

На правах рукописи

Лапин Виктор Анатольевич

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ГЕНЕРАЦИЯ
УЛЬТРАКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕОДНОРОДНЫХ
ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

01.04.05 – оптика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Ульяновск – 2019

Работа выполнена на кафедре радиофизики и электроники в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Ульяновский государственный университет».

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Семенцов Дмитрий Игоревич

Официальные оппоненты: **Вилков Евгений Александрович**, доктор физико-математических наук, Фрязинский филиал ФГБУН Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, ведущий научный сотрудник;

Камынин Владимир Александрович, кандидат физико-математических наук, ФГБУН Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, лаборатория фотоника: квантовые материалы и технологии, старший научный сотрудник

Ведущая организация: ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева»

Защита состоится 18 октября 2019 г. в 13 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.278.01 при ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный университет» по адресу: г. Ульяновск, ул. Набережная реки Свияги, д. 106, ауд.703.

С диссертацией и авторефератом можно ознакомиться в научной библиотеке Ульяновского государственного университета и на сайте вуза <http://www.ulsu.ru>, с авторефератом – на сайте Высшей аттестационной комиссии при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации <https://vak.minobrnauki.gov.ru>

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью организации, просим направлять по адресу: 432970, г. Ульяновск, ул. Л. Толстого, д. 42, УлГУ, Отдел послевузовского профессионального образования.

Автореферат разослан « ___ » _____ 2019 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета

Вострецова Л.Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Разработка способов генерации высокочастотных (с терагерцовой и выше частотой повторения) последовательностей ультра-коротких импульсов (УКИ) – одна из важнейших задач современной фотоники [1].

Такие системы генерации последовательностей УКИ представляют практический интерес с точки зрения: разработки солитонных волоконно-оптических линий связи [2], создания полностью оптических логических элементов [3] и систем обработки сигналов [4], создания высокоточных лазерных обрабатывающих комплексов и биомедицинских приложений [5]. Кроме этого изучаются также способы создания структур на поверхностях твердых тел посредством облучения последовательностями УКИ [6, 7] с целью получения заданных поверхностных свойств твердых тел полезных промышленности [8].

Эффект неустойчивости стационарного состояния, возникающий во многих нелинейных средах, который приводит к возникновению спонтанной линейной частотной модуляции называется модуляционной неустойчивостью [9]. Этот эффект изучается в различных областях нелинейной физики: гидродинамике физике плазмы и нелинейной оптике, в том числе оптике метаматериалов и плазмоники [10–13]. В волоконной оптике модуляционная неустойчивость проявляется как распад непрерывной или квазинепрерывной волны на последовательность ультракоротких импульсов [9, 14, 15]. Таким образом, практический интерес к исследованию рассматриваемого эффекта в предлагаемых к изучению средах обусловлен возможностью создания на его основе полностью волоконных генераторов терагерцовых последовательностей ультракоротких импульсов, которые обеспечивают: компактность, высокое качество пучка, удобный волоконный интерфейс, возможность эффективного использования диодной накачки, надежность, простоту в эксплуатации при сравнительно невысокой стоимости [16].

Кроме того, интерес представляет и задача спектрального сжатия ультракоротких оптических импульсов для повышения разрешения полностью оптических систем аналого-цифрового преобразования [17], эффективного усиления сигнала, разработки методов разделения изотопов при помощи лазерного излучения [18].

Целью работы является теоретическое исследование условий генерации последовательностей пикосекундных и субпикосекундных оптических импульсов из квазинепрерывной волны в результате действия эффекта модуляционной неустойчивости в нелинейных волоконных световодах, обладающих продольной зависимостью дисперсии, и световодах с бегущей волной показателя

преломления, а также анализ условий временного и спектрального сжатия импульсного излучения в световодах с бегущей волной показателя преломления.

Для достижения сформулированной цели **решались задачи:**

1. Получение условий существования модуляционной неустойчивости в неоднородных световодах различных типов, а также в световоде с бегущей волной показателя преломления на основе математической модели, использующей нелинейное уравнение Шредингера.

2. Анализ распространения модулированной волны в неоднородных световодах и каскадных световодах, состоящих из последовательно соединенных сегментов с постоянной и убывающей по модулю дисперсией групповых скоростей (ДГС) путем численного решения нелинейного уравнения Шредингера методом Фурье расщепления по физическим факторам.

3. Получение условий существования кросс-модуляционной неустойчивости, возникающей в неоднородных двумодовых туннельно-связанных световодах и световодах с вынужденным комбинационным рассеянием.

4. Анализ динамики распространения волновых пакетов и импульсного излучения в световодах с бегущей волной показателя преломления численного решения нелинейного уравнения Шредингера.

Научная новизна работы:

1. Получены условия возникновения модуляционной неустойчивости в неоднородных световодах различных типов, а также в световоде с бегущей волной показателя преломления.

2. Впервые рассмотрена динамика модулированной волны в неоднородных световодах и каскадных световодах, состоящих из последовательно соединенных сегментов с постоянной и убывающей по модулю дисперсией групповых скоростей. Показано, что степени сжатия последовательностей импульсов, генерируемых в каскадных световодах, могут достигать более высоких значений по сравнению со случаем, когда используются одиночные неоднородные световоды.

3. Впервые рассмотрены условия возникновения и области существования модуляционной неустойчивости в неоднородных двумодовых туннельно-связанных световодах и световодах, в которых кросс-модуляционная неустойчивость вызвана вынужденным комбинационным рассеянием.

4. Впервые рассмотрена динамика распространения гауссова импульса и квазинепрерывной модулированной волны в световодах с бегущей волной показателя преломления, распространяющейся однонаправленно с импульсным излучением и синхронизированной с ним по скорости.

Практическая значимость работы заключается в том, что на основе результатов моделирования нелинейных эффектов в исследуемых структурах могут быть предложены:

1. Новые типы полностью волоконных генераторов высокочастотных (терагерцовых и субтерагерцовых) последовательностей пико- и субпикосекундных оптических импульсов, обладающих более высокой пиковой мощностью и меньшей длительностью по сравнению с существующими генераторами такого типа.

2. Способы создания волоконных генераторов высокочастотных (терагерцовых и субтерагерцовых) последовательностей пико- и субпикосекундных оптических импульсов, работающих в спектральной области с положительной дисперсией групповых скоростей.

3. Компактные генераторы одиночных ультракоротких импульсов с высокой степенью временного или спектрального сжатия.

4. Полностью волоконные генераторы последовательностей ультракоротких импульсов частотой следования, которых можно управлять путем варьирования характеристик бегущей волны показателя преломления.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В неоднородных световодах частота модуляции входной волны, при которой происходит генерация последовательностей пико- и субпикосекундных импульсов зависит от длины световода и скорости изменения дисперсии в световоде.

2. В каскадах, состоящих из световода с постоянной дисперсией и неоднородного световода, возможно достижение значительно более высоких степеней сжатия генерируемых последовательностей импульсов, по сравнению с одиночными неоднородными световодами. При этом длина сегмента с постоянной дисперсией, при которой достигается максимальное сжатие, определяется не только пиковой мощностью импульсов на входе в неоднородный сегмент, но и их частотную модуляцию и фазу.

3. В световодах с фазовой кросс-модуляцией модуляционная неустойчивость может существовать при положительной дисперсии групповых скоростей. При этом в световодах с вынужденным комбинационным рассеянием область существования модуляционной неустойчивости зависит от величины отстройки групповых скоростей взаимодействующих волн, а в туннельно-связанных световодах – от величины взаимодействия между распространяющимися модами, что открывает дополнительные возможности частотой следования генерируемых последовательностей импульсов.

4. В световодах с бегущей волной показателя преломления можно достичь высоких степеней временного сжатия гауссовых импульсов на небольшой длине

(≤ 1 м), при правильно подобранного начальном chirpe достигается спектральное сжатие импульсов в несколько ($\sim 6-7$) раз. Частота следования последовательностей импульсов, образующихся при модуляционной неустойчивости модулированной волны в среде с бегущей волной показателя преломления, увеличивается при положительной модуляции показателя преломления ($m > 0$) и уменьшается при отрицательной ($m < 0$).

Достоверность результатов работы обеспечена использованием для решения поставленных задач хорошо апробированной модели, основанной на нелинейном уравнении Шредингера и численном методе Фурье расщепления по физическим факторам, применением распространенного открытого программного обеспечения (GNU Octave, Gnuplot) для численных расчетов. Апробация предложенной модели проходила путем сравнения результатов экспериментов, полученных при решении близких по тематике задач, с результатами расчетов, основанных на используемой математической модели и приведенных в этих экспериментах данных.

Кроме того, достоверность приводимых в работе результатов исследований подтверждается их апробацией на всероссийских и международных конференциях, наличием публикаций в ведущих профильных отечественных и зарубежных рецензируемых изданиях.

Личный вклад. Результаты, приводимые в диссертационной работе, были получены автором лично. При этом процесс постановки решаемых в работе задач, а также обсуждение полученных в ходе их решения результатов проводился совместно с научным руководителем и соавторами публикаций.

Апробация результатов работы. Результаты, полученные в работе, докладывались на следующих всероссийских и международных конференциях: «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники» 17-ая, 18-ая, 19-ая, 20-ая, 21-ая Всерос. молодеж. науч. школы-семинара, г. Ульяновск 2014, 2015, 2016, 2017, 2018 г; «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» X-ая, XI-ая, XII-ая Всерос. конф. молодых ученых, г. Саратов, 2015, 2016, 2017 г; V-ая, VI-ая, VIII-ая Международная конференция по фотонике и информационной оптике, г. Москва, 2016, 2017, 2019 г; 15-ая, 17-ая Международная науч. конф.-школы «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», г. Саранск, 2016, 2018 г.; Всероссийская конференция по волоконной оптике, «ВКВО-2017», г. Пермь, 2017 г; «Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники» V-ая Всерос. науч. молодеж. конф. с международным участием, г. Уфа, 2018г; «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова XVI-ая Всероссийская школа-семинар, г. Можайск, 2018 г; 8-ой Российского семинара по волоконным лазерам,

г. Новосибирск, 2018 г; SPIE Photonics Europe 9894 Nonlinear Optics and its Applications IV, Brussels, Belgium, 2016г; SPIE Optics + Optoelectronics 10228 Nonlinear Optics and Applications X, Prague, Czech Republic, 2017г.

Публикации. Соискатель имеет 38 опубликованных работ, из них по теме диссертации опубликовано 32 научные работы: 9 статей из которых опубликованы в изданиях рекомендованных ВАК, все они опубликованы в изданиях индексируемых Scopus, а 8 статей опубликованы в изданиях индексируемых в Web of Science; 1 статья опубликована в изданиях индексируемых в Scopus и Web of Science; 2 статьи опубликованы в прочих изданиях; 2 публикации опубликованы в материалах международных конференций; 17 тезисов опубликовано в сборниках трудов международных и всероссийских конференций; получено одно авторское свидетельство на полезную модель.

Структура и объем диссертации: Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка иллюстративного материала, списка используемых сокращений и обозначений, и списка литературы. Содержание работы представлена на 170 страницах текста, содержит 52 рисунков, список литературы содержит 161 позиций.

Основное содержание работы

Во **введении** раскрыта актуальность выбранного направления исследования, сформулирована цель и задачи, положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая значимость работы.

В **первой главе** приводится литературный обзор по теме диссертации. Приводятся общие сведения о структуре световодов, влиянии дисперсионных и нелинейных эффектов на распространение излучения. Приводится краткое описание используемой в работе математической модели, основанной на нелинейном уравнении Шредингера, и используемого численного метода.

Во **второй главе** анализируются условия существования модуляционной неустойчивости и генерация последовательностей ультракоротких импульсов в неоднородных световодах и каскадах, состоящих, включающих в себя световоды такого типа. При этом для описания динамики излучения используется математическая модель, основанная на уравнении для амплитуды огибающей, описываемой нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), имеющим вид [9]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + R|A|^2 A = 0 \quad (1)$$

При этом начальная модулированная волна рассматривалась в виде:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + A_m \cos(\Omega_{\text{mod}} \tau)], \quad (2)$$

где A_m – начальная глубина модуляции вводимого в световод волнового пакета, P_0 – начальная мощность излучения, Ω_{mod} – частота модуляции. Анализ неоднородных световодов осуществлялся для неоднородности вида:

$$d_2(z) = d_{20} \exp(-bz). \quad (3)$$

В работе для анализа динамики распространения модулированной волны (2) осуществлялось численное решение уравнения (1) с помощью SSFM [9].

Из зависимостей, приведенных на **рис. 1**, видно осциллирующее увеличение максимального значения мощности генерируемых солитоноподобных импульсов по длине световода, на которое влияет скорость изменения дисперсии второго порядка в волокне. При этом видно, что увеличение параметра неоднородности приводит к более значительному временному сжатию импульсов. Однако при слишком больших значениях неоднородности модуль дисперсии групповых скоростей убывает слишком быстро (кривая 4), в результате чего распад модулированной волны на последовательность ультракоротких импульсов не успевает произойти.

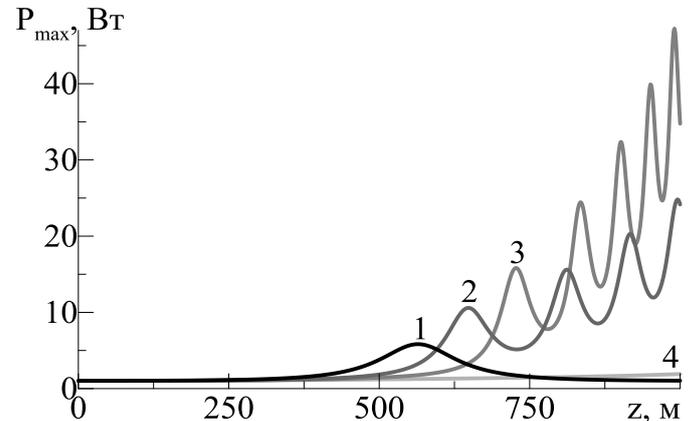


Рис. 1. Зависимости энергетического максимума временного профиля модулированной волны P_{max} от длины световода z при $b = (0, 3, 5, 7) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1–4).

Кроме одиночного неоднородного световода в данной главе работы рассматривался также каскадный световод, состоящий из последовательно соединенных сегментов с постоянной и убывающей по модулю дисперсией, таким образом, чтобы обеспечить зависимость дисперсии вида:

$$d_2(z) = \begin{cases} d_{20}, & z < z_0, \\ d_{20} \exp[-b(z - z_0)], & z \geq z_0, \end{cases} \quad (4)$$

На **рис. 2** приведены зависимости профилей модулированной волны для случаев, описанных на рисунке. При этом выбраны следующие значения параметров: начальное значение ДГС $d_{20} = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, параметр нелинейности $R = 10^{-2} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, начальная мощность $P_0 = 1 \text{ Вт}$. Из зависимостей, приведенных на рис. 2 можно увидеть, что использование каскадного соединения световода с постоянной и относительно большой (по модулю) аномальной дисперсией со световодом с неоднородным распределением ДГС обеспечивает устойчивую генерацию импульсов с большей пиковой мощностью не только по сравнению с

однородным, но и по сравнению с одиночным неоднородным световодом соответствующей длины.

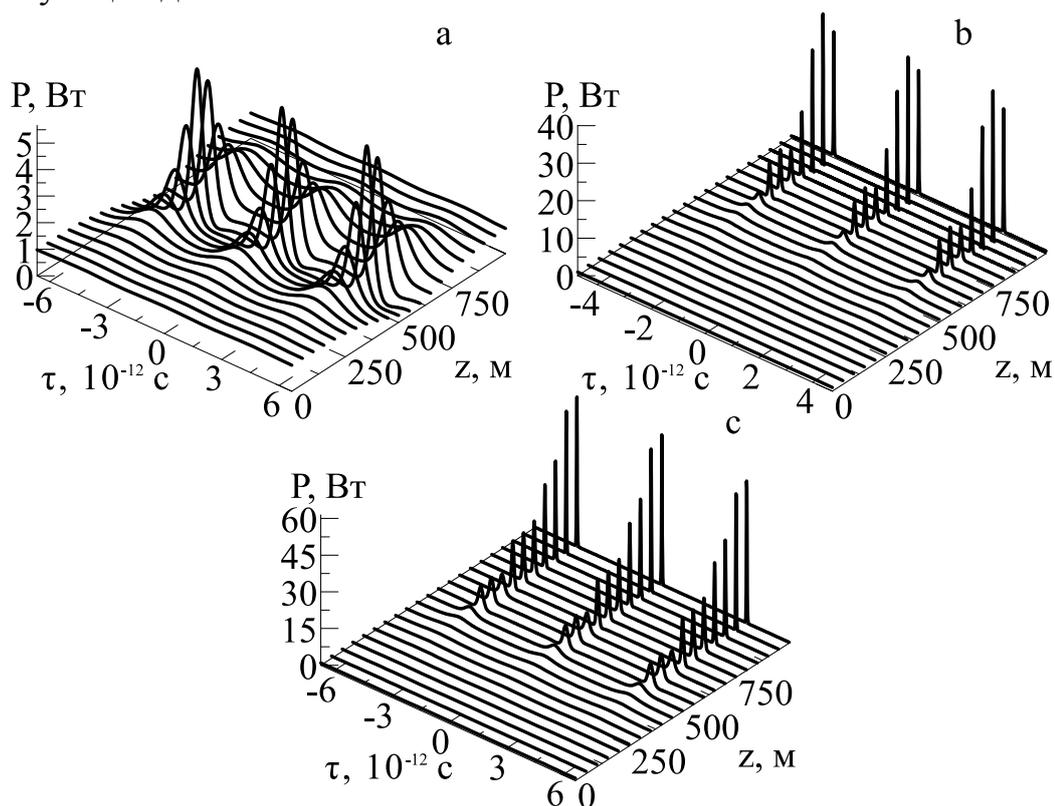


Рис. 2. Эволюция временных профилей модулированной волны в однородном $b=0$ $z_0=0$ (а), неоднородном $b=5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ $z_0=0$ – (б), и каскадном световоде $b=5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ $z_0=300 \text{ м}$ (с).

Важным фактором для эффективности каскадной генерации последовательности частотно модулированных импульсов является длина однородного световода-«премодулятора». На **рис. 3** приведены распределение ДГС в каскаде (а) и значения максимальной мощности импульса на выходе из однородной секции длиной $z_0 = (3, 4, 5, 5.65, 6) \cdot 10^2 \text{ м}$ – (кривые 1;2;3;4;5) (б).

На **рис. 4** для таких же значений расчетных параметров, что и на рис. 3 приведены временные зависимости фазы φ (а), мгновенной частоты $\Delta\omega_{\text{мгн}}$ (б) на входе в неоднородную секцию и распределение максимальной мощности импульса P_{max} по длине неоднородной части (с). Из анализа зависимостей, полученных для различных значений параметра z_0 (рис. 3 и рис. 4), следует, что при формировании последовательности ЧМ импульсов на выходе из каскада важную роль играют не только условия формирования в первом световоде-модуляторе бризера с максимальной амплитудой (его контрастность по сравнению с несущей волной), но и его характер мгновенной частоты его модуляции.

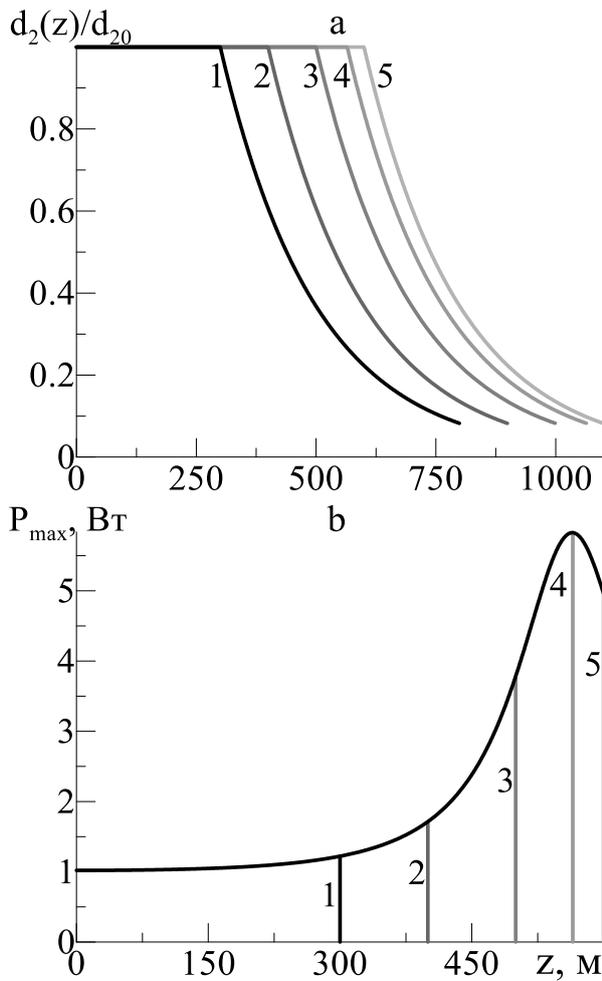


Рис. 3. Зависимость нормированной ДГС d_2/d_{20} от координаты (а) в волоконном каскаде и максимальные мощности импульса P_{\max} на выходе из однородного участка волокна с $z_0 = (3, 4, 5, 5.65, 6) \cdot 10^2$ м (б, кривые 1–5).

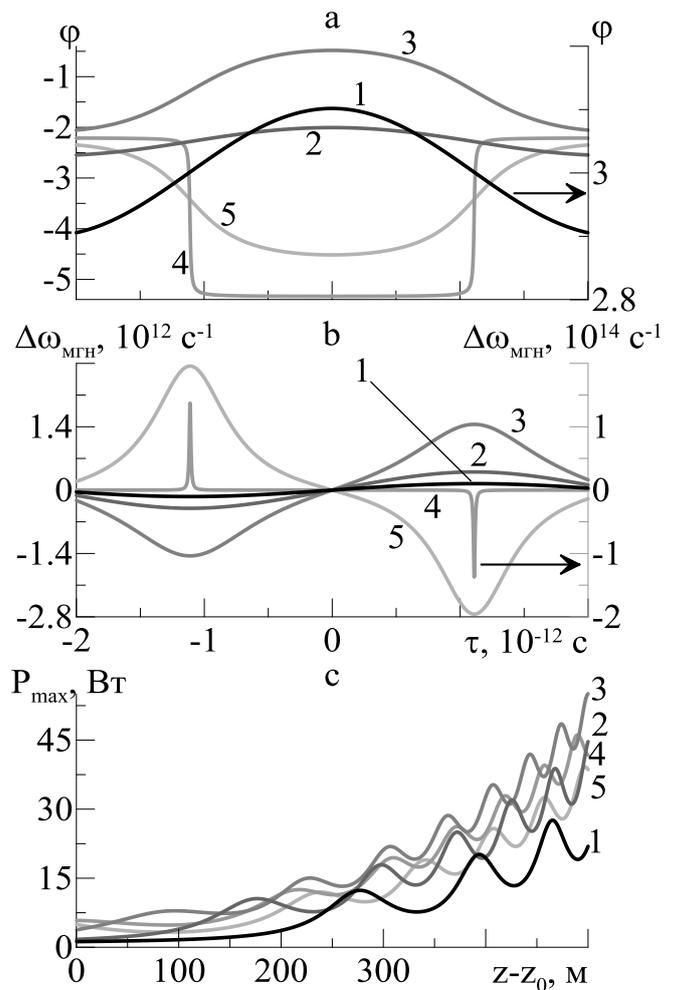


Рис. 4. Временные зависимости фазы ϕ (а) и мгновенной частоты (б) импульсов на входе в неоднородный сегмент каскадного световода, максимальные импульсные мощности на выходе каскада при длине однородного участка $z_0 = (3, 4, 5, 5.65, 6) \cdot 10^2$ м (с, кривые 1–5).

Можно легко заметить, что эффективность генерации коротких ЧМ бризеров в неоднородном световоде очень мала для бризеров с амплитудой, мало отличающейся от амплитуды модулированной волны накачки (кривые 1 и 2). В этих случаях длины световода модулятора слишком мала, для того чтобы сформировать последовательности импульсов, которые можно затем эффективно сжать. С другой стороны, максимальные степени сжатия достигаются для световода-модулятора длиной $z_0 = 500$ м (кривая 3), хотя для значений длины однородного сегмента $z_0 = 565$ и 600 м пиковые мощности импульсов на входе в неоднородный сегмент рассматриваемого световода значительно выше. Эти результаты объясняются тем, что при рассматриваемых длинах однородного световода частотная модуляция (ЧМ) генерируемых импульсов либо не обладает линейным характером (кривая 4), либо обладает с наклоном, противоположным

наклону спонтанной модуляции, возникающей при распространении по волокну (кривая 5).

В третьей главе работы основные результаты, полученные при решении задачи о возникновении модуляционной неустойчивости в неоднородных двумодовых туннельно-связанных световодах и задачи о возникновении модуляционной неустойчивости, вызванной фазовой кроссмодуляцией в световодах с вынужденным комбинационным рассеянием.

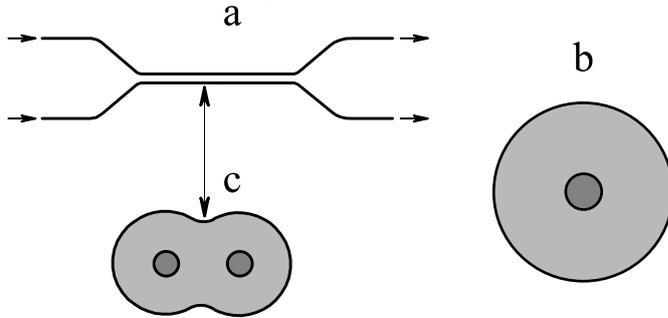


Рис. 5. Схема реализации туннельно-связанного световода на основе двухжильного световода с разведенными жилами на концах [19]: продольное сечение световода (а), поперечное сечение на концах (б) и в области реализации туннельной связи (с).

Для описания динамики волнового пакета, распространяющегося в таком световоде использовалась система уравнений НУШ:

$$\frac{\partial A_l}{\partial z} + \frac{1}{u_l} \frac{\partial A_l}{\partial t} - i \frac{d_{2l}(z)}{2} \frac{\partial^2 A_l}{\partial t^2} +$$

$$+ i \left(R_c |A|^2 + R_k |A_{3-l}|^2 \right) A_l = -i \sigma A_{3-l}$$

в которой $l=1,2$, u_l , β_l , d_{2l} – групповая скорость, константа распространения и дисперсия

групповых скоростей l -ой волны; ω_0 – несущая частота волнового пакета; σ – параметр линейной связи, определяемый перекрытием профильных функций волнового поля мод, распространяющихся в световоде; R_c и R_k – параметры нелинейности, определяющие фазовую самомодуляцию и кроссмодуляцию взаимодействующих волн, соответственно.

В данной главе проводился поиск условий существования МН, для чего проводился анализ на устойчивость возмущенных стационарных решений:

$$A_l(z,t) = \left(\sqrt{P_0} + \varphi_l(z,t) \right) \exp \left[-i \left((R_c + R_k) P_0 - \psi \sigma \right) z \right], \quad (6)$$

для которых предполагается верным соотношение $|\varphi_l(z,t)| \ll \sqrt{P_0}$. Анализ гармонических возмущений вида:

$$\varphi_l(z,t) = c_l \cos(kz - \Omega t) + i b_l \sin(kz - \Omega t) \quad (7)$$

С учетом приближения одного волноведущего канала и симметричных ТСС ($d_{21} \cong d_{22} = d_2$, $u_1 \cong u_2 = u$) получим дисперсионные соотношения:

$$K_1^2(\Omega) = \frac{d_2(z)}{2} \Omega^2 \left(\frac{d_2(z)}{2} \Omega^2 + 2P_0(R_c + R_k) \right),$$

$$K_2^2(\Omega) = \left(\frac{d_2(z)}{2} \Omega^2 - 2\psi\sigma \right) \left(\frac{d_2(z)}{2} \Omega^2 + 2P_0(\gamma_c - \gamma_k) - 2\psi\sigma \right). \quad (8)$$

В случае $\sigma=0$ полученные дисперсионные соотношения приводят к соответствующим выражениям для инкремента усиления:

$$g_1(z) = 2 \operatorname{Im} K_1(z) = |\Omega| \sqrt{4 |d_2(z)| (R_c + R_k) P_0 - d_2(z)^2 \Omega^2},$$

$$g_2(z) = 2 \operatorname{Im} K_2(z) = |\Omega| \sqrt{4 P_0 |d_2(z) (R_c - R_k)| - d_2(z)^2 \Omega^2}.$$
(9)

Учет влияния неоднородности дисперсии на условия возникновения модуляционной неустойчивости в ТСС производился на основе анализа интегрального инкремента усиления, определяемого выражением:

$$G_{1,2}(\Omega) = \int_0^L g_{1,2}(\Omega, z) dz$$
(10)

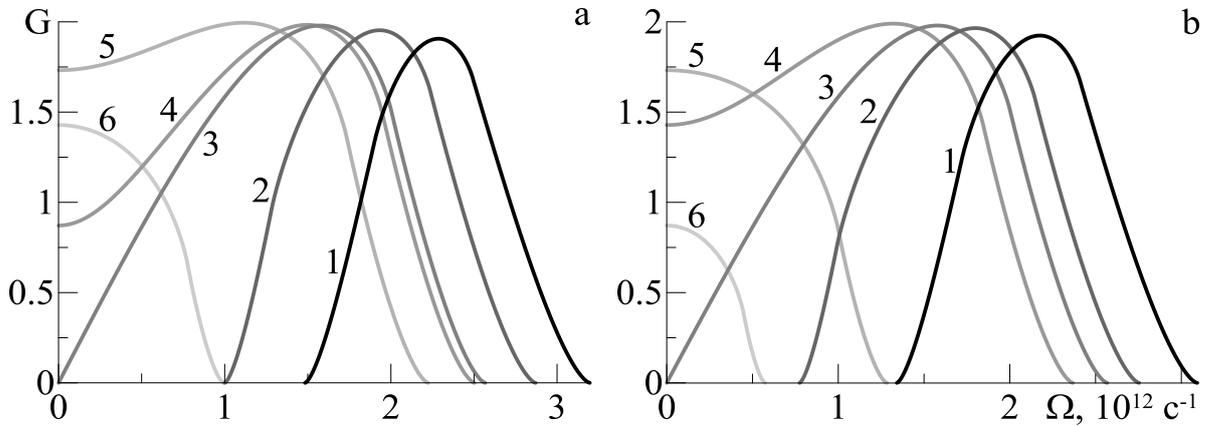


Рис. 6. Частотные зависимости интегрального инкремента усиления $G_2(\Omega)$ при $\psi=1$, $d_{20} = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $\sigma = (-0.55; -0.25; 0; 0.005; 0.25; 0.85) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (а, кривые 1–6), $d_{20} = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $\sigma = (1.45; 1.15; 1; 0.85; 0.25; 0.05) \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (б, кривые 1–6).

На **рис. 6** приводятся значения интегрального инкремента усиления для второй ветви решения ($j=2$), полученные численно в случае, когда $\sigma \neq 0$ при симметричном возбуждении световода ($\psi=1$) длиной $L=100 \text{ м}$, различных типах ДГС $d_{20} = (-1; 1) \cdot 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ (а; б) и параметрах нелинейности: $R_c = 2 \cdot 10^{-2} (\text{Вт} \cdot \text{м})^{-1}$, $R_k = 10^{-2} (\text{Вт} \cdot \text{м})^{-1}$. При значении $\sigma > 0$ (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 P_0 . При $\sigma < 0$ (кривые 1, 2) область существования МН берет 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.

В четвертой главе работы представлены результаты, полученные при описании взаимодействия между импульсным и модулированным излучением с бегущей волной показателя преломления (БВП), синхронизированной по скорости и направлению распространения с излучением в световоде. В работе рассматривалась среда с показателем преломления, меняющимся по закону:

$$n(t, z) = n_0(1 - m \cos(\Omega_n t - qz)). \quad (11)$$

Для обеспечения подобного изменения показателя преломления в световоде может использоваться акусто- или электрооптическая модуляция [19, 20].

В работе использовалась математическая модель, в которой динамика амплитуды огибающей описывается с помощью уравнения:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + v_g^{-1} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \Delta \beta A, \quad (12)$$

где $v_g = (\partial \omega / \partial \beta)_{\omega_0}$ – групповая скорость, d_2 – дисперсия групповых скоростей, а параметр

$$\Delta \beta = n_0 k_0 m \cos(\Omega_n t - qz) \quad (13)$$

При анализе решения уравнения (11) рассматривалось однонаправленное распространение с БВП частотно-модулированного гауссового импульса:

$$A(t, z=0) = A_0 \exp\left(-\left(\tau_0^{-2} + iC_0\right)t^2 / 2\right), \quad (14)$$

где A_0 – пиковое значение амплитуды импульса на входе в световод, τ_0 – начальная длительность, C_0 – начальная скорость ЧМ (чирп) импульса. Соотношение (13) фактически является начальным условием для уравнения (11).

На рис. 7 представлены зависимости максимума мощности импульса P_{\max} и нормированной длительности распространяющегося импульса τ_u / τ_0 от пройденного по световоду расстояния z , полученные при значениях $\tau_0 = 10^{-11}$ с, $d_2 = 10^{-25}$ с²/м, $m = (1, 2, 3, 4) \cdot 10^{-3}$ (кривые 1–4). Видно, что с ростом глубины модуляции m значение проходимого импульсом расстояния z_m , на котором достигается максимальная степень его сжатия, уменьшается, а максимальная мощность импульса увеличивается с выходом на насыщение. При прохождении импульсом большего расстояния, т.е. при $z > z_m$ происходит уширение и резкое спадание его мощности. Длина максимального сжатия z_m с хорошей точностью (для выбранных значений параметров) отвечает условию: $2C_0 g(z_m) - 1 = 0$.

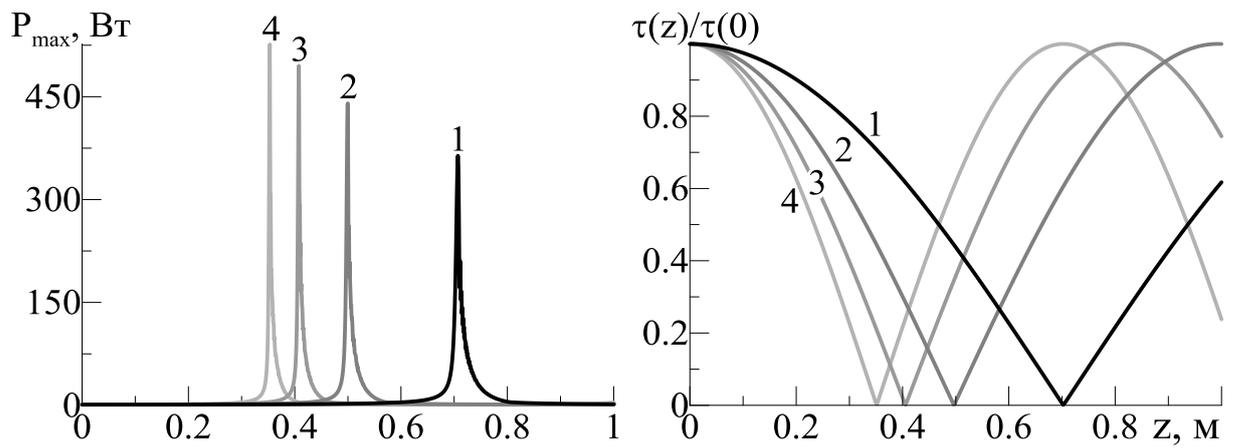


Рис. 7. Зависимости максимума мощности импульса P_{\max} и нормированной длительности распространяющегося импульса τ/τ_0 от длины световода z при $\tau_0 = 10^{-11}$ с, $d_2 = 2 \cdot 10^{-25}$ с²/м, $m = (1, 2, 3, 4) \cdot 10^{-3}$ (кривые 1–4).

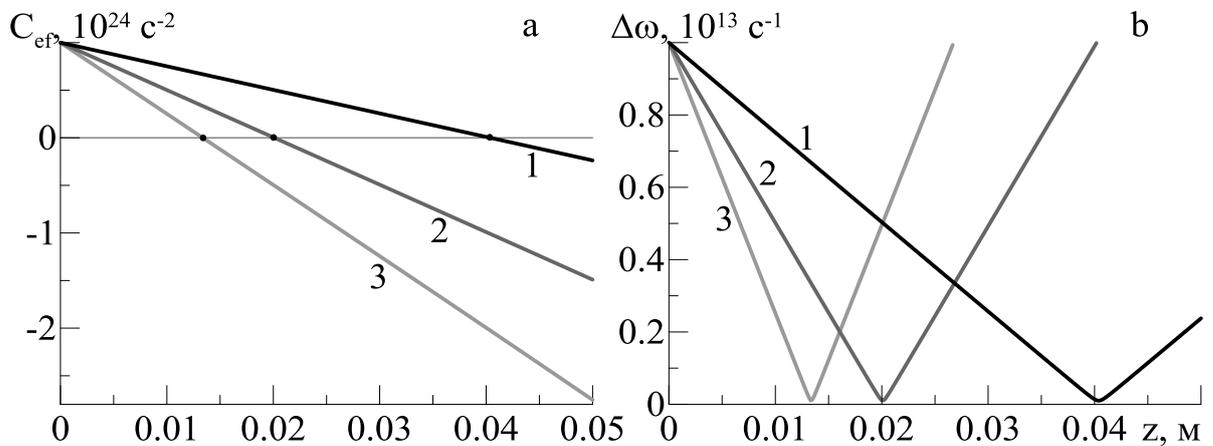


Рис. 8. Продольная динамика эффективного чирпа C_{ef} (а) и спектральной ширины $\Delta\omega$ (б) при $C_0 = 10^{24}$ с⁻², $d_2 = -10^{-25}$ с²/м и $m = (1, 2, 3) \cdot 10^{-3}$ (кривые 1–3).

На **рис. 8** приводятся продольная динамика чирпа C_{ef} и спектральной ширины $\Delta\omega$ распространяющегося импульса при значениях параметров $C_0 = 10^{24}$ с⁻², $d_2 = -10^{-25}$ с²/м и $m = (1, 2, 3) \cdot 10^{-3}$ (кривые 1–3). Видно, что с ростом глубины модуляции длина z_m , на которой реализуется минимальная спектральная ширина ЧМ импульса, уменьшается. Уменьшение спектральной ширины импульса происходит в результате уменьшения скорости ЧМ. При этом максимального спектрального сужения импульс достигает при полном «погашении» эффективного чирпа. При этом видно, что для малых длин пробега приведенные зависимости имеют практически линейный характер.

В данной главе также рассматривалась динамика модулированной волны с учетом керровской нелинейности, для чего использовалась математическая модель, основанная на уравнении:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + v_g^{-1} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + iR|A|^2 A = i\Delta\beta A, \quad (15)$$

которое в координатах бегущего времени ($\tau = t - z/v_g$) приобретает вид:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = i\beta m \cos[\Omega(\tau - \delta\tau)] A \quad (16)$$

На **рис. 9** представлены временные профили модулированной волны (**a, b**) и карты их линии уровня (**c, d**), полученные путем численного решения методом

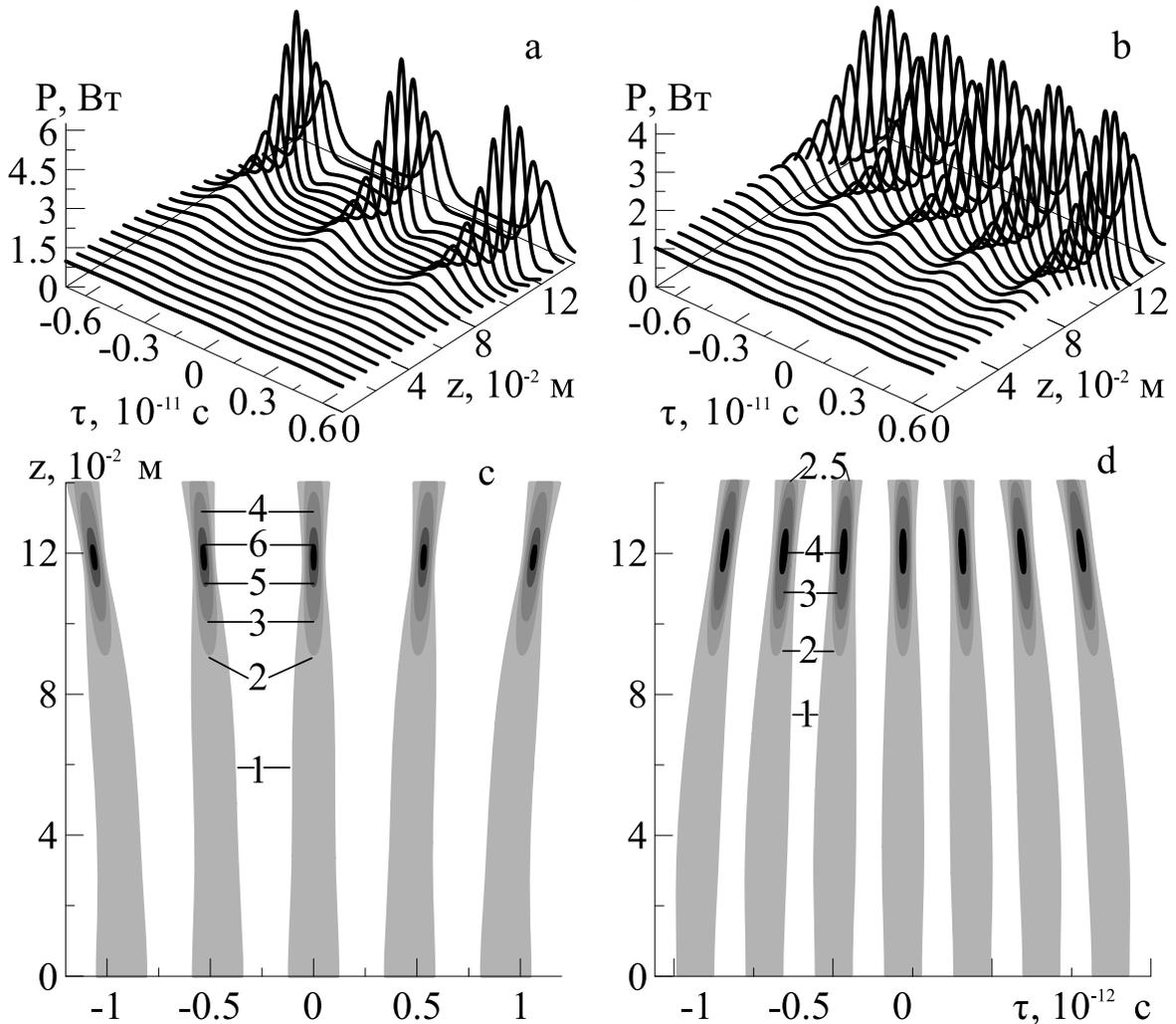


Рис. 9. Зависимости от времени и координаты (временные профили) мощности модулированной волны (**a, b**) и линии постоянной мощности (линии уровня) временных огибающих (**c, d**) как функции длины световода и времени; $m = -10^{-3}$ (**a, c**), $m = 10^{-3}$ (**b, d**).

SSFM [9] уравнения (16) для модулированного сигнала (2). При этом использовались значения параметров: ДГС $d_2 = -2 \cdot 10^{-25}$ с/м, параметра нелинейности $R = 50 (\text{Вт} \cdot \text{м})^{-1}$, частоты БВПП $\Omega_n = 5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Приводимые на рис. 9 зависимости показывают, что на начальной стадии распространения излучения по световоду происходит распад модулированной волны на последовательность коротких импульсов, максимальная степень сжатия которых

достигается вблизи значения $z_s \approx 12$ см после чего начинается обратный процесс уширения. Видно, что в среде с БВП при отрицательной глубине модуляции ($m < 0$) происходит увеличение периода следования ультракоротких импульсов, на которые распадается исходная модулированная волна, а при положительной глубине модуляции ($m > 0$) – уменьшение периода их следования.

В данной главе также рассматривалась задача о взаимодействии модулированной волны и БВП типа мод шепчущей галереи (МШГ). Для описания динамики временной огибающей волнового пакета в рассматриваемом световоде использовалось уравнение вида:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + v_z^{-1} \frac{\partial A}{\partial t} - i d_{2z} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i R_z |A|^2 A = 0, \quad (17)$$

в котором $v_z \approx \gamma \partial \omega / \partial k$ – продольная скорость волны, $d_{2z} \approx \frac{1}{\gamma} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \approx d_2 / \gamma$ – дисперсия групповых скоростей, $R_z \approx R / \gamma$ – параметр нелинейности световода, $\gamma = \sqrt{(1 - k_r^2 / k^2)}$ – параметр продольного замедления туннелирующей волны.

На **рис. 10** представлена продольная динамика распространения слабомодулированной волны типа МШГ при взаимодействии с БВП. Представленные зависимости получены при дисперсии $d_2 = 10^{-26}$ с²/м, нелинейности $R = 10^{-2}$ Вт⁻¹м⁻¹, начальной мощности вводимого волнового пакета $P_0 = 0.1$ Вт, частоте $\Omega_n = 10^9$ с⁻¹, постоянной распространения $\beta = 10^6$ м⁻¹, амплитуда модуляции $\Delta n = 10^{-4}$ БВП и параметре продольного замедления туннелирующей волны $\gamma = 4 \cdot 10^{-5}$.

На основании результатов проведенного моделирования можно сделать вывод, что модуляционная неустойчивость (индуцированная или спонтанная) в световодах рассматриваемого типа приводит к формированию высокомоментных импульсов, которое происходит следующим образом: вследствие развития модуляционной неустойчивости вначале происходит формирование высокочастотной последовательности бризеров с частотой следования импульсов $\Omega_m = \sqrt{R P_0 / |d_2|}$. Затем происходит процесс стягивания образовавшихся ранее бризеров к областям максимума ПП и формирование высокоэнергетического волнового пакета с энергией $W_s \sim 2\pi P_0 / \Omega_n$. При этом пиковая мощность генерируемых импульсов растет при уменьшении частоты следования бризеров (чем меньше частота их следования, тем больше энергия, собираемая в импульсы за счет когерентного сложения энергии бризеров, генерируемых за время $T \approx 2\pi / \Omega_n$ и стягиваемых в единый высокомоментный импульс).

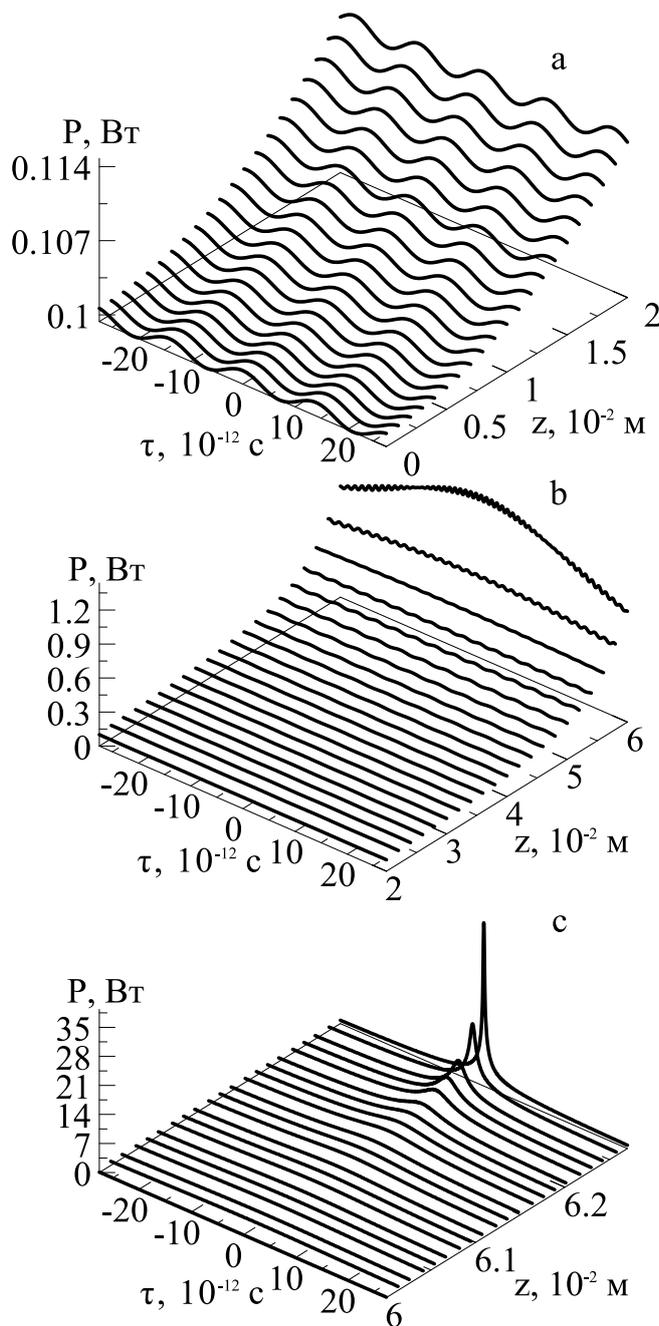


Рис. 10. Продольная динамика слабомодулированной волны в световоде с БВПД типа МШГ для длин световода $z \cdot 10^2 = (0-2), (2-6), (6-6.26)$ м (а, б, в).

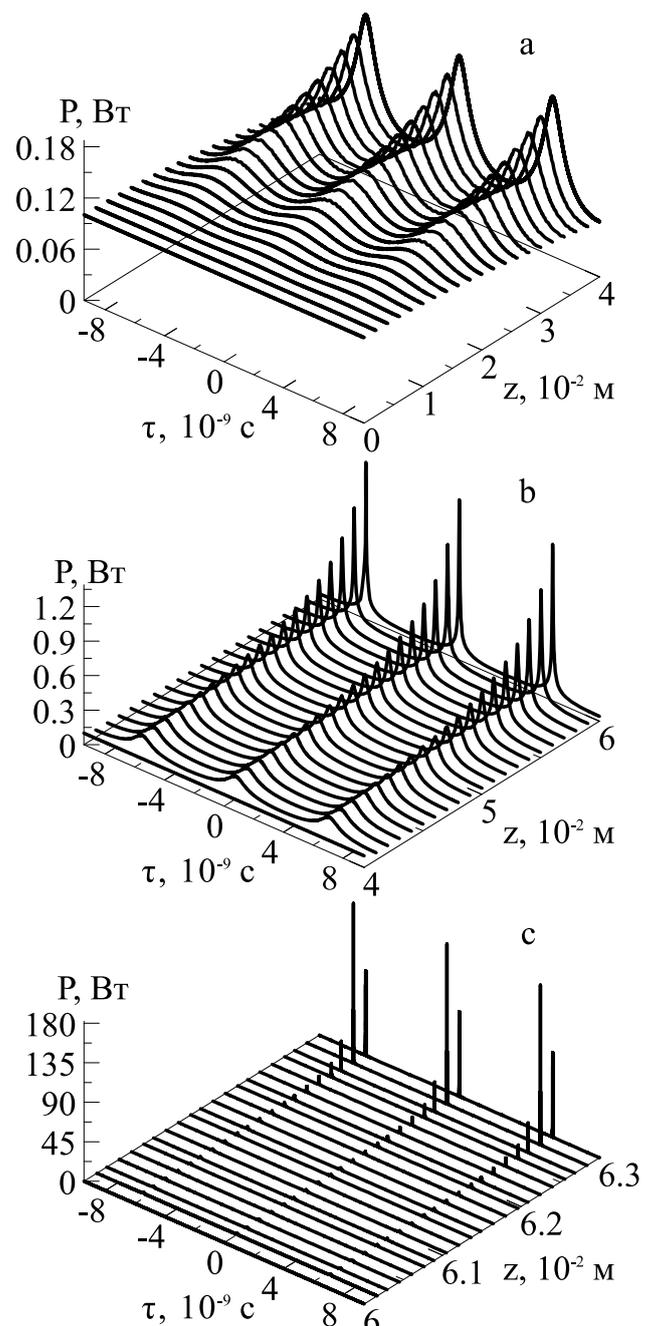


Рис. 11. Продольная динамика слабомодулированной волны для большего временного интервала $z \cdot 10^2 = (0-2), (2-6), (6-6.3)$ м (а, б, в). (остальные параметры те же, что на рис. 10).

На **рис. 11** показан процесс формирования последовательности высокомогущных импульсов из модулированной волны. Значения расчетных параметров выбирались те же, что на рис. 10. Видно, что при приближении значения продольной координаты z к характерной координате z_s , происходит резкое нарастание пиковой мощности СИ, что связано с когерентным сложением формируемых в результате развития МН бризеров. Обратим внимание, что формирование высокомогущного импульса происходит на малых «продольных масштабах» (т.е. на длинах, значительно меньших 1 м).

Основные результаты и выводы

В процессе исследований, проведенных в рамках диссертационной работы, были получены следующие результаты:

1. В неоднородных волоконных световодах с убывающей по модулю дисперсией групповых скоростей частотная область существования модуляционной неустойчивости шире, чем в однородных, что создает дополнительные возможности использования эффекта МН для генерации последовательностей ультракоротких импульсов. Величина уширения этой области зависит от длины и параметра неоднородности световода.

2. В световодах, состоящих из последовательно соединенных однородного и неоднородного сегментов, возможна генерация последовательностей субпикосекундных импульсов с более высокими пиковыми мощностями, чем в световодах с непрерывной неоднородностью. В силу меньшей длины неоднородного сегмента отношение дисперсионных параметров $|d_2(z)|_{\min} / d_3$ достигаемое в каскадном световоде, оказывается выше, чем в одиночном неоднородном световоде. В силу этого в рассмотренных каскадах значительно снижается роль дисперсии третьего порядка, и ее величина практически не оказывает влияния на выбор оптимальной длины однородного сегмента каскадного световода.

3. В туннельно–связанных двумодовых световодах возможно управление частотной областью существования модуляционной неустойчивости и частотой, на которой достигается максимум усиления. Зависимость этой частоты не только от длины и параметров неоднородности, но и от величины параметра связи между модами, позволяет управлять частотой следования генерируемых импульсов в неоднородных двумодовых световодах. Кросс–модуляционная неустойчивость в световодах с вынужденным комбинационным рассеянием в наибольшей степени развивается при близких уровнях мощностей сигнала и накачки, при этом спектральный диапазон неустойчивости сильно зависит от разности групповых скоростей между волнами сигнала и накачки, что позволяет получить дополнительную возможность управления процессом МН.

4. В световодах с бегущей волной показателя преломления (БВП), синхронизованной и сонаправленной по скорости с вводимым в световод излучением, возможно временное сжатие импульсов (в несколько десятков раз) и спектральное сжатие (в 6.7 раза) чирпованных импульсов. Максимальное временное сжатие достигается на относительно коротких длинах ($z \leq 1$ м), максимальное спектральное сжатие чирпованных импульсов - на длине в несколько сантиметров ($z \leq 6$ см). При этом возможно управление частотой

следования в последовательностях импульсов, генерируемых в процессе вынужденной модуляционной неустойчивости.

5. В световодах с БВПП, в которых распространяется волновой пакет типа «моды шепчущей галереи» при скорости туннелирующей волны, направленной вдоль оси оптического волновода и равной скорости БВПП, в окрестности характерной длины z_s происходит сильная модуляция волнового пакета и формирование последовательности импульсов с пико- и субпикосекундной длительностью и частотой повторения, равной частоте модуляции БВПП Ω_{μ} . При этом пиковая мощность генерируемых импульсов может превышать мощность вводимого в световод слабо модулированного фонового излучения на несколько порядков. Модулированное излучение мощностью 0.1 Вт может быть использовано для генерации субпикосекундных импульсов с пиковой мощностью, превышающей 100 Вт. Формирование последовательности высокомоощных импульсов происходит на малых пространственных масштабах (значительно меньших 1 м).

Перечень основных публикаций по теме диссертационного исследования

1. Золотовский, И.О. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов в неоднородных световодах / И. О. Золотовский, **В. А. Лапин**, Д. И. Семенцов // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58, № 1. – С. 73–79.
2. Zolotovskii, I.O. Instability of wave packets in nonlinear inhomogeneous waveguides / I. O. Zolotovskii, **V. A. Lapin**, D. I. Sementsov // Physics of Wave Phenomena. – 2013. – V. 21, Iss. 1. – P. 20–30.
3. Золотовский, И.О. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов в неоднородных двухмодовых световодах / И. О. Золотовский, **В. А. Лапин**, Д. И. Семенцов // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 286–293.
4. Золотовский, И.О. Кросс-модуляционная неустойчивость в волоконных лазерах и усилителях с нормальной дисперсией / И. О. Золотовский, Д. А. Коробко, **В. А. Лапин** // Квантовая Электроника. – 2014. – Т. 44, № 4. – С. 345–352.
5. Золотовский, И.О. Кросс-модуляционная неустойчивость в неоднородных оптоволоконных усилителях с нормальной дисперсией / И. О. Золотовский, **В. А. Лапин**, Д. И. Семенцов // Оптика и спектроскопия. – 2014. – Т. 117, № 3. – С. 478–485.
6. Золотовский, И.О. Частотная модуляция и компрессия оптических импульсов в световоде с бегущей волной показателя преломления / И. О. Золотовский, **В. А. Лапин**, Д. И. Семенцов // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46, № 1. – С. 39–44.
7. Золотовский, И.О. Модуляционная неустойчивость импульсного излучения в световоде с бегущей волной показателя преломления / И. О. Золотовский, Д. А.

Коробко, **В. А. Лапин** [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 2016. – Т. 121, № 2. – С. 277–284.

8. Золотовский, И.О. Генерация последовательности частотно-модулированных импульсов в неоднородных по длине световодах / И. О. Золотовский, **В. А. Лапин**, Д. И. Семенцов [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Т. 122, № 3. – С. 490–497.

9. Золотовский, И.О. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов, распространяющихся в неоднородном нелинейном волокне / И. О. Золотовский, **В. А. Лапин**, Д. И. Семенцов // Прикладная фотоника. – 2017. – Т. 4, № 2. – С. 121–138.

10. Золотовский, И.О. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов, распространяющихся в световоде с дисперсией, каскадно зависящей от длины / И. О. Золотовский, **В. А. Лапин**, Д. И. Семенцов // Фотон-экспресс. – 2017. – Т. 6, № 6. – С. 262–263.

11. Золотовский, И.О. Генерация субпикосекундных импульсов в результате развития модуляционной неустойчивости волновых пакетов типа мод шепчущей галереи в световоде с бегущей волной показателя преломления / И. О. Золотовский, Д. А. Коробко, **В. А. Лапин** [и др.] // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48, № 9. – С. 818–822.

12. Zolotovskii, I.O. Generation of high frequency trains of chirped soliton-like pulses in inhomogeneous and cascaded active fiber configurations / I. O. Zolotovskii, **V. A. Lapin**, D. I. Sementsov [et al.] // Optics Communications. – 2018. – V. 426. – P. 333–340.

13. Генератор ультракоротких импульсов с высокой частотой следования : пат. 175891 Российская Федерация : МПК H01S 3/067 / Золотовский И.О., **Лапин В.А.**, Семенцов Д.И., Фотиади А.А.; заявитель и патентообладатель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Ульяновский государственный университет” – № 2017127878; заявл. 03.08.2017; опуб. 21.12.2017, Бюл. №36.– 6 с.

Список цитируемой литературы

1. Никоноров, Н.В. Волноводная фотоника / Н. В. Никоноров, С. М. Шандаров – Санкт-Петербург: СПбГУ ИТМО, 2008.– 143 с.

2. Юшко, О.В. Когерентные солитонные линии связи / О. В. Юшко, А. А. Редюк, М. П. Федорук [и др.] // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2014. – Т. 146, № 5. – С. 809–908.

3. Lai, D.M.F. All-optical picoseconds logic gates based on a fiber optical parametric amplifier / D. M. F. Lai, C. H. Kwok, K. K.-Y. Wong // Opt. Express. – 2008. – V. 16, Iss. 22. – P. 18362–18370.

4. Willner, A.E. All-optical signal processing / A. E. Willner, S. Khaleghi, M. R.

- Chitgarha [et al.] // *Journal of Lightwave Technology*. – 2014. – V. 32, Iss. 4. – P. 660–680.
5. Gottschall, T. Four-wave-mixing-based optical parametric oscillator delivering energetic, tunable, chirped femtosecond pulses for non-linear biomedical applications / T. Gottschall, T. Meyer, M. Schmitt [et al.] // *Optics Express*. – 2015. – V. 23, Iss. 18. – P. 23968–23977.
 6. Bonse, J. Laser-Induced Periodic Surface Structures— A Scientific Evergreen / J. Bonse, S. Hohm, S. V Kirner [et al.] // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2017. – V. 23, Iss. 3. – P. 1–15.
 7. Gnilitskyi, I. High-speed manufacturing of highly regular femtosecond laser-induced periodic surface structures: Physical origin of regularity / I. Gnilitskyi, T. J. Y. Derrien, Y. Levy [et al.] // *Scientific Reports*. – 2017. – V. 7, Iss. 1. – P. 1–11.
 8. Bonse, J. Applications of laser-induced periodic surface structures (LIPSS) / J. Bonse, S. V. Kirner, S. Höhm [et al.] // *Proc. SPIE 10092, Laser-based Micro- and Nanoprocessing XI*. – 2017. – V. 10092. – P. 100920N–1–100920N–9.
 9. Агравал, Г.П. Нелинейная волоконная оптика / Г. П. Агравал – Москва: Мир, 1996.– 323 с.
 10. Dhar, A.K. Stability analysis from fourth order evolution equation for counter-propagating gravity wave packets in the presence of wind flowing over water / A. K. Dhar, J. Mondal // *ANZIAM J*. – 2015. – V. 56. – P. E22--E49.
 11. Wang, L. Modulational instability, nonautonomous breathers and rogue waves for a variable-coefficient derivative nonlinear Schrödinger equation in the inhomogeneous plasmas / L. Wang, M. Li, F.-H. Qi [et al.] // *Physics of Plasmas*. – 2015. – V. 22, Iss. 3. – P. 32308.
 12. Zhong, X. Modulation instability with arbitrarily high perturbation frequencies in metamaterials with nonlinear dispersion and saturable nonlinearity / X. Zhong, K. Cheng, K. S. Chiang // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2014. – V. 31, Iss. 7. – P. 1484.
 13. Kumar, M. Spatial modulation instability of coupled surface plasmon polaritons in a dielectric–metal–dielectric structure / M. Kumar, K. Porsezian, P. Tchofo-Dinda [et al.] // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2017. – V. 34, Iss. 1. – P. 198.
 14. Ахманов, С.А. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов / С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин – Москва: Наука, 1988.– 312 с.
 15. Erkintalo, M. Akhmediev breather evolution in optical fiber for realistic initial conditions / M. Erkintalo, G. Genty, B. Wetzel [et al.] // *Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics*. – 2011. – V. 375, Iss. 19. – P. 2029–2034.
 16. Jauregui, C. High-power fibre lasers / C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann // *Nature Photonics*. – 2013. – V. 7. – P. 861–867.
 17. Nishitani, T. Resolution improvement of all-optical analog-to-digital conversion employing self-frequency shift and self-phase-modulation-induced spectral compression. / T. Nishitani, T. Konishi, K. Itoh // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2008. – V. 14, Iss. 3. – P. 724–732.
 18. Макаров, Г.Н. Низкоэнергетические методы молекулярного лазерного разделения изотопов / Г. Н. Макаров // *УФН*. – 2015. – Т. 185, № 7. – С. 717–751.

19. Майер, А.А. Экспериментальное наблюдение явления самопереключения однонаправленных распределенно-связанных волн / А. А. Майер // УФН. – 1996. – Т. 166, № 11. – С. 1171–1196.
20. Грешнов, А.А. Высокочастотная модуляция света при дифракции на брэгговской решетке с бегущей волной показателя преломления / А. А. Грешнов, В. В. Лебедев, А. В. Шамрай // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, № 9. – С. 39–43.