

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И КОМПРЕССИЯ СОЛИТОНОПОДОБНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СВЕТОВОДАХ С УМЕНЬШАЮЩЕЙСЯ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

© 2013 А.Н. Базыкчи, И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, А.С. Куприянов

Ульяновский государственный университет

Поступила в редакцию 21.06.2013

В работе рассмотрено применение волоконных световодов с аномальной уменьшающейся по модулю дисперсией, как эффективных генераторов и компрессоров оптических импульсов. Предложен механизм генерации импульсных последовательностей сверхвысокой частоты в процессе развития модуляционной неустойчивости частотно-модулированной волны. Рассмотрено влияние вынужденного комбинационного саморассеяния. Приведены результаты численного моделирования исследуемых процессов.

Ключевые слова: модуляционная неустойчивость, световоды с уменьшающейся аномальной дисперсией, компрессия импульсов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование самоподобных решений нелинейных эволюционных уравнений охватывает широкую область физики нелинейных процессов [1]. В волоконной оптике также можно отметить растущий интерес к задачам, связанным с самоподобной эволюцией ультракоротких импульсов, распространяющихся по световоду [2]. Импульсы этого типа можно объединить под условным названием “симиляритоны” [3]. Их существование основано на наличии у обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), в широком диапазоне описывающего динамику коротких импульсов в неоднородных активных и пассивных световодах [4], точных и асимптотических устойчивых самоподобно эволюционирующих решений. Характерным свойством этим решений является линейная частотная модуляция (чирп) или другими словами присутствие в фазе импульса члена с квадратичной зависимостью от времени [5]. Величина чирпа определяется дисперсионными параметрами и усилением в системе. В пассивных световодах усиление может быть эффективным и задаваться профилем изменения дисперсии групповых скоростей. В области нормальной дисперсии групповых скоростей $\beta_2 > 0$ асимптотическое симиляритонное

распространение импульсов с параболической формой огибающей известно как для однородных волоконных усилителей с постоянным коэффициентом усиления [6], так и для неоднородных световодов с изменяющейся дисперсией [7-10].

Другую группу составляют самоподобно эволюционирующие импульсы в световодах с аномальной дисперсией групповых скоростей $\beta_2 < 0$. Их существование основано на точных решениях неоднородного НУШ в виде солитоноподобных импульсов с линейным чирпом [5, 11-14]. Особый интерес вызывают точные решения, описывающие динамику солитоноподобных импульсов в пассивных световодах с экспоненциально убывающей по модулю аномальной дисперсией (в дальнейшем их будем называть в соответствии с англоязычной терминологией DDF – dispersion decreasing fiber). Распространение импульсов по этому сценарию сопровождается их быстрым сжатием и возрастанием чирпа, что является привлекательным для создания волоконных компрессоров импульсов [15, 16]. В эволюции этих точных решений можно выделить две стадии – начальную, на которой из нелинейного фона можно выделить квазилинейное сжатие импульса из-за взаимодействия чирпа и дисперсии, и финальную, в которой нелинейные эффекты полностью доминируют [15]. Присутствие первой квазилинейной фазы отличает симиляритонную компрессию от схемы солитонного сжатия в световоде с медленно убывающей дисперсией [17], которое происходит только за счет нелинейных адиабатических процессов согласования параметров солитона (длительности и пиковой мощности) с дисперсией световода. При этом симиляритонная схема позволяет осуществлять существенно более быструю компрессию и дает возможность дополнительно сжатия импульса при погашении чирпа.

Базыкчи Александр Николаевич, магистрант.

Золотовский Игорь Олегович, кандидат физико-математических наук, директор Центра нанотехнологий и материалов Научно-исследовательского технологического института (НИТИ). E-mail: rafzol.14@mail.ru

Коробко Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник НИТИ. E-mail: korobkotat@rambler.ru

Куприянов Александр Сергеевич, научный сотрудник НИТИ, научный сотрудник ОАО ГНЦ НИИАР (г. Димитровград).

Нелинейная фаза компрессии импульса в аномальном пассивном DDF световоде находится в тесной связи с эффектом модуляционной неустойчивости (МН), типичным для нелинейных систем, поддерживающих распространение локализованных волн, и связанным с балансом между нелинейностью и дисперсией [4, 18]. МН была теоретически предсказана и экспериментально обнаружена в световодах с постоянной аномальной дисперсией, в которых была зафиксирована генерация импульсной последовательности из непрерывной модулированной волны [19, 20]. В области нормальной дисперсии МН может быть вызвана кросс-модуляцией взаимодействующих волн или дисперсией четвертого порядка [4, 21, 22]. В работах [23, 24] исследована начальная стадия МН в аномальных DDF световодах. В этих работах получен спектр усиления малых модуляций непрерывной волны, рассмотрены его зависимости от параметров световода. Между тем практический интерес представляет рассмотрение развитой фазы МН в аномальных DDF световодах. Именно этот процесс отвечает за нелинейную компоненту компрессии импульсов, и его исследование может послужить основой для создания новых моделей оптоволоконных компрессоров и генераторов коротких импульсов. Экспериментальные работы по генерации импульсных последовательностей в DDF световодах известны [25, 26]. Одной из целей настоящей работы является сравнение результатов самоподобной модели компрессии и нелинейной, обусловленной только взаимодействием нелинейных и дисперсионных эффектов. Весьма интересным должно быть исследование модуляционной неустойчивости непрерывной волны, обладающей не только небольшой амплитудной, но и значительной частотной модуляцией. Таким образом мы хотим совместно рассмотреть нелинейный эффект генерации импульсов из модулированной волны и линейное сближение генерируемых импульсов. При этом можно получить импульсную последовательность с повышенной частотой следования. В работе проводится анализ влияния вынужденного комбинационного саморассеяния импульсов [25, 27] на формирование последовательности. Сверх того, в данной работе проводится общий анализ возможности использования пассивных аномальных DDF световодов как компрессоров и генераторов импульсных последовательностей. Теоретические расчеты подкрепляются результатами численного моделирования.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим динамику оптического импульса в неоднородном световоде, в котором аномаль-

ная дисперсия групповых скоростей (ДГС) $\beta_2(z) < 0$ и инкремент усиления $g(z)$ зависят от продольной координаты z . Для временной огибающей импульса $u(t, z)$ справедливо обобщенное нелинейное уравнение Шредингера (НУШ)

$$\frac{\partial u}{\partial z} - i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + i\gamma |u|^2 u = \frac{g(z)}{2} u, \quad (1)$$

где t – время в сопутствующей с импульсом системе координат, γ – параметр керровской нелинейности волокна. При записи этого основного уравнения мы воспользовались некоторыми свойствами световодов, в которых рассматривается распространение оптического импульса. Технология их вытяжки позволяет достигать существенного изменения ДГС при небольшой вариации диаметра волокна, при этом площадь моды и коэффициент нелинейности γ с большой степенью точности вдоль такого световода можно считать постоянными. Подобное рассмотрение справедливо, например, для световодов с W-профилем показателя преломления в поперечном сечении, изготавливаемых в ИЦВО РАН [28-30]. Важно также отметить, что в таких световодах удастся создавать необходимое по длине распределение ДГС при сверхмалых значениях дисперсионного параметра третьего порядка, что подтверждает справедливость исходного уравнения (1), записанного в пренебрежении высших порядков дисперсии. В общем случае следует отметить необходимость учета дисперсии третьего порядка (ДТП), которая существенно влияет на форму импульса и может привести при ультракоротких длительностях к его распаду. В случае уменьшающейся ДГС эффективный коэффициент дисперсии третьего порядка увеличивается с расстоянием, при этом, даже если на входе в световод значение параметра ДТП мало, начиная с некоторой длины световода, его влияние может стать значительным. Поэтому по всей длине распространения импульса желательно выполнение условия $|\beta_3(z)| < |\beta_2(z)| / \Delta\omega(z)$, где $\Delta\omega(z)$ – спектральная ширина импульса, которая растет вследствие уменьшения длительности импульса и роста частотной модуляции. Таким образом, влияние дисперсии третьего порядка накладывает дополнительное условие на минимальное значение ДГС волоконного световода $\beta_{2\min}$. При ДГС $|\beta_2(z)| > |\beta_{2\min}|$ влиянием ДТП возможно пренебречь. Для импульсов пикосекундной и субпикосекундной длительности разработанная в ИЦВО РАН технология изготовления световодов с W-профилем позволяет выбрать минимальное значение ДГС на уровне $|\beta_{2\min}| = 10^{-27} \text{ s}^2 / \text{m}$. Отмечаем, что для упрощения рассмотрения уравнение (1) записано в пренебрежении эффектом вынужденного комбина-

ционного рассеяния (ВКР), которое существенно влияет на распространение коротких импульсов (с длительностью менее 1 ps) высокой пиковой мощности. О влиянии ВКР, будет сказано ниже.

Параметр дисперсии представим в виде $\beta_2(z) = \beta_{20}d(z)$, где под β_{20} будем понимать значение ДГС на входе в световод. Вводя новую

переменную $\xi(z) = \int_0^z d(z')dz'$ и огибающую

импульса $A(t, z) = u(t, z) / \sqrt{d(z)}$, от уравнения (1) мы приходим к уравнению с постоянной дисперсией:

$$\frac{\partial A}{\partial \xi} - i \frac{\beta_{20}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A = \frac{g_{eff}(\xi)}{2} A, \quad (2)$$

где эффективный коэффициент усиления может быть записан в виде:

$$g_{eff}(\xi) = \frac{g(\xi)}{d(\xi)} - \frac{\partial}{\partial \xi} \ln d(\xi). \quad (3)$$

Таким образом, профиль изменения ДГС в световоде влияет на характер распространения импульса через эффективный коэффициент усиления, физический смысл которого связан с изменением баланса нелинейности и дисперсии.

При аномальной дисперсии $\beta_{20} < 0$, в том случае, если эффективный инкремент усиления (3) представлен зависимостью $g_{eff}(\xi) = Q / (1 - 2Q\xi)$, уравнение (2) обладает точным решением в виде частотно-модулированного усиливаемого солитоноподобного импульса (или в терминах [5] чирпованной уединенной волны):

$$A(t, \xi) = \frac{A_0}{1 - 2Q\xi} \operatorname{sech} \frac{t}{\tau} \exp \left(i \frac{\alpha_0 t^2 - a\xi}{1 - 2Q\xi} \right). \quad (4)$$

Здесь введены обозначения для начального инкремента усиления $Q = g_{eff}(0)$, стартовой амплитуды A_0 , длительности $\tau = \tau_0(1 - 2Q\xi)$, фазового коэффициента $a = |\beta_{20}| / 2\tau_0^2$ и начального чирпа импульса $\alpha_0 = Q / 2a\tau_0^2$. Эволюция огибающей этого решения происходит самоподобно со скейлинговой переменной $T = t / (1 - 2Q\xi)$. Важным является то, что параметры импульса при этом должны быть связаны соотношением равенства дисперсионной и нелинейной длины, определяющим фундаментальный солитон НУШ

$$\frac{\tau_0^2}{|\beta_{20}|} = \frac{1}{\gamma |A_0|^2}. \quad (5)$$

Это соотношение задает также связь $Q = \alpha_0 |\beta_{20}|$. Возвращаясь к исходному уравне-

нию (1) и переменной z , получаем, что профиль ДГС, необходимый для распространения ЧМ солитоноподобного импульса, определяется соотношением

$$\beta_2(z) = \beta_{20} G(z) \exp \left(2\alpha_0 \beta_{20} \int_0^z G(\xi) d\xi \right),$$

где введено интегральное усиление

$$G(z) = \exp \left(\int_0^z g(\xi) d\xi \right).$$

Таким образом, распространение начального импульса в виде чирпованной уединенной волны в активном световоде можно поддерживать, задавая продольное распределение дисперсии в световоде. Решения данного типа привлекательны с точки зрения волоконно-оптических задач, так как описывают импульсы с растущей частотной модуляцией и уменьшающейся длительностью, т.е. показывают возможность использования световодов с профилированной аномальной дисперсией в качестве элементов высокоэффективных оптических компрессоров. В настоящей работе рассматривается распространение импульсов в наиболее простом случае пассивного световода. При описании мы придерживаемся характеристик уже упомянутых световодов с профилем показателя преломления W-типа, оптические потери в них составляют не более 0.2 dB/km. При длине световода менее 2 км это позволяет остаться в рамках модели исходного уравнения (1), записанного без учета потерь. Следует отметить, что для симиляритонной компрессии импульсов существует возможность использования активных световодов с профилированной дисперсией. Авторами получены выражения для профиля ДГС оптического усилителя с аномальной дисперсией, обеспечивающего распространение симиляритонных солитоноподобных импульсов [31], что позволяет обобщить результаты настоящей работы на случай активного световода.

Запишем решение исходного уравнения (1), описывающее распространение уединенной волны (4) в пассивном световоде, что соответствует $g = 0$ и $G = 1$:

$$u(t, z) = \frac{\sqrt{|\beta_{20}|/\gamma}}{\tau_0 \exp(-\mu z/2)} \operatorname{sech} \left(\frac{t/\tau_0}{\exp(-\mu z)} \right) \exp \left(i \frac{\alpha_0 t^2}{\exp(-\mu z)} + i \frac{a}{\mu} (1 - \exp(\mu z)) \right). \quad (7)$$

Как можно видеть, это решение описывает оптический импульс с уменьшающейся длительностью $\tau(z) = \tau_0 \exp(-\mu z)$, нарастающим чирпом $\alpha(z) = \alpha_0 \exp(\mu z)$ и пиковой мощностью $|u(0, z)|^2 = |\beta_{20}| \exp(\mu z) / \gamma \tau_0^2$ также увеличивающейся экспоненциально. Для поддержания его распространения профиль дисперсии световода должен экспоненциально спадать, при этом показатель экспоненты, определяется начальными значениями дисперсии β_{20} и чирпа α_0 импульса:

$$\beta_2(z) = \beta_{20} \exp(-\mu z), \quad \mu = 2\alpha_0 |\beta_{20}|. \quad (8)$$

Соотношение (5), определяющее фундаментальный солитон, выполняется в процессе распространения для текущих значений дисперсии, пиковой мощности и длительности импульса. Можно сказать, что скорость уменьшения ДГС задает скейлинговый фактор сжатия длительности импульса и возрастания его чирпа. Технология изготовления световодов с переменной дисперсией позволяет варьировать ее величину в десятки раз, задавая нужный профиль ее изменения, таким образом, получая возможность эффективной компрессии импульса. Однако, столь перспективное в прикладном смысле решение оказывается связанным с рядом достаточно трудно совместимых условий на начальные параметры импульса – форму, начальную скорость частотной модуляции, амплитуду, длительность и параметры световода – начальную дисперсию и инкремент продольного убывания дисперсии.

Еще ярче скейлинговые свойства уравнения (1) для пассивных световодов с уменьшающейся аномальной дисперсией (8) проявляются в его точных периодических решениях [5]. Данный класс решений выражается через эллиптические функции Якоби порядка k $\text{sn}(T, k)$, $\text{cn}(T, k)$, $\text{dn}(T, k) \in F(T, k)$:

$$u(t, z) = \frac{\sqrt{|\beta_{20}|/\gamma}}{\tau_0 \exp(-\mu z / 2)} F\left(\frac{t/\tau_0}{\exp(-\mu z)}, k\right) \exp\left(i \frac{\alpha_0 t^2}{\exp(-\mu z)} + ia(z)\right). \quad (9)$$

Здесь скейлинговый фактор $\exp(-\mu z)$ задает сжатие всего периодического решения, с повышением его частоты и амплитуды. Одним из частных случаев при $k \rightarrow 1$ являются решения, описывающие повышение частоты последовательности солитоноподобных импульсов. Для $k = 1$ решение (9) переходит в импульсное солитоноподобное решение (7). Отмечаем, что данные периодические решения также очень интересны с прикладной точки зрения как теоретическое обоснование возможности использования световодов с профилированной дисперсией как генераторов последовательностей ультракоротких импульсов с повышающейся частотой следования. Из вида (9) следует, что скейлинг возможен только при наличии “сквозной” линейной частотной модуляции последовательности импульсов, т.е. в случае, когда “крайние” импульсы значительно отличаются по несущей частоте от “центральных”. Практическая реализация данного режима достаточно затруднительна.

Таким образом, отмечаем, что в ходе анализа точных решений обобщенного НУШ определен профиль дисперсии пассивного световода, обеспечивающий существование симилиритонных солитоноподобных импульсов. Степень их компрессии возможно улучшить за счет увеличения

длины световода и повышения начальной дисперсии β_{20} . В настоящий момент технологически доступны как пассивные, так и активные одномодовые световоды, в которых аномальная ДГС с достаточной степенью точности может быть задана в пределах от максимального по модулю значения $|\beta_{20}| \approx 5 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2 / \text{m}$ до значений порядка $|\beta_{20 \text{ min}}| \approx 10^{-27} \text{ s}^2 / \text{m}$. При идеально соответствующих параметрах вводимого излучения и световода имеющаяся технологическая база позволяет осуществлять сжатие одиночных импульсов и их последовательностей в десятки раз. В последующих частях работы будут обсуждаться практические перспективы использования аномальных DDF световодов для этих целей.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ В СВЕТОВОДЕ С УМЕНЬШАЮЩЕЙСЯ АНОМАЛЬНОЙ ДГС

Рассмотрим применение пассивного световода с экспоненциально уменьшающейся аномальной дисперсией в качестве компрессора оптических импульсов. С прикладной точки зрения наиболее трудно удовлетворить условию на начальную скорость частотной модуляции (чирп) солитоноподобного импульса, вводимого в световод с уменьшающейся аномальной ДГС. Из (8) видно, что для идеального сжатия импульс должен обладать линейным чирпом с величиной, определяемой инкрементом уменьшения ДГС световода и ее начальным значением $\alpha_0 = \mu/2 |\beta_{20}|$. На практике получить импульс точной sech -формы с заданным значением чирпа достаточно трудно, поэтому возникает вопрос о возможности компрессии импульсов с произвольным начальным чирпом и формой, отличной от sech . Для ответа на него было проведено численное моделирование распространения импульсов в пассивном световоде с аномальной экспоненциально убывающей дисперсией. На рис. 1 в \log -масштабе представлены профили дисперсии световодов для различных значений инкремента убывания μ . По ним можно оценить необходимую для компрессии длину DDF световода в зависимости от инкремента μ . Для моделирования был выбран профиль 3 с $\mu = 2 \text{ km}^{-1}$, $\beta_{20} = 5 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2 / \text{m}$ длиной 1600 м. Значение показателя керровской нелинейности $\gamma = 3 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ является типичным для световодов с W-профилем показателя преломления. Для идеальной скейлинговой компрессии исходный sech -импульс должен иметь линейный чирп $\alpha_0 = \mu/2 |\beta_{20}| = 2 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-2}$. Моделирование распространения sech -импульса с линейным начальным чирпом α_0 , как и следовало ожидать, полностью совпадает с точным скейлинговым решением (7). Результаты моделиро-

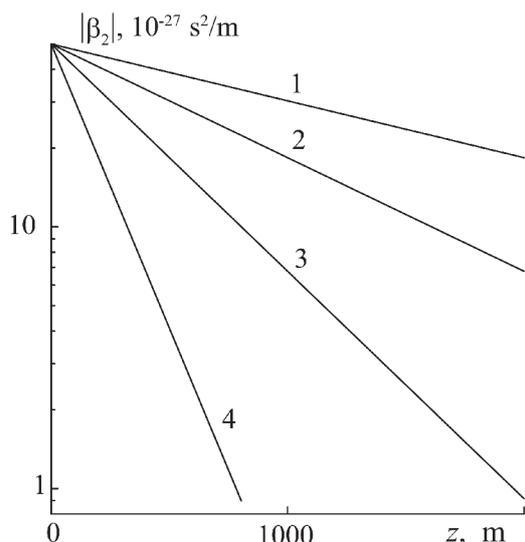


Рис. 1. Профили уменьшающейся аномальной дисперсии (8). Графики 1-4 соответствуют инкрементам убывания аномальной ДГС $\mu = (0.5, 1, 2, 5) \text{ km}^{-1}$, $|\beta_{20}| = 5 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2 / \text{m}$

вания распространения sech-импульса без начального chirpa представлены на рис. 2 (а, б). Отмечаем достаточно высокую эффективность сжатия, у импульса с $\tau_0 = 2 \text{ ps}$ длительность уменьшилась более чем в 20 раз. Из сравнения с огибающими точных скейлинговых решений (7) (они показаны штриховыми линиями) видно, что компрессии лучше подвергаются импульсы меньшей длительности. При увеличении длительности качество компрессии изначально нечирпованного импульса резко ухудшается. Классифицировать эти результаты можно при помощи введения характерной длины chirpa, которая для самоподобных решений оказывается свойством дисперсионного профиля

$$L_c = \frac{1}{2\alpha(z)\beta_2(z)} = \frac{1}{2\alpha_0\beta_{20}} = \frac{1}{\mu}.$$

Для рассматриваемого профиля $L_c = 0.5 \text{ km}$. Пиковые мощности и длительнос-

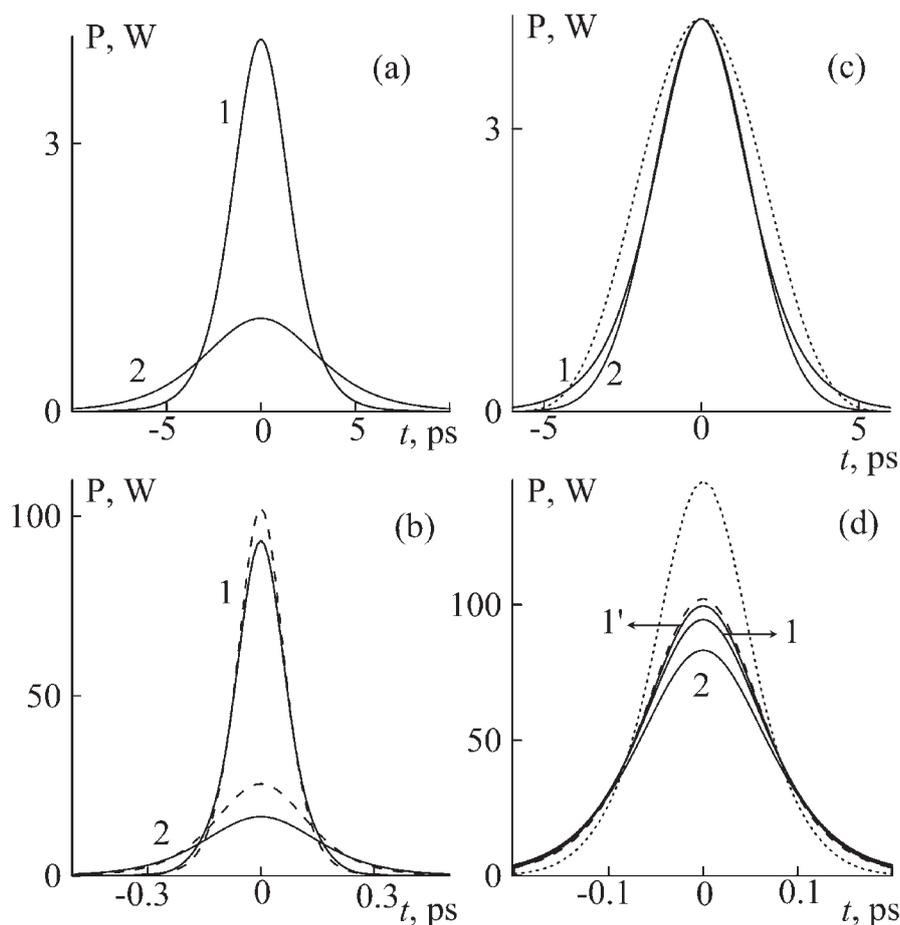


Рис. 2. Результаты численного моделирования распространения импульса в экспоненциально DDF световоде:

(а) Огибающие исходных sech-импульсов с длительностями 1 – $\tau_0 = 2 \text{ ps}$, 2 – $\tau_0 = 4 \text{ ps}$. (б) Те же импульсы после прохождения DDF световода. Штриховой линией показаны огибающие, рассчитанные согласно (7). (с) Огибающие исходных импульсов 1 – sech-импульс $\tau_0 = 2 \text{ ps}$, 2 – гауссов импульс (10), пунктиром показана огибающая импульса, полученного глубокой гармонической модуляцией (11). (д) Те же импульсы после прохождения DDF световода. 1 – для sech-импульса без начального chirpa, 1' – с начальным chirпом, равным половине идеального значения $\alpha = \alpha_0/2 = 10^{22} \text{ s}^{-2}$. Штриховой линией показана огибающая, рассчитанная согласно (7)

ти начальных импульсов – фундаментальных солитонов задают нелинейную и дисперсионную длины (5), которые при компрессии постоянно снижаются

$$L_{NL}(z) = L_{\beta}(z) = \frac{\tau_0^2}{|\beta_{20}|} \exp(-\mu z).$$

Если в начальный момент для импульса не выполняется условие $L_c \ll L_{\beta}, L_{NL}$, т.е. длины имеют один порядок, то на начальном этапе эволюции точного решения (7) значительную роль будет играть квазилинейное сжатие за счет взаимодействия между чирпом и дисперсией. Изначально нечирпованные импульсы не обладают этим механизмом компрессии, вследствие чего можно отметить отличие в конечной форме сжатых импульсов. Одним из возможных выводов, является то, что нечирпованные импульсы большей начальной длительности эффективнее сжимать в DDF световодах с меньшим инкрементом убывания ДГС.

На рис. 2 (с, d) показаны результаты моделирования распространения импульсов различной начальной формы. Сравняются sech-импульс без начального чирпа, с начальным чирпом отличным от идеального $\alpha = \alpha_0/2 = 10^{22} \text{ s}^{-2}$ и гауссов импульс без начального чирпа с той же пиковой мощностью и длительностью, измеренной по половине высоты:

$$u(t, z) = \sqrt{P_0} \exp\left[-\left(\frac{t}{2\tau_0}\right)^2\right], \quad \tau'_0 \approx 1.059\tau_0, \quad P_0 = \frac{|\beta_{20}|}{\gamma\tau_0^2}. \quad (10)$$

Приведено также изменение импульса полученного глубокой гармонической модуляцией с той же пиковой мощностью и периодом τ_0

$$u(t, 0) = \frac{\sqrt{P_0}}{2} (1 + \cos(t / \tau_0)). \quad (11)$$

Энергии импульсов несколько отличаются, тем не менее, можно видеть, что импульсы с длительностью порядка $\tau_0 = 2 \text{ ps}$ сжимаются достаточно хорошо. Приведенные результаты позволяют оценить влияние на степень компрессии начальной формы импульса. Импульсы sech-типа сжимаются лучше гауссовых, при этом, если они обладают линейным начальным чирпом, даже отличным от идеального, качество компрессии возрастает. Хороший уровень компрессии демонстрирует и импульс, полученный глубокой гармонической модуляцией (11). Его более высокая начальная энергия позволяет увеличить пиковую мощность сжатого импульса по сравнению с sech-импульсом.

Приведем сравнение эволюции спектров импульсов распространяющихся в аномальных DDF световодах. На рис. 3 (а, b) показано изме-

нение спектральной плотности исходно нечирпованных sech-импульса пиковой мощности $P_0 = |\beta_{20}| / \gamma\tau_0^2$ относительно большой длительности $\tau_0 = 6 \text{ ps}$ и гауссового импульса той же пиковой мощности и длительности на половине высоты. Их эволюция сравнивается с самоподобным развитием спектра точного решения (7). Исходный спектр точного скейлингового решения существенно шире спектров пробных импульсов, что объясняется наличием начального чирпа $\alpha_0 = \mu/2 |\beta_{20}| = 2 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-2}$. Как можно видеть, изначально более широкий спектр точного решения самоподобно уширяется при распространении импульса, причем это связано как с сжатием импульса, так и с ростом его частотной модуляции. Спектры нечирпованных импульсов не испытывают настолько значительного уширения. Это можно объяснить исходным отсутствием в них неустойчивых компонент, усиливаемых при распространении импульса в аномальном DDF световоде, что в результате приводит к слабой неоднородной компрессии импульса в виде узкого центрального пика и широкого пьедестала. Для сравнения приведена также эволюция спектра глубокой гармонической модуляции (11) с той же пиковой мощностью. Генерация гармоник от основной модуляции происходит с интенсивностью сравнимой с интенсивностью уширения спектра гауссового и sech-импульсов и в результате дает схожую картину неоднородной компрессии импульса.

На рис. 3 (с, d) показано изменение спектральной плотности импульсов того же типа, но меньшей длительности $\tau_0 = 2 \text{ ps}$. Отмечаем то, что исходные спектры нечирпованных гауссового и sech-импульсов в этом случае близки по ширине к спектру точного решения (спектральная плотность sech-импульса в log-масштабе в асимптотике $|\omega| \rightarrow \infty$ практически сливается со спектральной плотностью точного решения (7)). При распространении импульса происходит его сжатие и уширение спектра за счет развития боковых компонент. Спектры выходных импульсов также достаточно схожи за исключением пика в центральной части спектров исходно нечирпованных импульсов. Точное скейлинговое решение (7) при компрессии в DDF обладает идеально самоподобной эволюцией спектра, отличия в развитии спектра исходно нечирпованных импульсов приводят к худшему качеству их сжатия. Для сравнения показана эволюция спектра импульса типа глубокой гармонической модуляции (11) с аналогичной пиковой мощностью. Можно отметить структуру спектральных компонент, развивающуюся из начальных боковых гармоник по интенсивности сходную со спектральной плотностью скейлингового решения, что в резуль-

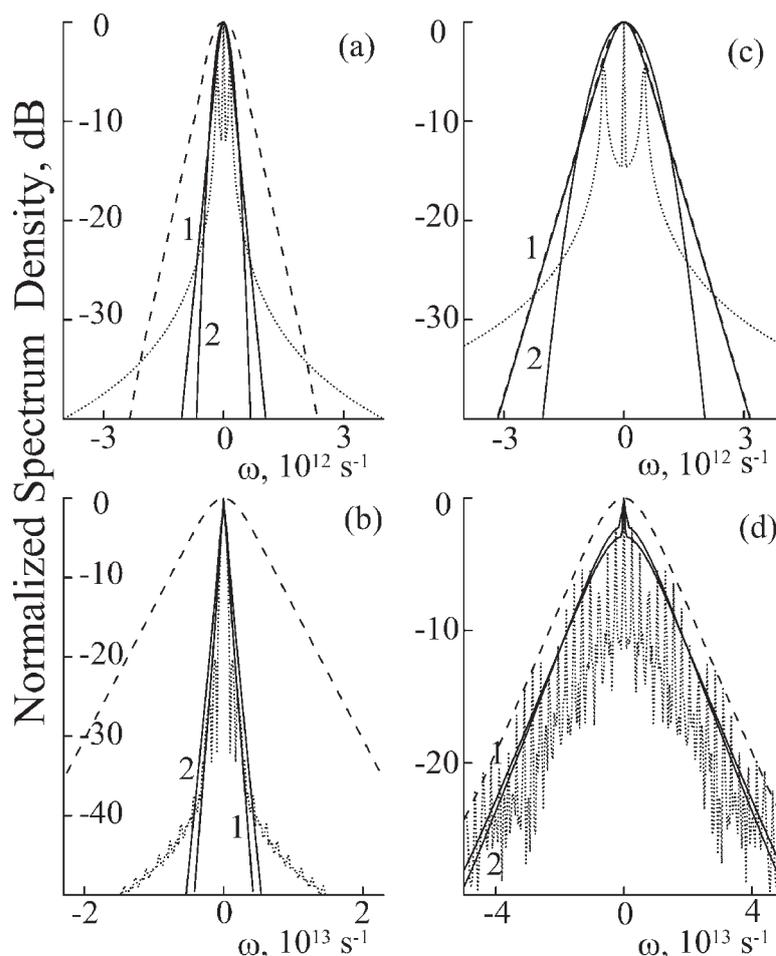


Рис. 3. Результаты численного моделирования эволюции спектра при распространении импульса в экспоненциально DDF световоде:

(а) Спектральные плотности исходных импульсов 1 – sech -импульс $\tau_0 = 6$ ps, 2 – гауссов импульс той же длительности на половине высоты, штриховая линия – спектральная плотность точного решения (7), пунктир – спектр импульса, полученного глубокой гармонической модуляцией (11). (б) Спектры импульсов после прохождения DDF световода. (с), (д) Аналогичные изменения спектров в случае $\tau_0 = 2$ ps. На (с) спектры точного решения (7) и sech -импульса практически сливаются

тате приводит к хорошему уровню компрессии. В качестве вывода необходимо сказать, что при сжатии импульсов меньшей начальной длительности квазилинейная фаза компрессии практически подавляется нелинейными факторами, что обеспечивает относительно хорошее сжатие импульсов без начальной частотной модуляции. В световодах с меньшим инкрементом убывания дисперсии, роль квазилинейной фазы компрессии также снижается, и в них могут быть сжаты нечирпованные импульсы большей длительности.

4. МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Рассмотренные эффекты тесно связаны с характерным свойством нелинейных диспергирующих систем – модуляционной неустойчивостью (МН) [4], проявляющейся в данном случае в своей развитой фазе. МН волнового пакета излучения, распространяющегося по световоду, в общем случае можно определить как усиление одних

спектральных компонент за счет других, что приводит в итоге к деформации волнового пакета. Выше уже говорилось о МН волны, распространяющейся в световоде с постоянной аномальной дисперсией. Начальная фаза этого процесса, характеризующаяся ростом малых гармонических возмущений непрерывной волны, подробно изучена [4]. При распространении непрерывной волны мощности P_0 в световоде с параметрами аномальной дисперсии $\beta_2 < 0$ и нелинейности γ малые гармонические возмущения с частотой $\pm\Omega$ испытывают усиление

$$g(\Omega) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega \sqrt{\Omega_c^2 - \Omega^2}, \quad \Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}. \quad (12)$$

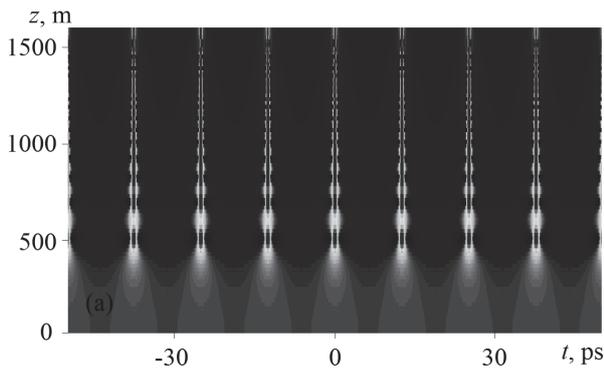
Частота максимального усиления $\Omega_{\max} = \Omega_c / \sqrt{2} = (2\gamma P_0 / |\beta_2|)^{1/2}$. Величина максимального усиления определяется коэффициентом нелинейности и мощностью непрерывной волны $g(\Omega_{\max}) = \gamma P_0$. В развитой фазе МН

приводит к распаду непрерывной волны на последовательность солитоноподобных импульсов. Происходящий процесс – периодический, т.е. импульсы в свою очередь вновь собираются в непрерывную модулированную волну и т.д. [32]. В спектральной области в то же время происходит развитие из спектра непрерывной волны накачки с двумя начальными гармониками $\pm\Omega$ широкого спектра последовательности импульсов, чередующееся с его схлопыванием к начальному виду.

В аномальном DDF световоде с экспоненциально убывающей по модулю дисперсией (8) анализ роста малых гармонических возмущений непрерывной волны приводит к аналогичным результатам. Необходимо только учитывать, что ширина полосы неустойчивых частот $(-\Omega_c, \Omega_c)$ и частота максимального усиления Ω_{\max} экспоненциально возрастают по длине световода [23, 24]:

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_{20}|} \exp(\mu z), \quad \Omega_{\max} = \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}}. \quad (13)$$

Существенные отличия происходят в фазе



развитой МН. Вследствие уменьшения модуля дисперсии по длине процессы генерации импульсной последовательности и ее распада уже не являются симметричными. Из-за постоянного роста ширины спектра генерируемая последовательность импульсов уже не может вернуться к состоянию модулированной непрерывной волны. В результате длительность импульсов с некоторыми колебаниями постоянно сокращается. При этом амплитуда и период этих колебаний уменьшаются. На рис. 4 (а) показано развитие последовательности коротких импульсов в аномальном DDF световоде из непрерывной модулированной волны мощности P_0 с частотой модуляции $\Omega = 1/\tau_0$, $\tau_0 = 2\text{ps}$. Мощность непрерывной волны выбрана равной пиковой мощности фундаментального солитона длительности τ_0

$$P_0 = \frac{|\beta_{20}|}{\gamma\tau_0^2},$$

что удобно для сравнения с результатами предыдущей части. На рис. 5(а) показаны временные

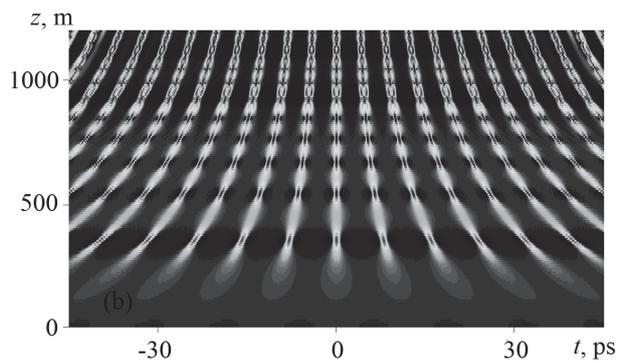


Рис. 4. (а) Развитие в аномальном DDF световоде последовательности импульсов из модулированной постоянной волны $u(t, 0) = \sqrt{P_0} (0.98 + 0.02 \cdot \cos(t/\tau_0))$, $\tau_0 = 2\text{ps}$. (б) То же при наличии начальной частотной модуляции $u(t, 0) = \sqrt{P_0} (0.98 + 0.02 \cdot \cos(t/\tau_0)) \exp(i\alpha t^2)$, $\alpha = 1.5 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-2}$, $\tau_0 = 2\text{ps}$.

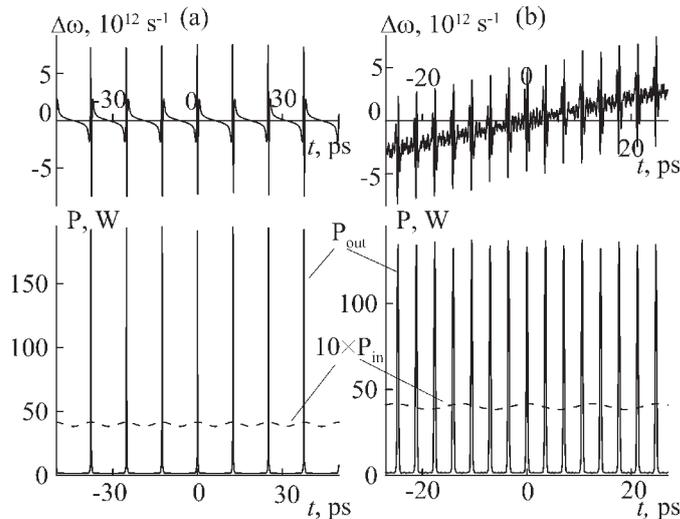


Рис. 5. (а) Зависимость изменения мгновенной частоты и последовательность импульсов, полученная при распространении модулированной постоянной волны $P_{in} = |u(t, 0)|^2$ в аномальном DDF световоде (профиль 3, рис.1) длины $z = 1600 \text{ m}$. (б) То же при наличии у исходной волны начальной частотной модуляции $\alpha = 1.5 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-2}$.

зависимости мгновенной частоты и мощности импульсной последовательности, полученной в результате прохождения непрерывной модулированной волны $u(t, 0) = \sqrt{P_0} (0.98 + 0.02 \cdot \cos(t / \tau_0))$ по аномальному DDF световоду длиной 1600 м. Импульсы полученной последовательности имеют длительность около 200 fs и пиковую мощность более 190 W. Отмечаем высокую частотную модуляцию, сопровождающую сжатие каждого отдельного импульса. Эволюция отдельного импульса, таким образом, проявляет асимптотическое сходство с эволюцией точного решения (7), характеризующимся постоянным ростом чирпа. На рис. 6. показана форма отдельного импульса в сравнении с импульсами той же пиковой мощности, прошедшими DDF световод (рис. 2 (d)). В частности показан выходной импульс, полученный после распространения в аномальном DDF световоде импульса глубокой модуляции той же частоты (11). Пиковая мощность импульсов, полученных в результате МН, оказывается выше, вследствие более высокой мощности волны накачки. Именно так можно называть модулированную непрерывную волну, мощность которой в случае импульса, полученного глубокой модуляцией, составляет $P = P_0 / 2$.

Интересно рассмотреть распространение непрерывной волны, обладающей не только амплитудной, но и частотной модуляцией. При точно подобранной величине линейной частотной модуляции $\alpha_0 = \mu / 2 |\beta_{20}|$, существует точное решение НУШ (9), описывающее быстрый рост модуляций, как по амплитуде, так и по частоте, сопровождающийся также ростом чирпа. Осуществление данного сценария, могло бы служить моделью источника мощного непрерывного THz излучения.

Более близким к условиям реального эксперимента является наличие у распространяющейся волны чирпа (частотной модуляции) отличного от идеального значения. Нами проведено моделирование распространения в аномальном DDF световоде непрерывной модулированной волны $u(t, 0) = \sqrt{P_0} (0.98 + 0.02 \cdot \cos(t / \tau_0)) \exp(i\alpha t^2)$ с начальной линейной частотной модуляцией $\alpha = 1.5 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-2} < \alpha_0 = \mu / 2 |\beta_{20}| = 2 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-2}$. Результаты представлены на рис. 4 (b), 5(b). Как и в предыдущем случае отмечаем формирование последовательности импульсов сокращающейся длительности и растущего у каждого отдельного импульса чирпа. Можно наблюдать эффект группирования солитоноподобных импульсов и отметить, что после прохождения DDF световода частота следования последовательности импульсов выросла практически в 3 раза. Данный эффект может быть использован при генерации импульсных последовательностей с частотой до нескольких THz. На рис. 6 показан отдельный

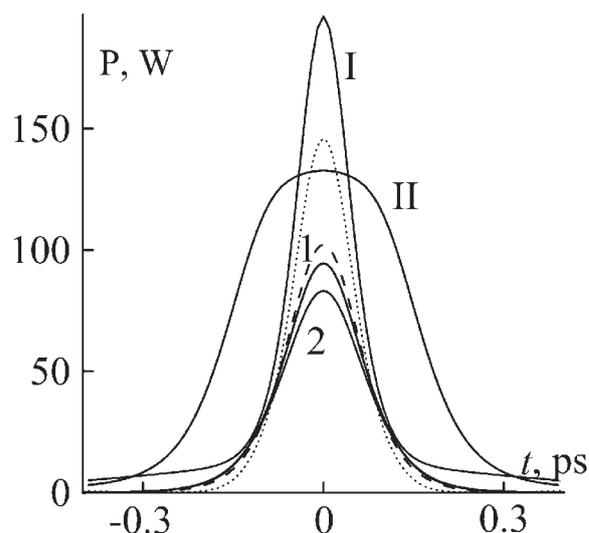


Рис. 6. Сравнение формы импульсов, полученных из непрерывной амплитудно-модулированной волны (I – без начальной частотной модуляции, II – с начальным чирпом) после прохождения аномального DDF световода.

Для сравнения показаны импульсы той же начальной пиковой мощности, после прохождения аномального DDF световода (ср. рис. 2 (d)): 1 – исходный sech-импульс с $\tau_0 = 2 \text{ ps}$, 2 – исходный гауссов импульс (10). Штриховой линией показана огибающая, точного решения (7), пунктир – огибающая импульса, для которого исходный был получен глубокой гармонической модуляцией (11)

импульс в сравнении с импульсами той же пиковой мощности, прошедшими DDF световод (рис. 2 (d)). Вследствие деформации временной зависимости мгновенной частоты и уменьшения максимальных значений чирпа отдельного импульса, пиковая мощность несколько снижается. Из анализа рис. 6 можно сделать вывод, что импульсы, эволюционирующие только с помощью нелинейных эффектов – изначально нечирпованные или полученные в фазе развитой МН – при правильном подборе параметров аномального DDF световода могут быть сжаты до длительностей сравнимых с длительностью самоподобного скейлингового решения (7). При этом они также будут обладать высокой частотной модуляцией близкой к линейной.

5. УЧЕТ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Для описания распространения импульсов с длительностью менее 1 ps обобщенное НУШ (1) требует учета высших нелинейных эффектов, наиболее существенным, из которых является вынужденное комбинационное саморассеяние импульса [25, 27]. Физический смысл этого эффекта состоит в том, что при достижении спектраль-

ной шириной импульса значения в несколько THz, из-за вынужденного комбинационного рассеяния начинает происходить перекачка энергии от высокочастотных спектральных компонент к низкочастотным. Вследствие этого импульс претерпевает спектральный сдвиг в область низких частот и в рассматриваемой области аномальной дисперсии замедляется. В обобщенном НУШ этот эффект может быть учтен введением дополнительного члена пропорционального производной по времени от мощности импульса $|u(z, t)|^2$ [4]. Таким образом, исходное уравнение (1) в случае пассивного аномального DDF световода с учетом вынужденного комбинационного саморассеяния принимает вид

$$\frac{\partial u}{\partial z} - i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + i\gamma \left(|u|^2 - \tau_R \frac{\partial |u|^2}{\partial t} \right) u = 0, \quad (14)$$

где τ_R – параметр, определяемый спектром усиления ВКР. Как показывает численное моделирование и эксперименты [25, 27, 33] данный эффект способствует дополнительной компрессии импульсов, генерируемых при помощи модуляционного усиления. При этом наблюдается замедление узких мощных пиков и их смещение от пьедесталов. В случае если импульсная последовательность развивается из непрерывной амплитудно-модулированной волны, саморассеяние происходит однородно и не связано с изменением порядка импульсов и их частоты. Интерес представляет учет влияния ВКР в рассмотренном ранее случае развития модуляционной неустойчивости с дополнительной частотной модуляцией.

В качестве исходного для этой цели может быть взят импульс достаточно большой длительности, полученный, например, совмещением двух лазерных сигналов близкой частоты. Линейный чирп может быть задан специальным модулятором. Для моделирования был выбран следующий вид исходного импульса

$$u(t, 0) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(t/\tau) (1 + \delta \cdot \cos(\Omega t)) \exp(i\alpha t^2), \quad (15)$$

где τ – длительность импульса, α – скорость частотной модуляции, δ – максимальная глубина амплитудной модуляции, Ω – ее частота. Длительность импульса τ значительно превышает τ_0 – длительность фундаментального солитона мощности P_0 , а его дисперсионная длина много больше $L_D = \tau_0^2 / |\beta_{20}|$. Длина DDF световода крайне мала по сравнению с дисперсионной длиной импульса $u(t, 0) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(t/\tau)$ и можно полагать, что при распространении по световоду немодулированный импульс не претерпевает искажений, свойственных солитонному им-

пульсу высшего порядка. Специфической особенностью в данном случае является неоднородная модуляция.

На рис. 7, 8 показаны результаты моделирования распространения импульса этого вида в аномальном DDF световоде (профиль 3, рис. 1) длиной 880 м. Для принципиального понимания происходящих процессов длительность исходного импульса взята сравнимой с частотой модуляции

$$\Omega = \frac{2}{3} \Omega_{\max 0} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_{20}|}} = 4.71 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}, \quad \tau = 60 \text{ ps} \approx \frac{28}{\Omega},$$

т.е. амплитуда модуляции быстро снижается от центра к краям исходного импульса, и число генерируемых импульсов невелико. Максимальная глубина модуляции $\delta = 0.02$, величина частотной модуляции $\alpha = 5 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-2}$. Параметр τ_R в уравнении (14) был выбран согласно [27], для импульсов с длительностью около 1 ps и менее.

Как показывают результаты моделирования, при достижении генерируемыми импульсами определенных значений пиковой мощности, влияние эффектов комбинационного саморассеяния резко усиливается, что приводит к замедлению, наиболее заметному для мощных импульсов, и образованию характерной импульсной последовательности с растущей пиковой мощностью (рис. 8 (d)). Отмечаем, что каждый отдельный генерируемый импульс приобретает ВКР сдвиг в сторону низких частот, но при этом значение его частотной модуляции растет, что обеспечивает компрессию импульса. Зависимость мгновенной частоты исходного импульса под влиянием комбинационного саморассеяния сильно деформируется, можно заметить образование структуры частотных “потенциальных ям” (рис. 7, (b’), (c’), (d’)). Это сказывается на кросс-модуляционном взаимодействии солитоноподобных частотно-модулированных импульсов при их сближении и пересечении траекторий [34]. Из анализа рис. 8 (a) можно сделать важный вывод, заключающийся в том, что взаимодействие происходит неупруго, с поглощением части энергии менее мощного импульса более мощным. Следствием неоднородности модуляции является то, что наиболее мощный импульс при распространении постоянно замедляется и накапливает энергию менее мощных импульсов. Для исходного импульса большой длительности данный сценарий будет связан с большим числом взаимодействий и в результате может привести к формированию импульса высокой мощности – оптического аналога “rogue wave” [35, 36].

На рис. 8 (b) показана эволюция спектра импульса (15) при его распространении по аномальному DDF световоду. Отмечаем ВКР уширение

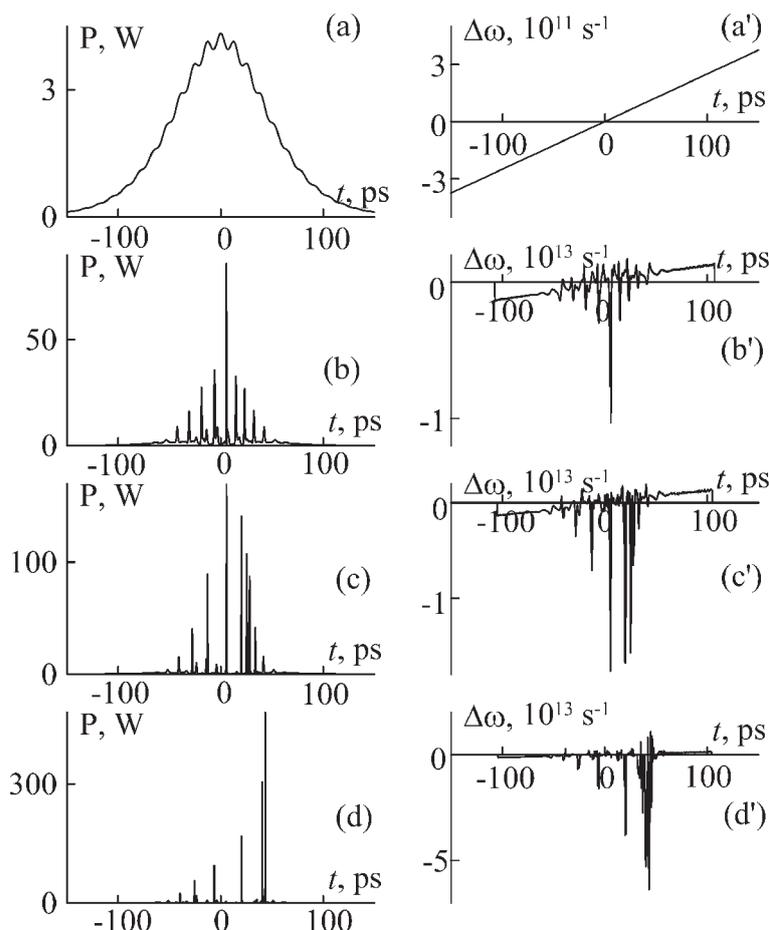


Рис. 7. Эволюция огибающей и изменения мгновенной частоты импульса (15) при распространении по аномальному DDF световоду. (a, a') – начальные огибающая и частотная модуляция импульса, (b, b') – после прохождения 640 м, (c, c') – 800 м, (d, d') – 880 м

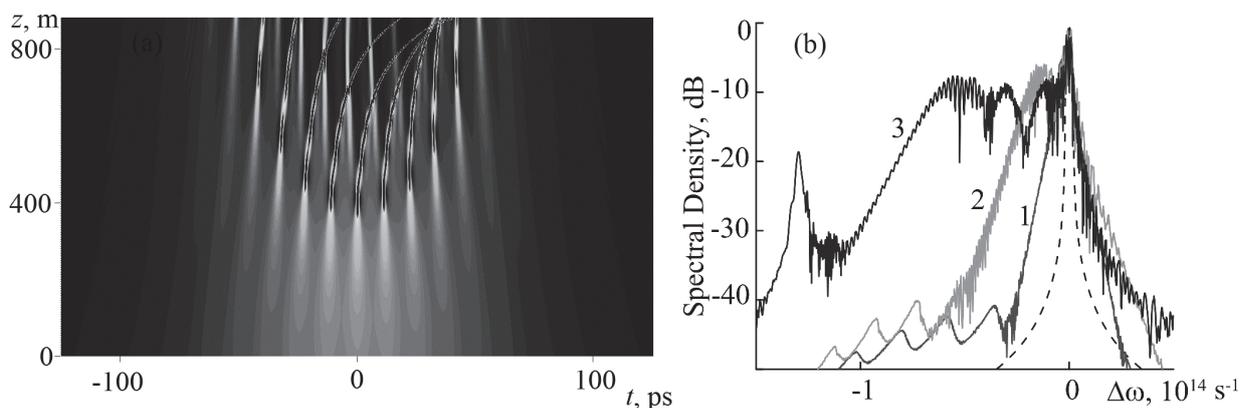


Рис. 8. (a) Развитие из модулированного импульса (15) последовательности импульсов с учетом эффектов вынужденного комбинационного саморассеяния импульсов;

(b) Эволюция спектра модулированного импульса при прохождении по аномальному DDF световоду (профиль 3, рис. 1):

1 – после прохождения 640 м, 2 – 800 м, 3 – 880 м, штриховой линией обозначен начальный спектр импульса

спектра со сдвигом в область низких частот. Важным является то, что наличие у исходного амплитудно-модулированного импульса частотной модуляции увеличивает начальную спектральную ширину импульса и обеспечивает более раннее “включение” механизма комбинационного саморассеяния. Для процесса генерации импуль-

сной последовательности из длинного модулированного импульса в аномальном DDF световоде это позволяет получить решение нескольких задач. Во-первых, повысить эффективность компрессии, во-вторых, сократить длину световода и, как следствие, потери и, в-третьих, увеличить минимальное значение модуля дисперсии $|\beta_{2\min}|$.

Это в свою очередь способствует выполнения условия $|\beta_3(z)| < |\beta_2(z)| / \Delta\omega(z)$ и снижает негативное влияние дисперсии третьего порядка, что крайне необходимо из-за резкого возрастания ширины спектра $\Delta\omega$.

6. ВЫВОДЫ

В настоящей работе исследуется возможное применение световодов с аномальной, уменьшающейся по модулю дисперсией (DDF) в качестве компрессоров и генераторов оптических импульсов. Рассмотрены точные решения (7) для частотно-модулированных солитоноподобных импульсов, распространяющихся в световодах с аномальной экспоненциально уменьшающейся дисперсией. Показано, что в их самоподобной динамике можно выделить начальную фазу квазилинейной компрессии с существенным влиянием начального chirpa. В случае импульсов с меньшей начальной длительностью квазилинейная фаза практически подавляется нелинейными факторами, что обеспечивает относительно хорошее сжатие импульсов без начальной частотной модуляции.

Для световодов этого типа рассмотрена развитая фаза модуляционной неустойчивости (МН) непрерывной волны, приводящая к генерации импульсной последовательности. Предложен способ повышения частоты следования импульсной последовательности за счет использования МН непрерывной волны, обладающей частотной модуляцией. Показано, что импульсы, генерируемые в аномальном DDF световоде за счет нелинейных эффектов МН, асимптотически схожи с самоподобными частотно-модулированными солитоноподобными импульсами.

Для аномальных DDF световодов исследовано влияние на генерацию импульсов эффекта комбинационного саморассеяния импульса. В важном случае неоднородной амплитудной модуляции импульса большой длительности это приводит к формированию импульсной последовательности с растущей мощностью и возможной генерации импульса высокой пиковой мощности – оптического аналога “rogue wave”. В частности, данный эффект может найти применение при создании большого числа оптоэлектронных устройств – модуляторов, декодеров, линий задержки и т.п. Установлено также то, что наличие у исходного импульса частотной модуляции приводит к более раннему появлению вынужденного комбинационного саморассеяния импульса и способствует повышению качества компрессии, генерируемых импульсов.

Настоящая работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рам-

ках федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009-2013 годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Barenblatt G.I.* Scaling, Self-similarity and Intermediate Asymptotics: Dimensional Analysis. Cambridge University Press, Cambridge, 1996. 386 p.
2. *Dudley J. M., Finot C., Richardson D., Millot G.* Self-similarity and scaling phenomena in nonlinear ultrafast optics // *Nat. Phys.* 2007. V.3. P.597.
3. *Ponomarenko S.A. and Agrawal G.P.* Optical similaritons in nonlinear waveguides // *Opt. Lett.* 2007. V.32, (12). P. 1659–1661.
4. *Agrawal G.* Nonlinear fiber optics. Springer, fourth edition, 2007. 530 p.
5. *Kruglov V.I., Peacock A.C. and Harvey J.D.* Exact solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients // *Phys. Rev. E* 2005. V. 71, P. 056619.
6. *Fermann M.E., Kruglov V.I., Thomsen B.C., Dudley J.M. and Harvey J.D.* Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84, P. 6010–6013.
7. *Finot C., Barviau B., Millot G., Guryanov A., Sysolyatin A., Wabnitz S.* Parabolic pulse generation with active or passive dispersion decreasing optical fibers // *Opt. Express.* V.15, (24) P. 85824–85835.
8. *Wabnitz S. and Finot C.* Theory of parabolic pulse propagation in nonlinear dispersion decreasing optical fiber amplifiers // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2008. V.25, (4) P. 614–621.
9. *Zolotovskii I. O., Sementsov D. I., Senatorov A. K., Sysolyatin A. A. and Yavtushenko M. S.* Dynamics of similariton pulses in length-inhomogeneous active fibres // *Quantum Electron.* 2010. V. 40, (3), P. 229–234.
10. *Hirooka T., Nakazawa M.* Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fibre with normal group-velocity dispersion // *Opt. Lett.* 2004. V. 29, (5). P. 498–500.
11. *Moore J.D.* Nonlinear compression of chirped solitary waves with and without phase modulation // *Opt. Lett.* 1996. V. 21. P. 555–557.
12. *Serkin V.N. and Hasegawa A.* Novel soliton solutions of the nonlinear Schrödinger equation model // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85 (21), P. 4502–4505.
13. *Serkin V. N., Hasegawa A. and Belyaeva T. L.* Comment on “Exact self-similar solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients” // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V.92 (19), P. 199401.
14. *Zolotovskii I.O., Sementsov D.I.* Formation of the Amplification Regime of Quasi-Soliton Pulses in Waveguides with Longitudinally Inhomogeneous Cross Sections // *Optics and Spectroscopy.* 2007. V. 102 (4). P. 594–598.
15. *Qian Li, Senthilnathan K., Nakkeeran K., and Wai P. K. A.* Nearly chirp- and pedestal-free pulse compression in nonlinear fiber Bragg gratings // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2009, V.26, P.432-443.
16. *Zhukov A.V., Zolotovskii I.O., Okhotnikov O.G., Sementsov D.I., Sysolyatin A.A., Yavtushenko I.O.* Dynamics of frequency-modulated soliton-like pulses in a longitudinally inhomogeneous active optical waveguide // *Optics and Spectroscopy.* 2012. V.113 (1). P. 75–80.
17. *Chernikov S.V. and Mamyshev P.V.* Femtosecond soliton

- propagation in fibers with slowly decreasing dispersion // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1991. V.8, P. 1633–1641.
18. Akhmediev N. *Déjà Vu in Optics* // *Nature*. 1991. V.413, P. 267–268.
 19. Tai K., Hasegawa A. and Tomita A. Observation of modulational instability in optical fibers // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. P. 135–138.
 20. Dianov E.M., Mamyshev P.V., Prokhorov A.M. and Chernikov S.V. Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers // *Opt. Lett.* 1989. V.14, P. 1008–1010.
 21. Dudley J. M., Guttery F., Pitois S., Millot G. Complete characterization of THz pulse trains generated from nonlinear processes in optical fibers // *IEEE J. Quant. Electron.* 2001. V. 37, P. 587–594.
 22. Pitois S., Millot S. Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber // *Optics Comm.* 2003. V. 226, P. 415–422.
 23. Xu W., Zhang S., Chen W., Luo, A., Liu S. Modulation instability of femtosecond pulses in dispersion-decreasing fibers // *Optics Comm.* 2001. V.199, P. 355–360.
 24. Nithyanandan K. Vasantha Jayakantha Raja R. and Porsezian K. Theoretical investigation of modulational instability in semiconductor doped dispersion decreasing fiber and its cutting edge over the existing fiber systems // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2013. V.30, P. 178–187.
 25. Chernikov S.V., Dianov E.M., Richardson D.J., Laming R.I., Payne D.N. 114 Gbit/s soliton train generation through Raman self scattering of a dual frequency beat signal in dispersion decreasing optical fiber // *Appl. Phys. Lett.* 1993. V. 63, P. 293–295.
 26. Swanson E. A. and Chinn S.R. 23-GHz and 123-GHz soliton pulse generation using two CW lasers and standard single-mode fiber // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1994. V. 6, P. 796.
 27. Agrawal G. Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers // *Optics Lett.* 1990. V. 15 (4). P. 224–226.
 28. Akhmetshin U.G., Bogatyrev V.A., Senatorov A.K., Sysolyatin A.A. and Shalygin M.G. New single-mode fibres with the flat spectral dependence of the chromatic dispersion varying over the fibre length // *Quantum Electron.* 2003. V. 3. P. 265–267.
 29. Sysolyatin A.A., Akhmetshin U.G., Muraviev S.V. and Kirsanov A.V. Stable continuum generation in fibers with varying dispersion // *Laser Phys.* 2005. V. 15. P. 1288–1291.
 30. Sysolyatin A.A. and Nolan D.A. Optical signal processing in dispersion varying fibres // *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* 2007. V. 16. P. 171–184.
 31. Zolotovskii I.O., Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Sysolyatin A. A. and Fotiadi A.A. Dynamics of frequency-modulated soliton-like pulses in a longitudinally inhomogeneous, anomalous group velocity dispersion fibre amplifier // *Quantum Electronics* 2012. V. 42. P. 828–833.
 32. Dudley J. M., Genty G., Dias F., Kibler B. and Akhmediev N. Modulation instability, Akhmediev Breathers and continuous wave supercontinuum generation // *Opt. Express.* 2009. V. 17. P. 21497–21508.
 33. Mamyshev P.V., Chernikov S.V., Dianov E.M. and Prokhorov A.M. Generation of a high repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self-scattering effects // *Opt. Lett.* 1990. V. 15, P. 1365–1367.
 34. Ponomarenko S.A. and Agrawal G.P. Nonlinear interaction of two or more similaritons in loss- and dispersion-managed fibers // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2008. V. 25 (6), P. 983–989.
 35. Solli D. R., Ropers C., Koonath P. and Jalali B. Optical rogue waves // *Nature*. 2007. V. 450. P. 1054–1057.
 36. Erkintalo M., Genty G. and Dudley J.M. On the statistical interpretation of optical rogue waves // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2010. V.185, P. 135–144.

MODULATION INSTABILITY AND SOLITON-LIKE PULSE COMPRESSION IN ANOMALOUS DISPERSION DECREASING FIBERS

© 2013 A.N. Bazikchi, I.O. Zolotovskii, D.A. Korobko, A.S. Kupriyanov

Ulyanovsk State University

The effective optical pulse generators and compressors based on the anomalous dispersion decreasing fibers are considered. We propose a mechanism for the generation of pulse trains with ultra-high repetition rate in the development of modulation instability of the chirped seed wave. The role Raman self-scattering has been also discussed. The results of numerical simulations of the investigated processes are presented. Key words: modulation instability, dispersion decreasing fibers, pulse compression

Aleksandr Bazikchi, Student.

Igor Zolotovskii, Candidate of Physics and Mathematics, Director of Nanotechnology and Materials Center of Research Institute of Technology. E-mail: rafzol.14@mail.ru

Dmitry Korobko, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Research Fellow at the Research Institute of Technology. E-mail: korobkotam@rambler.ru

Aleksandr Kupriyanov, Research Fellow at the Research Institute of Technology, Research Fellow at the JSC NIIAR (Dimitrograd).