

01;07

Динамика двухмодового излучения в оптических волноводах с сильной межмодовой связью

© И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия
e-mail: sementsov di@ulsu.ru

(Поступило в Редакцию 25 сентября 2002 г. В окончательной редакции 12 февраля 2003 г.)

С учетом частотной зависимости коэффициента линейной межмодовой связи получены уравнения для амплитуд и эффективные параметры дисперсии и нелинейности парциальных импульсов, определяющие динамику волнового пакета, формируемого двумя сильно взаимодействующими модами. На основе полученных уравнений исследуются условия возникновения модуляционной неустойчивости двухмодового волнового пакета, возможность возникновения солитоноподобных импульсов и реализация режимов компрессии. В отличие от одноволновых систем оба эффекта в исследуемых световодах возможны как при отрицательной, так и при положительной материальной дисперсии каждого из связанных волноводов.

Введение

Системы оптически связанных волноводов (ОСВ) с сильной линейной связью волн, распространяющихся в соседних каналах, и существенно нелинейными оптическими свойствами вызывают в последние годы повышенный интерес [1,2] в связи с широкими возможностями их практического применения при создании устройств управления лазерным излучением: оптических переключателей, ответвителей, логических элементов и др. Подобные ОСВ могут быть получены как на основе волоконных [3], так и планарных структур [4]. Примером планарной конфигурации является, например, структура из двух полосковых волноводов на монокристаллической подложке из $Ga_xAl_{1-x}As$ [5]. Этот материал при соответствующем выборе несущей частоты импульса имеет положительную керровскую нелинейность, и в ОСВ на их основе возможна реализация солитонных режимов распространения оптических волновых пакетов. Для ОСВ подобного типа характерны существенно большие по сравнению с традиционно кварцевыми волокнами значения параметров нелинейности, а также большие значения параметра межволновой связи [1]. Известно, что условия формирования в оптическом волноводе солитоноподобных импульсов определяются характером и величиной его нелинейности и дисперсии групповых скоростей [6,7]. Поскольку эффективные параметры нелинейности и дисперсии ОСВ существенным образом определяются условиями его возбуждения, то имеется возможность эффективного управления излучением за счет изменения условий ввода излучения в световод.

Одним из фундаментальных и важных с точки зрения возможных практических применений является вопрос о модуляционной неустойчивости (МН) излучения в нелинейных ОСВ, т.е. о возникновении временных возмущений на фоне достаточно мощного квазинепрерывного излучения накачки [6]. Результатом развития МН является преобразование квазистационарной волны в

периодическую последовательность импульсов с периодом, определяемым частотой возмущения, что может быть использовано для получения импульсов заданной длительности и частотного диапазона [7].

В настоящей работе исследуется динамика волнового пакета в ОСВ, обеспечивающем сильную линейную связь однонаправленных волн, распространяющихся в каждом из каналов волновода и обладающих нелинейностью керровского типа. Вводятся эффективные параметры нелинейности и дисперсии, определяющие динамику волнового пакета в ОСВ. Исследуются условия возникновения МН, компрессии и формирования солитоноподобного импульса. Анализ проводится с учетом дисперсии коэффициента линейной межмодовой связи. Необходимость такого учета обусловлена широким частотным спектром коротких импульсов, различные частотные компоненты которых могут иметь различную межволновую связь. Это различие наиболее велико для ОСВ, выполненных в планарной геометрии в полупроводниковых кристаллах GaAs или InSb, для которых коэффициент связи может сильно зависеть от частоты [8,9].

1. Распространение двухволнового оптического импульса с учетом дисперсии линейной связи, межволновой расстройки и дисперсии групповых скоростей, а также нелинейности волноведущей среды керровского типа описывается следующей системой уравнений для временных огибающих двух ($j = 1, 2$) взаимодействующих мод [10,11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{\xi_j}{v} \frac{\partial A_j}{\partial \tau} - i \frac{d_j}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial \tau^2} + i \gamma_j |A_j|^2 A_j \\ = -i \sigma A_{3-j} \exp(-i \xi_j \delta z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь вводится бегущее время $\tau = t - z/u$, где $2u = (u_1 + u_2)$ — групповая скорость волнового пакета, $u_j = (\partial \beta_j / \partial \omega)_{\omega_0}^{-1}$ — групповая скорость, β_j — константа распространения в j -м канале, ω_0 — несущая частота

та волнового пакета; $d_j = (\partial^2 \beta_j / \partial \omega^2)_{\omega_0}$ — параметры дисперсии групповых скоростей; $v^{-1} = (u_1 - u_2) / 2u^2$ — расстройка групповых скоростей мод; $\delta = \beta_1 - \beta_2$; γ_j — параметры нелинейности световода, определяющие фазовую самомодуляцию взаимодействующих волн; $\xi_j = (-1)^j$; параметр линейной связи σ определяется перекрытием профильных функций волноводных мод [2]. Учет дисперсии межволновой связи может быть проведен заменой параметра σ на оператор $\bar{\sigma}_j$, определяемый выражением [8,12]

$$\bar{\sigma}_j = \sigma \left(1 - \xi_j i \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \right), \quad \mu \cong \frac{2}{\omega} + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \omega}. \quad (2)$$

Уравнения (1) должны решаться совместно с начальными условиями для временных огибающих мод A_j , определяемыми условиями возбуждения световода. Общий вид начальных условий задается соотношением $A_{20} = \psi A_{10}$, где $A_{i0} = A_i(\tau, 0)$, а параметр ψ определяет тип возбуждения волокна. При $\psi = \pm 1$ имеют место симметричное либо асимметричное, а при $\psi, \psi^{-1} = 0$ — одномодовое возбуждение световода.

Решение уравнений (1) с учетом (2) будем искать в приближении сильной связи мод, формирующих волновой пакет. Для справедливости этого приближения необходимо, чтобы длина межмодового взаимодействия $L_\sigma = |\sigma|^{-1}$ была намного меньше дисперсионной длины $L_d = \tau_0^2 / |d|$, длины нелинейности $L_n = (\gamma I_0)^{-1}$ и длины межмодового разбегания $L_v = v \tau_0$. Здесь τ_0 и $I_0 = |A_{10}|^2 + |A_{20}|^2$ — длительность и интенсивность вводимого в световод импульса (под интенсивностью излучения ниже будем понимать мощность, вводимую в световод), $2d = d_1 + d_2$, $2\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$. Так, для связанных полосковых волноводов, изготовленных в кристалле GaAs, на длине волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ величина параметра связи достигала значений $|\sigma| \cong 5 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$, что определяло достаточно малую длину межмодового взаимодействия $L_\sigma \cong 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. Для характерных значений параметров дисперсии $|d| \cong 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$ и нелинейности $\gamma \cong 5 \cdot 10^3 \text{ (W} \cdot \text{m)}^{-1}$ для этих материалов на данной длине волны приближение сильной связи корректно описывает динамику волнового пакета для вводимых в световод импульсов длительностью $\tau_0 \geq 10^{-14} \text{ s}$ и интенсивностью $I_0 \leq 1 \text{ W}$.

С учетом сказанного временная огибающая соответствующей моды может быть представлена в виде суммы двух парциальных импульсов (ПИ)

$$\begin{aligned} A_1 &= a_1(\tau, z) \exp[i(q + \delta/2)z] + a_2(\tau, z) \exp[-i(q - \delta/2)z], \\ A_2 &= \chi a_1(\tau, z) \exp[i(q - \delta/2)z] \\ &\quad - \chi^{-1} a_2(\tau, z) \exp[-i(q + \delta/2)z]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь a_f — медленно меняющиеся с координатой z амплитуды ПИ, параметр $q \equiv (\sigma^2 + \delta^2/4)^{1/2}$, а определяемый начальными условиями возбуждения световода

параметр

$$\chi = \frac{(2q + \delta)A_{20} - 2\sigma A_{10}}{(2q - \delta)A_{10} - 2\sigma A_{20}} = -\frac{(2q + \delta)A_{10} + 2\sigma A_{20}}{(2q - \delta)A_{20} + 2\sigma A_{10}}. \quad (4)$$

При полном фазовом синхронизме $\delta = 0$ и параметры $q = |\sigma|$, $\chi = -1$.

Таким образом, формируемый двумя взаимодействующими модами импульс является суперпозицией ПИ, амплитуды которых в соответствии с (1) и (3) удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_f}{\partial z} - \frac{\xi_f \delta}{2qv} \frac{\partial a_f}{\partial \tau} - \frac{iD_f}{2} \frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau^2} \\ + i(G_{cf}|a_f|^2 + G_{kf}|a_{3-f}|^2)a_f = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $f = 1, 2$ — номер соответствующего ПИ, введены их эффективные параметры фазовой само- и кроссмодуляции

$$\begin{aligned} G_{cf} &= [q + \xi_f \delta/2] \gamma_{c1} + [q - \xi_f \delta/2] \chi^{-2\xi_f} \gamma_{c2} / 2q, \\ G_{kf} &= [2q + \xi_f \delta] \gamma_{c1} \\ &\quad + [q(\chi^{2\xi_f} + 1) - \xi_f \delta(\chi^{2\xi_f} - 1)/2] \gamma_{c2} / 2q \end{aligned} \quad (6a)$$

и эффективной дисперсии

$$D_f = \frac{d_1 + d_2}{2} + \frac{\xi_f}{v^2 q} \left(1 - \frac{\delta v^2 (d_2 - d_1)}{2} + (v\sigma\mu)^2 \right). \quad (6b)$$

При этом начальные условия для амплитуд ПИ с учетом (3) принимают вид

$$a_f(\tau, 0) \equiv a_{f0} = \frac{1}{2} \left[A_{10} + \xi_f \left(\frac{\delta}{2q} A_{10} + \frac{\sigma}{q} A_{20} \right) \right]. \quad (7)$$

Необходимо отметить, что в системе уравнений (5) возникают параметры наведенного кроссмодуляционного взаимодействия G_{kf} , которого нет в исходной системе уравнений (1). Его появление обусловлено взаимодействием в каждом из волноводов парциальных импульсов, на которые распадается волновой пакет, вводимый в ОСВ. Существенным в рассматриваемом случае является также сильная зависимость эффективных параметров от начальных условий возбуждения, отстройки от фазового синхронизма и дисперсии коэффициента межмодовой связи. Так, в условиях фазового синхронизма ($\delta = 0$) вклад в эффективную дисперсию, обусловленный наличием дисперсии межволнового взаимодействия, в соответствии с (2) составляет $d_\sigma = \pm \mu^2 \sigma \cong \pm 4\pi^2 \sigma / \omega_0^2$. Значения данной величины для ОСВ на основе кристалла GaAs, как правило, лежат в интервале $|d_\sigma| = 0.1 - 10 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$ (на несущей частоте используемого источника $\omega_0 \cong 1.8 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$). Так как значение параметра $|d|$, связанного с материальной дисперсией, находится в тех же пределах, можно говорить о принципиальной необходимости учета дисперсии

линейной связи при анализе динамики импульса в указанных ОСВ.

2. Исследуем условия возникновения модуляционной неустойчивости в волноведущей структуре рассматриваемого типа. Если длительность вводимого волнового пакета достаточно велика и применимо квазимонохроматическое приближение для волны накачки (т.е. пренебрежимо малы для нее дисперсионные члены, что представляется корректным для импульсов с начальной длительностью $\tau_0 > 10^{-9}$ s), решение уравнений (5) для амплитуд ПИ можно представить в виде

$$a_f(z, \tau) = [a_{f0} + \varphi_f(z, \tau)] \times \exp[-iR(G_{cf}a_{f0}^2 + G_{kf}a_{3-f0}^2)], \quad (8)$$

где φ_f — комплексная амплитуда возмущения, причем $a_{f0} \gg |\varphi_f|$.

Подставляя (8) в уравнения (5) и линеаризуя их по малым возмущениям φ_f , получаем систему уравнений для возмущений:

$$\frac{\partial \varphi_f}{\partial z} - \xi_f \frac{\delta}{2qv} \frac{\partial \varphi_f}{\partial \tau} - \frac{iD_f}{2} \frac{\partial^2 \varphi_f}{\partial \tau^2} + iG_{cf}a_{f0}^2(\varphi_f + \varphi_f^*) + iG_{kf}a_{10}a_{20}(\varphi_{3-f} + \varphi_{3-f}^*) = 0. \quad (9)$$

Для гармонических возмущений $\varphi_f(z, \tau)$ решение этого уравнения будем искать в стандартном виде

$$\varphi_f = b_{f1} \cos(kz - \Omega\tau) + ib_{f2} \sin(kz - \Omega\tau), \quad (10)$$

где k и Ω — волновое число и частота возмущения ($\Omega = \omega_0 - \omega_v$, где ω_v — частота сигнальной возмущающей волны или спонтанного „шумового“ возмущения).

Подставляя (10) в (9), получаем систему двух уравнений для амплитуд b_{fi} , решение которой приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$\left[\left(k - \frac{\delta\Omega}{2qv} \right)^2 - K_1 \right] \left[\left(k + \frac{\delta\Omega}{2qv} \right)^2 - K_2 \right] = F, \\ K_f = 0.25D_f\Omega^2(D_f\Omega^2 + 4G_{cf}a_{f0}^2), \\ F = D_1D_2G_{k1}G_{k2}\Omega^4a_{10}^2a_{20}^2. \quad (11)$$

Вначале рассмотрим один важный частный случай решения этого уравнения, определяемый равенством $F = 0$. Подобная ситуация может быть реализована при равенстве нулю эффективной дисперсии либо амплитуды одного из ПИ. Пусть, например, $D_2 = 0$, следовательно, $K_2 = 0$. В этом случае уравнение (11) имеет решения

$$k_1 = \frac{\delta\Omega}{2qv} \pm \sqrt{K_1}, \quad k_2 = -\frac{\delta\Omega}{2qv}. \quad (12)$$

Видно, что в области параметров, где $K_1 < 0$, к МН приводит решение с волновым числом k_1 . С учетом положительности параметра G_{c1} модуляционная неустойчивость реализуется в области значений параметров, задаваемой условием

$$-4G_{c1}a_{10}^2 < \Omega^2D_1 < 0, \quad (13)$$

которое может достигаться как за счет вариации частоты возмущения, так и за счет изменения интенсивности вводимого импульса. Отметим, что МН в рассмотренном случае имеет место при аномальной эффективной дисперсии ПИ, т.е. $D_1 < 0$. Следует особо отметить, что материальная дисперсия при этом может быть и положительной, т.е. $d > 0$. Данная ситуация принципиально отличается от „классического“ одноволнового случая, когда МН существует только при отрицательных значениях материальной дисперсии. Аналогичный режим МН, реализуемый только для одной из ветвей решения дисперсионного соотношения, имеет место и при равенстве нулю амплитуды одного из ПИ. Так, при $a_{20} = 0$ имеем решения уравнения (11), в точности идентичные (12). Здесь так же, как и в случае $D_2 = 0$, модуляционная неустойчивость имеет место при выполнении условия (13). Инкремент усиления распространяющегося возмущения в рассмотренных ситуациях определяется соотношением

$$g = 2 \operatorname{Im} k_1 = |D_1\Omega| \sqrt{\Omega_c^2 - \Omega^2}, \quad (14)$$

где $\Omega_c^2 = 4G_{c1}a_{10}^2/|D_1|$; максимальное значение инкремента усиления при этом достигается на частоте возмущения $\Omega = \Omega_c/\sqrt{2}$ и дается выражениями

$$g_m = |D_1|\Omega_c^2/2 = 2G_{c1}a_{10}^2.$$

На рис. 1 представлена зависимость инкремента усиления от частоты возмущения, относящаяся к однопарциальному режиму распространения волнового пакета. Кривые $g(\Omega)$ получены для следующих значений параметров: $\sigma = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$, $\gamma_{c1} = \gamma_{c2} = 5 \cdot 10^3 \text{ (W} \cdot \text{m)}^{-1}$, $d_1 = -0.975 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, $d_2 = -1.025 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, $\mu = 4 \cdot 10^{-16} \text{ s}$, $v^{-1} = 10^{-12} \text{ s/m}$, отстройка от фазового синхронизма $\delta = 10, 10^2, 10^3 \text{ m}^{-1}$ (кривые 1–3). Чтобы реализовать однопарциальный режим с $a_{20} = 0$ в соответствии с (7), выбранным значениям параметра δ должны отвечать значения параметра $\psi = -(1.001, 1.01, 1.1)$, т.е. тип возбуждения световода

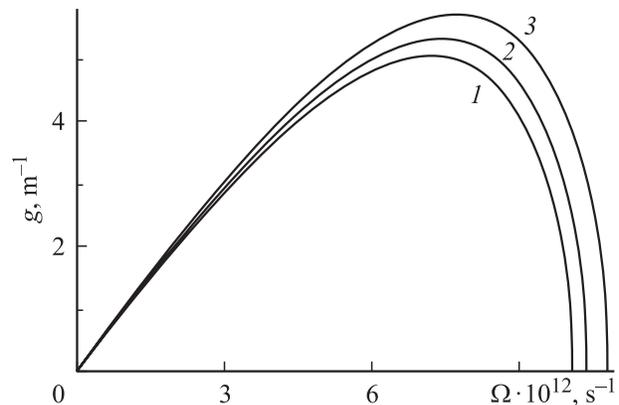


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления МН от частоты возмущения.

должен быть близок к антисимметричному. Из приведенных зависимостей следует, что увеличение отстройки от фазового синхронизма приводит к расширению частотной области существования МН и увеличению инкремента усиления возмущения.

Остановимся теперь на практически важном случае, отвечающем полному фазовому синхронизму ($\delta \cong 0$), при котором дисперсионное соотношение (11) сводится к биквадратному уравнению, а его решение имеет вид

$$k_{\pm}^2 = \frac{K_1 + K_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(K_1 - K_2)^2}{4} + F}. \quad (15)$$

Здесь имеется несколько возможностей развития МН в исследуемой волноводной структуре, из которых выделим две основные. Первая отвечает выполнению условия

$$k_+^2 k_-^2 = K_1 K_2 - F < 0, \quad (16)$$

при котором МН возникает только в одной из ветвей решения уравнения (11), а именно для возмущения с волновым вектором k_- . Инкремент усиления распространяющегося возмущения в этом случае дается выражением

$$g_- = 2 \operatorname{Im}(k_-) = \sqrt{2} \left[\sqrt{(K_1 - K_2)^2 + 4F} - K_1 - K_2 \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Условие (16) приводит к области частот возмущения $|\Omega| < \Omega_{c1}$, в которой реализуется МН, где

$$\Omega_{c1} = 2 \left(\sqrt{(G_{c1} a_{10}^2 / D_1 - G_{c2} a_{20}^2 / D_2)^2 + 4a_{10}^2 a_{20}^2 G_{k1} G_{k2} / D_1 D_2} - G_{c1} a_{10}^2 / D_1 - G_{c2} a_{20}^2 / D_2 \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что в отличие от предыдущего случая в рассматриваемой ситуации развитие МН возможно при любых знаках параметров эффективной дисперсии ПИ. При этом необходимо учесть, что для ОСВ с сильной линейной связью всегда выполняется соотношение $G_{kf} \geq G_{cf}$. Наиболее отличающейся от одноволновой является ситуация, когда эффективные дисперсии обоих ПИ являются нормальными, т.е. $D_1 > 0$ и $D_2 > 0$. Однако в этом случае максимальные значения инкремента усиления g_- и предельной частоты возмущения Ω_{c1} , до которой реализуется МН, оказываются меньше, чем при $D_1 < 0$ и $D_2 < 0$.

Принципиально отличающейся от имеющей место в одноволновых системах является ситуация, когда за развитие МН отвечают две ветви решений (14). В этом случае оба корня k_+ и k_- являются чисто мнимыми. Такая ситуация реализуется при выполнении двух условий:

$$K_1 + K_2 < 0, \quad K_1 K_2 - F > 0 \quad (19)$$

в области частот $\Omega_{c1} < \Omega < \Omega_k$, где

$$\Omega_k = 2 \left[-(D_1 G_{c1} a_{10}^2 + D_2 G_{c2} a_{20}^2) (D_1^2 + D_2^2)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (20)$$

Условия (19) реализуются, если эффективные дисперсии ПИ имеют противоположные значения. При этом инкремент усиления дается выражением

$$g_{\pm} = 2 \operatorname{Im}(k_{\pm}) = \sqrt{2} \left[|K_1 + K_2| \mp \sqrt{(K_1 - K_2)^2 + 4F} \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Из приведенных соотношений следует, что, управляя эффективными параметрами нелинейности и дисперсии ПИ, можно эффективно управлять режимом развития МН в ОСВ с сильной линейной межволновой связью.

3. Другой важной задачей, представляющей интерес с точки зрения возможных практических приложений, является исследование возможности образования солитоноподобных импульсов и реализации компрессионных режимов в рассматриваемых световодах. Наибольший интерес с точки зрения получения аналитических решений уравнений (5) и их экспериментальной реализации представляет вырожденная ситуация, когда поведение всего волнового пакета можно описать только одним из ПИ. Именно для вырожденной ситуации удается получить оптимальные дисперсионные параметры распространяющегося в световоде импульса. В случае фазового синхронизма мод ($\delta = 0$) вырождение имеет место при симметричном ($\psi = 1$) либо асимметричном ($\psi = -1$) типах возбуждения, при которых $a_{10} = 0$ и $a_{20} \neq 0$ либо $a_{20} = 0$ и $a_{10} \neq 0$ соответственно. В случае отстройки от фазового синхронизма, когда $\delta \neq 0$, вырожденная ситуация в соответствии с (7) возможна и для несимметричного типа возбуждения световода. Так, если выполняется условие $\psi_f = (2\xi_f q - \delta)/2\sigma$, то амплитуды ПИ $a_f \neq 0$ и $a_{3-f} = 0$. При этом равенство нулю амплитуды соответствующего ПИ имеет место не только в начальный момент, но сохраняется и в процессе распространения импульса. В указанных случаях обращения одной из амплитуд ПИ в нуль система уравнений (5) вырождается в одно нелинейное уравнение Шредингера

$$\frac{\partial a_f}{\partial z} - \frac{i D_f}{2} \frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau_f^2} + i G_{cf} |a_f|^2 a_f = 0, \quad (22)$$

где $\tau_f = t - z/u_f$ — время в бегущей системе координат соответствующего ПИ, $u_f = u/(1 - \Delta_f u)$ — его групповая скорость, $\Delta_f = \xi_f \delta / 2qv$.

Приведенное уравнение описывает динамику импульса в кубически нелинейной среде с эффективными дисперсией D_f и нелинейностью G_{cf} . Для данного типа уравнения детально исследованы динамика формирования односолитонных и многосолитонных импульсов, эффекты самосжатия и т.д. [6,13]. Важно отметить, что динамика импульса в исследуемом случае зависит от эффективных параметров дисперсии и нелинейности,

определяемых не только свойствами материала, но и начальными условиями возбуждения ОСВ.

Если система уравнений (5) не сводится к вырожденным случаям, ее точное аналитическое решение не представляется возможным. В этом случае ее решение может быть получено на основании вариационного подхода, успешно применявшегося для решения широкого круга задач нелинейной оптики [14,15]. В предположении относительной малости отстройки от фазового синхронизма, когда $|\delta/\sigma| < 1$, для длительности вводимого излучения может быть получено уравнение

$$\left(\frac{d\tau_{\text{и}}}{dz}\right)^2 = f_0 - 4D(W_1 + W_2)G/\pi^2\tau_{\text{и}} - 4D^2/\pi^2\tau_{\text{и}}^2, \quad (23)$$

где параметры $f_0 = 4D(W_1 + W_2)G/\pi^2\tau_0 + 4D^2/\pi^2\tau_0^2$, а также введены эффективные параметры дисперсии и нелинейности волнового пакета

$$D = (W_1D_1 + W_2D_2)/(W_1 + W_2),$$

$$G = (G_{c1}W_1^2 + G_{c2}W_2^2 + (G_{k1} + G_{k2})W_1W_2)/(W_1 + W_2) \quad (24)$$

и энергия парциальных импульсов

$$W_f = I_{f0}\tau_0 = W_0[1 + \xi_f(\delta + 2\sigma)/2q]^2/4(1 + \psi^2), \quad (25)$$

где $W_0 = I_0\tau_0$ — энергия вводимого в световод излучения.

В случае полного фазового синхронизма ($\delta = 0$) выражения для эффективных параметров нелинейности и дисперсии волнового пакета принимают вид

$$G = \frac{\gamma_{c1} + \gamma_{c2}}{2} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \psi^2}{1 + \psi^2} \right)^2 \right],$$

$$D = \frac{d_1 + d_2}{2} + \left(\frac{2\psi}{1 + \psi^2} \right) \frac{1 + (v\sigma\mu)^2}{v^2\sigma}. \quad (26)$$

Вид уравнения (23) показывает, что решаемая задача сводится к хорошо известному уравнению в задаче Кеплера [16]. Опуская его решение и анализ, отметим, что для $D < 0$ из условия $f_0 = 0$ можно определить значение вводимой в волокно энергии W_0 , превышение которой приводит к образованию квазисолитонного импульса, т.е. нерасплывающейся уединенной волны. В этом случае уравнение (23) описывает импульс, длительность которого периодически меняется около значения $\langle \tau_p \rangle = 2|D|/(W_1 + W_2)G$. При этом в случае $\tau_0(W_1 + W_2)G/2|D| > 1$ реализуется режим компрессии импульса. Так, вводя в световод с параметрами $G \cong 5 \cdot 10^3 \text{ (W} \cdot \text{m)}^{-1}$ и $D \cong -10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, импульс длительностью $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ и мощностью $I_0 = 10^{-2} \text{ W}$ на длине световода $L_s \cong \sqrt{\tau_0^2/|D|GI_0} \cong 0.15 \text{ m}$, можно получить солитоноподобный импульс предельно малой длительности $\tau_s \cong 10^{-14} \text{ s}$. На рис. 2 представлена зависимость длительности импульса τ_p от типа возбуждения световода ψ при прохождении по световоду

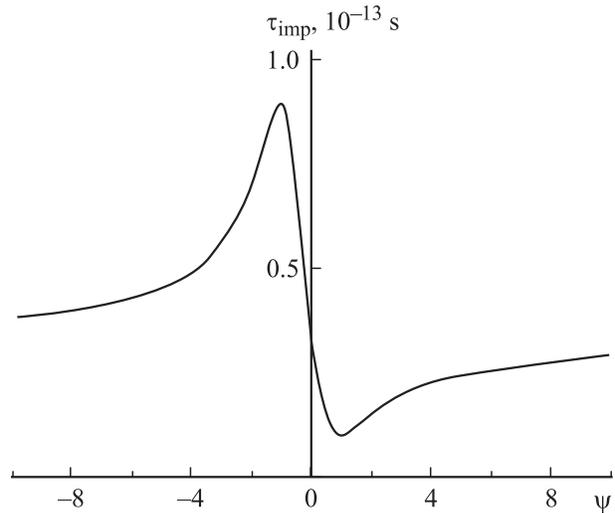


Рис. 2. Зависимость длительности импульса от типа возбуждения световода.

расстояния L_s . Для построения указанной зависимости использовались значения параметров $\tau_0 \cong 4 \cdot 10^{-13} \text{ s}$, $I_0 = 10^{-2} \text{ W}$, $\delta = 0$; для параметров дисперсии и нелинейности использовались вышеприведенные значения. Вид приведенной кривой показывает, что при $\psi \cong 1$, т.е. симметричном возбуждении световода, длительность импульса достигает максимального значения $\tau_p \cong 10^{-14} \text{ s}$. Компрессия импульса достигает в этом случае значения $\tau_0/\tau_p \cong 40$.

Проведенный анализ показывает, что зависимость эффективных параметров дисперсии и нелинейности от величины отстройки, межмодовой связи и типа возбуждения ОСВ создает условия для эффективного управления режимами развития МН и формирования солитоноподобного импульса, степенью компрессии и другими параметрами, определяющими динамику распространяющегося в ОСВ волнового пакета. Подобных результатов можно ожидать также от использования ОСВ на основе фотонных волокон и кристаллов, где близость волноводных каналов обеспечивает сильную связь между волнами, распространяющимися в них.

Список литературы

- [1] Майер А.А. // УФН. 1995. Т. 165. № 9. С. 1037–1075.
- [2] Абдуллаев Ф.Х. // ЖТФ. 1988. Т. 68. Вып. 6. С. 1–4.
- [3] Майер А.А. // Квантовая электрон. 1982. Т. 2. С. 1490.
- [4] Jensen S.M. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. QE-18. N 10. P.1580.
- [5] Mortimor D.B., Arkwright J.M. // Appl. Opt. 1990. Vol. 29. P. 1814.
- [6] Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. С. 323.
- [7] Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. С. 310.
- [8] Майер А.А., Каратаев С.Г. // Квантовая электрон. 1996. Т. 23. № 1. С. 43–46.

- [9] *Chen Y.J., Carter G.M.* // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 41. P. 307.
- [10] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Опт. и спектр. 1999. Т. 86. № 5. С. 737–739.
- [11] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Квантовая электрон. 1999. Т. 27. № 3. С. 273–277.
- [12] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Письма ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 24. С. 30–36.
- [13] *Дзедолик И.В., Дзедолик А.И.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 6. С. 61–66.
- [14] *Anderson D.* // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 27. P. 3135–3141.
- [15] *Маймистов А.И.* // Квантовая электрон. 1991. Т. 18. № 6. С. 758–761.
- [16] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988. 51 с.