

# Исследование генерации узкополосных сверхкоротких импульсов в различных схемах

Ефремов Владислав Дмитриевич

младший научный сотрудник тем. группы 17-1 ИАиЭ СО РАН

Харенко Денис Сергеевич

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник тем. группы 17-1 ИАиЭ СО РАН

Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания ИАиЭ СО РАН (№ 1023032300223-7-1.3.6, рук. Бабин С.А., 2024-2026 гг.)

## Аннотация

При помощи численного моделирования была исследована схема волоконного лазера с синхронизацией мод для получения узкополосных пикосекундных импульсов за счёт внедрения чирпованной волоконной брэгговской решётки (ЧВБР) в резонатор. Показано, что основную роль в формировании импульса играет эффект самосжатия спектра, который впервые был обнаружен внутри лазерного резонатора. Также было показано, что на ширину спектров генерируемых импульсов оказывает влияние не полоса пропускания ЧВБР, а обеспечиваемая ею большая аномальная дисперсия. Это демонстрирует большой потенциал для дальнейшего использования и исследования лазеров ЧВБР и эффекта самосжатия спектра.

## 1 Постановка задачи

Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) является мощным инструментом, который позволяет исследовать процессы, происходящие в биологических тканях и клетках. Волоконные оптические параметрические генераторы (ВОПГ) в последнее время исследуются в качестве перспективных источников для КАРС. Подходящие по характеристикам параметрические импульсы генерируются при помощи фотонно-кристаллического волокна и узкополосных импульсов накачки пикосекундной длительности. От последних требуется высокая пиковая мощность. Однако получение подобных импульсов путём пропускания их через узкий спектральный фильтр, приводит к разрушению огибающей после усиления. Недавно в волоконных лазерах был продемонстрирован другой подход — прямая генерация узкополосных импульсов за счёт добавления в резонатор волоконного лазера чирпованной волоконной брэгговской решётки (ЧВБР), обеспечивающей большую аномальную дисперсию. Ранее такой подход применялся к схемам на основе нелинейного усиливающего петлевого зеркала (НУПЗ) и эффекта нелинейного вращения поляризации (НВП). Импульсы имели ширину спектра 0.17 нм и 0.7 нм, соответственно, однако влияние параметров ЧВБР тщательно не исследовалось. В том числе не поднимался вопрос получения импульсов с наименьшей шириной спектра, на который можно ответить при помощи численного моделирования.

## 2 Численное моделирование

Для моделирования распространения излучения по волокну использовалось обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера с учётом эффекта вынужденного комбинационного рассеяния. Для решения использовался метод Рунге-Кутты 4-го порядка

в представлении взаимодействий в сочетании с методом адаптивного размера шага. Всё это, а также численные модели различных элементов волоконных лазеров, реализовано в нашей библиотеке Python-based optical fibre system simulator (PyOFSS). Моделирование синхронизации мод на основе НВП было реализовано через представление самоамплитудной модуляции (САМ) в виде точечного воздействия на поле через функцию пропускания:

$$\rho(P) = \rho_{\max} - \left( \frac{P}{P_{\text{cr}}} - 1 \right)^2 (\rho_{\max} - \rho_{\min}), \quad (1)$$

где  $\rho_{\min}$  определяет минимальное пропускания при низких мощностях, а  $\rho_{\max}$  максимальное пропускание при критической мощности  $P_{\text{cr}}$ . Усиление излучения моделировалось точечной функцией с эффектом насыщения в виде:

$$g(E) = \frac{g_0}{1 + E/E_{\text{sat}}}, \quad (2)$$

где  $g_0$  коэффициент усиления в дБ,  $E$  энергия импульса,  $E_{\text{sat}} = P_{\text{sat}} \cdot T_R$  энергия насыщения,  $T_R$  время обхода резонатора. Волокно моделировалось как одномодовое со следующими параметрами:  $\beta_2 = 22 \text{ пс}^2/\text{км}$ ,  $\beta_3 = 0.037 \text{ пс}^3/\text{км}$ ,  $\gamma = 6 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ . Воздействие ЧВБР было разделено на два этапа, каждый из которых учитывался отдельно — это спектральная фильтрация и добавочная дисперсия.

### 3 Результаты и обсуждение

Данная работа состояла из двух этапов. В первую очередь было проведено сравнение численных моделей волоконных лазеров с ЧВБР: на основе НУПЗ и на основе эффекта НВП. Полоса пропускания ЧВБР составляла 0.4 нм с центральной длиной волны 1030.2 нм. Суммарная дисперсия резонатора в обеих схемах составляла величину около  $-40 \text{ пс}^2$ . В результате были найдены режимы стабильной генерации импульсов с шириной спектров 0.17 нм и 0.2 нм, соответственно. Сделан вывод, что не смотря на использование существенно отличающихся схем были получены схожие импульсы с весьма специфичными параметрами [1].

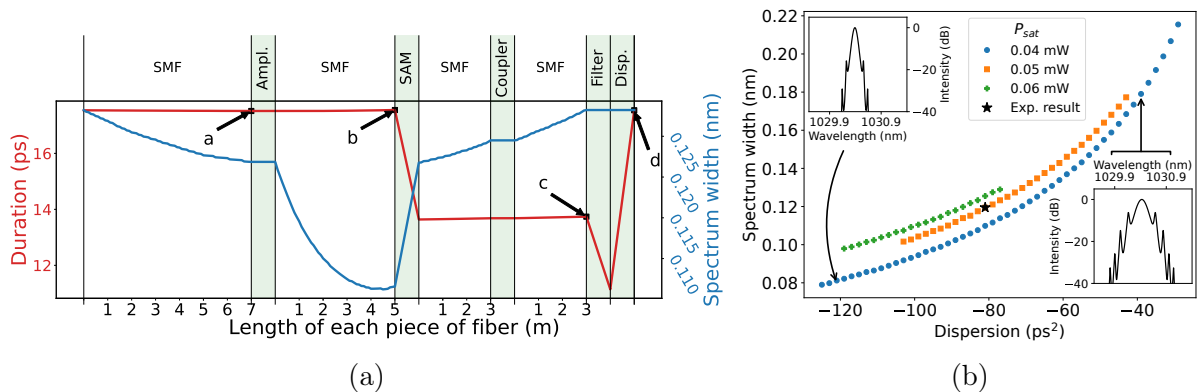


Рис. 1: Эволюция длительности и ширины спектра моделируемых импульсов внутри резонатора (a). Зависимость ширины спектра от дисперсии, обеспечиваемой ЧВБР при ширине спектральной фильтрации в 40 нм (b). Кругом, квадратом и крестиком обозначены различные  $P_{\text{sat}}$  точечного усиления в модели. Звездой — результат, соотносимый с экспериментальными измерениями.

Так как волоконные лазеры на основе эффекта НВП имеют более гибкую настройку режима генерации, что больше подходит для использования в КАРС, именно такая экспериментальная схема в дальнейшем была реализована. В ней использовалась ЧВБР, которая обеспечивала крайне большую аномальную дисперсию в размере  $-81.6 \text{ пс}^2$ , чего ранее никто не достигал. В результате в эксперименте, а затем и в численном моделировании, были получены импульсы с шириной спектра  $0.12 \text{ нм}$  и длительностью  $16 \text{ пс}$  [2, 3]. Параметры усиления были следующими:  $g_0 = 25 \text{ дБ}$  и  $P_{\text{sat}} = 0.05 \text{ мВт}$ , параметры самоамплитудной модуляции:  $\rho_{\text{max}} = 0.8$ ,  $\rho_{\text{min}} = 0.07$  и  $P_{\text{cr}} = 400 \text{ Вт}$ . Численное исследование эволюции длительности и ширины спектра внутри резонатора (Рис. 1а) позволило обнаружить эффект самосжатия спектра. Это явление, при котором импульс с отрицательным чирпом, распространяясь по волокну с нормальной дисперсией, испытывает сжатие из-за фазовой самомодуляции. Ранее данный эффект демонстрировался лишь в однопроходных схемах и не обнаруживался в волоконных резонаторах. Основываясь на изменениях ширины спектра импульса, было выдвинуто предположение, что она больше зависит от дисперсии ЧВБР, чем от её полосы пропускания. Чтобы проверить это, в численной модели ширина фильтра была увеличена до  $40 \text{ нм}$ , а добавочная дисперсия варьировалась от  $-120 \text{ пс}^2$  до  $-30 \text{ пс}^2$  (Рис. 1б). Как итог, ширина спектров осталась малой:  $0.08 - 0.2$ , из чего можно сделать вывод, что главную роль в формировании импульсов играет добавочная дисперсия и эффект самосжатия спектра, который обеспечивает баланс. Это открывает новый взгляд на внутрирезонаторную динамику волоконных лазеров на основе НВП, а также даёт больше свободы для создания и использования ЧВБР с большой аномальной дисперсией.

## 4 Эффект от использования кластера

Так как невозможно оценить параметры САМ экспериментально, их пришлось подбирать вручную вместе с параметрами усиления с эффектом насыщения. Всё это удалось сделать лишь благодаря использованию графических ускорителей NVIDIA Tesla V100, которые позволили быстро провести расчёты большого числа точек в пространстве параметров резонатора и построить области стабильной генерации импульсов. По последним оценкам выигрыш по времени был более, чем в 50 раз по сравнению с расчётами на центральном процессоре.

### *Литература*

- [1] Ефремов В.Д., Харенко Д.С. Исследование генерации узкополосных сверхкоротких импульсов в различных волоконных схемах // Фотон-экспресс. 2023. Vol. 190, № 6. P. 450–451. <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2023-6-450-451>
- [2] Efremov V.D., Kharenko D.S. Narrowband ultrashort pulses generation in different fiber schemes using a highly chirped Bragg grating // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO). 2024. P. 42–42. <https://doi.org/10.1109/ICLO59702.2024.10624413>.
- [3] Efremov V.D. et al. Self-compressed to narrowband picosecond pulses generated by extremely large anomalous net cavity dispersion // Opt. Lett. 2025. Vol. 50, № 5. P. 1613–1616. <https://doi.org/10.1364/OL.549525>.