

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

doi: 10.51639/2713-0568_2022_2_2_4
УДК 535.015
ГРНТИ 29.31.27

Исследование возможности создания широкополосного измерительного источника излучения в ИК спектральном диапазоне

Андреев Д. П.

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*

e-mail: editor-laser@nb-bstu.ru

Широкополосные источники излучения в ближнем ИК диапазоне находят самое разнообразное применение. В частности, они востребованы в качестве измерительного оборудования для тестирования волоконно-оптических компонентов. Наиболее целесообразно для этих целей использование полупроводниковых лазеров, сопряженных с волоконным световодом. Такие источники перекрывают весь требуемый спектральный диапазон, обеспечивают высокую мощность на входе тестируемых устройств, обеспечивают высокое отношение сигнал-шум, удобны и доступны в использовании. Методом численного моделирования в программе OptiSystem подтверждена возможность получения такого широкополосного измерительного источника излучения, использующего нелинейные свойства волоконного световода. Показано, что с ростом оптической мощности на входе волоконного световода ширина спектра оптического излучения возрастает. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчётами.

Ключевые слова: волоконно-оптическая система передачи данных, лазер, волоконный световод, спектральное уплотнение.

Пассивные компоненты ВОЛС – один из самых динамично растущих классов устройств. Это обусловлено активным развитием систем со спектральным уплотнением каналов, позволяющих многократно увеличить информационную ёмкость оптических систем передачи данных. Для разработки и тестирования таких устройств необходимо иметь измерительную аппаратуру с заданными частотно-мощностными характеристиками (см., например, [1–5]). В частности, нужны достаточно мощные узкополосные лазерные источники, перестраиваемые в заданном спектральном диапазоне [6], а также широкополосные излучатели, позволяющие измерить полосу пропускания и другие передаточные характеристики спектрально селективных компонентов (см., например, [7–9]). Важным преимуществом источников излучения, использующих нелинейные свойства волоконных световодов, является удобство их сопряжения с волоконными световодами с минимальными потерями, высокая выходная мощность, обеспечивающая требуемую точность, возможность обеспечить требуемые спектральные характеристики. Наиболее востребованы такие источники, работающие в третьем окне прозрачности кварцевых световодов, а также генераторы суперконтинуума в среднем ИК-диапазоне.

Нелинейные свойства оптических световодов наиболее ярко проявляются в области аномальной (отрицательной) дисперсии. Дисперсия групповых скоростей, проявляющаяся как линейный эффект, приводит к частотной модуляции оптического импульса и в зависимости от величины его центральной длины волны принимает положительные или отрицательные значения. В области отрицательных значений групповых скоростей частотная модуляция оптического импульса вследствие дисперсии и нелинейных эффектов принимает противоположные значения. Ключевое значение имеет совместное действие дисперсии групповых скоростей (ДГС) и фазовой самомодуляции (ФСМ) на процесс распространения оптического импульса.

При наличии нелинейной фазовой самомодуляции возникает явление модуляционной неустойчивости. Во многих нелинейных системах стационарное волновое состояние оказывается неустойчивым. Совместное действие нелинейных и дисперсионных эффектов можно изучать, решая основное уравнение распространения.

Уравнение распространения в случае, когда можно пренебречь потерями, имеет вид [1]:

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

– нелинейное уравнение Шрёдингера, где $A(z, t)$ – амплитуда огибающей волнового пакета, z, t – пространственная и временная координаты, β_2 – величина дисперсии групповых скоростей, γ – параметр нелинейности при фазовой самомодуляции.

Дисперсионная длина L_D и нелинейная длина L_{NL} характеризуют длины, на которых дисперсионные или нелинейные эффекты становятся важными для эволюции импульса вдоль длины L световода. Их значения можно определить по следующим формулам

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (2)$$

где T_0 – начальная длительность импульса, связанная с его шириной T_{FWHM} по уровню $1/2$

$$T_0 = 0,5 T_{FWHM} / \sqrt{\ln 2} \cong T_{FWHM} / 1,665$$

для гауссовского импульса, β_2 – дисперсия групповых скоростей, γ – нелинейный коэффициент волоконного световода, P_0 – пиковая мощность импульса на входе в волоконный световод.

Если расстояние распространения $L \ll L_D$, но $L \gtrsim L_{NL}$, то в этом случае эффект ФСМ определяет эволюцию импульса в волоконном световоде, приводя к спектральному уширению импульса. Режим, при котором нелинейность доминирует, имеет место всегда, когда

$$\frac{L_{NL}}{L_D} = \frac{|\beta_2|}{\gamma P_0 T_0^2} \ll 1. \quad (3)$$

Отметим, что ФСМ может приводить к изменению формы импульса даже в присутствии слабого эффекта ДГС. Рассмотрим подробнее этот случай.

Амплитуда импульса A при распространении по световоду

$$\bar{A} = \sqrt{P_0} \exp(i\Phi_{LN}),$$

где P_0 – мощность излучения при $z = 0$ и Φ_{NL} – фазовый сдвиг, определяемый выражением:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \gamma P.$$

Если потери мощности оптического импульса пренебрежимо малы,

$$\Phi_{NL} = \gamma P_0 z.$$

Выражение показывает, что непрерывное излучение должно распространяться по световоду без изменения, за исключением дополнительного фазового сдвига, зависящего от интенсивности.

Если потери оказывают существенное влияние на распространение импульса по световоду,

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}P$$

где α – потери в км^{-1} . Эффективная длина проявления потерь

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha}$$

Для перевода погонных потерь α в традиционные справочные значения можно использовать выражение для удельных потерь $\alpha_{\text{уп}}$ в волокне в дБ/км:

$$\alpha_{\text{уп}} = -\frac{10}{L} \lg\left(\frac{P}{P_0}\right) = 4,343\alpha, \quad (4)$$

где L – фактическая длина световода в километрах.

Влияние потерь приводит к потере мощности импульса:

$$P(z, T) = P(0, T)e^{-\alpha z} \quad (5)$$

и ослаблению влияния нелинейных эффектов на его эволюцию. Фазовый сдвиг вследствие керровской нелинейности

$$\Phi(z, T) = \Phi(0, T) + \gamma P(0, T)z.$$

С учётом потерь в световоде

$$\Phi(L, T) = \Phi(0, T) + \gamma P(0, T)L_{\text{eff}}. \quad (6)$$

В случае $\alpha L_{\text{eff}} \ll 1$, $z \approx L_{\text{eff}}$, если же $\alpha L_{\text{eff}} \gg 1$, то $z \approx 1/\alpha$.

Вызванный ФСМ фазовый сдвиг зависит от профиля огибающей спектра оптического импульса $f_p(T)$

$$\Phi_{NL}(L, T) = f_p(T)(L_{\text{eff}}/L_{NL}). \quad (7)$$

Сдвиг частоты относительно центральной частоты ω_0 вследствие ФСМ

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{\text{eff}}}{L_{NL}}\right)\frac{\partial f_p}{\partial T}.$$

Зависимость $\delta\omega(T)$ означает частотную модуляцию (чирп) оптического импульса вследствие керровской нелинейности световода, характеризуемой величиной L_{NL} . В спектральной области аномальной дисперсии волоконного световода чирп импульса вследствие ДГС характеризуется величиной L_D

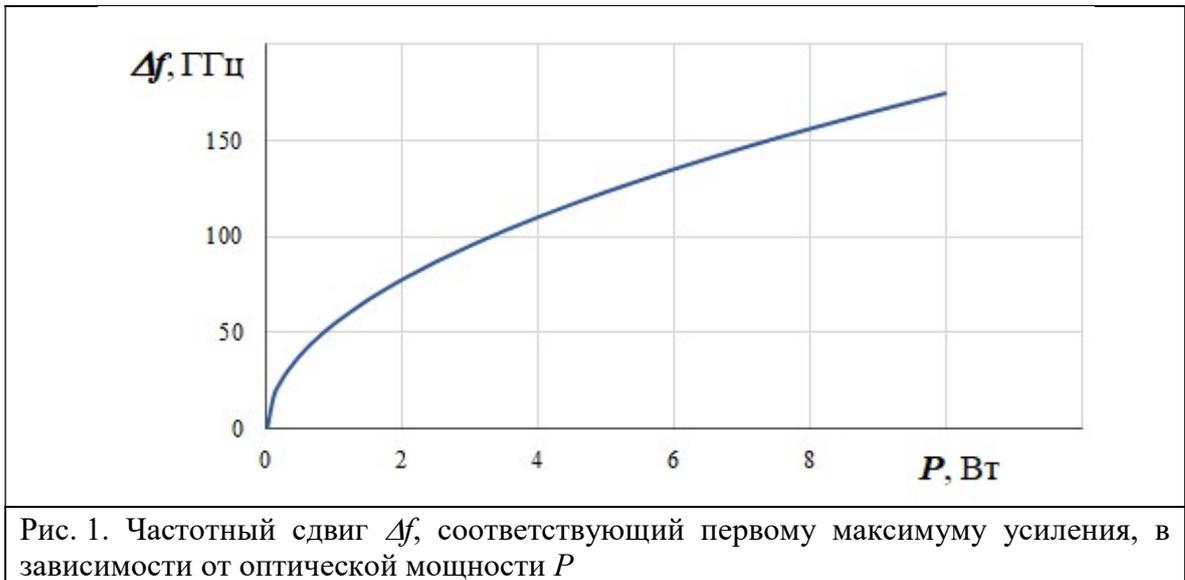
$$\delta\omega_D(T) = -\frac{\partial\Phi_D}{\partial T} = \left(\frac{2z/L_D}{1 + z/L_D}\right)\frac{T}{T_0^2}$$

имеет противоположный знак и при условии (3) вносит значительно меньший вклад. Чирп частоты оптического импульса приводит к уширению его спектра. Таким образом, используя эффект ФСМ можно получить уширение спектра передаваемого по волоконному световоду оптического сигнала.

В случае квазинепрерывного излучения на входе волоконного световода при условии малости потерь можно сделать аналитические оценки уширения спектра оптического излучения. Максимум усиления достигается при двух значениях частот [1, 2]:

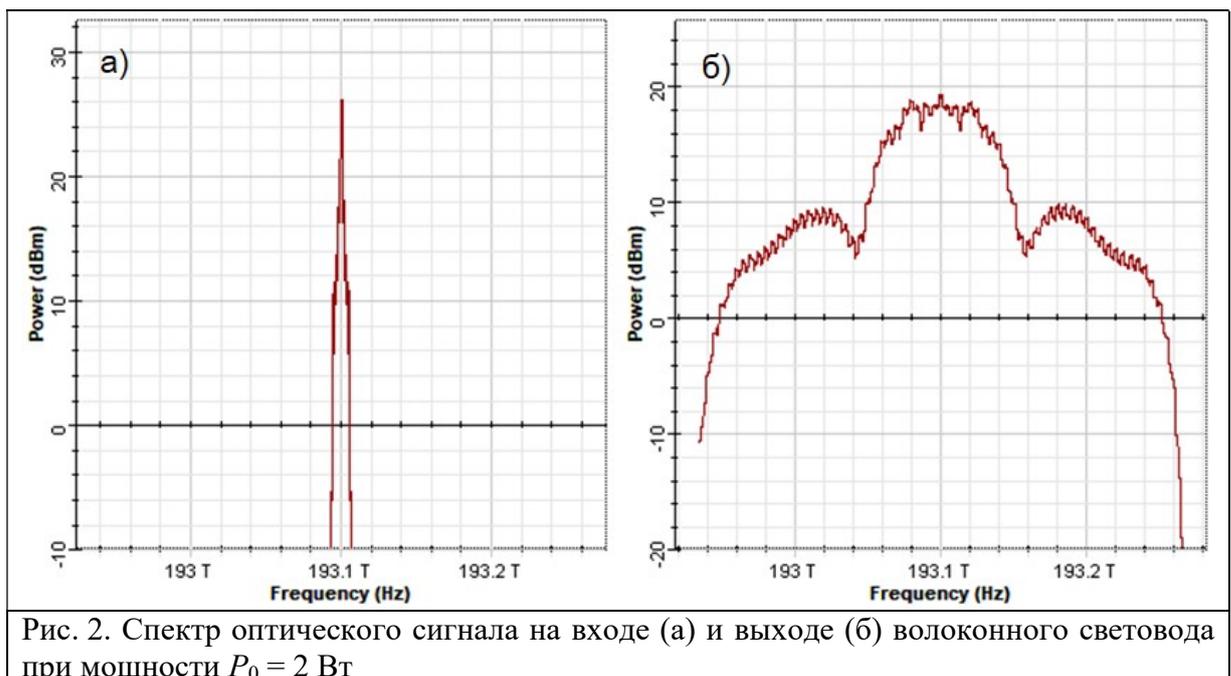
$$\Delta f = \pm \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}}.$$

Для численной оценки величины Δf используем параметры стандартного кварцевого волоконного световода: $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\gamma = 1,2 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$. В качестве исходного сигнала можно взять импульс длительности 100 пс, аналогично [1]. Результаты расчётов представлены на рис. 1. Значение Δf соответствует максимуму усиления.



Керровская нелинейность приводит к модуляционной неустойчивости и уширению спектра передаваемого излучения. Результатом влияния нелинейности волоконного световода является уширение спектра и появление на нём дополнительных максимумов, расположенных симметрично относительно центральной частоты f_0 со спектральной отстройкой $\pm\Delta f$.

Для численного моделирования в программе OptiSystem были выбраны параметры, соответствующие стандартному волоконному световоду, как наиболее часто используемому на практике: $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\gamma = 1,2 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, $\alpha = 0,046 \text{ км}^{-1}$ ($\alpha_{\text{уп}} = 0,2 \text{ дБ/км}$), $L_{\text{eff}} = 6 \text{ км}$ на длине волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$, $L_{\text{NL}} = 0,41 \text{ км}$, $L_D = 180 \text{ км}$. Пиковая мощность на входе световода составляла P_0 от 0,5 до 5 Вт. Результаты моделирования представлены на рис. 2.



Положение первых максимумов соответствует частотному сдвигу 70 ГГц, что хорошо согласуется с расчётным значением $\pm\Delta f = 60$ ГГц. Полная ширина спектра по уровню 1 мВт перекрывает частотную полосу 300 ГГц. При частотном разнесении спектральных каналов 25 ГГц это перекрывает полосу 12 каналов.

При использовании световодов со смещённой дисперсией частотный сдвиг увеличивался и наблюдался на меньших длинах световода.

На следующем шаге моделировалось измерение спектральной полосы пропускания отдельных каналов демультиплексора (спектрального фильтра) с шириной полосы 10 ГГц. Как показано на рис. 3, полученный широкополосный источник обеспечивает достаточную точность проведения измерений.

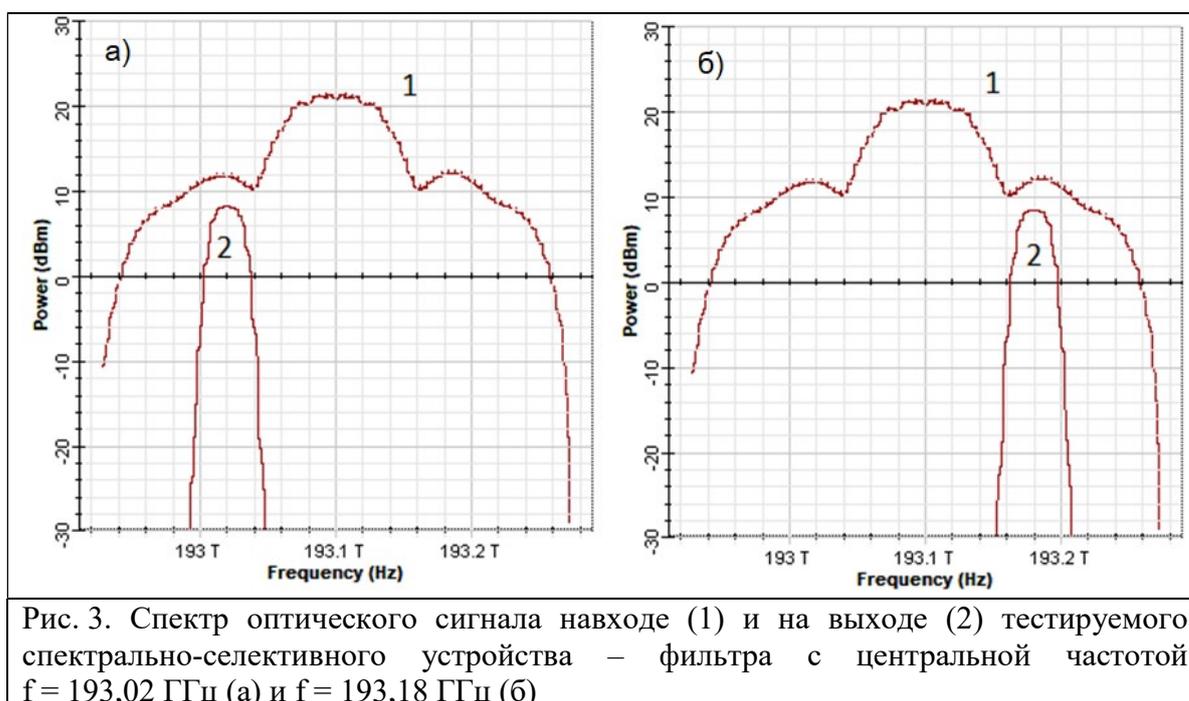


Рис. 3. Спектр оптического сигнала на входе (1) и на выходе (2) тестируемого спектрально-селективного устройства – фильтра с центральной частотой $f = 193,02$ ГГц (а) и $f = 193,18$ ГГц (б)

Таким образом, результаты численного моделирования в программе OptiSystem подтвердили возможность получения широкополосного источника излучения за счёт использования нелинейных свойств волоконных световодов. Результаты моделирования находятся в хорошем соответствии с теоретическими оценками.

Конфликт интересов

Автор статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и ему ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Г. Агравал Нелинейная волоконная оптика. // М.:Мир, 1996. – 323 с.
2. G. P. Agrawal. Nonlinear fiber optics: its history and recent progress/ J. of Optical Society of America B, vol.28, no.12, pp.A1-A10. 2011.
3. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лидарное уравнение с учётом конечной ширины линии. // Известия РАН. 2015. Т.79, №2. С.170-180.

Лазеры. Измерения. Информация. 2022. Том № 02. № 02 (06)
<https://lasers-measurement-information.ru>

4. G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, 5th Academic Press, San Diego, USA. 2013. 529 p.
5. Мкртычев О. В., Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лазерная абляция нанокompозитов. // Научно-техн. Ведомости СПбПУ. Физ.-Мат. Науки. 2015, №1 (213) С. 128-135.
6. Андреев Д. П. Исследование особенностей формирования высокоскоростной последовательности оптических импульсов с перестройкой несущей частоты для ВОЛС со спектральным уплотнением каналов. // Лазеры. Измерения. Информация. 2021, №1(3), с.38-41.
7. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Эксперимент. зондирование промыш. аэродисперс. потоков. // Научно-техн. Ведомости СПб Политех. Универ. Физ.-Мат. Науки. 2014, №4 (206). С.64-73.
8. Kivshar Y. S. Agrawal G. P. 2003 The Institute of Optics University of Rochester (New York, USA).
9. Ermolaev A. A., Shevchenko M. A., Andreeva E. I., Andreev D. P. Features of a Fiber-Optics Transmission System Using Dispersion-Managed Optical Solitons. // Springer Proceedings in Physics. 2022, vol.268, pp. 521–526.

Investigation of the possibility of creating a broadband source for the optical communication applications

Andreev D. P.

*195251, Russia, St. Petersburg, st. Polytechnic, 29,
 Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

Broadband optical sources are used for the optical communication applications. They are useful as equipment for the fiber-optic component test. The most appropriate for these purposes is the use of semiconductor lasers coupled with optical fiber. Such sources cover the entire required spectral range, provide high input power to the tested devices, provide a high signal-to-noise ratio, are convenient and affordable to use. The possibility of obtaining such a broadband optical source using the nonlinear effects in fiber has been confirmed by computer modeling in the OptiSystem program. It is shown that with an increase in the optical power at the input of the fiber, the width of the source optical spectrum is increasing. The obtained results are in good agreement with theoretical calculations.

Key words: fiber-optics communication system, laser, optical fiber, wavelength division multiplexing.