

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ДВУХМОДОВЫХ СВЕТОВОДАХ

Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И.
Ульяновский государственный университет

Аннотация

Исследованы условия возникновения модуляционной неустойчивости волнового пакета в двухмодовом световоде с экспоненциальным профилем неоднородности дисперсии групповых скоростей по длине световода. Получены аналитические выражения интегрального инкремента усиления гармонического возмущения и других важных характеристик, определяющих динамику модуляционной неустойчивости двух взаимодействующих мод в световоде с заданным типом неоднородности.

Ключевые слова: волновой пакет, межмодовое взаимодействие, дисперсия групповых скоростей, кубическая нелинейность, инкремент усиления.

Введение

Волоконно-оптическим системам с межволновым взаимодействием в последнее время уделяется пристальное внимание, что объясняется широкими возможностями создания на их основе различных устройств управления лазерным излучением [1–5]. В связи с этим актуальным является анализ динамики распространения волновых пакетов, формируемых двумя однонаправленными связанными волнами, с учётом различных нелинейных эффектов [6, 7]. Одним из таких эффектов, который может наблюдаться в световоде в результате проявления дисперсионных и нелинейных эффектов, является модуляционная неустойчивость (МН) квазинепрерывного оптического излучения при его временной модуляции [8–11]. В настоящее время к исследованию этого эффекта проявляется значительный интерес, связанный с его фундаментальностью, а также с возможностью создания на его основе различных систем управления лазерным излучением.

Развитие МН должно учитываться при генерации субпикосекундных импульсов в волоконных лазерах и усилителях. В когерентных системах связи МН может приводить к «паразитной» амплитудной модуляции сигнала и быть нежелательной. С другой стороны, МН может использоваться для решения ряда важных технологических задач. Прежде всего, это генерация лазерных солитоноподобных импульсов со сверхвысокой частотой следования (свыше 1 ТГц). Подобные генераторы могут быть использованы для волоконно-оптических линий связи, использующих солитоны в качестве носителей информации. Системы, реализующие терагерцовую последовательность указанных импульсов, могут быть востребованы в метрологических технологиях [12, 13]. Следует также указать, что индуцированная МН может быть использована для создания полностью оптических логических элементов (например, оптического волоконного переключателя) [14, 15].

В одномодовом световоде с нелинейностью керровского типа МН волнового пакета возникает за счёт самовоздействия только в области аномальной дисперсии групповых скоростей (ДГС) [16, 17]. Для двухмодовых волновых пакетов кроссмодуляцион-

ное взаимодействие мод [18, 19] может привести к МН в области частот, отвечающей нормальной ДГС. В последнее время большой интерес вызывает динамика импульсного излучения в световодах с неоднородным по длине распределением материальных параметров [20–22]. Наиболее широко используемым на практике типом неоднородности является экспоненциальный профиль ДГС [24–25]. В этой связи в настоящей работе рассмотрены особенности возникновения и развития МН в двухмодовых световодах с неоднородностью дисперсионных параметров указанного профиля. В работе с учётом дисперсионных эффектов первых трёх порядков, кубической нелинейности, также линейной и нелинейной межмодовой связи исследуются условия возникновения МН, получены аналитические выражения для интегрального инкремента усиления гармонического возмущения и других важных характеристик, определяющих динамику МН в неоднородном двухмодовом световоде.

Уравнения для малых возмущений

Распространение в направлении оси z двух взаимодействующих волн, формирующих единый волновой пакет, при условии их фазового синхронизма, учёте дисперсии групповых скоростей, линейной и нелинейной связи волн описывается следующей системой уравнений для временных огибающих:

$$\frac{\partial A_l}{\partial z} + \frac{1}{u_l} \frac{\partial A_l}{\partial t} - i \frac{d_l}{2} \frac{\partial^2 A_l}{\partial t^2} + i \left(\gamma_c |A_l|^2 + \gamma_k |A_{3-l}|^2 \right) A_l = -i \sigma A_{3-l}, \quad (1)$$

где $l = 1, 2$. Здесь $u_l = (\partial\beta/\partial\omega)_{\omega_0}^{-1}$, β_l и d_l – групповая скорость, константа распространения и дисперсия групповых скоростей соответствующей волны, ω_0 – несущая частота волнового пакета; σ – параметр линейной связи, определяемый перекрытием профильных функций волнового поля мод, распространяющихся в световоде; γ_c и γ_k – параметры нелинейности, определяющие фазовую самомодуляцию и кроссмодуляцию взаимодействующих волн [7, 8, 17].

При записи уравнений (1) используется приближение медленно меняющихся амплитуд, хорошо выполняющееся для волновых пакетов с несущей частотой свыше 10^{14} Гц и длительностью свыше 10^{-13} с (при длине керровской нелинейности, значительно большей 1 м, т.е. $\gamma_c |A_l|^2 + \gamma_k |A_{3-l}|^2 \ll 1 \text{ м}^{-1}$). Пренебрежимо малыми также считаются дисперсионные эффекты выше второго порядка и нелинейные эффекты высших порядков (нелинейности выше кубической, дисперсия нелинейности, рамановское саморасcеяние и т.д.).

В дальнейшем будем считать, что световод обладает медленно меняющейся по его длине дисперсией, поэтому параметры $d_l = d_l(z)$. Система уравнений (1) должна решаться совместно с начальными условиями для временных огибающих мод A_l . В данной работе будем использовать начальные условия $A_2(0) = \psi A_1(0)$, где значения $\psi = \pm 1$ отвечают симметричному и антисимметричному типам возбуждения световода.

Если длительность вводимого волнового пакета достаточно велика и применимо квазимонохроматическое приближение для волны накачки (т. е. пренебрежимо малы дисперсионные члены, что корректно для импульсов с начальной длительностью $t_0 > 10^{-9}$ с), временные огибающие A_i не зависят от времени t . С учётом указанных начальных условий для них могут быть получены точные стационарные решения системы уравнений (1):

$$A_l(z) = \sqrt{I_0} \exp[-i((\gamma_c + \gamma_k)I_0 - \psi\sigma)z], \quad (2)$$

где $I_0 = |A_l(0)|^2$ – интенсивность вводимого в световод излучения. Для получения условий возникновения МН в структуре рассматриваемого типа в соответствии с общей схемой решения подобных задач [6, 7, 16, 17] введём в амплитуду стационарного решения (2) малое возмущение $\phi_l(z, t)$:

$$A_l(z, t) = (\sqrt{I_0} + \phi_l(z, t)) \exp[-i((\gamma_c + \gamma_k)I_0 - \psi\sigma)z], \quad (3)$$

для которого предполагается верным соотношение $|\phi_l(z, t)| \ll \sqrt{I_0}$. Подставляя (3) в уравнения (1) и линеаризуя их по возмущениям $\phi_l(z, t)$, получаем следующую систему уравнений, описывающую динамику возмущений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_l}{\partial z} + \frac{1}{u_l} \frac{\partial \phi_l}{\partial t} - i \frac{d_l}{2} \frac{\partial^2 \phi_l}{\partial t^2} + \\ + iI_0 (\gamma_c (\phi_l + \phi_l^*) + \gamma_k (\phi_{3-l} + \phi_{3-l}^*)) = \\ = \psi i \sigma (\phi_{3-l} - \phi_l). \end{aligned} \quad (4)$$

Для гармонических волновых возмущений решение уравнений (4) можно представить в стандартном виде:

$$\phi_l(z, t) = c_l \cos(kz - \Omega t) + ib_l \sin(kz - \Omega t), \quad (5)$$

где k и $\Omega = \omega_0 - \omega_\nu$ – волновое число и частота возмущения, ω_ν – частота сигнальной возмущающей волны или спонтанного «шумового» возмущения.

Дисперсионное соотношение и его решения

Является стационарное решение (2) устойчивым либо неустойчивым к слабым возмущениям $\phi_l(z, t)$, определяется типом решения соответствующего этим возмущениям дисперсионного уравнения. Для его получения подставим выражения (5) в (4), что приводит к системе четырёх однородных уравнений для амплитуд возмущения c_l и b_l :

$$\begin{aligned} kc_l - \frac{\Omega}{u_l} c_l + \frac{d_l}{2} \Omega^2 b_l = \psi \sigma (b_{3-l} - b_l), \\ kb_l - \frac{\Omega}{u_l} b_l + \frac{\Omega^2}{2} d_l c_l + 2I_0 (\gamma_c c_l + \gamma_k c_{3-l}) = \\ = \psi \sigma (c_{3-l} - c_l). \end{aligned} \quad (6)$$

Приравнявая определитель этой системы к нулю, получаем искомое дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} K_1^2 K_2^2 - \Gamma_{c_1} D_1 K_2^2 - \Gamma_{c_2} D_2 K_1^2 - \\ - 2\psi \Gamma_k K_1 K_2 \sigma + (\Gamma_{c_1} \Gamma_{c_2} - \Gamma_k^2) D_1 D_2 + \\ + (\Gamma_k^2 - \Gamma_{c_1} \Gamma_{c_2}) \sigma^2 = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} K_l = k - \frac{\Omega}{u_l}, \quad D_l = \frac{d_l}{2} \Omega^2 + \psi \sigma, \\ \Gamma_{c_l} = D_l + 2\gamma_c I_0, \quad \Gamma_k = 2\gamma_k I_0 - \psi \sigma. \end{aligned}$$

В общем случае решение уравнения (7) приводит к комплексным корням и, соответственно, к комплексным волновым числам возмущения. Неустойчивым решениям по отношению к малым гармоническим возмущениям (5) отвечают решения дисперсионного уравнения (7), для которых мнимая часть волнового числа k отлична от нуля. В этом случае возмущения (5) будут экспоненциально нарастать по длине световода, что означает неустойчивость рассматриваемых стационарных решений относительно волновых возмущений с частотой Ω . Области положительных значений инкремента усиления $g = 2 \text{ Im } K$ определяют частотные области существования МН.

В аналитическом виде корни дисперсионного уравнения (7) могут быть определены лишь для некоторых частных случаев. Дальнейший анализ проведём для ситуации, реализующейся в системах с одним волноведущим каналом и в симметричных туннельно-связанных световодах. В этом случае с большой степенью точности можно считать $d_1 \cong d_2 = d$, $u_1 \cong u_2 = u$, при этом параметры $D_1 = D_2 = D$, $\Gamma_{c_1} = \Gamma_{c_2} = \Gamma_c$, $K_1 = K_2 = K$ и дисперсионное уравнение принимает вид

$$\begin{aligned} K^4 - 2(\Gamma_c D + \psi \sigma \Gamma_k) K^2 + \\ + (\Gamma_c^2 - \Gamma_k^2) (D^2 - \sigma^2) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Решениями этого уравнения являются следующие две дисперсионные ветви:

$$K_1^2(\Omega) = \frac{d}{2} \Omega^2 \left(\frac{d}{2} \Omega^2 + 2I_0(\gamma_c + \gamma_k) \right),$$

$$K_2^2(\Omega) = \left(\frac{d\Omega^2}{2} - 2\psi\sigma \right) \left(\frac{d\Omega^2}{2} + 2I_0(\gamma_c - \gamma_k) - 2\psi\sigma \right), \tag{9}$$

откуда следует, что появление второй ветви обусловлено наличием межмодовой связи распространяющихся в световоде волн.

Условия и области существования МН

В качестве примера на основе анализа соотношений (8) рассмотрим условия возникновения МН в системе двух связанных волн, распространяющихся в световоде с экспоненциальным распределением ДГС по его длине:

$$d(z) = d_0 \exp(-bz). \tag{10}$$

Данный тип неоднородности достаточно широко используется в полностью волоконных компрессорах оптических импульсов в связи с относительной простотой технологией его реализации, обеспечивающей получение субпикосекундных солитоноподобных импульсов [16, 17, 22–24].

В однородном световоде инкремент усиления для каждого из типов возмущений определяется выражением $g_j(\Omega) = 2 \operatorname{Im} K_j(\Omega)$. В неоднородном по длине световоде МН носит интегральный характер, поэтому усиление возмущения на длине световода L должно определяться выражением:

$$G_j(\Omega) = \int_0^L g_j(z, \Omega) dz. \tag{11}$$

Пусть в системе связанных волн отсутствует линейная связь, т.е. параметр $\sigma = 0$ и межволновая связь реализуется только за счёт нелинейного кросс-модуляционного взаимодействия. В этом случае корни дисперсионного уравнения принимают вид

$$K_j^2 = \frac{d}{2} \Omega^2 \left(\frac{d}{2} \Omega^2 + 2(\gamma_c - (-1)^j \gamma_k) I_0 \right). \tag{12}$$

Развитию неустойчивости отвечают неравенства $K_j^2 < 0$. В зависимости от знака и соотношения между параметрами, входящими в (11), возможны различные ситуации возникновения МН. Как показывает анализ (11), для волнового возмущения первого типа ($j=1$), отвечающего решению $K_1(\Omega)$ дисперсионного уравнения, МН будет существовать только в случае аномальной материальной дисперсии, т. е. при $d < 0$. Область параметров, отвечающих МН, в этом случае определяется неравенством $d > 4(\gamma_c + \gamma_k) I_0 / \Omega^2$, а инкремент усиления имеет вид:

$$g_1(z) = 2 \operatorname{Im} K_1(z) = |\Omega| \sqrt{4|d|(\gamma_c + \gamma_k) I_0 - d^2 \Omega^2}. \tag{13}$$

С учётом заданного (10) профиля ДГС после интегрирования приходим к следующему выражению для интегрального инкремента усиления:

$$G_1(\Omega) = \frac{|\Omega|}{b} \left[\sqrt{4I_0|d_0|(\gamma_c + \gamma_k) - d_0^2 \Omega^2} - \sqrt{4I_0|d_0|(\gamma_c + \gamma_k) e^{-bL} - d_0^2 \Omega^2 e^{-2bL}} + \frac{4I_0(\gamma_c + \gamma_k)}{|\Omega|} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{4I_0(\gamma_c + \gamma_k)}{|d_0| \Omega^2}} e^{bL} - 1 - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{4I_0(\gamma_c + \gamma_k)}{d_0 \Omega^2}} - 1 \right) \right]. \tag{14}$$

Для возмущения второго типа ($j=2$), отвечающего ветви $K_2(\Omega)$, МН может реализовываться как при аномальной, так и при нормальной дисперсии. В соответствии с (9), при аномальной дисперсии МН существует при выполнении условий $d > -4(\gamma_c - \gamma_k) I_0 / \Omega^2$ и $\gamma_c > \gamma_k$, а при нормальной – при выполнении условий $d < 4(\gamma_c - \gamma_k) I_0 / \Omega^2$ и $\gamma_c < \gamma_k$. Инкремент усиления для этого типа возмущения в обоих случаях определяется выражением

$$g_2(z) = 2 \operatorname{Im} K_2(z) = |\Omega| \sqrt{4I_0|d(z)(\gamma_c - \gamma_k)| - d(z)^2 \Omega^2}. \tag{15}$$

Интегральный инкремент усиления для данного случая примет вид:

$$G_2(\Omega) = \frac{|\Omega|}{b} \left[\sqrt{4I_0|d_0(\gamma_c - \gamma_k)| - d_0^2 \Omega^2} - \sqrt{4I_0|d_0(\gamma_c - \gamma_k)| e^{-bL} - d_0^2 \Omega^2 e^{-2bL}} + \frac{4I_0|\gamma_c - \gamma_k|}{|\Omega|} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{4I_0|\gamma_c - \gamma_k|}{|d_0| \Omega^2}} e^{bL} - 1 - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{4I_0|\gamma_c - \gamma_k|}{|d_0| \Omega^2}} - 1 \right) \right]. \tag{16}$$

Область существования неустойчивых решений в рассмотренных случаях симметрична по частоте и включает в себя интервал частот $(-\Omega_c, \Omega_c)$, где для возмущений первого и второго типов предельные частоты

$$\Omega_{c1} = 2 \left(\frac{(\gamma_c + \gamma_k) I_0 e^{bL}}{|d_0|} \right)^{1/2},$$

$$\Omega_{c2} = 2 \left(\frac{|\gamma_c - \gamma_k| I_0 e^{bL}}{|d_0|} \right)^{1/2}. \tag{17}$$

Численный анализ

Ниже приведены результаты численного моделирования основных характеристик, определяющих процесс МН в двухмодовых световодах с экспоненциальным профилем ДГС. В расчётах нами приняты: длина световода $L = 100$ м, параметр неоднородности $b = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, групповая скорость $u = 2 \cdot 10^8$ м/с, входная мощность $I_0 = 1$ Вт. Для параметров дисперсии и нелинейности используются типичные для кварцевых световодов значения.

На рис. 1 представлена частотная зависимость интегрального инкремента усиления G_{ij} от частоты возмущения, полученная в отсутствие линейной межмодовой связи ($\sigma = 0$) для каждого из двух ($j = 1, 2$) типов волновых возмущений, развивающихся в структуре. Приведённые зависимости отвечают следующим значениям параметров: $d_0 = (-1)^j \cdot (0, 625; 1, 025; 1, 425) \cdot 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ (кривые 1–3); $\gamma_c = 10^{-2} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ и $\gamma_k = 2 \cdot 10^{-2} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ для $\gamma_k = 10^{-2} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ для второго типа возмущения. В связи с отсутствием в решениях (12) зависимости K_j от параметра ψ полученные кривые справедливы как для случая симметричного возбуждения световода, так и для антисимметричного. Из приведённых кривых следует, что с увеличением модуля параметра дисперсии d частотная область существования МН сужается, а максимум инкремента усиления смещается в область меньших частот возмущения. Кривые усиления $G_j(\Omega)$ симметричны относительно смены знака Ω , и на частоте возмущения $\Omega = 0$ усиление отсутствует. Величина пикового значения инкремента усиления G_m не зависит от величины дисперсии, а определяется лишь величиной мощности падающего излучения I_0 . При этом величина частотной области, где реализуется МН, и максимальное значение инкремента усиления для волнового возмущения, определяемого ветвью $K_1(\Omega, z)$, при одних и тех же параметрах световода существенно больше, чем для возмущения, определяемого ветвью $K_2(\Omega, z)$.

Исследуем теперь решения дисперсионного уравнения при наличии линейной и нелинейной межволновой связи, т.е. $\sigma \neq 0$ и $\gamma_k \neq 0$. Для волнового возмущения, описываемого решением $K_2(\Omega, z)$, МН имеет место при выполнении следующих неравенств:

$$\psi\sigma - (\gamma_c - \gamma_k)I_0 < d\Omega^2 / 4 < \psi\sigma, \quad \gamma_c > \gamma_k, \quad (18a)$$

$$\psi\sigma < d\Omega^2 / 4 < \psi\sigma + (\gamma_k - \gamma_c)I_0, \quad \gamma_c < \gamma_k. \quad (18b)$$

В соответствии с этими соотношениями МН должна иметь место в следующих случаях: при аномальной материальной дисперсии ($d < 0$) и $\psi\sigma > 0$ только для $\gamma_c > \gamma_k$, если же $\psi\sigma < 0$, то для $\gamma_c > \gamma_k$ и $\gamma_c < \gamma_k$; при нормальной материальной дисперсии ($d > 0$) и $\psi\sigma > 0$ для $\gamma_c > \gamma_k$ и $\gamma_c < \gamma_k$, если же $\psi\sigma < 0$, то только для $\gamma_c < \gamma_k$. В зависимости от со-

отношения между входящими в (18) параметрами возможны различные реализации МН. Проведём более подробный анализ одной из таких возможностей.

Будем считать дисперсию аномальной ($d < 0$) и $\psi\sigma > 0$. В этом случае МН реализуется только при $(\gamma_c - \gamma_k)I_0 > |\sigma|$ в частотной области:

$$|\Omega| < 2\sqrt{[\psi\sigma - (\gamma_c - \gamma_k)I_0]d^{-1}}. \quad (19)$$

В случае $d < 0$ и $\psi\sigma < 0$ частотный интервал МН зависит от соотношения параметров γ_c и γ_k . Так, при $(\gamma_c - \gamma_k)I_0 > |\sigma|$ для частотной области получаем

$$2\sqrt{\psi\sigma/d} < |\Omega| < 2\sqrt{[\psi\sigma - (\gamma_c - \gamma_k)I_0]d^{-1}}. \quad (20)$$

В случае $\gamma_k > \gamma_c$ имеются две возможности: при выполнении неравенства $(\gamma_k - \gamma_c)I_0 < |\sigma|$ МН реализуется в области

$$2\sqrt{[\psi\sigma - (\gamma_c - \gamma_k)I_0]d^{-1}} < |\Omega| < 2\sqrt{\psi\sigma/d}, \quad (21)$$

а при $(\gamma_c - \gamma_k)I_0 \geq |\sigma|$ – в области $0 < |\Omega| < 2\sqrt{\psi\sigma/d}$.

Аналогичный анализ может быть проведён и для случая нормальной дисперсии, который здесь мы опускаем.

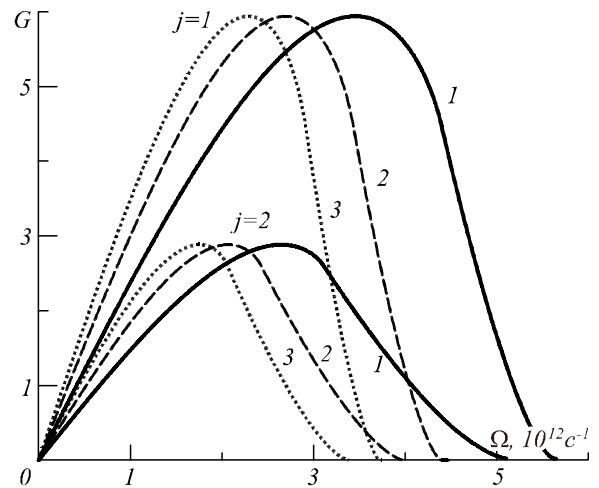


Рис. 1. Зависимость интегрального инкремента усиления от частоты возмущения в отсутствие межмодовой связи ($\sigma = 0$) для каждого из двух ($j = 1, 2$) типов волновых возмущений

На рис. 2 представлена зависимость инкремента усиления G от частоты возмущения Ω , полученная для симметричного возбуждения световода ($\psi = 1$), аномальной материальной дисперсии $d = -1, 025 \cdot 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, параметрах нелинейности $\gamma_c = 2 \cdot 10^{-2} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ $\gamma_k = 10^{-2} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ и значениях параметра линейной связи $\sigma = (-0,55; -0,25; 0; 0,05; 0,25; 0,85) \times 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1–6). В зависимости от соотношения между входящими в (18) параметрами возможны различные ситуации и области возникновения неустойчивости, каждой из которых соответствуют свои кривые. При

$\sigma > 0$ (кривые 4–6) для зависимости $G(\Omega)$ характерно неравенство нулю инкремента усиления при $\Omega = 0$, где он достигает максимального значения. С увеличением σ область существования МН смещается в область меньших частот волновых возмущений. Для $\sigma = 0$ (кривая 3) при $\Omega = 0$ усиление отсутствует, а область МН лежит в области частот $(0, \Omega_c)$. Величина максимума инкремента усиления G_m постоянна при взятых значениях σ ввиду постоянства мощности I_0 . При $\sigma < 0$ (кривые 1, 2) область существования МН берёт начало не от нуля частоты возмущения, а с частоты возмущения $\Omega_{c1} > 0$. С увеличением параметра линейной связи область существования МН увеличивается для зависимостей, не включающих значение частоты $\Omega = 0$, и уменьшается для зависимостей, включающих это значение. Приведённые зависимости остаются справедливыми, если рассматривать антисимметричное возбуждение ($\psi = -1$) и поменять знак параметра линейной связи на противоположный. При этом если в случае симметричного возбуждения световода при увеличении σ область существования МН смещается на менее низкие частоты возмущения, то в случае антисимметричного – на более высокие частоты. Полученные зависимости $G(\Omega)$ полностью соответствуют проведённому выше анализу характера их поведения и частотных областей МН.

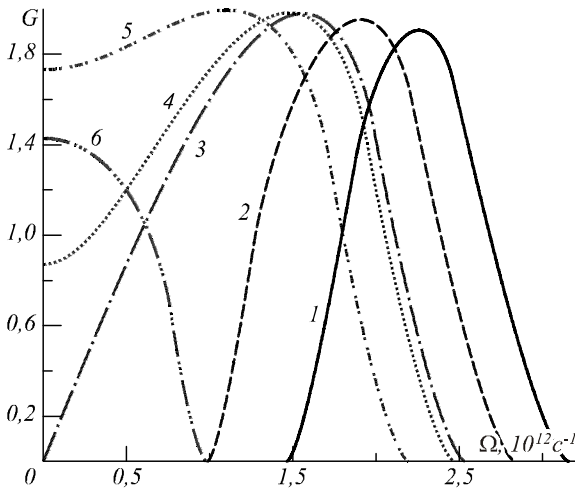


Рис. 2. Зависимость интегрального инкремента усиления от частоты возмущения при симметричном возбуждении световода, аномальной материальной дисперсии и $\sigma = (-0,55; -0,25; 0; 0,05; 0,25; 0,85) \times 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1–6)

На рис. 3 приведены аналогичные зависимости $G(\Omega)$, полученные для симметричного возбуждения световода ($\psi = 1$), нормальной материальной дисперсии $d = 1,025 \cdot 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, а также $\gamma_c = 2 \cdot 10^{-2} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$, $\gamma_k = 10^{-2} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$. В рассматриваемом случае МН будет существовать лишь при $\sigma > 0$, поэтому выбраны следующие значения параметра линейной связи: $\sigma = (1,45; 1,15; 1; 0,85; 0,25; 0,05) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1–6).

Различные по характеру зависимости от σ кривые $G(\Omega)$, определяющие области возникновения МН, будут разделяться зависимостью, построенной при $\sigma = 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (на рис. 3 эти области были разделены зависимостью, построенной при $\sigma = 0$). При $0 < \sigma < 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (кривые 4–6) на частоте возмущения $\Omega = 0$ инкремент усиления достигает экстремального значения. С увеличением σ (от 0 до 10^{-2} м^{-1}) область существования МН смещается в область больших частот волновых возмущений. Для значения $\sigma = 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (кривая 3) на нулевой частоте возмущения усиление отсутствует, область существования МН определяется интервалом частот $(0, \Omega_{c1})$ и для зависимости $G(\Omega)$ характерен единственный максимум. При $\sigma > 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1, 2) МН реализуется на интервале частот $(\Omega_{c1}, \Omega_{c2})$. С увеличением линейной связи область существования МН смещается в область больших частот волновых возмущений.

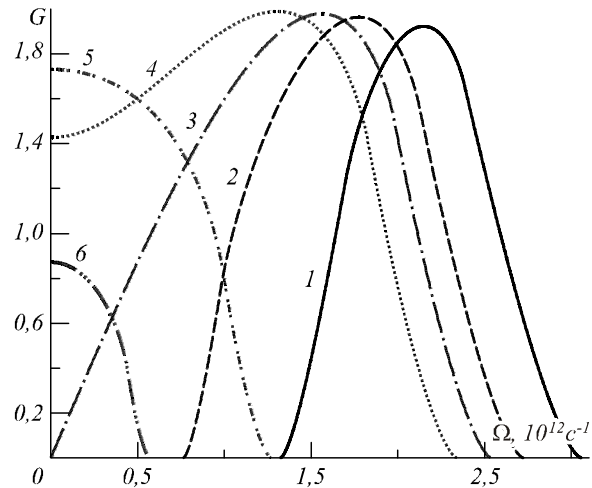


Рис. 3. Зависимость интегрального инкремента усиления от частоты возмущения при симметричном возбуждении световода, нормальной материальной дисперсии и $\sigma = (1,45; 1,15; 1; 0,85; 0,25; 0,05) \times 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1–6)

Заключение

Проведённый анализ показывает, что динамика волнового пакета и условия возникновения МН во многом определяются величиной линейной и нелинейной межмодовой связи, дисперсии групповых скоростей и типом возбуждения световода. Важным результатом, следующим из полученных соотношений, является возможность генерации ультракоротких импульсов в области частот, соответствующей нормальной материальной дисперсии, в отличие от одномодовых световодов, где МН возникает лишь при аномальной дисперсии. Известно, что развитие МН фактически вызывает генерацию коротких импульсов и сопровождается перекачкой части энергии исходных волн в спектральные компоненты, частоты которых отличны от начального значения несущей частоты волнового пакета [6, 16, 17]. Во временном представлении проявление МН состоит в частичном преобразовании квазистационарной волны (5) в периодическую после-

довательность импульсов с периодом следования $T \cong 2\pi/\Omega_c$. Отсюда ясно, что при реализации МН за счёт возмущения первой моды имеется возможность генерации ультракоротких импульсов, период следования которых (для стандартных значений параметров кварцевых световодов $d \cong 10^{-27} - 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $(\gamma_c + \gamma_k)I_0 \cong 1 \text{ м}^{-1}$) составляет $T \cong 2\pi/\Omega_{c1} \cong (1-3) \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

Это позволяет использовать для генерации ультракоротких импульсов наиболее распространённые и технически отработанные на сегодняшний день полупроводниковые лазеры, работающие в частотном диапазоне с $\lambda < 0,8 \mu\text{м}$. Для большинства современных световодов эта спектральная область соответствует нормальной материальной дисперсии [6, 16, 17], а потому при одномодовом режиме работы указанные лазеры (и нелинейные световоды) не могут быть использованы в качестве генераторов ультракоротких импульсов. Предложенная двухмодовая схема реализации режима МН снимает эти ограничения. Отметим также, что кубическая нелинейность в ИК и видимом диапазонах практически линейно растёт с частотой [16, 17], поэтому значение керровской нелинейности, т.е. величина параметров γ_c и γ_k в видимом диапазоне (при прочих равных условиях), должна быть существенно выше, чем в ИК диапазоне. Следовательно, при реализации предложенной двухмодовой схемы генерации коротких импульсов с одинаковыми параметрами (длительность, частота повторения, амплитуда и т. д.) в УФ диапазоне частот можно использовать источники излучения значительно меньшей (по сравнению с ИК областью) мощности.

Благодарности

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 г.

Литература

1. Майер, А.А. Оптическое самопереключение односторонних распределенно-связанных волн / А.А. Майер // УФН. – 1995. – Т. 165, № 9. – С. 1037-1075.
2. Васильев, С.А. Фотоиндуцированные внутриволоконные решетки показателя преломления для связи мод сердцевины–оболочки / С.А. Васильев, Е.М. Дианов, А.С. Курков [и др.] // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24, № 2. – С. 151-154.
3. Ахманов, С.А. Новые физические принципы оптической обработки информации / С.А. Ахманов, М.А. Воронцов – М.: Наука, 1990. – 400 с.
4. Маймистов, А.И. О распространении светового импульса в нелинейных туннельно-связанных оптических волноводах / А.И. Маймистов // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 6. – С. 758-761.
5. Крюков, П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов / П.Г. Крюков // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 2. – С. 95-119.
6. Маломед, Б.А. Контроль солитонов в периодических средах / Б.А. Маломед. – М.: Физматлит, 2009. – С. 192.
7. Золотовский, И.О. Динамика импульса в световоде линейной межмодовой связью и дисперсией керровской нелинейности / И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, Вып. 5. – С. 78-81.
8. Agrawal, G.P. Modulation instability induced by cross-phase modulation / G.P. Agrawal // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 59(8). – P. 880-883.
9. Zakharov, V.E. Modulational instability: The beginning / V.E. Zakharov, L.A. Ostrovsky // Physica D. – 2009. – Vol. 238. – P. 540-548.
10. Daumont, I. Modulational instability: first step towards energy localization in nonlinear lattices / I. Daumont, T. Dauxois, M. Peyrard // Nonlinearity. – 1997. – Vol. 10. – P. 617.
11. Dyachenko, A.I. Modulation instability of stokes wave-freak wave / A.I. Dyachenko, V.E. Zakharov // Pis'ma ZhETP. – 2005. – Vol. 81(6). – P. 318-322.
12. Торчигин, В.П. Устойчивость собственных решений в нелинейном направленном ответвителе / В.П. Торчигин, В.А. Кострюков, О.Б. Романова [и др.] // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 10. – С. 1259-1263.
13. Daumont, I. Modulational instability: first step towards energy localization in nonlinear lattices / I. Daumont, T. Dauxois, M. Peyrard // Nonlinearity. – 1997. – Vol. 10. – P. 617-630.
14. Almeida, V.R. All-optical control of light on a silicon chip / V.R. Almeida, C.A. Barrios, R.R. Panepucci, M. Lipson // Nature – 2004. – V. 431. – P. 1081-1084.
15. Vlasov, Y.A. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides / Y.A. Vlasov, M. O'Boyle, H.F. Hamann, S.J. McNab // Nature – 2005. – Vol. 438. – P. 65-69.
16. Ахманов, С.А. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов / С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин. – М.: Наука, 1988. – 312 с.
17. Агравал, Г. Нелинейная волоконная оптика / Г. Агравал. – М.: Мир, 1996. – 323 с.
18. Wabnitz, S. Theory of parabolic pulse propagation in nonlinear dispersion-decreasing optical fiber amplifiers / S. Wabnitz, C. Finot // Journal of the Optical Society of America B. – 2008. – Vol. 25(4). – P. 614-621.
19. Золотовский, И.О. Трансформация оптического импульса в длиннопериодических двухмодовых волоконных световодах / И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 27, № 3. – С. 273-277.
20. Казанцева, Е.В. Влияние несоответствия групповой скорости и дисперсии нелинейной восприимчивости на модуляционную неустойчивость электромагнитных волн в среде с квадратичной нелинейностью / Е.В. Казанцева, А.И. Маймистов // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 93, № 5. – С. 783-792.
21. Золотовский, И.О. Модуляционная неустойчивость волнового пакета в туннельно-связанных нелинейных волоконных световодах / И.О. Золотовский, А.Н. Петров, Д.И. Семенцов // РиЭ. – 2004. – Т. 49, № 6. – С. 671-676.
22. Юх, П. Оптические волны в кристаллах / П. Юх, А. Ярив. – М.: Мир, 1987 – 616 с.
23. Xu, W. Modulation instability of femtosecond pulses in dispersion-decreasing fibers / W. Xu, S. Zhang, W. Chen, A. Luo, S. Liu // Optics Communications – 2001. – Vol. 199. – P. 355-360.
24. Nithyanandan, K. Theoretical investigation of modulational instability in semiconductor doped dispersion decreasing fiber and its cutting edge over the existing fiber systems / K. Nithyanandan, R. Vasantha Jayakantha Raja, K. Porsezian // J. Opt. Soc. Am. B. – 2013. – Vol. 30. – P. 178-187.

25. **Dudley, J.M.** Modulation instability, Akhmediev Breathers and continuous wave supercontinuum generation / J.M. Dudley, G. Genty, F. Dias, B. Kibler, N. Akhmediev // *Opt. Express*. – 2009. – Vol. 17(24). – P. 21497-21508.
- References**
1. **Maier, A.A.** Optical self-switching of unidirectional distributively coupled waves / A.A. Maier // *Phys. Usp.* – 1995. – Vol. 38. – P. 991-1029.
 2. **Vasil'ev, S.A.** Photo induced in-fiber refractive-index gratings for core – cladding mode coupling / S.A. Vasil'ev, E.M. Dianov, A.S. Kurkov, O.I. Medvedkov, V.N. Protopopov // *Quantum electron.* – 1997. – Vol. 27(2). – P. 146-149. – (In Russian).
 3. **Akhmanov, S.A.** *New Physical Principles of Optical Information Processing* / S.A. Akhmanov, M.A. Vorontsov. – Moscow: “Nauka” Publisher, 1990. – 400 p. – (In Russian).
 4. **Maimistov, A.I.** On the propagation of the light pulse in nonlinear tunnel-coupled optical waveguides / A.I. Maimistov // *Quantum electron.* – 1991. – Vol. 18(6). – P. 687-690. – (In Russian).
 5. **Kryukov, P.G.** Ultrashort-pulse lasers / P.G. Kryukov // *Quantum electron.* – 2001. – Vol. 31(2). – P. 95-119. – (In Russian).
 6. **Malomed, B.A.** *Control of solitons in periodic media* / B.A. Malomed. – Moscow: “Fizmatlit” Publisher, 2009. – 192 p. – (In Russian).
 7. **Zolotovskii, I.O.** Pulse dynamics in an optical fiber with linear intermode coupling and kerr nonlinearity dispersion / I.O. Zolotovskii, D.I. Sementsov // *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics.* – 2002. – Vol. 47(5). – P. 591-594.
 8. **Agrawal, G.P.** Modulation instability induced by cross-phase modulation / G.P. Agrawal // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 59(8). – P. 880-883.
 9. **Zakharov, V.E.** Modulational instability: The beginning / V.E. Zakharov, L.A. Ostrovsky // *Physica D.* – 2009. – Vol. 238. – P. 540-548.
 10. **Daumont, I.** Modulational instability: first step towards energy localization in nonlinear lattices / I. Daumont, T. Dauxois, M. Peyrard // *Nonlinearity.* – 1997. – Vol. 10. – P. 617-630.
 11. **Dyachenko, A.I.** Modulation instability of stokes wave-freak wave / A.I. Dyachenko, V.E. Zakharov // *Pis'ma ZhETP.* – 2005. – Vol. 81(6). – P. 318-322.
 12. **Torchigin, V.P.** Stability own solutions in a nonlinear direction coupler / V.P. Torchigin, V.A. Kostryukov, O.B. Romanov [et al.] // *Quantum electron.* – 1991. – Vol. 18, N 10. – P. 1144-1147.
 13. **Daumont, I.** Modulational instability: first step towards energy localization in nonlinear lattices / I. Daumont, T. Dauxois, M. Peyrard // *Nonlinearity.* – 1997. – Vol. 10. – P. 617-630.
 14. **Almeida, V.R.** All-optical control of light on a silicon chip / V.R. Almeida, C.A. Barrios, R.R. Panepucci, M. Lipson // *Nature* – 2004. – Vol. 431. – P. 1081-1084.
 15. **Vlasov, Y.A.** Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides / Y.A. Vlasov, M. O'Boyle, H.F. Hamann, S.J. McNab // *Nature.* – 2005. – Vol. 438. – P. 65-69.
 16. **Akhmanov, S.A.** *Optics of femtosecond laser pulses* / S.A. Akhmanov, V.A. Vyslouh, A.S. Chirkin. – Moscow: “Nauka” Publisher, 1988. – 312 p. – (In Russian).
 17. **Agrawal, G.** *Nonlinear fiber optics* / G. Agrawal. – Academic press, Inc. Publishers, 1989.
 18. **Wabnitz, S.** Theory of parabolic pulse propagation in nonlinear dispersion-decreasing optical fiber amplifiers / S. Wabnitz, C. Finot // *Journal of the Optical Society of America B.* – 2008. – Vol. 25(4). – P. 614-621.
 19. **Zolotovskii, I.O.** Transformation of an optical pulse in long-period two-mode optical fibers / I.O. Zolotovskii, D.I. Sementsov // *Quantum electron.* – 1999. – Vol. 29(6). – P. 550-554.
 20. **Kazantseva, E.V.** Effect of the Group Velocity Mismatch and Dispersion of Nonlinear Susceptibility on the Modulation Instability of Electromagnetic Waves in a Medium with Quadratic Nonlinearity / E.V. Kazantseva, A.I. Maimistov // *Optics and spectroscopy.* – 2002. – Vol. 93(5). – P. 722-731.
 21. **Zolotovskii, I.O.** Modulation instability of a wave packet in tunnel-coupled nonlinear fiber-optic waveguides / I.O. Zolotovskii, A.N. Petrov, D.I. Sementsov // *Journal of Communications Technology and Electronics.* – 2004. – Vol. 49(6). – P. 627-632.
 22. **Yariv, A.** *Optical waves in crystals* / P. Yeh, A. Yariv. – A Wiley-Interscience Publication, 1984.
 23. **Xu, W.** Modulation instability of femtosecond pulses in dispersion-decreasing fibers / W. Xu, S. Zhang, A. Chen Luo, S. Liu // *Optics Communications.* – 2001. – Vol. 199. – P. 355-360.
 24. **Nithyanandan, K.** Theoretical investigation of modulational instability in semiconductor doped dispersion decreasing fiber and its cutting edge over the existing fiber systems / K. Nithyanandan, R. Vasantha Jayakantha Raja, K. Porsezian // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2013. – Vol. 30. – P. 178-187.
 25. **Dudley, J.M.** Modulation instability, Akhmediev Breathers and continuous wave supercontinuum generation / J.M. Dudley, G. Genty, F. Dias, B. Kibler, N. Akhmediev // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17(24). – P. 21497-21508.

MODULATION INSTABILITY OF WAVE PACKETS IN INHOMOGENEOUS TWO-MODE LIGHT GUIDES

*I.O. Zolotovskii, V.A. Lapin, D.I. Sementsov
Ulyanovsk State University*

Abstract

The conditions of the modulation instability of a wave packet in a two-mode fiber with exponential profile heterogeneity group velocity dispersion along the length of the fiber have been investigated. The analytical expressions of the integral gain increment of harmonic disturbances, and other important characteristics that determine the dynamics of the modulational instability of two interacting modes in an optical fiber with a given type of heterogeneity were obtained.

Key words: wave packet, intermode interaction, group-velocity dispersion, cubic nonlinearity, gain increment.

Сведения об авторах

Золотовский Игорь Олегович, 1972 года рождения. Окончил физико-технический факультет Ульяновского государственного университета в 1995 году. В 1999 году защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Оптика». В настоящее время является старшим научным сотрудником НИТИ УлГУ. Область научных интересов – интегральная и волоконная оптика, физика лазеров.

E-mail: rafzol.14@mail.ru.

Igor Olegovich Zolotovskii, (b.1972) graduated from the Faculty of Physics and Technology, Ulyanovsk State University in 1995. In 1999 he received his Candidate in Physics & Maths. Currently, he holds the position of a senior researcher in RIT of UISU. Research interests are focused on the integrated fiber optics and laser physics.



Лапин Виктор Анатольевич, 1991 года рождения. В настоящее время является магистрантом ИФФВТ УлГУ по специальности «Радиофизика и электроника». Область научных интересов – интегральная волоконная оптика, физика лазеров.

E-mail: LVA2013@yandex.ru.

Victor Anatolevich Lapin, born in 1991. He is currently a undergraduate IFFVT UISU specialty "Radio Physics and Electronics". Research interests-integrated fiber optics, laser physics.



Семенцов Дмитрий Игоревич, 1942 года рождения. В 1968 году окончил физический факультет Ростовского государственного университета, в 1972 году – аспирантуру при МГТУ им. Н.Э. Баумана. В 1984 году защитил докторскую диссертацию. Доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиофизики и электроники Ульяновского госуниверситета. Область научных интересов – ферромагнитный и спин-волновой резонансы, интегральная и волоконная оптика, взаимодействие лазерного излучения с анизотропными и неоднородными структурами.

E-mail: sementsovdi@mail.ru.

Dmitriy Igorevich Sementsov (b. 1942) graduated from the Department of Physics, Rostov State University in 1968, received his Candidate in Physics & Maths (1972) degree from the N.E. Bauman Moscow State Technical University and received his Doctor in Physics & Maths in 1984. Professor of Department of Radio Physics and Electronics of Ulyanovsk State University, academician RANS. His research interests are currently focused on magneto-dynamics, ferromagnetic and spin-wave resonance, integrated and fiber optics, the interaction of laser radiation with anisotropic and inhomogeneous structures.

Поступила в редакцию 2 октября 2012 г.