

Влияние начальной фазовой модуляции и потерь излучения на солитонный механизм сжатия пикосекундных импульсов в оптическом волокне*

Ян Синью, Ян Хуанжиян

На основе численного моделирования распространения пикосекундного импульса в волокне с использованием фурье-метода расщепления по физическим факторам исследовано влияние начальной фазовой модуляции и волоконных потерь на эффективность солитонного механизма сжатия импульса. Анализ изменения коэффициента компрессии, оптимальной длины волокна и эффективности компрессии показал, что начальная фазовая модуляция и волоконные потери оказывают на сжатие пикосекундного импульса противоположное действие. Дальнейшее исследование выявило, что хорошая степень сжатия достигается при использовании подобранной должным образом дополнительной фазовой модуляции исходного импульса.

Ключевые слова: солитон, волоконный световод.

1. Введение

Практическое использование методов компрессии импульсов в нелинейной волоконной оптике представляет огромную ценность для технологии [1, 2]. При распространении по оптическому волокну из кварцевого стекла оптические импульсы с длиной волны несущей более 1300 нм подвержены влиянию как фазовой самомодуляции (ФСМ), так и аномальной дисперсии групповых скоростей (ДГС). Такое волокно может действовать как компрессор: при выборе подходящей длины волокна можно получить сжатый выходной импульс. Об этом в волокне говорят как о солитонном компрессоре, подчеркивая роль солитонов в процессе сжатия импульса [3]. По сравнению с волоконно-решеточными компрессорами и полностью волоконным компрессором солитонный компактнее, удобнее в управлении и обладает хорошей эффективностью сжатия импульсов. Механизм солитонной компрессии с учетом потерь в волокне был ранее изучен в [4, 5], а влияние начальной фазовой модуляции – в работе [6]. В настоящей статье рассмотрено влияние как волоконных потерь, так и начальной фазовой модуляции на механизм солитонной компрессии пикосекундных импульсов в оптических волокнах.

В реальных солитонных волоконных линиях связи влиянием потерь на компрессию импульсов можно пренебречь, если длина волны несущей исходного импульса находится в области около 1500 нм. С другой стороны, оптические импульсы, генерируемые с помощью непосредственной модуляции тока, являются фазово-модулированными, поэтому исходная фазовая модуляция (ФМ) должна учитываться. В настоящей работе с помощью фурье-метода расщепления по физическим факторам

численно моделируется распространение пикосекундных импульсов в волоконных световодах. Сравнивая влияние волоконных потерь с влиянием фазовой модуляции входного импульса на процесс его компрессии, мы подробно проанализировали физический механизм компрессии, основанный на этих эффектах. Предложен новый метод, который можно использовать для увеличения эффективности компрессии в присутствии волоконных потерь.

2. Теоретическая модель и численный метод

Распространение пикосекундных оптических импульсов в одномодовых волокнах с учетом потерь описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), которое имеет вид

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U - i\Gamma U, \quad (1)$$

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_d}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad \Gamma = \frac{\alpha T_0^2}{|2\beta_2|}, \quad (2)$$

где U – нормированная амплитуда огибающей импульса; P_0 – пиковая мощность входного импульса длительностью T_0 на уровне $1/e$; ξ и τ – нормированные расстояние и время; L_d – дисперсионная длина; β_2 – параметр дисперсии групповых скоростей; γ – параметр нелинейного отклика, приводящего к фазовой самомодуляции. Потери в волокне учитываются параметром α . В правой части уравнения (1) первое и второе слагаемые соответственно учитывают ДГС и ФСМ.

Уравнение (1) удобно решать численно, когда ξ , τ , N и Γ являются безразмерными величинами. Среди множества численных методов широко применяется фурье-метод расщепления по физическим факторам (метод SSF), обладающий большей скоростью счета по сравнению с другими конечно-разностными схемами [7, 8]. Это обусловлено использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ). Кратко опишем используемый метод SSF.

* Перевел с английского А.И.Маймистов.

Чтобы понять принцип метода, формально запишем уравнение (1) в виде

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = (\hat{D} + \hat{N})U, \quad (3)$$

где \hat{D} – дифференциальный оператор, учитывающий дисперсию и поглощение в линейной среде; \hat{N} – нелинейный оператор, который описывает влияние нелинейности волокна на распространение импульса. Эти операторы даются выражениями

$$\hat{D} = \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \Gamma, \quad \hat{N} = iN^2|U|^2. \quad (4)$$

В общем случае дисперсия и нелинейность действуют совместно на всей длине волокна. В методе SSF приближенное решение получают в предположении, что при распространении оптического поля в волокне на малое расстояние $\Delta \xi$ дисперсионные и нелинейные эффекты могут быть рассмотрены как действующие независимо. А именно, распространение поля от точки ξ к точке $\xi + \Delta \xi$ описывается в два последовательных этапа. На первом этапе действует только нелинейность и $\hat{D} = 0$ в (3), на втором – только дисперсия и $\hat{N} = 0$ в (3). Математически это выражается формулой

$$U(\xi + \Delta \xi, \tau) \approx \exp(\Delta \xi \hat{D}) \exp(\Delta \xi \hat{N}) U(\xi, \tau). \quad (5)$$

Действие экспоненциального оператора $\exp(h\hat{D})$ можно выразить в фурье-представлении, используя следующее правило:

$$\exp(\Delta \xi \hat{D}) B(\xi, \tau) = \{F^{-1} \exp[\Delta \xi D(i\omega)] F\} B(\xi, \tau), \quad (6)$$

где F – оператор преобразования Фурье. Функция $D(i\omega)$ получается из оператора (4) заменой оператора дифференцирования $\partial/\partial \tau$ на $i\omega$, где ω является переменной из области определения преобразования Фурье, т. е. частотой в спектральном представлении. В данном случае $D(i\omega) = -i\omega^2/2 - \Gamma$.

Когда размеры шагов по переменным ξ и τ выбраны достаточно аккуратно – так, чтобы сохранялась требуемая точность вычислений, метод SSF позволяет получить детальное и точное описание распространения пикосекундного импульса в волокне.

3. Численные результаты и их обсуждение

Предположим, что исходный импульс имел форму гиперболического секанса и его амплитуда берется в форме

$$U(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \exp(-iC\tau^2/2), \quad (7)$$

где N – порядок солитона; C – параметр линейной фазовой модуляции (чирпа). Были проведены также вычисления для других типов импульсов, например для гауссова импульса.

В расчетах принималось, что длительность входного импульса на полувысоте по интенсивности $T_{\text{FWHM}} = 30$ пс. Для импульсов в форме гиперболического секанса его длительности T_0 (на полувысоте) и T_{FWHM} связаны соотношением

$$T_{\text{FWHM}} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1.76 T_0. \quad (8)$$

В этом случае $T_0 = 17$ пс. Используем следующие параметры типичного волоконного световода: $\alpha = 0.092$ км⁻¹, $\beta_2 = -4.6$ пс²·км⁻¹, $\gamma = 1.3$ Вт⁻¹·км⁻¹. Это соответствует случаю входного пучка с длиной волны около 1320 нм, распространяющегося в одномодовом волокне. Исходя из (2), параметр волоконных потерь $\Gamma = 2.9$. В программе мы использовали разбиение временного интервала на 8192 шагов для входного импульса и выбрали точки отсечки при ± 8 . Кроме того, шаг по пространственной оси предполагался равным 1/2000 длины дисперсии.

Для нахождения воздействия как начальной фазовой модуляции, так и волоконных потерь, а также их совместного влияния на солитонный механизм компрессии импульса распространение солитонов в одномодовом волокне численно моделировалось для четырех случаев. Каждый раз полная длина волокна выбиралась такой, чтобы обеспечить максимальное сжатие импульса. Максимумы кривых, представленных на рис.1, являются первыми максимумами коэффициента компрессии и коэффициента качества. Их координаты и соответствующие им коэффициенты компрессии и качества указаны в круглых скобках около соответствующих кривых. Длина, которая отвечает максимальному коэффициенту компрессии, является оптимальной длиной волокна и обозначается z_{opt} .

Для количественной характеристики эффективности солитонного механизма компрессии полезно определить два следующих параметра:

$$F_c = \frac{T_{\text{FWHM}}}{T_{\text{comp}}}, \quad Q_c = \frac{\int_{-T_{\text{FWHM}}}^{T_{\text{FWHM}}} |U(\xi, \tau)|^2 d\tau}{\int_{-T_{\text{FWHM}}}^{T_{\text{FWHM}}} |U(0, \tau)|^2 d\tau}, \quad (9)$$

где T_{comp} – длительность сжатого импульса на его полувысоте по интенсивности; F_c – коэффициент компрессии; Q_c – коэффициент (или параметр) качества, служащий мерой качества сжатого импульса.

Результаты численного решения уравнения (1) с исходным импульсом $U(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \exp(-iC\tau^2/2)$ показаны на рис.1,а–г при разных C и Γ , а также порядках солитонов $N = 2, 5$ и 10 .

Из рис.1,а–г следует, что существует оптимальная длина волокна, для которой как F_c , так и Q_c – максимальны, что является общим свойством таких компрессоров. Это согласуется с результатами численных расчетов сжатия импульсов в волоконно-решеточных компрессорах [3]. Сравнение рис.1,а и б показывает, что начальная ФМ приводит к росту F_c и Q_c и к уменьшению оптимальной длины z_{opt} . Из рис. 1,в ясно видно, что F_c и Q_c уменьшаются, причем максимумы коэффициента качества Q_c полностью исчезают для солитонов второго и пятого порядков при наличии волоконных потерь. Более того, потери приводят к увеличению оптимальной длины волокна z_{opt} для солитонов пятого и десятого порядков. Наконец, сравнивая рисунок 1,г с другими тремя графиками, мы видим, что коэффициенты компрессии солитонов на рис.1,г находятся между коэффициентами компрессии, показанными на рис.1,б и в. Это означает, что начальная ФМ и волоконные потери оказывают противоположное действие на сжатие пикосекундных импульсов. Примечательно, что оптимальная длина для солитонов второго порядка на рис.1,г больше, чем z_{opt}

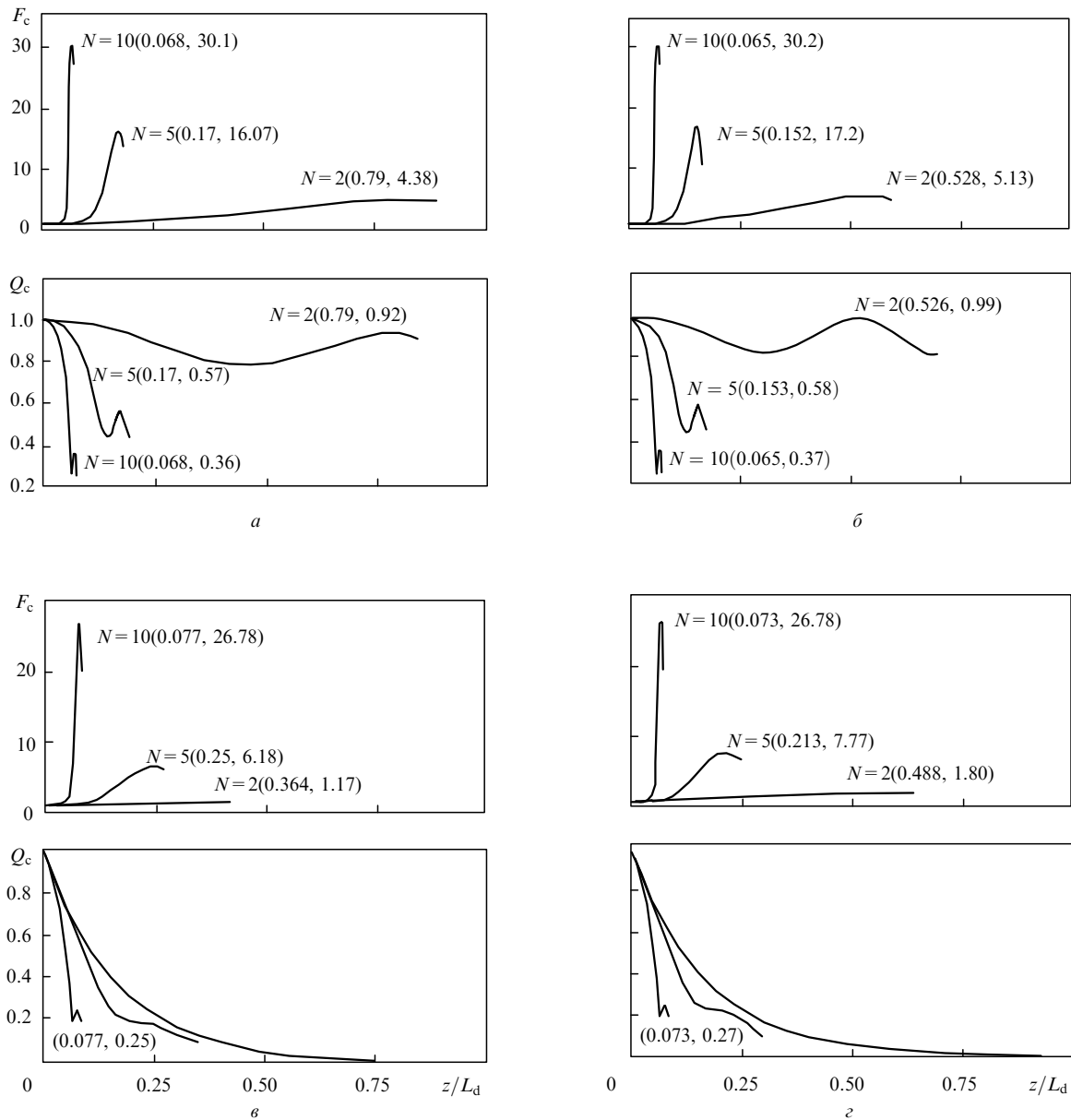


Рис.1. Характеристики сжатого импульса в одномодовом волокне как функции пройденного расстояния z/L_d , вычисленные при $C = 0, \Gamma = 0$ (а), $C = 1.0, \Gamma = 0$ (б), $C = 0, \Gamma = 2.9$ (в), $C = 1.0, \Gamma = 2.9$ (г) и $N = 2, 5$ и 10 .

на рис.1,в, тогда как для солитонов пятого и десятого порядков – наоборот.

Распространение солитонов высокого порядка численно моделировалось и для других значений параметра потерь. Результаты расчетов показывают, что упомянутое соотношение оптимальных длин (их увеличение при ФМ) также имеет место для солитонов старших порядков ($N \geq 2$), если волоконные потери достаточно велики. Это можно объяснить тем, что для заданной энергии импульса (которая соответствует порядку солитона) существует критическое значение волоконного параметра потерь Γ_{cr} . Если волоконные потери превышают критическое значение, то оптимальная длина растет с ростом ФМ. В рассмотренном примере оказалось, что параметр волоконных потерь $\Gamma = 2.9$ превышает Γ_{cr} для солитонов второго порядка.

Механизм компрессии солитонов высокого порядка, существующих в волоконном световоде, является результатом конкуренции между ФСМ и аномальной ДГС. В

области аномальной дисперсии волокна линейная фазовая модуляция, возникшая из-за эффекта ФСМ, имеет положительный знак, тогда как ФМ из-за воздействия дисперсии отрицательна. Для $N \gg 1$ из уравнения (1) следует, что эффекты ФСМ должны доминировать над эффектами, связанными с ДГС, по крайней мере на начальном этапе эволюции импульса. Таким образом, результирующая ФМ положительна, что и ведет к сжатию импульса. Это можно понимать так, что основной эффект ФСМ состоит в уменьшении темпа дисперсионного уширения импульса из-за ДГС. По мере распространения импульса его начальная положительная ФМ усиливает фазовую модуляцию, обусловленную эффектом ФСМ, тогда как волоконные потери ослабляют влияние ФСМ. Такова интерпретация противоположного действия начальной ФМ и волоконных потерь на солитонный механизм компрессии.

Чтобы получить более высокие коэффициенты сжатия F_c и качества Q_c при заданной величине волоконных

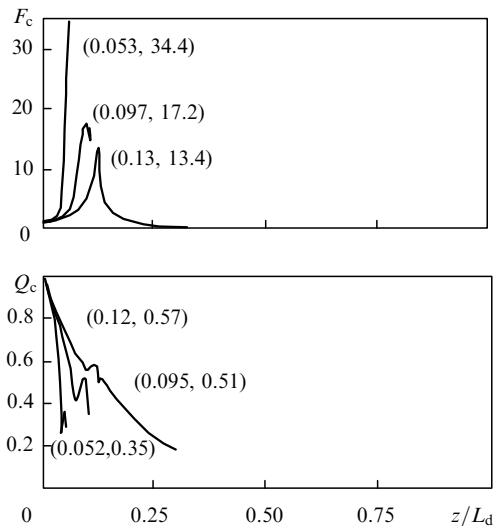


Рис.2. Характеристики сжатого импульса в одномодовом волокне как функции пройденного расстояния z/L , вычисленные при $C = 8.0, \Gamma = 2.9$.

потерь Γ , следует усилить ФМ исходного импульса. Из рис.2 видно, что F_c и Q_c увеличиваются значительно. Особенно это существенно для импульсов с высоким порядком солитона. Кроме того, в отличие от рис.1, в и г, на рис.2 появляются максимумы Q_c для солитонов второго и пятого порядков, поскольку начальная ФМ компенсирует влияние волоконных потерь на компрессию импульсов. В результате этот метод позволяет получить идеальные сжатые импульсы на выходе из волокна. Важным обстоятельством является то, что выигрыш получен только за счет сокращения оптимальной длины волокна, поэтому начальная ФМ должна быть выбрана соответствующим образом. На рис.3 показана эволюция солитона второго порядка при $C = 1.0, \Gamma = 2.9$ (рис.3,а) и $C = 8.0, \Gamma = 2.9$ (рис.3,б).

4. Заключение

Таким образом, полученные результаты показали, во-первых, что коэффициент компрессии F_c и коэффи-

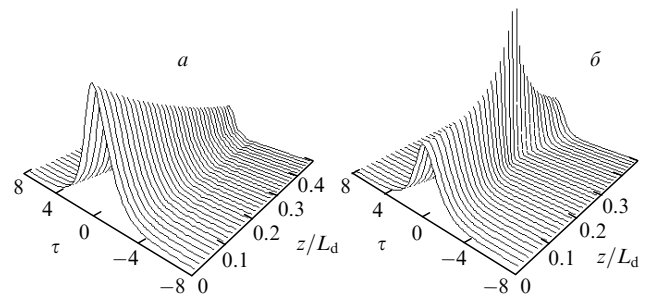


Рис.3. Эволюция солитона второго порядка в одномодовом волокне при $C = 1.0, \Gamma = 2.9$ (а) и $C = 8.0, \Gamma = 2.9$ (б).

циент качества Q_c достигают своего максимума одновременно на оптимальной длине волокна. Во-вторых, ФМ исходного импульса приводит к увеличению F_c и Q_c и к уменьшению оптимальной длины волокна z_{opt} , тогда как волоконные потери вызывают обратный эффект. Мы также обнаружили, что для заданной энергии импульса (соответствующей порядку солитона) существует определенная критическая величина волоконных потерь Γ_{cr} . Если параметр волоконных потерь превышает Γ_{cr} , то влияние ФМ исходного импульса и волоконных потерь на солитонный механизм компрессии меняется по сравнению со сжатием солитонов высоких порядков. Наконец, предложен метод, позволяющий получить более высокие коэффициенты F_c и Q_c и тем самым достичь высокоэффективного сжатия пикосекундных импульсов.

1. Knox W.H., Fork R.L., Downer M.C. et al. *Appl.Phys.Letts*, **46**, 1120 (1985).
2. Blow K.J., Doran N.J., Nelson B.P. *Optics Letts*, **10**, 393 (1985).
3. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* (Boston, Academic Press Inc., 1989).
4. Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. *Optics Letts*, **8**, 289 (1983).
5. Dianov E.M., Nikonova Z.S., Prokhorov A.M. et al. *Sov.Tech.Phys. Letts*, **12**, 311 (1986).
6. Cao Wenhua, Liao Changjun et al. *Acta Optica Sinica*, **13**, 1003 (1993).
7. Feit M.D., Fleck J. *Appl.Optics*, **18**, 2843 (1979).
8. Potasek M.J., Agrawal G.P., Pinault S.C. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **3**, 205 (1986).