дисперсионного уравнения (7).

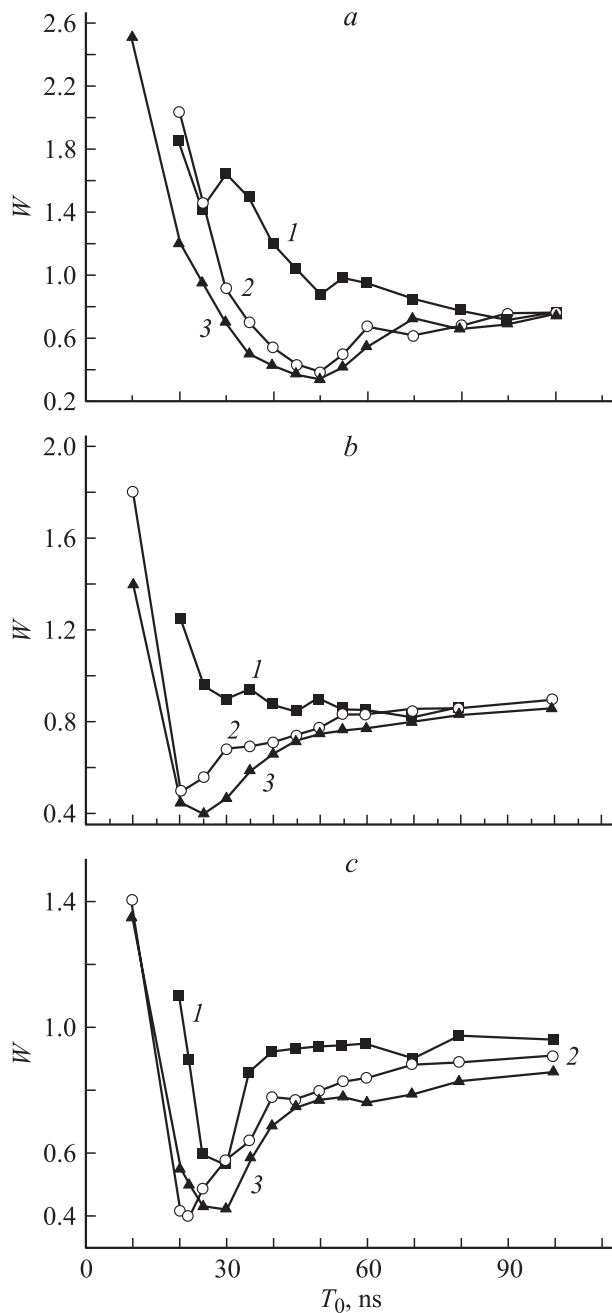


Рис. 5. Зависимости нормированной длительности выходного импульса W от длительности входного T_0 на расстоянии $S = 8$ мм при значении несущей частоты. *a* — $f_{Г1} = 4430$, *b* — $f_{Г2} = 4532$, *c* — $f_{Г3} = 4630$ МГц, $H_0 = 897$ Ое. Кривые 1 получены экспериментально, 2 — из расчета на основе квадратичного приближения дисперсии, 3 — из расчета на основе (5), (6) с учетом дисперсионного уравнения в виде (7).

обнаруживался характерный скол вершины импульса в хвостовой части [10,12], вызванный параметрической неустойчивостью, а также становилась заметной зависимостью ширины и амплитуды выходного импульса от амплитуды импульса на входе, обусловленная эффектами самовоздействия [6–11].

2. Результаты расчета зависимостей $W(T_0)$

Сопоставим теперь результаты измерений с расчетами зависимостей $W(T_0)$ для импульсов ПМСВ в рассмотренных структурах. Будем считать, что в точке расположения входного преобразователя $x = 0$ задан импульс ПМСВ вида

$$\varphi(x = 0, t) = \varphi_0(t)e^{-i\omega_\Gamma t}, \quad (2)$$

где $\varphi_0(t)$ — комплексная медленно меняющаяся амплитуда. Предположим, что волновой пакет спектрально узкий

$$\Delta\omega \ll \omega_\Gamma, \quad (3a)$$

$$\Delta k \ll k_\Gamma, \quad (3b)$$

где k_Γ — волновое число ПМСВ на частоте несущей ω_Γ , определяемое законом дисперсии $k = k(\omega)$. Во втором приближении теории дисперсии эволюция комплексной огибающей волнового пакета (3) описывается линейным параболическим уравнением, которое в движущейся системе координат $(x, \tau = t - x/V_g)$ имеет вид [13]

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = -\frac{i}{2}\gamma \frac{\partial^2\varphi}{\partial\tau^2}, \quad (4)$$

где $\gamma = -\beta/V_g^3 = \partial^2 k/\partial\omega^2$. Такой подход к описанию импульсов МСВ применялся в работе [3]. Однако для рассматриваемых здесь экспериментов условия применимости (4) могут нарушаться. Действительно, в ФДМ структуре на частотах, отмеченных точками А и В на рис. 4, коэффициент дисперсии $\beta \approx 0$ и необходим следующий порядок в разложении закона дисперсии по $\Delta\omega$ и Δk , как это делалось, например, в [3]. Кроме того, при уменьшении длительности импульсов T_0 ширина Δk пространственного спектра импульса может оказаться одного порядка или даже больше (например, при выборе частоты вблизи длинноволновой границы спектра) волнового числа несущей k_Γ , что означает нарушение условия (3b). Наконец, на участках сильной дисперсии коэффициент β может значительно изменяться в полосе частот $\Delta f \approx 1/T_0$, отвечающей ширине центрального максимума в спектре импульса, что также требует аппроксимации закона дисперсии полиномами порядка не ниже третьего.

Известен [1,2] также подход к анализу распространения волнового пакета МСВ, основанный на разложении входного сигнала по плоским волнам. При этом не делается никаких ограничений на ширину временного $\Delta\omega$ и пространственного Δk спектров плоских волн. В рамках этого подхода распространение волнового пакета в пленке описывается выражением [13]:

$$\varphi(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp\{-i[\omega t - k(\omega)x]\} d\omega, \quad (5)$$

где $F(\omega)$ — частотный спектр входного импульса (2):

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_0(t) \exp\{i\omega t\} dt. \quad (6)$$

При расчетах параметров импульсов в исследуемых макетах использовались оба указанных подхода. При этом закон дисперсии ПМСВ в ФДМ структуре брался в виде [16]:

$$\exp(2Qd) = \frac{\mu Q - \mu_a k - N}{\mu Q + \mu_a k + N} \frac{\mu Q + \mu_a k - N}{\mu Q - \mu_a k + N} \frac{\tanh(Nh)}{\tanh(Nh)}, \quad (7)$$

где

$$Q^2 = \frac{k_w^2}{\mu} + k^2, \quad N^2 = k_w^2 + k^2, \quad k_w = \frac{n\pi}{w},$$

$$n = 0, 1, 2, \dots, \quad \mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$$\mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \omega_H = gH, \quad \omega_M = 4\pi gM_0, \quad (8)$$

$g = 2.8 \text{ МГц/Ое}$ — гиромагнитное отношение для электрона. При $h, w \rightarrow \infty$ дисперсионное уравнение (7) переходит в известное уравнение для ПМСВ Дэймона—Эшбаха в изолированной пленке [17]:

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_m + \frac{\omega_m^2}{4} (1 - \exp(-2kd)). \quad (9)$$

Предполагалось, что амплитуда $\varphi_0(t)$ входного импульса (2) имеет форму супергауссова импульса

$$\varphi(x = 0, t) = \varphi_0 \exp[-(2t/T_0)^{2K}], \quad (10)$$

который при $K \geq 20$ практически совпадает с прямоугольным. Расчеты выполнялись для импульсов порядка $K = 100$ при значениях параметров дисперсионного уравнения (7), отвечающих экспериментальным. Однако значения магнитного поля H_0 , поперечного волнового числа k_w и толщина воздушного зазора h подбирались исходя из требования наилучшего совпадения измеренных и рассчитанных (при выбранных параметрах) законов дисперсии $k = k(\omega)$. Для примера на рис. 4 (кривая 2) показана зависимость $\tau(f)$, рассчитанная при значениях $H_0 = 880 \text{ Ое}$, $h = 110 \mu\text{м}$, поперечного волнового числа $k_w = 16 \text{ см}^{-1}$ ($n = 1$) и остальных параметрах, отвечающих эксперименту.

Зависимости $W(T_0)$ строились по результатам расчета мгновенной мощности импульса $\varphi(x = S, t)^2$ на расстоянии x , равном расстоянию S между преобразователями ($x = S$) при длительностях T_0 входного импульса (10), равных экспериментальным значениям.

На рис. 1–3 кривыми 2 показаны рассчитанные с помощью уравнения (4) зависимости $W(T_0)$, $T_0^c(S)$ и $T_0^c(H_0)$ для импульсов ПМСВ в пленке ЖИГ. При расчетах значения магнитного поля относительно экспериментальных брались завышенными на $\delta H \approx 64 \text{ Ое}$,

что позволяло получить хорошее соответствие измеренной и рассчитанной из (9) дисперсии. Необходимость в такой поправке можно связать с влиянием на результаты эксперимента полей анизотропии, которое не учитывается дисперсионным уравнением (9). Как видно из рис. 1–3, рассчитанные зависимости $W(T_0)$, $T_0^c(S)$ и $T_0^c(H_0)$ демонстрируют хорошее качественное совпадение с экспериментальными. Наибольшие количественные расхождения (до 100%) обнаруживаются для зависимостей $T_0^c(S)$ на малых расстояниях $S \approx 4\text{--}5 \text{ мм}$, которым отвечают малые значения T_0^c . Однако связать это расхождение с нарушением условия (3b) нельзя, поскольку зависимость $T_0^c(S)$, рассчитанная с помощью метода разложения по плоским волнам, с точностью не хуже 10% совпала с кривой 2 на рис. 2. По-видимому, причиной отмеченного расхождения результатов расчетов и измерений является плохое соответствие при малых расстояниях S дисперсионного уравнения (9) условиям распространения ПМСВ в макете. Действительно, дисперсионное уравнение (9) отвечает случаю, когда все металлические экраны удалены от пленки на расстояния $h \gg \lambda$. Однако на частоте $f_\Gamma = 4100 \text{ МГц}$ при поле $H_0 \approx 720 \text{ Ое}$ в рассматриваемой пленке ПМСВ имеют волновое число $k \approx 70 \text{ см}^{-1}$ или длину волны $\lambda \approx 0.9 \text{ мм}$. При этом длина волны ПМСВ почти вдвое больше толщины $b \approx 0.5 \text{ мм}$ поликорковых плат, на которых выполнены микрополоски. Понятно, что при условии $\lambda \geq b$ на параметры ПМСВ в области возбуждающей и приемной микрополоски будет оказывать влияние металлизация оснований поликорковых плат (см. также [1]), роль которого будет возрастать по мере уменьшения расстояния S .

Сопоставим теперь результаты измерений и расчетов зависимостей $W(T_0)$ для импульсов ПМСВ в ФДМ-структуре (рис. 5). Прежде всего, отметим, что результаты расчетов, полученные как в рамках параболического приближения (кривые 2), так и с учетом дисперсии вида (7) путем разложения сигнала по плоским волнам (кривые 3), достаточно близки. Можно видеть, что расхождение в значениях длительностей импульсов T_0^c , отвечающих минимуму в зависимостях $W(T_0)$, не превышает 25%. При этом, независимо от частоты f_Γ и знака коэффициента дисперсии β , включая частоты A и B на кривой $\tau(f)$ на рис. 4, все рассчитанные кривые демонстрируют минимум при некоторых значениях длительности входного импульса.

Из сравнения экспериментальных и рассчитанных зависимостей $W(T_0)$ на рис. 5 видно, что качественное соответствие имеется лишь для импульсов ПМСВ с частотой несущей $f_{\Gamma 3} \approx 4630 \text{ МГц}$ (рис. 5, c). В двух других случаях из-за отсутствия явного минимума в экспериментальных зависимостях $W(T_0)$ совпадение гораздо хуже. Однако как экспериментальные, так и рассчитанные кривые демонстрируют рост значений $W(T_0)$ при достаточно близких значениях длительностей входных импульсов: $T_0 < T_0^c \approx 50$ и $T_0 < T_0^c \approx 25 \text{ нс}$ для случаев, показанных на рис. 5, a, b.

Одной из причин, по которой в экспериментальных зависимостях $W(T_0)$ на рис. 5, *a, b* отсутствует явный минимум, может являться неоднородность δh толщины воздушного зазора h между поверхностями пленки и металлического экрана, которая не зависит от величины зазора и составляет $\delta h \leq 10 \mu\text{m}$. Понятно, что к неоднородности наиболее чувствительны ПМСВ с длиной волны $\lambda \sim h$, а степень влияния неоднородности определяется отношением $\delta h/h$.

С другой стороны, при расчетах не учитывалось возможное влияние дифракционных эффектов, которые могут заметно изменять распределение фазы и амплитуды по ширине пленочного волновода [2] и, как следствие, форму огибающей выходного импульса МСВ.

Так, из сопоставления результатов эксперимента и расчетов можно сделать вывод, что прямоугольный импульс МСВ при распространении в пленке ЖИГ на некотором расстоянии от входной антенны демонстрирует сжатие по уровню $0.5P_{\text{max}}$.

3. Длина „компрессии“ L_c прямоугольных импульсов

Выясним теперь связь дисперсионных параметров волны с существованием минимума в зависимостях $W_{1/2}(T_0)$ для импульсов ПМСВ на расстоянии $x = S$. Для этого рассмотрим зависимость от пройденного расстояния x пиковой амплитуды $\varphi_{\text{max}}(x)$ и относительной ширины по полувысоте $W_{1/2}(x) = T_{1/2}(x)/T_0$ супергауссова импульса (10). На рис. 6 цифрой 1 обозначены зависимости $\varphi_{\text{max}}(x)$ и $W_{1/2}(x)$, рассчитанные из (4) для входного прямоугольного импульса длительностью $T_0 = 10 \text{ ns}$ и значениях параметров $V_g \approx 14.1 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, $\beta \approx -4.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$, которые получены из (9) при параметрах $f = 4.1 \text{ GHz}$, $k \approx 70 \text{ cm}^{-1}$,

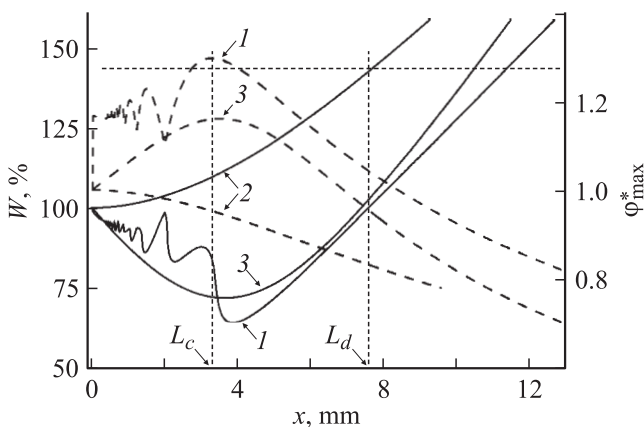


Рис. 6. Зависимости пиковых амплитуд φ_{max}^* (штриховые кривые) и длительностей W (сплошные кривые) от пройденного расстояния x для прямоугольного — точка 1, гауссова — 2, модулированного по частоте гауссова — 3 входных импульсов. Кривые получены в квадратичном приближении дисперсии, $V_g = 14.06 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, $\beta = -4.71 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$, $T_0 = 10 \text{ ns}$, $\alpha = 4/T_0^2 = 4 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-2}$.

$d = 20 \mu\text{m}$, $H \approx 780 \text{ Oe}$, отвечающих результатам эксперимента на рис. 1. Можно видеть, что после ряда осцилляций пиковое значение амплитуды достигает максимума, а относительная ширина — минимума. Если пренебречь разницей в значениях координат, отвечающих экстремумам в зависимостях $\varphi_{\text{max}}(x)$ и $W_{1/2}(x)$, то можно считать, что на расстоянии $x = L_c \approx 3.3 \text{ mm}$ от точки входа импульс (10) по полувысоте сжимается. Такое поведение по уровню 1/2 демонстрирует все супергауссовы импульсы порядка $K \geq 2$. Причем с ростом K относительная ширина импульса уменьшается от $W_{1/2} \approx 60\%$ при $K = 2$ до $W_{1/2} \approx 38\%$ при $K \geq 20$, тогда как длина „компрессии“ L_c практически не изменяется. С учетом последнего обстоятельства получим оценку длины компрессии для случая входного прямоугольного импульса

$$\varphi(x = 0, t) = \begin{cases} \varphi_0, & t \leq T_0, \\ 0, & t > T_0. \end{cases} \quad (11)$$

Для этого воспользуемся решением уравнения (3) в виде [13]

$$\varphi(x, \tau) = \frac{1}{\sqrt{-2\pi i \gamma x}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_0(\eta) \exp \left[-\frac{i}{2\gamma x} (\tau - \eta)^2 \right] d\eta, \quad (12)$$

которое для входного импульса $\varphi_0(\eta)$ вида (11) можно записать как

$$\varphi(x, \tau) = \frac{\varphi_0}{2} \left[\text{erf} \left(\frac{(1+i)\tau}{2\sqrt{\gamma x}} \right) - \text{erf} \left(\frac{(1+i)(\tau - T_0)}{2\sqrt{\gamma x}} \right) \right]. \quad (13)$$

Поскольку в точке сжатия амплитуда импульса максимальна (рис. 6), то, приняв, что максимуму отвечает середина импульса $\tau = T_0/2$, из условия $\partial\varphi(x, T_0/2)/\partial x = 0$ получим уравнение

$$C \left(\frac{\sqrt{Z}}{2\sqrt{\pi}} \right) \cos \left(\frac{Z}{8} \right) + S \left(\frac{\sqrt{Z}}{2\sqrt{\pi}} \right) \sin \left(\frac{Z}{8} \right) = 0, \quad (14)$$

где $C(z)$ и $S(z)$ — интегралы Френеля [18], $Z = \frac{T_0^2}{\gamma x}$. Из всех решений (14) следует выбрать значение $Z = 18.379 \dots \approx 18.4$, отвечающее координате x экстремума $\varphi(x, \tau = T_0/2)$, наиболее удаленного от входа, за которой импульс монотонно расплывается (рис. 6). В результате получаем компрессионную длину

$$L_c \approx \frac{T_0^2}{18.4|\gamma|} = \frac{T_0^2 V_g^3}{18.4|\beta|}. \quad (15)$$

Выражение (15) можно переписать в виде:

$$L_c \approx 0.44L_d, \quad (16)$$

где L_d — дисперсионная длина, определяемая из (1). Чтобы убедиться в хорошей точности оценки L_c с помощью (16) обратимся к рис. 6, где кривой 2 показана зависимость $W_{1/2}(x)$ для гауссова импульса

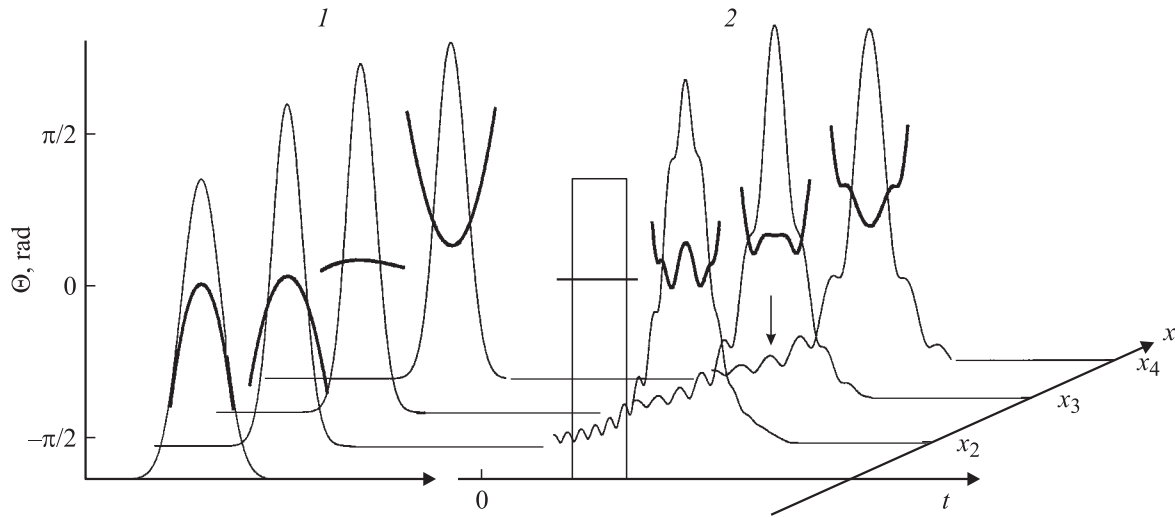


Рис. 7. Огибающие импульса и распределения фазы на различных расстояниях x от входа ($x_1 = 0$, $x_2 = 0.24$, $x_3 = 0.33$, $x_4 = 0.56$ см), полученные в рамках квадратичного приближения дисперсии для входных импульсов в виде частотно-модулированного гауссова импульса (18), серия кривых 1, и прямоугольного немодулированного импульса (11) — серия 2.

длительностью $T_0 = 10$ ns по уровню e^{-1} , форма которого определяется (10) при $K = 1$. Из сравнения значений координат x , отвечающих, с одной стороны, пересечению кривой 2 с горизонтальной пунктирной линией $W_{1/2}(x) = \sqrt{2}$, $x = L_d \approx 7.6$ mm и, с другой — положению минимума для кривой 1 $x = L_c \approx 3.3$ mm можно видеть, что они находятся в хорошем согласии с (16).

Сопоставим теперь характер зависимостей $W_{1/2}(x)$ и $\varphi_{\max}(x)$ для прямоугольного немодулированного импульса (11) и гауссова импульса с квадратичной фазовой модуляцией

$$\varphi(x = 0, t) = \varphi_0 \exp[-(4/T_0^2 + ai)t^2], \quad (18)$$

где скорость модуляции $\alpha = 4/T_0^2$, что отвечает сжатию импульса ($\alpha > 0$). Такая величина скорости модуляции, с одной стороны, обеспечивает компрессию импульса (18) на длине $L_c = L_d/2$ [13], близкой к длине „компрессии“ (16) немодулированного прямоугольного импульса (11). С другой стороны, при $\alpha = 4/T_0^2$ разность частот на фронте и срезе входного импульса (18) составляет по уровню $\varphi_0/2$ величину $\Delta f \approx T_0^{-1}$, которая равна ширине (по уровню -3 dB или полувысоте) центрального максимума в спектре прямоугольного импульса (11). Из сравнения кривых 1 и 3 на рис. 6 видно, что в таких условиях зависимости $W_{1/2}(x)$ для импульсов (11) и (18) близки по характеру, и минимальных значений $W_{1/2}(x)$ оба импульса достигают при значениях координат $x \approx L_c$.

Покажем, что поведение фазы $\theta(x, t)$ ($\varphi(x, t) = |\varphi(x, t)| \exp[i\theta(x, t)]$) центральной части импульсов (11) и (18) вблизи точки компрессии $x \approx L_c$ также имеет схожий характер. Обратимся к рис. 7, где показано распределение фазы $\theta(x, t)$ для импульсов (11) и (18) на входе среды $x_1 = 0$, на участке сжатия $x_2 = 0.24$ см, в точке максимальной компрессии $x_3 = 0.33$ см и на

участке распыливания $x_4 = 0.56$ см. Можно видеть, что импульс (11), не имевший начальной модуляции, на участке „сжатия“ приобретает фазовую модуляцию, характер которой в центральной части импульса идентичен случаю изначально модулированного импульса (18). В точке $x_3 \approx L_c$ участки фазы, отвечающие вершинам импульсов, становятся плоскими. За точкой компрессии фаза импульсов приобретает модуляцию, отвечающую их распыливаю.

Качественное объяснение характера фазовой модуляции, приобретаемой прямоугольным импульсом на начальном этапе эволюции можно дать с помощью (4). Для этого из (4) получим уравнение для фазы $\theta(x, \tau)$ волнового пакета

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{\gamma}{2|\varphi|} \frac{\partial^2 |\varphi|}{\partial \tau^2} + \frac{\gamma}{2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right)^2. \quad (19)$$

Из (19) легко видеть, что в отсутствие начальной модуляции фазы ($\theta(0, \tau) = \text{const}$, $\partial \theta(x = 0)/\partial \tau = 0$) в начальный момент времени наибольшие изменения в фазе супергауссова импульса (10) будут на фронте и хвосте импульса, тогда как на его вершине изменения будут пренебрежимо малы $\partial^2 |\varphi|/\partial \tau^2 \rightarrow 0$. Для изменений фазы $\Delta \theta(x, \tau)$ на расстоянии Δx от точки входа из (19) получим оценку

$$\Delta \theta(\Delta x, \tau) \approx \frac{\gamma}{2|\varphi|} \frac{\partial^2 |\varphi|}{\partial \tau^2} \Delta x. \quad (20)$$

Нетрудно убедиться, что для входных импульсов вида (10), выражение (20) дает характер распределения добавок к фазе $\Delta \theta(\tau)$ в центральной части импульса ($|\tau| \leq T_0/2$), аналогичный поведению фазы для кривых 2 на участке $x < x_3$ на рис. 7.

Разумеется, представленные результаты расчетов отражают суперпозицию разбегающихся спектральных компонент импульса (5), определяемых формой огибающей на входе (6). Для импульсов, отличных от гауссовых такая интерференция приводит к появлению предвестников, которые бегут впереди и сзади главной части импульса со скоростью близкой по порядку величины к групповой скорости главной части. На рис. 7 один из таких предвестников для прямоугольного импульса (кривые 2) отмечен стрелкой. Предвестники активно „выбегают“ из-под основной части импульса на расстояниях $x < L_c$ и прекращают „рождаться“ при $x \geq L_d$. На некотором расстоянии $x = \tilde{x} \geq L_d$ предвестники можно пронумеровать, взяв номера $n = 1, 2, \dots$ и $n = -1, -2, \dots$ соответственно для бегущих спереди и сзади главной части импульса, где $n = 1$ и $n = -1$ отвечают ближайшим к основному импульсу предвестникам. При этом спектр n -го предвестника, рассчитанный с помощью (6), в основном, состоит из частот f_p , принадлежащих соответствующему n -му лепестку спектра прямоугольного импульса: $n/T_0 \leq f_p - f_\Gamma \leq (n+1)/T_0$, $n = 1, 2, \dots$ и $(n-1)/T_0 \leq f_p - f_\Gamma \leq n/T_0$, $n = -1, -2, \dots$ для предвестников, „бегущих“ сзади и спереди главной части импульса соответственно.² Понятно, что предвестники с меньшими номерами „выбегают“ из-под импульса последними (более близкие предвестники соответствуют более близким лепесткам спектра, и соответственно их скорость меньше отличается от групповой). Оказалось, что именно интерференция двух ближайших пар предвестников с главной частью импульса приводит на расстояниях $x \sim L_c$ к „сжатию“ по поперечности. Чтобы убедиться в этом, мы рассчитали огибающую импульса с помощью (5), оставив в спектре прямоугольного импульса $F(\omega)$ лишь частоты $|f_p - f_\Gamma| \leq 3/T_0$. Оказалось, что результаты такого расчета практически совпадают³ с поведением огибающей и фазы прямоугольного импульса, показанном кривыми 2 на рис. 7 при значениях координат $x_{2,3,4}$. Таким образом, поведение огибающей импульса в ближней зоне ($x < L_d$) можно связать с суперпозицией главной части импульса и предвестником во время их „выбегания“ из-под импульса.

Необходимо отметить, что, несмотря на сходство механизмов компрессии прямоугольного импульса и модулированного гауссова, существует принципиальное отличие. Модуляция гауссова импульса такова, что в момент компрессии огибающая импульса определяется суперпозицией всех спектральных компонент импульса, в то время как в момент компрессии прямоугольного импульса часть энергии, соответствующая лепесткам $|n| \geq 3$ в формировании сжавшегося импульса не участвует. Как следствие, энергия, заключенная между

² Такое частотное заполнение предвестников со стороны фронта и среза характерно для среды с положительной дисперсией.

³ Что вполне ожидаемо, так как именно на этих частотах переносится наибольшая часть энергии импульса.

точками половинной амплитуды:

$$\varepsilon_{1/2} = \int_{-t^*}^{t^*} |\varphi(x = L_c, t)|^2 dt,$$

где $t^* = 0.5T_{1/2}$ — составляет половину энергии входного импульса. С другой стороны, если для определения ширины импульса использовать среднеквадратичную длительность $T_{\text{ck}}^2(x) = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2$, где $\langle t^n \rangle = \varepsilon^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} t^n |\varphi(x, t)|^2 dt$, $n = 1, 2, \dots$, $\varepsilon = \int_{-\infty}^{+\infty} |\varphi(x, t)|^2 dt$ — полная энергия импульса, то в отсутствие начальной фазовой модуляции все супергауссовы импульсы (10) демонстрируют расплывание с ростом расстояния [14], что также является следствием указанной выше особенности.

Отметим, что выражение (15) для „компрессионной“ длины прямоугольного импульса L_c можно использовать для оценки коэффициента дисперсии МСВ по результатам измерений зависимости $W(T_0)$. Для этого необходимо подставить в (15) значения длительности входных импульсов ПМСВ, при которых в зависимостях $W(T_0)$ наблюдается минимум, а L_c приравнять расстоянию S между микрополосками в эксперименте. Действуя таким образом, для случаев, показанных на рис. 1 и рис. 5, с, получим значения коэффициентов $\gamma \approx 16 \cdot 10^{-18}$ и $\gamma \approx 61 \cdot 10^{-18} \text{ s}^2/\text{cm}$, тогда как расчеты из дисперсионных уравнений (9) и (7) дают значения $\gamma \approx 24 \cdot 10^{-18}$ и $\gamma \approx 30 \cdot 10^{-18} \text{ s}^2/\text{cm}$ соответственно. Видно, что расхождение значений в обоих случаях не превышает 50%. Понятно, что знание величины групповой скорости МСВ позволяет аналогичным образом получить значение коэффициента β .

Заключение

Таким образом, в работе экспериментально и теоретически исследована связь параметров линейного импульса ПМСВ, прошедшего через макет линии задержки на основе одиночной пленки ЖИГ или структуры ФДМ с длительностью входного прямоугольного импульса СВЧ.

Обнаружено, что для входных импульсов без начальной фазовой модуляции, по форме близких к прямоугольным, длительность выходного импульса достигает 50–60% от первоначальной, если расстояние между входным и выходным преобразователями S составляет примерно половину от дисперсионной длины импульса L_d ($S \approx 0.5L_d$), определяемую известным выражением для гауссова импульса длительностью T_0 по уровню e^{-1} . Показано, что этот факт может использоваться для оценки коэффициента дисперсии магнитостатических волн.

Результаты измерений удовлетворительно согласуются с расчетами в рамках параболического приближения и могут быть интерпретированы как результат

суперпозиции импульса и предвестников, „выбегающих“ из-под импульса на начальной стадии распространения. Показано, что отражением этого процесса является возникновение в центральной части импульса фазовой модуляции, характер которой отвечает дисперсионному сжатию импульса.

Работа поддержана грантами РФФИ № 04-02-17537, 05-02-17361 и Фонда содействия отечественной науке.

Список литературы

- [1] *Stancil D.D.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 2658–2660.
- [2] *Барышев Д.В., Валявский А.Б., Вашковский А.В.* и др. // РЭ. 1990. Т. 35. № 10. С. 2164–2171.
- [3] *Лукомский В.П., Седлецкий Ю.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. XXX. № 5. С. 654–664.
- [4] *Кудинов Е.В., Шабунин А.П.* // Радиотехнические устройства. Киев: Укр. НИИИТИ, 1987. С. 4–13.
- [5] *Андреев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е.* и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 3. С. 1005–1015.
- [6] *Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 2. С. 159–176.
- [7] *De Gasperis P., Marcelli R., Miccoli G.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 4. P. 481–484.
- [8] *Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E.* // Phys. Rev. B. Vol. 49. N 18. P. 12 773–12 790.
- [9] *Kovshikov N.G., Kalinikos B.A., Patton C.E.* et al. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. N 21. P. 15 210–15 223.
- [10] *Filimonov Yu.A., Marcelli R., Nikitov S.A.* // IEEE Trans. on Magn. 2002. Vol. 38. N 5. P. 3105–3107.
- [11] *Костылев М.П., Ковшиков Н.Г.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 11. С. 5–13.
- [12] *Synogach V.T., Fetisov Yu.K., Mathieu Ch.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. N 10. P. 2184–2187.
- [13] *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1990. 252 с.
- [14] *Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемто-секундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
- [15] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 719 с.
- [16] *O’Keeffe T.W., Patterson R.W.* // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 9. P. 4886–4895.
- [17] *Damon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. B 3–4. P. 308–320.
- [18] *Двайт Г.Б.* Таблицы интегралов. М.: Наука, 1964. 226 с.