

Динамика волновых пакетов в световодах с усилением и неоднородным распределением дисперсионных параметров

И.О.Золотовский, Д.И.Семенцов

Исследована динамика импульсов излучения в волоконно-оптической системе с усилением и произвольной зависимостью от длины действительных и мнимых составляющих дисперсионных параметров. Проанализировано влияние на компрессионные режимы волнового пакета скорости частотной модуляции (чирпа) и мнимых составляющих дисперсионных параметров, связанных с частотной зависимостью инкремента усиления.

Ключевые слова: волоконный световод, дисперсия групповых скоростей, ультракороткий импульс.

1. Введение

В последнее время волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) с переменной дисперсией групповых скоростей рассматриваются как наиболее вероятные кандидаты для создания на их основе протяженных сверхбыстрых линий связи со скоростью передачи свыше 10 Гбит/с [1–5]. Применение световодов различных типов с противоположной по знаку хроматической дисперсией в таких системах позволяет ограничить дисперсионное уширение импульса [6–11]. Особую роль в подобного рода системах играют волоконно-оптические усилители, при наличии которых потери перестают быть определяющим фактором, ограничивающим работоспособность ВОЛС. До недавнего времени в качестве усилителей оптических сигналов в ВОЛС использовались в основном эрбиевые волоконные усилители [12, 13], получившие название сосредоточенных, поскольку длина, на которой происходит усиление, значительно меньше расстояния между ними. Однако к настоящему времени все более широкое распространение получают рамановские усилители [14], обладающие рядом принципиальных преимуществ по сравнению с эрбиевыми. Так, полоса их усиления может быть расширена и коэффициент усиления во всей полосе частот сглажен за счет увеличения числа волн накачки и регулирования их входных мощностей; они обеспечивают относительно низкий уровень шумов, и, что представляется наиболее важным, в качестве активной среды используется сам волоконный световод [15]. В последнее время были разработаны высокоэффективные рамановские волоконные лазеры, работающие практически на любой длине волны в диапазоне 1.2–1.5 мкм [16, 17], а также усилители этого типа на основе волоконных световодов с большим содержанием германия и низкими оптическими потерями [18]. Представляется возможным создание волоконно-оптических систем с заданным распределением дисперсии по длине световода [19, 20]. Появился ряд работ экспериментального и теоретического

характера, посвященных изучению неоднородных ВОЛС с переменной дисперсией и распределенным (как правило, рамановским) усилением [21–27].

Однако в большинстве работ исследование динамики световых импульсов, распространяющихся в усиливающих средах, проводится, как правило, без учета частотной дисперсии коэффициента усиления. Между тем, в [28, 29] было показано, что наличие мнимых составляющих дисперсионных параметров способно приводить как к компрессии (сокращению длительности) лазерного импульса, так и к возможному его уширению. В настоящей работе исследуется динамика оптического импульса, распространяющегося в световоде с произвольной зависимостью от продольной координаты действительных и мнимых составляющих дисперсионных параметров первого и второго порядков, и анализируется возможность реализации эффективных компрессионных режимов в плавно неоднородных и каскадных волоконных структурах. Исследуются также условия достижения сверхсветовых скоростей огибающей волнового пакета, распространяющегося в неоднородном световоде.

2. Основные уравнения динамики волнового пакета

Рассмотрим динамику оптического излучения в неоднородном по длине волоконном световоде, включающем в общем случае как активные (с усилением), так и пассивные участки, с нормальной и аномальной материальной дисперсией. С учетом комплексности константы распространения $\beta(z) = \beta'(z) - i\beta''(z)$ поле распространяющегося по световоду волнового пакета в этом случае можно представить следующим образом:

$$E(t, r, z) = \frac{1}{2} eR(r) \left\{ \mathcal{A}(t, z) \times \exp \left[i \left(\omega_0 t - \int_0^z \beta'(\xi) d\xi \right) \right] + \text{компл. сопр.} \right\}, \quad (1)$$

где e – орт поляризации светового поля; функция $R(r)$ описывает радиальное распределение поля в световоде; ω_0 – несущая частота вводимого в световод волнового пакета. С учетом дисперсионных эффектов первого и

И.О.Золотовский, Д.И.Семенцов. Ульяновский государственный университет, Россия, 432970 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42

Поступила в редакцию 31 марта 2004 г., после доработки – 30 июня 2004 г.

второго порядков в линейном приближении для комплексной огибающей волнового пакета $\mathcal{A}(t, z)$ получаем уравнение:

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} + k(z) \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} - i \frac{d(z)}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} = -\beta''(z) \mathcal{A}, \quad (2)$$

где введены комплексные дисперсионные параметры первого $k(z) = (\partial \beta(z) / \partial \omega)_0$ и второго $d(z) = (\partial^2 \beta(z) / \partial \omega^2)_0$ порядков; значения указанных производных берутся на несущей частоте волнового пакета ω_0 .

В случае вещественной константы распространения первый дисперсионный параметр определяет его групповую скорость, а второй – дисперсию групповых скоростей. Медленно меняющуюся временную огибающую волнового пакета с учётом комплексности константы распространения удобно представить следующим образом:

$$\mathcal{A}(t, z) = \mathcal{A}(t, z) \exp \left(- \int_0^z \beta''(\xi) d\xi \right), \quad (3)$$

где $\beta''(z) > 0$ для поглощающего сегмента световода и $\beta''(z) < 0$ для усиливающего. После подстановки (3) в (2) получаем уравнение для амплитуды огибающей волнового пакета

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} - ik''(z) \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial \tau} - i \frac{d(z)}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial \tau^2} = 0, \quad (4)$$

где $\tau = t - \int_0^z k'(\xi) d\xi$ – время в бегущей системе координат; $k'' = (\partial \beta'' / \partial \omega)_0$ (аналогично $d'' = (\partial^2 \beta'' / \partial \omega^2)_0$).

Будем считать, что на вход световода ($z = 0$) подается частотно-модулированный гауссов импульс с амплитудой временной огибающей

$$A(\tau, 0) = A_0 \exp[-(1 + i\alpha_0 \tau_0^2) \tau^2 / 2\tau_0^2], \quad (5)$$

где параметр α_0 характеризует скорость частотной модуляции, а τ_0 – длительность вводимого импульса. Решение уравнения (4) для начальных условий возбуждения световода (5) может быть записано в виде

$$A(\tau, z) = \rho(\tau, z) \exp[i\phi(\tau, z)], \quad (6)$$

где введены выражения для фазы и амплитуды комплексной величины $A(\tau, z)$:

$$2\phi(\tau, z) = \frac{S\tau_s^2 + 2\tau_s K''(1 + S^2) + K''^2 S(1 + S)}{\tau_p^2} - \arctan(S + \alpha_0 \tau_0^2), \quad (7)$$

$$\rho(\tau, z) = A_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau_p} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{(1 + S^2) K''^2 - \tau_s^2}{2\tau_p^2} \right].$$

Здесь

$$\tau_p = \tau_0^2 \left[\frac{(1 - \chi_1)^2 + \chi_2^2}{\tau_0^2 + D''(1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)} \right]^{1/2} \quad (8)$$

– длительность импульса; $\tau_s = \tau - SK''$; $\chi_1 = \alpha_0 D' - D''$ $\times \tau_0^{-2}$; $\chi_2 = \alpha_0 D'' + D' \tau_0^{-2}$;

$$D' = \int_0^z d'(\xi) d\xi; \quad D'' = \int_0^z d''(\xi) d\xi; \quad K'' = \int_0^z k''(\xi) d\xi;$$

$$S = \frac{(\alpha_0^2 \tau_0^2 + \tau_0^{-2}) D' - \alpha_0 \tau_0^2}{1 + (\alpha_0^2 \tau_0^2 + \tau_0^{-2}) D''}.$$

Как следует из приведенных соотношений, в процессе распространения импульс расплывается или сжимается в зависимости от соотношения параметров τ_0 , α_0 , D' , D'' , а также приобретает дополнительную фазовую модуляцию. Условие, при котором осуществляется режим локального сжатия в точке с координатой z ($\partial \tau_p / \partial z < 0$) в случае комплексных дисперсионных параметров с учетом (8), определяется неравенством

$$2\alpha_0 \tau_0^2 d'(z) + (\alpha_0^2 \tau_0^4 - 1) d''(z) > 0. \quad (9)$$

Из (9) следует, что при $\alpha_0 = 0$ режим сжатия возможен в случае $d'' < 0$, а при $d'' = 0$ имеет место классическая ситуация, т. е. необходимо выполнение условия $\alpha_0 \times d'(z) > 0$.

3. Спектральное представление динамики импульса

Для более детального анализа динамики излучения в рассматриваемом световоде перейдем к спектральному представлению комплексной амплитуды временной огибающей волнового пакета

$$\tilde{A}(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau, z) \exp(i\omega\tau) d\tau. \quad (10)$$

Для гауссова частотно-модулированного импульса с учетом (6) спектральная амплитуда волнового пакета принимает вид

$$\tilde{A}(\omega, z) = A_0 \left(\frac{\tau_0}{2\pi\Delta\omega_s} \right)^{1/2} \times \exp \left[- \frac{(\omega_s - \omega)^2}{2\Delta\omega_s^2} + \frac{\Omega_s^2}{2\Delta\omega_s^2} + i\phi(\omega) \right], \quad (11)$$

где $\omega_s = \omega_0 \pm \Omega_s(z)$ – эффективная несущая частота; $\Omega_s(z) = K''(z)\Delta\omega_s^2$ – сдвиг несущей частоты;

$$\Delta\omega_s(z) = \left[\frac{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4}{\tau_0^2 + D''(z)(1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)} \right]^{1/2} \quad (12)$$

– спектральная ширина волнового пакета. В выражении для эффективной несущей частоты знак «минус» соответствует усиливающей среде, а знак «плюс» – поглощающей.

Из приведенных соотношений следует, что по мере распространения импульса по световоду происходит смещение его эффективной несущей частоты и изменение спектральной ширины. При $D'' < 0$ на трассе $z < z_m = \tau_0^2 [|D''|(1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)]^{-1}$ происходит спектральное уширение импульса. Поскольку несущая частота вводимого в световод импульса ω_0 не может совпадать с центральной частотой линии усиления (поглощения) в области $D'' < 0$, то в случае поглощающей среды эффективная несущая частота ω_s вытесняется за пределы резонансной линии, а в случае усиливающей среды имеет место обратная ситуация – эффективная несущая частота ω_s втягивается в область максимума полосы усиления.

Наличие смещения несущей частоты является фактором, существенно ограничивающим возможности рассматриваемого механизма компрессии, т. к. при $K'' \neq 0$ несущая частота в результате вытеснения может выйти из области с отрицательным значением мнимой составляющей параметра дисперсии групповых скоростей. Для решения данной проблемы можно либо использовать среды со сложным профилем инкремента усиления, имеющим локальный экстремум в области частот с $D'' < 0$, либо использовать каскады, для которых среднее значение $\langle K''(z) \rangle$ на длине следования импульса близко к нулю. Наряду с этим представляется возможной реализация волоконной линии, содержащей последовательность усиливающих сегментов, резонансные частоты которых увеличиваются при переходе от одного к другому, обеспечивая тем самым выполнение условия $D'' < 0$ несмотря на рост несущей частоты.

Возможность реализации компрессии или получения спектрально ограниченного импульса на заданном расстоянии z от точки входа излучения в световод имеет место при выполнении условия $\alpha(z) = -(\partial^2 \phi / \partial \tau^2) = 0$. В рассматриваемом случае неоднородного распределения дисперсионных параметров это условие принимает вид

$$(1 + \alpha_0^2 \tau_0^4) D'(z) - \alpha_0 \tau_0^4 \approx 0. \quad (13)$$

При выполнении такого условия длительность получаемого импульса становится минимальной и связана с его спектральной шириной (12) соотношением $\tau_p = 1/\Delta\omega_s$. Если $D'' < 0$, длительность импульса может существенно уменьшаться на длине z и достигать значений $\tau_p \ll \tau_0(1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)^{-1/2}$. Когда

$$D' = \frac{\alpha_0 \tau_0^4}{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4}, \quad D'' = -\frac{\tau_0^2}{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4}, \quad (14)$$

возникает возможность сильного сжатия импульса и $\tau_p \rightarrow 0$. Однако в этом случае могут проявляться негативные эффекты, связанные как с развитием самопроизвольной амплитудной модуляции [12, 30], так и с воздействием нелинейных aberrаций. В силу этих причин непосредственное сжатие импульса желательно осуществлять не в активном сегменте световода, а в следующем за ним пассивном сегменте, где осуществляется компенсация chirpa.

Определённый интерес также представляет ситуация, связанная с возможностью самомонокроматизации импульса, т. е. с существенным уменьшением его спектральной ширины и увеличением спектральной плотности при $D'' > 0$. Согласно (12), в этом случае происходит значительное увеличение длительности импульса.

4. Компрессия излучения в каскадных схемах

Рассмотрим особенности динамики оптических импульсов в каскадных системах, состоящих из последовательности активных и пассивных элементов, для которых значения мнимых и действительных составляющих дисперсионных параметров – постоянные величины.

В качестве простейшего примера, иллюстрирующего особенности динамики излучения, которое распространяется в световоде с усилением, рассмотрим сначала элементарную каскадную схему сжатия, когда оптическое излучение после распространения в первом усилива-

ющем световоде с комплексными параметрами k_1 , d_1 и длиной L_1 вводится во второй световод с вещественными параметрами дисперсии k_2 и d_2 . Пусть вводимый в первый усиливающий световод импульс имеет длительность τ_0 и начальную скорость частотной модуляции α_0 . На выходе из усиливающей части световода и, следовательно, на входе во второй световод импульс имеет следующую скорость частотной модуляции:

$$\alpha_1 = -\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right|_{z=L_1} = \frac{\alpha_0 \tau_0^2 - (\alpha_0^2 \tau_0^2 + \tau_0^{-2}) d_1' L_1}{\tau_0^2 \{ [1 - (\alpha_0 d_1' - d_1'' \tau_0^{-2}) L_1]^2 + (\alpha_0 d_1'' + d_1' \tau_0^{-2})^2 L_1^2 \}}. \quad (15)$$

Длительность импульса после прохождения расстояния z во втором пассивном световоде определяется выражением [30]

$$\tau_2(z) = \tau_1 \left[(1 - \alpha_1 d_2' z)^2 + \left(\frac{d_2'' z}{\tau_1^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где $\tau_1 = \tau_p(L_1)$ – длительность импульса на выходе из первого световода-усилителя. Как следует из (16), режим компрессии во втором световоде возможен в случае выполнения неравенства $\alpha_1 d_2 > 0$.

Рассмотрим наиболее показательный случай, демонстрирующий принципиальную возможность компрессии распространяющегося импульса в отсутствие его частотной модуляции на входе в световод, т. е. при $\alpha_0 = 0$. В этом случае для длительности и скорости частотной модуляции импульса на выходе из первого световода получаем

$$\tau_1 = \left[\frac{(\tau_0^2 + d_1'' L_1)^2 + (d_1' L_1)^2}{\tau_0^2 + d_1'' L_1} \right]^{1/2}, \quad (17a)$$

$$\alpha = -\frac{d_1' L_1}{(\tau_0^2 + d_1'' L_1) + (d_1' L_1)^2}. \quad (17b)$$

Из соотношения (16) с учетом (17b) следует условие компрессии в каскадной схеме, которое выражается неравенством $d_1' d_2 < 0$. При этом максимальная компрессия импульса осуществляется на длине второго световода

$$z_{\text{com}} = \frac{\alpha_1 \tau_1^4}{d_2 (1 + \alpha_1^2 \tau_1^4)}, \quad (18)$$

а длительность импульса составляет

$$\tau_{\text{min}} = \frac{\tau_1}{(1 + \alpha_1^2 \tau_1^4)^{1/2}}. \quad (19)$$

В случае больших степеней компрессии должно выполняться неравенство $|\alpha_1| \tau_1^2 \gg 1$ и полученные выражения могут быть преобразованы к виду

$$z_{\text{com}} \approx \frac{1}{|d_2 \alpha_1|} \approx \tau_0^2 \left| \frac{d_1'}{d_2 d_1''} \right|, \quad (20)$$

$$\tau_{\text{min}} \approx \frac{1}{|\alpha_1 \tau_1|} = (\tau_0^2 + d_1'' L_1)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{\tau_0^2 + d_1'' L_1}{d_1' L_1} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Для эффективности действия каскадного механизма сжатия импульса длина усиливающего световода L_1 должна

быть выбрана таким образом, чтобы выполнялось неравенство $|\tau_0^2 + d_1'' L_1| \ll |d_1' L_1|$. При этом выражение (21) может быть сведено к простому виду $\tau_{\min} \simeq (\tau_0^2 + d_1'' \times L_1)^{1/2}$.

Используя соотношения (8), (12), (13), несложно провести аналогичный расчёт и для трехэлементного каскада, состоящего из световода, подводящего излучение к усилителю, самого усилителя и компенсирующего волокна, расположенного после усилителя. В этом случае длина компенсатора (третьего элемента каскада), на выходе которого должен быть получен спектрально ограниченный, подвергшийся компрессии, импульс, согласно соотношению (13) составляет

$$L_3 = \frac{\alpha_0 \tau_0^4 (1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)^{-1} - d_1' L_1 - d_2' L_2}{d_3'} > 0, \quad (22)$$

где L_i – длина i -го элемента каскада; d_i' – действительная составляющая материальной дисперсии i -го элемента. При этом минимальная длительность спектрально ограниченного импульса на выходе компрессора определяется соотношением

$$\tau_{\min}(L_3) = \frac{1}{\Delta\omega_s(L_3)} \simeq \left[\frac{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4}{\tau_0^2 + d_2'' L_3 (1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)} \right]^{-1/2}. \quad (23)$$

Таким образом, минимальная длительность импульса (как и в случае с двухэлементным каскадом) полностью определяется параметрами усилителя (d_2'' , L_2 , k_2'') и начальной скоростью частотной модуляции α_0 (чирпа) вводимого в каскад импульса.

В том случае, если каскад представляет из себя совокупность из N диспергирующих сегментов, среди которых k элементов являются усилителями, а $(N - k)$ – пассивными световодами (для каждого из них дисперсионные параметры первого и второго порядков есть постоянные на длине данного сегмента величины), то условие компенсации чирпа (условие получения спектрально ограниченного (сжатого) импульса) на выходе из N -го элемента каскада принимает вид

$$\sum_{i=1}^N d_i' L_i = \frac{\alpha_0 \tau_0^4}{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4}. \quad (24)$$

Здесь L_i и d_i' – длина и действительная составляющая материальной дисперсии произвольного i -го элемента каскада (пассивного или активного). На выходе k -го элемента каскада длительность спектрально ограниченного импульса

$$\tau_p(z = L) = \left[\frac{\tau_0^2 + (1 + \alpha_0^2 \tau_0^4) \sum_{j=1}^N (d_j'' L_j)}{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4} \right]^{1/2}, \quad (25)$$

где d_j'' – мнимая составляющая материальной дисперсии произвольного j -го усилителя.

В предложенной схеме компрессии, однако, не учитывалось смещение несущей частоты волнового пакета. Вопрос о предотвращении существенного смещения несущей частоты является по сути центральным при реализации рассматриваемой схемы компрессии с участием усиливающих световодов. Для случая $\alpha_0 = 0$ условие $|\Omega_s| \ll \Delta\omega$, которое определяет ограничение на смещение несущей частоты при каскадной схеме сжатия, может быть представлено следующим образом:

$$\tau_0 \left(\frac{\Delta\omega_1}{|k_1'' L_1|} \right)^{1/2} \gg \eta_{\max}, \quad (26)$$

где $\eta_{\max} = \tau_0 / \tau_{\min}$ – максимальная степень сжатия импульса. Выполнение условия (22) достигается в результате управления параметром k_1'' , который можно выбрать сколь угодно малым.

5. Скорость огибающей волнового пакета

Важным для динамики импульса в световоде является вопрос о зависимости от времени положения максимума его огибающей. Скорость максимума огибающей волнового пакета в рассматриваемом случае зависит от координаты z и в соответствии с (17б) может быть определена следующим выражением:

$$u_m = z \left[\int_0^z \frac{\partial \beta'(\xi)}{\partial \omega} d\xi + S(z) \int_0^z \frac{\partial \beta''(\xi)}{\partial \omega} d\xi \right]^{-1}. \quad (27)$$

Для временного задания положения максимума огибающей волнового пакета справедливо соотношение

$$\int_0^l \frac{dz}{u_m(z)} = t_m, \quad (28)$$

где t_m – временной интервал, отсчитываемый с момента входа в световод максимума импульса; l – расстояние, пройденное максимумом импульса от точки входа за интервал времени t_m . Так, если β' не зависит от координаты z , а $\beta'' = 0$, то для положения максимума огибающей получаем стандартное выражение $l = (\partial \beta' / \partial \omega)_0^{-1} t_m$. При постоянстве по длине световода параметров β' и β'' приходим к выражению, полученному ранее в [29, 31]:

$$l = \frac{(\partial \beta' / \partial \omega)_0^{-1} t_m}{1 + S(\partial \beta'' / \partial \beta')_0}. \quad (29)$$

Таким образом, средняя скорость максимума огибающей волнового пакета $\langle u_m \rangle = l / t_m$ может быть определена выражением

$$u_m = \frac{u_1}{1 + S u_1 (\partial \beta'' / \partial \omega)_0}, \quad (30)$$

где $u_1 = c / N$ – величина, отождествляемая обычно с групповой скоростью импульса, а N – действительная часть эффективного показателя преломления моды, формирующей импульс. Из (30) следует, что в случае $S(\partial \beta'' / \partial \omega)_0 < 0$, а также $K'' < 0$ в волоконном световоде возможно образование сверхсветового импульса [29, 31].

Представляется также интересной возможность обращения волнового фронта – ситуации, для которой $S u_1 (\partial \beta'' / \partial \omega)_0 < -1$ и, как следствие, $u_m < 0$. Ее возникновение может быть связано с действием сильного усиления и дисперсии, в результате чего максимум волнового пакета образуется в самом начале импульса и смещается в сторону, противоположную направлению распространения импульса. Подобного рода ситуация экспериментально наблюдалась в работе [32].

Следует отметить, что одной из существенных трудностей для реализации сверхсветового режима распространения волн представляется рассмотренное выше смещение несущей частоты в область, где $(\partial \beta'' / \partial \omega) \simeq 0$

и поэтому реализация сверхсветового режима (для импульсов гауссовой формы) невозможна. Для того чтобы «обойти» данную проблему, наиболее перспективным представляется использование достаточно длинных частотно-модулированных импульсов, для которых верно неравенство $|\alpha_0 \tau_0^2| \gg 1$ и можно считать, что $S \simeq -\alpha_0 \tau_0^2$. В этом случае соотношение (29) принимает вид

$$u_m = \frac{u_1}{1 - \alpha_0 \tau_0^2 u_1 (\partial \beta'' / \partial \omega)_0}. \quad (31)$$

Отсюда следует, что при выполнении условия $\alpha_0 \tau_0^2 \times u_1 (\partial \beta'' / \partial \omega)_0 \simeq 1$, которое обеспечивает сколь угодно большие значения скорости распространения максимума огибающей волнового пакета, смещение несущей частоты определяется выражением $|\Omega_s| \simeq |\alpha_0| z / u_1$. Если $u_1 \simeq 10^8$ м/с и $\alpha_0 \simeq 10^{10}$ с⁻², то $\Omega_s < 10^5$ с⁻¹ для $z < 10$ м. Учитывая, что ширина линии усиления $\Delta \omega_1 = 10^{11} - 10^{14}$ с⁻¹, смещение несущей частоты на величину 10^5 с⁻¹ (и даже на значительно большую величину) можно считать пренебрежимо малым.

Кроме того, сложности с достижением сверхсветовых скоростей могут быть связаны как с модуляционной неустойчивостью волнового пакета [12, 30], так и со спонтанным развитием шумов [33]. Решением данной проблемы может быть предложенное в работе [34] использование сред и соответствующих спектральных диапазонов с большими значениями действительной составляющей дисперсии групповых скоростей, т. е. сильнодиспергирующих сред.

Учитывая, что согласно соотношению Крамерса–Кронига среды с большим значением мнимой составляющей диэлектрической проницаемости практически всегда являются сильно диспергирующими, реализация условий распространения с большой дисперсией групповых скоростей для усиливающих сред не представляется затруднительной.

6. Заключение

Как показывает проведенный анализ, использование волоконных световодов с заданным неоднородным по длине распределением дисперсионных параметров для достижения наиболее эффективной компрессии оптических импульсов излучения имеет ряд преимуществ по сравнению со схемами, предполагающими сжатие непосредственно в усиливающем световоде. Так, для реализации большей компрессии в одиночном усиливающем световоде необходимо иметь большие значения $|d''/d'|$, что встречает два существенных ограничения (кроме рассмотренного ранее эффекта вытеснения несущей частоты). Первое заключается в чисто технологических трудностях, связанных с формированием требуемой для этого формы линии усиления. Второе состоит в быстром развитии при больших значениях $|d''/d'|$ модуляционной неустойчивости, подробно исследованной для подобных световодов в [34]. Кроме того, сильное сжатие импульса непосредственно в усиливающей среде требует учета нелинейных эффектов, приводящих, как правило, к дополнительным нежелательным абберациям. Указанные ограничения могут быть сняты в случае неоднородного световода. Так, они отсутствуют в рассмотренных выше каскадных схемах, состоящих из чередующихся одно-

родных активных и пассивных волоконных сегментов. В этом случае, во-первых, значение параметра $|d''/d'|$ уже не играет определяющей роли в получении высокой компрессии. Более того, при удержании несущей частоты достаточно сильная компрессия может быть достигнута даже при $|d''/d'| \ll 1$. Во-вторых, двухкаскадная схема компрессии работает тем эффективнее, чем большее уширение претерпевает импульс в усиливающем световоде, т. е. чем ближе длина активного световода к z_m , тем более короткий импульс может быть получен на выходе из каскада. При этом снимаются ограничения, связанные с возможным негативным влиянием нелинейных параметров.

1. Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **30**, 659 (2000).
2. Knox F.M., Doran N.J., Blow K.J., et al. *Electron. Lett.*, **32**, 54 (1996).
3. Mollenauer L.F., Mamyshev P.V., Neubelt M.J. *Electron. Lett.*, **21**, 327 (1996).
4. Hasegawa A. *Chaos*, **10**, 475 (2002).
5. Nakazawa M., Kubota H., Suzuki K., et al. *Chaos*, **10**, 486 (2002).
6. Maimistov A.I., Basharov M. *Nonlinear Optical Waves* (Kluwer: Acad. Publ., 1999).
7. Насиева И.О., Федорук М.П. *Квантовая электроника*, **33**, 908 (2003).
8. Smith N., Knox F.M., Doran N.J., Blow K.J., Bennion I. *Electron. Lett.*, **32**, 54 (1996).
9. Suzuki M., Morita I., Edagawa N., Yamamoto S., Taga H., Akiba S. *Electron. Lett.*, **31**, 2027 (1995).
10. Georges T., Charbonnier B. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **9**, 127 (1997).
11. Nijhof J.H.B., Doran N.J., Forsyiaik W., Knox W.M. *Electron. Lett.*, **33**, 1726 (1997).
12. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с.323).
13. Desurvire E. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers* (New York: John Wiley & Sons, Inc., 1993).
14. Dianov E.M., in *Topical Meeting on Optical Amplifiers and Applications* (Nara, 1999, paper ThA1).
15. Дианов Е.М. *Вестник РАН*, **70**, 1010 (2000).
16. Dianov E.M., Prokhorov A.M. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **6**, 1022 (2000).
17. Курков А.С., Парамонов В.М., Егорова О.Н., Медведков О.И., Дианов Е.М., Яшков М.В., Гурьянов А.Н., Залевский И.Д., Гончаров С.Е. *Квантовая электроника*, **31**, 801 (2001).
18. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A., et al. *Electron. Lett.*, **34**(7), 669 (1998).
19. Lenz G., Eggleton B.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 2979 (1998).
20. Mc Kinnon K.I.M., Smyth N.F., Worthy A.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 441 (1999).
21. Matsuda T., Murakami M., Imai T. *Electron. Lett.*, **37**(4), 327 (2001).
22. Morita I., Tanaka K., Edagawa N. *Electron. Lett.*, **37**(8), 507 (2001).
23. Ereifej H.N., Grigoryan V., Carter G.M. *Electron. Lett.*, **37**(25), 1538 (2001).
24. Liao Z.M., Agrawal G.P. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **11**, 818 (1999).
25. Liao Z.M., Agrawal G.P. *Opt. Express*, **9**, 66 (1999).
26. Wabnitz S., Le Meur G. *Opt. Lett.*, **26**, 777 (2001).
27. Poutrina E., Agrawal G.P. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **14**, 39 (2002).
28. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **30**, 794 (2000).
29. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **91**, 138 (2001).
30. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с.310).
31. Золотов А.В., Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Письма ЖТФ*, **27**, 22 (2000).
32. Акульшин А.М., Чиммино А., Опат Д.И. *Квантовая электроника*, **32**, 567 (2002).
33. Gordon G.P., Haus H.A. *Opt. Lett.*, **11**, 665 (1986).
34. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **33**, 268 (2003).