

Дисперсионный и дифракционный механизмы ограничения сдвига частоты оптического солитона в среде с запаздывающей нелинейностью

А. М. Желтиков¹⁾

Физический факультет, Международный лазерный центр, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 2005 г.

Частотная зависимость дисперсии групповой скорости и обусловленное дифракцией увеличение площади волноводной моды в области длинных волн приводят к ограничению сдвига частоты оптического солитона в среде с запаздывающей нелинейностью. Это явление уменьшает нежелательные изменения центральной длины волны и флуктуации времени задержки смещенного по частоте солитона относительно начального импульса.

PACS: 42.65.Dr, 61.46.+w

Распространение оптических солитонов в среде с запаздывающей нелинейностью сопровождается постепенным сдвигом центральной частоты солитона в длинноволновую область спектра [1–3]. В спектральном представлении этот эффект наглядно интерпретируется как вынужденное комбинационное усиление низкочастотной части спектра солитона за счет его высокочастотного крыла. Это явление, получившее название солитонного самосдвига частоты (ССЧ), позволяет создавать волоконно-оптические элементы для перестройки частоты сверхкоротких лазерных импульсов. Оптические волокна нового типа – микроструктурированные (МС) волокна [4–6] – обеспечивают существенное увеличение скорости ССЧ [7] за счет высокой степени концентрации лазерного излучения в сердцевине МС волокна с малой площадью поперечного сечения. Для обеспечения высокой эффективности ввода энергии маломощных сверхкоротких лазерных импульсов в сдвигаемый по частоте солитон используются [8] специальные профили дисперсии волноводных мод, формируемые путем оптимизации геометрии поперечного сечения МС волокна [9]. Благодаря этому уникальному сочетанию новых возможностей, МС волокна позволяют использовать явление ССЧ для плавной перестройки маломощных импульсов с длительностью огибающей, соответствующей нескольким периодам оптического поля [10], а также реализовать новые удобные и надежные схемы синхронизации импульсов скачки и затравки в оптических параметрических усилителях чирпированных импульсов [11].

В условиях малых флуктуаций мощности вводимого в волокно импульса сильная зависимость ССЧ от параметров входного импульса приводит к нежелательным изменениям центральной длины волны и флуктуациям времени задержки смещенного по частоте солитона. Этот фактор ограничивает точность временной синхронизации смещенного по частоте солитона со сверхкоротким импульсом затравки в схеме оптического параметрического усиления чирпированных импульсов с использованием явления ССЧ [11]. В настоящей работе будет показано, что начальный этап быстрого ССЧ может сменяться режимом, в котором смещение частоты солитона существенно замедляется. Частотная зависимость дисперсии групповой скорости (ДГС) и обусловленное дифракцией увеличение в области длинных волн эффективной площади волноводной моды приводят к существованию асимптотического предела ССЧ, определяемого профилем дисперсии и видом частотной зависимости площади волноводной моды. Идеальной волноводной структурой для реализации таких режимов ССЧ является МС волокно, обеспечивающее возможность активного формирования профиля дисперсии и частотной зависимости площади волноводной моды.

Для исследования динамики изменения частоты в нелинейной среде с запаздывающей нелинейностью воспользуемся методом анализа явления ССЧ, разработанным Гордоном [12]. Метод Гордона основан на спектральном преобразовании нелинейного уравнения Шредингера (НУШ)

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

¹⁾e-mail: zheltikov@phys.msu.ru

для огибающей импульса u . Единицы времени (t_s) и длины (z_s) в уравнении (1) выбраны таким образом, что

$$t_s^2/z_s = \lambda^2 D/2\pi c = -\partial^2 \beta/\partial \omega^2, \quad (2)$$

$$P_s z_s = \lambda A_{\text{eff}}/2\pi n_2, \quad (3)$$

где λ и ω – длина волны и частота излучения, P_s – мощность, D – ДГС, β и A_{eff} – постоянная распространения и эффективная площадь волноводной моды, n_2 – нелинейный показатель преломления материала, c – скорость света.

Солитонное решение уравнения (1) имеет вид $u = \text{sech}(t) \exp(iz/2)$. Длительность такого солитона, определяемая по полувысоте временного профиля мощности, равна $\tau = 1.763t_s$.

Для учета задержанного во времени нелинейного отклика среды нелинейное слагаемое в правой части уравнения (1) преобразуется следующим образом [12, 13]:

$$|u|^2 u \rightarrow u(t) \int f(\eta) |u(t-\eta)|^2 d\eta, \quad (4)$$

где $f(\eta)$ – действительная функция, описывающая рамановский отклик материала. Фурье-преобразование этой функции восстанавливает оптическую восприимчивость среды, $\chi(\Omega) = \int f(\eta) \exp(i\Omega\eta) d\eta$, мнимая часть которой определяет коэффициент комбинационного усиления, $\alpha_R(\Omega) = 2\text{Im}[\chi(\Omega)]$.

Спектральное преобразование уравнения (1) с учетом замены (4) приводит к следующему выражению для скорости ССЧ, выражаемой в ТГц/км [12]:

$$\frac{d\nu}{dz} = -\frac{\mu\lambda^2 D}{t_s^3} \int_0^\infty \Omega^3 R(\Omega/2\pi t_s) / \sinh^2(\pi\Omega/2) d\Omega, \quad (5)$$

где μ – постоянный множитель, $R(\Omega/2\pi t_s) = \alpha_R(\Omega)$.

Использование линейной аппроксимации для функции $R(\xi)$ (в случае плавленого кварца $R(\xi) \approx 0.492(\xi/13.2)$) приводит к ключевой для модели Гордона формуле для скорости ССЧ [12]:

$$d\nu/dz \approx -\kappa_G/\tau^4, \quad (6)$$

где $\kappa_G = \kappa_0 \lambda^2 D$ – коэффициент, полагаемый в модели Гордона постоянным. Для рассмотренных в работе значений $\lambda = 1.5$ мкм, $D = 15$ пс/нм/км выражение (6) дает следующую формулу для скорости ССЧ: $d\nu/dz$ (ТГц/км) $\approx 0.0436/\tau^4$.

Формула Гордона позволила идентифицировать важные тенденции и объяснить ряд интересных свойств ССЧ. С появлением МС волокон, обеспечивающих радикальное увеличение эффективности

нелинейно-оптических взаимодействий и позволяющих достигать частотные сдвиги порядка 600–700 нм в волокнах длиной 15–20 см [7, 8, 10], возникает необходимость учета факторов, приводящих к отклонениям от формул Гордона. Численный анализ обобщенного НУШ с учетом вклада запаздывающей части оптической нелинейности (рамановского вклада) указывает на замедление частотного сдвига солитона [14, 15], а также сверхкороткого импульса более общего вида [16] по мере распространения излучения в оптическом волокне. Результаты численных расчетов, представленных в работах [14, 15], прямо указывают на замедление ССЧ, вызванное частотной зависимостью эффективной площади волноводной моды. Для практического использования явления ССЧ остроактуальной является задача поиска путей снижения чувствительности ССЧ и времени задержки смещенного по частоте солитона от параметров входных импульсов. Решение последней задачи оказывается тесно связанным с анализом физических факторов, приводящих к замедлению ССЧ по сравнению со скоростью частотного сдвига, диктуемой формулой Гордона (6).

Для анализа физических факторов, которые могут приводить к замедлению ССЧ в оптическом волокне, воспользуемся выражениями (2) и (3) и преобразуем формулу (6) к виду

$$d\nu/dz \approx -0.104\kappa_0/\lambda^4 A_{\text{eff}}^2 D. \quad (7)$$

Помимо явной зависимости от длины волны, в выражение (7) входят ДГС и эффективная площадь волноводной моды, которые изменяются по мере смещения центральной частоты солитона вследствие ССЧ. Волноводные моды, как правило, более компактны для коротких длин волн и характеризуются большей эффективной площадью для длинноволнового излучения. В случае МС волокон зависимость $A_{\text{eff}}(\lambda)$ определяется структурой поперечного сечения волокна и для широкого класса МС волокон оказывается достаточно сильной (рис.1). Ниже будет показано, что частотная зависимость эффективной площади моды может оказаться основным физическим фактором, приводящим к замедлению ССЧ.

Для качественного учета эффектов, связанных с изменением ДГС и эффективной площади моды, выразим D через $\beta_2 = \partial^2 \beta/\partial \omega^2$: $D = -(2\pi c/\lambda^2)\beta_2$ и представим величины, входящие в знаменатель выражения (7), в виде рядов Тейлора с центром в точке λ_0 :

$$\lambda^2 \approx \lambda_0^2 [1 - (2\lambda_0/c)\nu], \quad (8)$$

$$A_{\text{eff}}^2 \approx A_0^2 (1 - 2\alpha\nu), \quad (9)$$

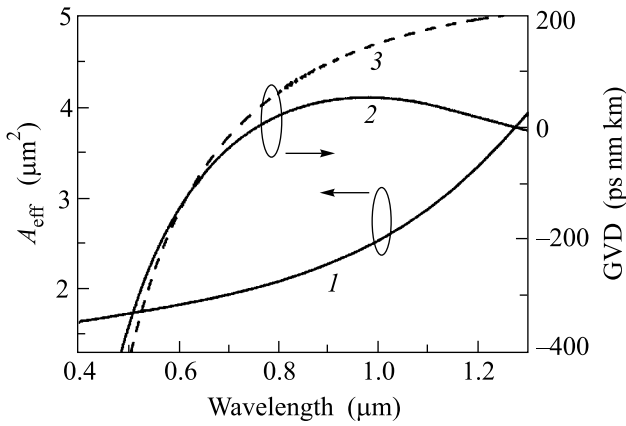


Рис.1. Характерные для кварцевого МС волокна зависимости эффективной площади моды (линия 1) и дисперсии групповой скорости (линии 2, 3) от длины волны

$$\beta_2 \approx \beta_{20} [1 - (2\pi\beta_{30}/|\beta_{20}|)\nu], \quad (10)$$

где $A_0 = A_{\text{eff}}(\lambda_0)$, $\alpha = -A_0^{-1}(\partial A_{\text{eff}}/\partial \nu)|_{\lambda=\lambda_0}$, $\beta_{30} = \partial^3 \beta / \partial \omega^3|_{\lambda=\lambda_0}$ – коэффициент, описывающий дисперсию третьего порядка. Коэффициент α в разложении A_{eff} введен с учетом характера зависимости эффективной площади моды от длины волны, так что $\alpha > 0$. При записи степенного ряда для β_2 учтено условие $\beta_2 < 0$, необходимое для образования солитона.

Подставляя ряды (8)–(10) в выражение (7), получаем

$$\frac{d\nu}{dz} \approx -\frac{\kappa_G}{\tau^4} (1 + \theta\nu), \quad (11)$$

$$\theta = 2 \left(\frac{\lambda_0}{c} + \alpha + \psi \right), \quad (12)$$

где $\psi = \pi\beta_{30}/|\beta_{20}|$.

Интегрирование уравнения (11) приводит к следующему выражению для солитонного сдвига частоты:

$$\psi(z) = \frac{1}{\theta} \left[\exp\left(-\theta \frac{\kappa_G}{\tau^4} z\right) - 1 \right]. \quad (13)$$

В режиме $\theta\kappa_G\tau^{-4}z \ll 1$ выражение (13) приводится к формуле Гордона (6). По мере распространения солитона по волокну его солитонный сдвиг замедляется. Выражение (13) указывает на существование верхнего предела ССЧ: при $\theta\kappa_G\tau^{-4} \gg 1$ имеем $\nu(z) \rightarrow -\theta^{-1}$.

Как следует из формул (12) и (13), замедление ССЧ связано с плавным изменением локальных параметров солитона в процессе его распространения по волокну из-за перестройки центральной длины волны солитона, а также частотной зависимости ДГС и эффективной площади моды. Для учета каждого из этих факторов введем следующие характерные пространственные масштабы: $l_\lambda = c\tau^4(2\lambda_0\kappa_G)^{-1}$,

$l_\alpha = \tau^4(2\alpha\kappa_G)^{-1}$, $l_D = \tau^4|\beta_{20}|(2\pi\beta_{30}\kappa_G)^{-1}$. На рис.1 представлены характерные зависимости эффективной площади моды и ДГС для МС волокон [8, 10, 11]. Как видно из представленных на рисунке данных (линия 1), при изменении длины волны от 0.8 до 1.3 мкм (характерный ССЧ импульсов длительностью около 6 фс в экспериментах [11]) эффективная площадь моды может увеличиваться более чем в два раза. Профиль ДГС МС волокон модифицируется путем изменения структуры поперечного сечения волокна. Линиями 2 и 3 на рис.1 представлены два характерных профиля ДГС. В первом случае (линия 2) структура МС волокна обеспечивает наличие двух нулей ДГС, ограничивающих область существования солитонов. Во втором случае (линия 3) при изменении длины волны от 0.8 до 1.3 мкм ДГС изменяется от 63 до 210 пс/нм/км, оказывая значительное влияние на скорость ССЧ.

На рис.2 представлены зависимости параметров ψ , α и λ/c , определяющих, согласно выражениям

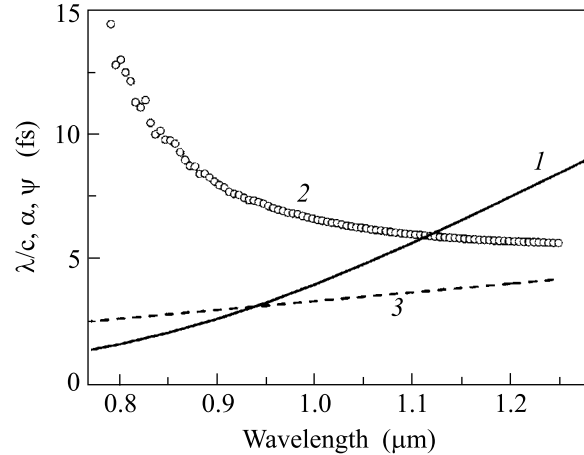


Рис.2. Зависимость параметров α (1), ψ (2) и λ/c (3) от длины волны излучения для оптического волокна с профилем $A_{\text{eff}}(\lambda)$ и профилем дисперсии, показанными кривыми 1 и 3 на рис.1

(12), (13), скорость ССЧ, от длины волны. Как следует из представленных результатов, на начальном этапе ССЧ является основным фактором, уменьшающим частотный сдвиг солитона по сравнению с законом Гордона, является дисперсия высоких порядков. Однако по мере сдвига солитона в низкочастотную область увеличивается вклад дифракционного механизма, который становится доминирующим фактором ограничения ССЧ в ближнем ИК диапазоне (для $\lambda > 1.1$ мкм на рис.2).

На рис.3 иллюстрируется явление замедления ССЧ, вызванное изменением центральной длины вол-

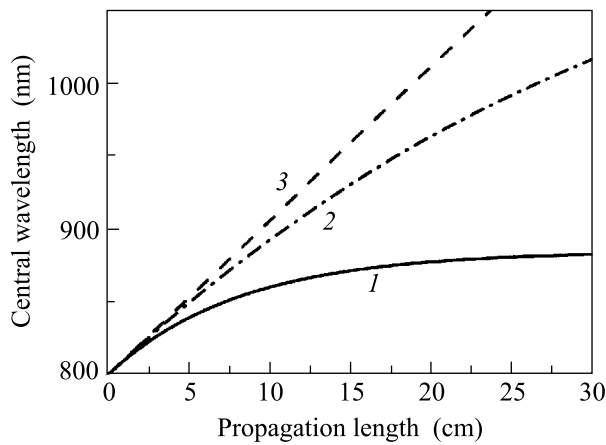


Рис. 3. Зависимость центральной длины волны солитона от расстояния, проходимого солитоном в среде с западающим нелинейно-оптическим откликом, для различных режимов ССЧ: $l_\alpha = 10$ см, $l_\lambda = 37$ см (1), $\alpha = 0$, $l_\lambda = 37$ см (2), $\theta = 0$ (3)

ны солитона и частотной зависимостью площади волноводной моды. Центральная длина волны импульса излучения на входе в волокно полагается равной 800 нм. Для характерных параметров кварцевого МС волокна, $D \approx 25$ пс/нм/км, $A_0 \approx 2.1$ мкм², $n_2 \approx 3 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт, имеем $\kappa_G \tau^{-4} \approx 5$ ТГц/см. При этих условиях $l_\lambda \approx 37$ см. Для частотной зависимости эффективной площади моды, представленной линией 1 на рис.1, имеем $l_\alpha \approx 10$ см. Линией 1 на рис.3 показано изменение центральной частоты солитона с учетом конечных значений l_λ и l_α в предположении постоянства ДГС. Тенденция к ограничению ССЧ проявляется на характерной длине $l_s = (l_\alpha^{-1} + l_\lambda^{-1})^{-1} \approx 8$ см. В приближении постоянной площади волноводной моды имеем $l_s = l_\lambda \approx 37$ см. В этом режиме тенденция к ограничению ССЧ проявляется на гораздо больших длинах (линия 2 на рис.3).

Пренебрежение изменением локальных параметров солитона вследствие изменения центральной длины волны, ДГС и эффективной площади моды приводит к неограниченному росту центральной длины волны излучения (линия 3 на рис.3). В этом режиме центральная длина волны оптического солитона на выходе из волокна наиболее чувствительна к малым флуктуациям мощности вводимого в волокно лазерного импульса. Замедление ССЧ, связанное с рассмотренными выше факторами, уменьшает нежелательные изменения центральной длины волны

и флуктуации времени задержки смещенного по частоте солитона относительно импульса на входе волокна. Это обстоятельство позволяет улучшить точность временной синхронизации импульсов накачки и затравки в схеме оптического параметрического усиления chirпированных импульсов на основе ССЧ.

Автор сердечно признателен Е. Е. Серебрянникову, А. Балтушке и Ю. М. Михайловой за полезные обсуждения и интересные замечания. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 03-02-16929, # 03-02-20002-БНТС, # 05-02-90566-ННС, Федеральной целевой научно-технической программы Российской Федерации (контракт # 02.434.11.2010), грантов ИНТАС 03-51-5037 и 03-51-5288, а также гранта Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RP2-2558).

1. Е. М. Dianov, А. Ya. Karasik, P. V. Mamyshev et al., JETP Lett. **41**, 294 (1985).
2. P. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, Opt. Lett. **11**, 659 (1986).
3. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, San Diego, 2001.
4. P. St. J. Russell, Science **299**, 358 (2003).
5. J. C. Knight, Nature **424**, 847 (2003).
6. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, М.: Наука, 2004.
7. X. Liu, C. Xu, W. H. Knox et al., Opt. Lett. **26**, 358 (2001).
8. Е. Е. Serebryannikov, А. М. Zheltikov, N. Ishii et al., Appl. Phys. B **81**, 585 (2005).
9. W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana et al., Nature **424**, 511 (2003).
10. Е. Е. Serebryannikov, А. М. Zheltikov, N. Ishii et al., Phys. Rev. E **72**, 056603 (2005).
11. C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji et al., Opt. Express **13**, 6550 (2005).
12. J. P. Gordon, Opt. Lett. **11**, 662 (1986).
13. R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. H. Tomlinson, and H. A. Haus, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1159 (1989).
14. P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, Opt. Lett. **15**, 1076 (1990).
15. B. Kibler, J. M. Dudley, and S. Coen, Appl. Phys. B **81**, 337 (2005).
16. J. Santhanama and G. P. Agrawal, Opt. Commun. **222**, 413 (2003).