Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. Босколо, С. К. Турицын, Ж. Д. Аниа Кастаньон, К. Ж. Блоу, “Магические” дисперсионные отображения с распределенным рамановским усилением, *ТМФ*, 2003, том 137, номер 3, 344–357

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf277>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.89.197.203

26 апреля 2023 г., 09:01:57

© 2003 г.

С. Босколо*, С. К. Турицын*,
Ж. Д. Аниа Кастаньон*, К. Ж. Блоу*

“МАГИЧЕСКИЕ” ДИСПЕРСИОННЫЕ ОТОБРАЖЕНИЯ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ РАМАНОВСКИМ УСИЛЕНИЕМ

Анализируется распространение импульсов в оптическом волокне с периодическим распределением дисперсии и распределенным усилением амплитуды. С помощью асимптотической теории и метода моментов удается найти семейство схем управления дисперсией, которые оказываются предпочтительными с точки зрения множественного многоканального распространения солитонов. В случае двухшагового дисперсионного отображения с распределенным рамановским усилением, компенсирующим потери в волокне, найдены специальные схемы, обладающие оптимальными (т.е. не приводящими к режиму фазовой модуляции) начальными точками, положение которых не зависит от дисперсионных свойств волокна. Несмотря на то что дисперсия меняется с длиной волны ввиду наличия ненулевого угла дисперсии для волокна, пропускание в нескольких различных каналах может быть оптимизировано одновременно, если начинать процесс с одной и той же оптимальной начальной точки. Теоретические предсказания проверены непосредственными численными вычислениями. Полученные результаты применяются к случаю реальной многоканальной передающей системы.

Ключевые слова: солитоны с управлением дисперсией, методы усреднения, рамановское усиление.

1. ВВЕДЕНИЕ

Мультиплексная с частотным разделением (МЧР), т.е. многоканальная, передача солитонов с управлением дисперсией (УД) представляет собой привлекательный способ реализации будущих оптических коммуникационных систем с огромными пропускающими возможностями [1]. Типичное инженерное построение световолновых систем предполагает использование волновых усилителей с добавлением эрбия (ВУДЭ), расположенных периодически вдоль линии передачи с целью компенсировать потери в волокне. Тем не менее в последнее время внимание исследователей, изучающих приложения МЧР-систем, было также обращено на распределенные рамановские усилители.

---

*Photonics Research Group, School of Engineering and Applied Science, Aston University, Birmingham B4 7ET, UK.

E-mail: boscolsa@aston.ac.uk, S.K.Turitsyn@aston.ac.uk, k.j.blow@aston.ac.uk

Это обусловлено тем, что в случае применения распределенного усиления [3] появляется возможность расширения полезной полосы пропускания [2] и уменьшения шума по сравнению с обычными схемами дискретного усиления. Таким образом, полезно исследовать динамику УД-солитонов в системах с распределенным рамановским усилением и оптимизировать УД-схемы в таких системах.

Задача оптимизации выполнения задачи системой имеет многочисленные практические ограничения, а потому оказывается весьма сложной проблемой. Среди прочих факторов важно уменьшить потери энергии за счет ее перехода от входящего импульса в радиационное плато. Это достигается, если на вход световолокна подавать подходящим образом модулированные по фазе импульсы нужной формы и оптимальной мощности. В альтернативном подходе фазовая модуляция входящего импульса достигается, если перед основным световодом вставить дополнительный кусок волокна [4]. Для анализа динамики УД-солитонов недавно была разработана асимптотическая теория [5]. С помощью этой теории можно локализовать в каждом из периодов отображений те точки, в которых импульсы оказываются не модулированными по фазе. Поскольку типичные оптические источники генерируют импульсы, не модулированные по фазе, оказывается предпочтительным посылать импульсы в волокно именно в таких точках. В этом случае период частичного дисперсионного отображения играет роль модулирующего волокна. Важным фактором, влияющим на эффективность МЧР-систем с УД, является изменение хроматической дисперсии с длиной волны (так называемый наклон дисперсионной кривой), из которого следует, что каждый канал должен быть промодулирован по отдельности, чтобы учесть различные значения дисперсии. В данной работе асимптотическая теория используется для исследования специального случая двухшагового дисперсионного отображения с распределенным рамановским усилением, что дает возможность найти семейство дисперсионных отображений, задающее положения оптимальных начальных точек (точек постоянной фазы), не зависящих от дисперсии волокна. Эти результаты, обобщающие результаты, полученные ранее в случае бесструктурного усиления, характерного для метода ВУДЭ [6], показывают, что процесс МЧР-переноса в различных каналах может быть оптимизирован одновременно с использованием одной и той же оптимальной начальной точки. Поскольку асимптотическая теория формально справедлива только при слабом УД (определение слабого дисперсионного отображения см. ниже), в данной работе применяется метод, использующий интегральные характеристики импульса [7], [8] при исследовании существования “магических” отображений при исчезающе малом УД. Тем не менее мы показали, что предсказания асимптотической теории по отношению к “магическим” отображениям также работают достаточно хорошо и в случае не столь уж слабых отображений. Отметим, что приближенный метод, использующий интегральные характеристики импульса, применяется лишь как промежуточная ступень при исследовании динамики сигнала в различных конфигурациях. В каждом случае теоретические предсказания проверялись прямым численным расчетом в базисной модели. Наконец, на примере применения теоретических результатов для оптимизации реальной системы передачи МЧР-солитонов продемонстрированы преимущества использования “магических” дисперсионных отображений.

2. БАЗИСНАЯ МОДЕЛЬ

Эволюция оптических импульсов в волоконной линии с периодическим дисперсионным отображением и распределенным усилением описывается возмущенным нелинейным уравнением Шредингера (НУШ)

$$i \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{2} \sigma(\zeta) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + g(\zeta) |u|^2 u = 0. \quad (1)$$

В этом уравнении сделано масштабное преобразование с использованием характеристического времени τ_0 , дисперсионной длины, вычисленной на основе усредненной по путям дисперсии групповой скорости (ДГС) $L_D = \tau_0^2 / |\langle \beta_2 \rangle|$, где скобки $\langle \cdot \rangle$ обозначают усреднение по одному периоду дисперсионного отображения, и характеристической мощности $P_0 = (\gamma L_D)^{-1}$, где γ – коэффициент нелинейности волокна. Безразмерный коэффициент ДГС при этом имеет вид $\sigma = \beta_2 / |\langle \beta_2 \rangle|$ и оказывается периодичным по переменной ζ с единичным периодом, т.е. $\sigma(\zeta) = \sigma(\zeta + 1)$. Здесь $\zeta = z/\epsilon$, а $\epsilon = L/L_D$, где L – период дисперсионного отображения и одновременно, для простоты картины, расстояние между усиливающими станциями (станциями накачки). Обычно коэффициент β_2 выражается в терминах ассоциированного дисперсионного параметра D : $\beta_2 = -\lambda_0^2 D / (2\pi c)$, где c – скорость света, λ_0 – длина волны, на которой осуществляется передача, и при этом D измеряется в единицах [пиксель/(нм км)]. Отметим, что в уравнении (1) уже был сделан переход от физической огибающей импульса v к u , где $v = g^{1/2} u$. Этот переход позволяет устранить член линейных потерь и накачки и задает периодический коэффициент (нелинейной) синфазной модуляции $g(\zeta)$ [9] (заметим, что $g(\zeta) = g(\zeta + 1)$). Хотя эти результаты применимы также и в общем случае, здесь будет рассмотрена лишь конфигурация с накачкой в противоположном направлении. В этом случае имеем

$$g(\zeta) = C \exp \left\{ 2 \int_0^\zeta [-\Gamma(\zeta') + g_0(\zeta') e^{-2\Gamma_P(\zeta')(1-\zeta')}] d\zeta' \right\}, \quad 0 \leq \zeta \leq 1, \quad (2)$$

где коэффициент потерь $\Gamma = 0.05 \ln(10) \alpha L$ задает затухание сигнала вдоль направления волокна, α измеряется в [дБ/км]; $g_0 = g_R P_R L / (4A_{\text{eff}})$, а g_R представляет собой коэффициент рамановского усиления на сигнальной длине волны, P_R – накачиваемая мощность, выбранная таким образом, чтобы восстанавливать исходную мощность импульса в конце каждой секции, A_{eff} – эффективное сечение волокна; коэффициент $\Gamma_P = 0.05 \ln(10) \alpha_P L$ задает потери в волокне на длине волны накачки с коэффициентом α_P , измеряемым в [дБ/км]. Константа C фиксирована условием единичного среднего для величины g ,

$$\langle g \rangle = \int_0^1 g(\zeta) d\zeta = 1.$$

То свойство, что величина $g(\zeta)$ всегда положительна в интересующем нас режиме, позволяет сделать координатное преобразование

$$\xi = \xi(\zeta) = \int_0^\zeta g(\zeta') d\zeta',$$

которое устраняет зависимость от коэффициента $g(\zeta)$, и при этом уравнение (1) принимает вид

$$i \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{2} \hat{\sigma}(\xi) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u = 0, \quad (3)$$

где $\hat{\sigma} = \sigma/g$, $\hat{\sigma}(\xi) = \hat{\sigma}(\xi + 1)$ и $x = \epsilon \xi$. Уравнение (3) совпадает с уравнением, описывающим волокно без потерь за счет УД. Поэтому можно адаптировать предыдущие результаты, полученные для систем без потерь, к исследованию эволюции импульсов в системах с потерями и накачкой.

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИ СЛАБОМ УПРАВЛЕНИИ ДИСПЕРСИЕЙ

Напомним сначала результаты асимптотической теории, представленные в работе [5], которые необходимы для нашего анализа. В асимптотическом пределе, в котором период дисперсионного отображения становится меньше длины дисперсии в волокне, т.е. $0 < \epsilon \ll 1$, было показано, что среднее от величины u по отношению к ξ , $U = \langle u \rangle_\xi$, удовлетворяет возмущенному НУШ [5]

$$i \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{1}{2} \langle \hat{\sigma} \rangle_\xi \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + |U|^2 U = O(\epsilon^2), \quad (4)$$

где $\langle \hat{\sigma} \rangle_\xi$ — среднее от $\hat{\sigma}$ относительно ξ . Заметим, что

$$\langle \hat{\sigma} \rangle_\xi = \int_0^1 \hat{\sigma}(\xi) d\xi = \int_0^1 \sigma(\zeta) d\zeta = \langle \sigma \rangle.$$

Кроме того, величина u может быть определена из U с помощью соотношения

$$u = U - \frac{i}{2} \epsilon [\hat{\mu}(\xi) - \langle \hat{\mu} \rangle_\xi] \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \dots, \quad (5)$$

где

$$\hat{\mu}(\xi) = \int_0^\xi [\hat{\sigma}(\xi') - \langle \sigma \rangle] d\xi'.$$

Заметим также, что поправка порядка $O(\epsilon)$ к u пропорциональна i , а потому проявляется как изменение фазы порядка $O(\epsilon)$. Рассмотрим теперь случай УД-солитонов и предположим, что $\langle \sigma \rangle = -1$ (что отвечает аномальной дисперсии, усредненной по путям). Для сильных дисперсионных отображений можно построить УД-солитоны в случае, когда усредненная по путям ДГС равна нулю или даже положительна (т.е. является нормальной) [10]. Но такие отображения не поддаются анализу в рамках настоящей теории, поскольку метод усреднения приводит к результатам, которые должны оставаться справедливыми в пределе малых вариаций дисперсии, и поведение, наблюдаемое при сильных отображениях, не сохраняется в таком пределе. При $\langle \sigma \rangle = -1$ уравнение (4) допускает решение $U = e^{ix/2} \text{sch } t$. Уравнение (5) при этом дает $u = A e^{i\phi}$, где $A = \text{sch } t + \dots$ и

$$2\phi = x - \epsilon [\hat{\mu}(\xi) - \langle \hat{\mu} \rangle_\xi] (1 - 2 \text{sch}^2 t) + \dots. \quad (6)$$

Измеряя фазовый параметр по формуле [7]

$$b = \int_{-\infty}^{+\infty} t \operatorname{Im}(u^* u_t) dt / 2 \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 |u|^2 dt,$$

найдем, что

$$b = -\frac{2}{\pi^2} \epsilon [\hat{\mu}(\xi) - \langle \hat{\mu} \rangle_\xi]. \quad (7)$$

Профиль импульса, вариации ширины и относительное увеличение мощности, обусловленные УД, могут быть найдены, если включить члены порядка $O(\epsilon^2)$ в уравнения (4) и (5) [5]. Но уже выражение (7) оказывается достаточным, чтобы предсказать эволюцию фазы и определить оптимальные начальные точки для УД-солитонов.

Ограничим теперь рассмотрение на частный (но практически важный) случай двухшагового дисперсионного отображения и определим оптимальные начальные точки в каждом из его периодов. Рассмотрим специальный пример, в котором первый сегмент волокна имеет аномальную дисперсию $D^{(1)} = \tilde{D} + \langle D \rangle$ и длину L_1 , а второй сегмент обладает нормальной дисперсией $D^{(2)} = -\tilde{D} L_1 / L_2 + \langle D \rangle$ и длиной $L_2 = L - L_1$. Оптимальные начальные точки — это такие точки, в которых фазовый параметр обращается в нуль в порядке разложения $O(\epsilon)$; в соответствии с выражением (7) эти точки отвечают случаю, когда $\hat{\mu}(\xi) = \langle \hat{\mu} \rangle_\xi$. С помощью прямых вычислений найдем, что положение Z_1 точки постоянной фазы на первом сегменте волокна задается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{D}}{\langle D \rangle} = & \left[\int_0^{Z_1} [g(Z) - 1] dZ - \frac{1}{L} \int_0^L dZ g(Z) \int_0^Z [g(Z') - 1] dZ' \right] \times \\ & \times \left[Z_1 - \frac{1}{L} \int_0^{L_1} g(Z) Z dZ + \frac{L_1}{L_2} \int_{L_1}^L g(Z) \left(\frac{Z}{L} - 1 \right) dZ \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Сходным образом положение Z_2 точки постоянной фазы на втором сегменте волокна может быть найдено из уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{D}}{\langle D \rangle} = & \left[\int_0^{Z_2} [g(Z) - 1] dZ - \frac{1}{L} \int_0^L dZ g(Z) \int_0^Z [g(Z') - 1] dZ' \right] \times \\ & \times \left[(L - Z_2) \frac{L_1}{L_2} - \frac{1}{L} \int_0^{L_1} g(Z) Z dZ + \frac{L_1}{L_2} \int_{L_1}^L g(Z) \left(\frac{Z}{L} - 1 \right) dZ \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь координаты точек Z_1 и Z_2 отсчитываются от начала компенсирующего участка, а коэффициент $g(Z)$ задается формулой (2). Общие решения уравнений (8) и (9) относительно Z_1 и Z_2 зависят от параметров дисперсии в волокне, а потому меняются с изменением длины волны. Но при специальном выборе относительных длин двух указанных сегментов волокна можно добиться того, чтобы положения точек постоянной фазы оказались не зависящими от коэффициентов дисперсии. Эти “магические” разбиения длин отвечают случаям, когда как числитель, так и знаменатель в правой части уравнения (8) или (9) обращаются в нуль одновременно; при этом из (8) и (9) явно вытекает,

Рис. 1. Относительная длина первого участка волокна в зависимости от длины компенсирующего отрезка для “магических” отображений: сплошная линия показывает, что первая точка постоянной фазы также не зависит от дисперсии; штриховая линия показывает, что и вторая точка постоянной фазы не зависит от дисперсии.

что такие “магические” разбиения длин зависят только от длины периода дисперсионного отображения и от параметров потери и накачки для двух типов волокна.

На рис. 1 показано, как относительная длина первого участка волокна зависит от длины компенсирующего участка для “магических” отображений. Здесь и ниже используются следующие параметры волокна, имеющие практическое значение: $\alpha^{(1)} = \alpha^{(2)} = \alpha = 0.22$ дБ/км, $g_R^{(1)} = g_R^{(2)} = g_R = 0.64 \cdot 10^{-16}$ км/Вт, $A_{\text{eff}}^{(1)} = A_{\text{eff}}^{(2)} = A_{\text{eff}} = 55$ мкм² и $\alpha_P^{(1)} = \alpha_P^{(2)} = \alpha_P = 0.3$ дБ/км. В численных вычислениях (см. раздел 5) мы также считаем, что $\gamma^{(1)} = \gamma^{(2)} = \gamma = 2.336$ (Вт км)⁻¹.

Полученные в этом разделе результаты формально применимы только к системам с так называемым слабым дисперсионным отображением. Сила отображения характеризуется параметром S , определенным для двухшагового отображения в работе [11] следующим образом:

$$S = \frac{\lambda_0^2 |(D^{(1)} - \langle D \rangle)L_1 - (D^{(2)} - \langle D \rangle)L_2|}{2\pi c \tau_{\text{ПШПВ}}^2} = \frac{\lambda_0^2 |\tilde{D}|L_1}{\pi c \tau_{\text{ПШПВ}}^2}. \quad (10)$$

Здесь $\tau_{\text{ПШПВ}}$ представляет собой минимальную полную ширину на половинной высоте (ПШПВ) импульса (имеющую место в точках постоянной фазы). Значения $S \ll 1$ отвечают слабому УД.

4. МЕТОД, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСА

В этом разделе суммируются результаты метода, использующего интегральные характеристики импульса (см. детали в работах [7], [8]), который будет использован для

определения положения оптимальных начальных точек в тех случаях, когда аналитические предсказания могут давать неверный ответ. Следуя работам [7] и [8], динамику прохождения основного пика УД-импульса можно описать, рассматривая эволюцию двух интегральных (усредненных по времени) величин, связанных с характеристиками импульса, а именно корень из квадратичного среднего (ККС) от ширины импульса $T_{\text{ККС}}$ и фазового параметра $M_{\text{ККС}}/T_{\text{ККС}}$:

$$T_{\text{ККС}}(z) = \left[\int t^2 |u|^2 dt / \int |u|^2 dt \right]^{1/2}, \quad \frac{M_{\text{ККС}}(z)}{T_{\text{ККС}}(z)} = \int t \operatorname{Im}(u^* u_t) dt / 2 \int t^2 |u|^2 dt. \quad (11)$$

Предполагая, что вблизи максимальной энергии импульса фазовый профиль имеет параболическую структуру, из уравнения (1) можно вывести следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) на величины $T_{\text{ККС}}$ и $M_{\text{ККС}}$ [7]:

$$\frac{dT_{\text{ККС}}}{dz} = -2\sigma(\zeta)M_{\text{ККС}}, \quad \frac{dM_{\text{ККС}}}{dz} = -\frac{\sigma(\zeta)\mathcal{C}_1}{2T_{\text{ККС}}^3} - \frac{g(\zeta)\mathcal{C}_2}{T_{\text{ККС}}^2}. \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_1 &= T_{\text{ККС}}^2(z)[\Omega_{\text{ККС}}^2(z) - 4M_{\text{ККС}}^2(z)] = T_{\text{ККС}}^2(0)[\Omega_{\text{ККС}}^2(0) - 4M_{\text{ККС}}^2(0)], \\ 4\mathcal{C}_2 &= P_{\text{ККС}}(z)T_{\text{ККС}}(z) = P_{\text{ККС}}(0)T_{\text{ККС}}(0), \end{aligned}$$

где

$$\Omega_{\text{ККС}}(z) = \left[\int \omega^2 |u|^2 d\omega / \int |u|^2 d\omega \right]^{1/2}, \quad P_{\text{ККС}}(z) = \int |u|^4 dt / \int |u|^2 dt$$

представляют собой соответствующие ККС от зонной спектральной ширины импульса и от мощности. Важно отметить, что при выводе уравнений (12) не делалось никаких предположений о форме импульса и использовалось только лишь одно предположение о параболичности фазы УД-импульса, которое подтверждается непосредственными численными расчетами. Поэтому функция формы импульса находится в нашем распоряжении и эта форма не обязательно гауссова (что тем не менее представляет собой наиболее практичный выбор). Непрерывно-последовательное распространение солитонов отвечает периодическим решениям системы (12). Требование, чтобы ширина и фазовый параметр импульса восстанавливались в конце каждого периода, а именно

$$\begin{aligned} T_{\text{ККС}}(\epsilon) - T_{\text{ККС}}(0) &= \langle \sigma(\zeta) M_{\text{ККС}} \rangle = 0, \\ T_{\text{ККС}}(\epsilon) M_{\text{ККС}}(\epsilon) - T_{\text{ККС}}(0) M_{\text{ККС}}(0) &= -\left\langle \frac{\sigma(\zeta) \Omega_{\text{ККС}}^2}{2} \right\rangle - \left\langle \frac{g(\zeta) \mathcal{C}_2}{T_{\text{ККС}}} \right\rangle = 0, \end{aligned}$$

задает эффективные условия оптимизации при прохождении УД-импульсов через каскад из отрезков волокна; при этом излучение от проходящих импульсов должно быть минимальным.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проверим теперь теоретические результаты с помощью численных расчетов. Покажем сначала, что подход ОДУ дает приемлемые предсказания для оптимальных начальных точек. На рис. 2 изображена средняя (т.е. стробоскопическая) эволюция пиковой мощности импульса, измеряемой на краях компенсирующих секций волокна, в случае, когда $\tilde{D} = 3.5$ пикселей/(нмкм), $\langle D \rangle = 0.1$ пикселей/(нмкм), $L = 80$ км и не модулированные по фазе гауссовы импульсы с ПШПВ, равной 15 пикселей в первой точке постоянной фазы и с оптимизированными мощностями (отвечающими периодическим решениям системы (12)) начинаются либо с первой оптимальной точки (найденной при решении системы ОДУ), либо с начальной точки секции. Явно видно, что пиковая энергия импульса испытывает значительно меньшие осцилляции, если импульсы вводятся в оптимальной точке, по сравнению с теми же самыми импульсами (с соответствующим изменением пиковой мощности благодаря потерям), вводимыми в начале секции волокна. Причина этого в том, что в случае, когда не модулированные по фазе входящие импульсы подаются на вход линии волокна, они самонастраиваются на то, чтобы стать по-настоящему периодическими УД-солитонами с ненулевым фазовым параметром на границах периода отображений. Эта перенастройка приводит к затухающим колебаниям как в пиковой амплитуде, так и в фазовом параметре. Отметим снова, что метод ОДУ при этом использовался только для того, чтобы локализовать точки постоянной фазы, в то время как эволюция сигнала вдоль переносимой системы исследовалась с помощью модели распространения, основанной на главном дифференциальном уравнении в частных производных (ДУЧП) (см. уравнение (1)). На рис. 3 и 4 сравниваются теоретические предсказания для положений точек постоянной фазы с результатами численного расчета. Заметим, что в модели ДУЧП местоположение точек постоянной фазы вычислялось после того, как начальная затухающая эволюция входящих импульсов в УД-солитоны была завершена. Также на этих рисунках показана сила отображения S . В обоих случаях $\tau_{\text{ПШПВ}} = 15$ пикселей (в точке Z_1 на рис. 3 и в точке Z_2 на рис. 4), $\tilde{D} = 3.5$ пикселей/(нмкм) и $\langle D \rangle = 0.2$ пикселей/(нмкм). Видно, что аналитические формулы дают значимые предсказания вплоть до отображений силы, близкой к единице, — напомним, что эти аналитические результаты формально верны лишь при $S \ll 1$. Тем не менее важно то, что даже если сила отображения мала, это не исключает того случая, когда разность дисперсий велика по сравнению с усредненной (остаточной) дисперсией; например, в рассматриваемых примерах вариации локальной дисперсии значительно превышают среднюю дисперсию.

Как было ранее замечено, оптимальные начальные точки, вообще говоря, зависят от коэффициентов ДГС, а потому различны при разных длинах волн (при произвольном выборе длин вставок волокна). На рис. 5 и 6 изображены зависимости положений первых точек постоянной фазы от средней дисперсии и от дисперсионного коэффициента $\tilde{D}$ при различных значениях отношения L_1/L . На рис. 5 принято, что $\tilde{D} = 3.5$ пикселей/(нмкм), а на рис. 6 — $\langle D \rangle = 0.4$ пикселей/(нмкм). Здесь и далее период отображения выбирается равным $L = 80$ км. Видно, что при специальном значении от-

Рис. 2. Пиковая мощность импульса, измеряемая стробоскопически на краях секций. Начальная точка – это либо первая точка постоянной фазы (сплошная линия при $L_1/L = 0.1275$; штриховая линия при $L_1/L = 0.5$), либо начало секции (штрихпунктирная линия при $L_1/L = 0.1275$; пунктирная линия при $L_1/L = 0.5$).

Рис. 3. Положение первой точки постоянной фазы как функция длины аномальной вставки волокна (штриховая линия – аналитическая формула (8); сплошная линия – метод ККС; квадраты – метод полного расчета ДУЧП; пунктирная линия – сила отображения S , взятая в точке Z_1).

ношения $L_1/L = 0.1275$ положение оптимальной точки практически не зависит ни от средней дисперсии, ни от разности между локальными показателями дисперсии в двух участках волокна. Заметим, что это в точности то значение этого отношения, которое предсказывалось асимптотической теорией.

Также интересно нанести зависимости с использованием параметра силы отображения S . На рис. 7 и 8 изображены положения точек постоянной фазы как функции параметра S при различных значениях отношения L_1/L . Интересное наблюдение, следующее из рис. 8, состоит в том, что в области $0.5 \leq S \leq 1$ положение точки постоянной фа-

Рис. 4. Положение второй точки постоянной фазы как функция длины аномальной вставки волокна (штриховая линия – аналитическая формула (9); сплошная линия – метод ККС; квадраты – метод полного расчета ДУЧП; пунктирная линия – сила отображения S , взятая в точке Z_2).

Рис. 5. Зависимость положения первой точки постоянной фазы от средней дисперсии при $L_1/L = 0.1275$ (сплошная линия – метод ККС; квадраты – метод полного расчета ДУЧП) и при $L_1/L = 0.5$ (штриховая линия – метод ККС; кружки – метод полного расчета ДУЧП).

зы в отрезке волокна с нормальной дисперсией имеет достаточно плоскую зависимость от силы отображения не только для “магического” отображения ($L_1/L = 0.17875$), но и для многих других конфигураций (с разными значениями отношения L_1/L). Отсюда следует, что в переходном режиме от слабой к умеренной силе отображения положение второй точки постоянной фазы слабо зависит от дисперсии при любом отображении (по крайней мере, в рассматриваемой схеме), а потому использование “магического отображения” не обладает серьезными преимуществами.

Чтобы продемонстрировать практическую выгоду, вытекающую из использования “магического” дисперсионного отображения, выполним расчет для МЧР-системы. Рассмотрим две конфигурации: “магическое” отображение с $L_1/L = 0.1275$, при котором

Рис. 6. Зависимость положения первой точки постоянной фазы от параметра $\tilde{D}$ при $L_1/L = 0.1275$ (сплошная линия – метод ККС; квадраты – метод полного расчета ДУЧП), при $L_1/L = 0.5$ (штриховая линия – метод ККС; кружки – метод полного расчета ДУЧП) и при $L_1/L = 0.75$ (пунктирная линия – метод ККС; ромбы – метод полного расчета ДУЧП).

Рис. 7. Положение первой точки постоянной фазы в зависимости от силы отображения S (при Z_1) для $L_1/L = 0.5$ (штриховая линия – метод ККС; кружки – метод полного расчета ДУЧП) и для “магического” отображения $L_1/L = 0.1275$ (сплошная линия – метод ККС; квадраты – метод полного расчета ДУЧП).

положение первой точки постоянной фазы (в отрезке волокна с аномальной дисперсией) не зависит от дисперсии, и отображение с отношением $L_1/L = 0.5$. Дисперсионный параметр $\tilde{D}$ был выбран равным 6.0 пикселей/(нм км) для “магического” отображения и 1.5 пикселей/(нм км) для второго отображения при длине волны 1550 нм, что давало ту же самую силу отображения $S \approx 0.7$ в первой точке постоянной фазы при ПШПВ от ширины импульса, равной 15 пикселей. Средняя дисперсия при этом была равна $\langle D \rangle = 0.1$ пикселей/(нм км) при длине волны 1550 нм для обеих конфигураций. Наклон кривой дисперсии был равен $S = dD/d\lambda = 0.0375$ пикселей/(нм² км). Заметим, что ес-

Рис. 8. Положение второй точки постоянной фазы в зависимости от силы отображения S (при Z_2) для $L_1/L = 0.5$ (штриховая линия – метод ККС; кружки – метод полного расчета ДУЧП), для $L_1/L = 0.75$ (пунктирная линия – метод ККС; ромбы – метод полного расчета ДУЧП) и для “магического” отображения $L_1/L = 0.17875$ (сплошная линия – метод ККС; квадраты – метод полного расчета ДУЧП).

ли $D(\lambda_j)$ есть показатель дисперсии волокна при длине волны λ_j , то в канале с другой длиной волны λ_k будет наблюдаться дисперсия с показателем $D(\lambda_k) = D(\lambda_j) + (\lambda_k - \lambda_j)\mathcal{S}$. Эффективность системы проверялась в терминах максимальной пропускной длины, на которой относительная ошибка на один бит была меньше 10^{-9} . Эта ошибка оценивалась с использованием стандартного Q -фактора: $Q = (\mu_1 - \mu_0)/(\sigma_1 + \sigma_0)$, где $\mu_{1,0}$ суть средние уровни системы в состояниях 1s и 0s, а $\sigma_{1,0}$ – стандартные отклонения. Если предположить, что уровни 1s и 0s обладают стандартным гауссовым распределением, то значение параметра $Q = 6$ эквивалентно относительной ошибке на один бит порядка 10^{-9} . Рабочие длины волн при вычислениях полагались равными $\lambda_1 = 1549.2$ нм, $\lambda_2 = 1550$ нм, $\lambda_3 = 1550.8$ нм и $\lambda_4 = 1551.6$ нм, т.е. частотный шаг в канале составлял 100 ГГц. Заметим, что поскольку длины волн в канале достаточно близки и попадают в область рамановского “плато” с усилением при выбранном параметре накачки, коэффициент приобретенной мощности примерно одинаков для всех каналов. В каждый из четырех каналов посылалась псевдослучайная последовательность бинарных данных, содержащая 256 битов информации с периодом бита, равным 50 пикселей, что отвечает скорости передачи данных 20 Гбит/с, с использованием не модулированных по фазе гауссовых импульсов с ПШПВ, равной 15 пикселей, и с мощностью, вычисляемой по формуле (12). Начальной точкой служила первая не зависящая от ДГС точка постоянной фазы, $Z_1 = 5.2$ км, для “магического” отображения и первая точка постоянной фазы при длине волны 1550 нм, $Z_1 = 14.0$ км, в другой схеме. В вычисления включался шум усилителя (производимый спонтанной эмиссией усилителя и двукратным рэлеевским рассеянием назад). Q -фактор в каждом канале вычислялся в точке Z_1 . На рис. 9 показана эволюция Q -фактора в зависимости от расстояния распространения для всех четырех каналов. Явно видно, что использование “магического” отображения позволяет улучшить проводимость во всех каналах по сравнению со случаем, когда использу-

Рис. 9. Зависимость Q -фактора от расстояния распространения в МЧР-системе с использованием “магического” отображения с $L_1/L = 0.1275$ (а) и отображения с $L_1/L = 0.5$ (б) (штриховая линия – канал $\lambda_1 = 1549.2$ нм; сплошная линия – канал $\lambda_2 = 1550$ нм; пунктирная линия – канал $\lambda_3 = 1550.8$ нм; штрихпунктирная линия – канал $\lambda_4 = 1551.6$ нм).

ется другое дисперсионное отображение. В самом деле, при использовании “магического” отображения максимальное расстояние передачи информации, свободное от ошибок, в наихудшем канале составляет 22 периода отображения, а эффективность передачи примерно одинакова во всех каналах. Напротив, при использовании другого дисперсионного отображения расстояние передачи импульса оказывается короче во всех каналах и различия в эффективности передачи в различных каналах оказываются более существенными. Подчеркнем, что эффективность системы зависит от нескольких важных факторов, таких как самодействие импульса внутри одного и того же канала и взаимодействия между сигналами, распространяющимися по разным каналам. Однако основная цель нашего рассмотрения состояла не в том, чтобы провести полную оптимизацию системы, а в том, чтобы показать, что использование “магических” дисперсионных отображений может улучшить эффективность системы в результате использования допустимого импульсного ввода или фазовой модуляции с минимальным результирующим рассеянным дисперсионным излучением одновременно в различных частотных каналах.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применяя асимптотическую теорию, которая справедлива при слабом УД, и дополнительный метод, использующий интегральные характеристики импульса (справедливый также при УД от умеренного до сильного), нам удалось показать существование класса двухшаговых дисперсионных отображений с распределенным рамановским усилением, в котором положение оптимальной (с постоянной фазой) начальной точки не зависит от дисперсии волокна. Теоретические предсказания были проверены непосред-

ственными численными расчетами. Применение полученных результатов к реальным системам с МЧР-солитонами подтвердило возможность оптимизации (т.е. уменьшения рассеивания энергии от вводимого импульса в дисперсионные волны) передачи импульсов одновременно в различных частотных каналах.

Список литературы

- [1] *K. Suzuki, H. Kubota, A. Sahara, M. Nakazawa.* Electron. Lett. 2000. V. 36. P. 443.
- [2] *T. Naito, T. Tanaka, K. Torii, N. Shimojoh, H. Nakamoto.* Tech. Dig. of OFC'2002. Anaheim, California: TuR1, 2002.
- [3] *K. Rottwitt, J. H. Povlsen, A. Bjarklev, O. Lumholt, B. Pedersen, T. Rasmussen.* IEEE Photon. Technol. Lett. 1993. V. 5. P. 218.
- [4] *T. Georges, B. Charbonnier.* IEEE Photon. Technol. Lett. 1997. V. 9. P. 127.
- [5] *T. S. Yang, W. L. Kath.* Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 985.
- [6] *T. S. Yang, W. L. Kath, S. K. Turitsyn.* Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 597.
- [7] *E. G. Shapiro, S. K. Turitsyn.* Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1544.
- [8] *S. K. Turitsyn, T. Schäfer, V. K. Mezentsev.* IEEE Photon. Technol. Lett. 1999. V. 11. P. 203.
- [9] *A. Hasegawa, Y. Kodama.* Opt. Lett. 1991. V. 16. P. 1385.
- [10] *J. H. B. Nijhof, N. J. Doran, W. Forysiak, F. M. Knox.* Electron. Lett. 1997. V. 33. P. 1726.
- [11] *N. J. Smith, F. M. Knox, N. J. Doran, K. J. Blow, I. Bennion.* Electron. Lett. 1996. V. 32. P. 54.