

Влияние времени релаксации насыщаемых потерь нелинейного поглотителя на структуру солитонного импульса волоконного лазера с различной длиной резонатора

А.А.Мастин, П.А.Рябочкина

Методами численного моделирования выполнены расчеты зависимости профиля и спектра импульса кольцевого волоконного лазера в области аномальной дисперсии групповой скорости от длины резонатора лазера и времени релаксации насыщаемых потерь нелинейного поглотителя. Установлено, что при увеличении длины резонатора лазерный импульс приобретает пьедестал, положения фронтов которого соответствуют частотам пиков Келли. Показано, что конечность времени релаксации насыщающегося поглотителя приводит к асимметрии профиля и спектра генерации импульса.

Ключевые слова: солитонный волоконный лазер, пики Келли, насыщаемые потери, нелинейный насыщающийся поглотитель, время релаксации.

1. Введение

Интерес к волоконным солитонным лазерам объясняется возможностью формирования в них импульсов субпикосекундной длительности непосредственно в резонаторе лазера без использования внешнего сжатия [1–6]. Формирование таких импульсов происходит за счет аномальной дисперсии групповой скорости и фазовой самомодуляции. Спектр солитоноподобного импульса имеет гауссов профиль с характерными пиками Келли [7, 8]. Последние образуются в результате интерференционного усиления спектральных компонент импульса, у которых при обходе резонатора возникает вследствие дисперсии фазовой скорости набег фазы, кратный 2π , относительно фазы спектральной компоненты импульса с несущей частотой [7–9].

Импульсный режим работы лазера может быть реализован с помощью нелинейного насыщающегося поглотителя, позволяющего пассивно согласовывать моды лазера. В качестве таких поглотителей широко используются полупроводниковые структуры SESAM и структуры на основе углеродных нанотрубок [3–6]. Действие поглотителя заключается в создании насыщаемых по интенсивности лазерного импульса потерь, восстанавливаемых в зависимости от его времени релаксации, которое является важной характеристикой, определяющей предельно допустимую энергию импульса [9–12]. Время релаксации нелинейного поглотителя может в несколько раз превышать длительность самого импульса [10–12]. Конечность времени релаксации поглотителя значительным образом

влияет на передний фронт импульса, практически не влияет на его задний фронт [10] и по сути является дестабилизирующим фактором, приводящим к росту неустойчивостей за импульсом, где селективное по интенсивности действие поглотителя отсутствует, а усиление активной среды сохраняется. Это приводит к росту шума и дестабилизации лазерного импульса [10–12].

Следует отметить, что в настоящее время отсутствуют детальные данные о влиянии времени релаксации потерь насыщающегося поглотителя на профиль и спектр импульса волоконного лазера с различной длиной резонатора. В связи с этим целью настоящей работы было исследование методами численного моделирования влияния времени релаксации насыщенного состояния поглотителя на профиль и спектр импульса волоконного лазера с различной длиной резонатора в области аномальной дисперсии групповой скорости.

2. Описание численной модели

В общем случае динамика импульса в активном окне резонатора лазера описывается нелинейным уравнением Шредингера в частотном представлении [13]:

$$\frac{dU(z, \omega)}{dz} = i \sum \beta_n \omega^n U(z, \omega) + i\gamma G(z, \omega) + \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega^2}\right) g(z) U(z, \omega), \quad (1)$$

где ω – отстройка частоты лазерного импульса от несущей частоты ω_0 ; z – координата вдоль резонатора волоконного лазера; $U(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, t) \exp(-i\omega t) dt$ – спектральная амплитуда поля импульса; $\tilde{U}(z, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда поля импульса; $G(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{U}(z, t)|^2 \tilde{U}(z, t) \exp(-i\omega t) dt$ – фурье-образ функции фазовой самомодуляции поля импульса; β_n – дисперсия групповой скорости импульса; γ – коэффициент керровской нелинейности среды; Ω – полуширина параболической линии усиления активной среды.

А.А.Мастин. АУ «Технопарк-Мордовия», Россия, 430034 Саранск, ул. Лодыгина, 3; e-mail: mastinaa@mail.ru

П.А.Рябочкина. Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, Россия, 430005 Саранск, ул. Большевикская, 68; e-mail: ryabochkina@freemail.mrsu.ru

Поступила в редакцию 9 мая 2019 г., после доработки – 11 июня 2019 г.

Вследствие дисперсии групповой скорости и фазовой самомодуляции частота импульса не является постоянной вдоль профиля импульса. Распределение частоты (длины волны) вдоль профиля импульса (чирп) может быть получено из выражения

$$\omega(z, t)_{ch} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\arctan \frac{\text{Im}(\tilde{U}(z, t))}{\text{Re}(\tilde{U}(z, t))} \right). \tag{2}$$

Длина волны импульса вдоль его профиля в момент времени t определяется как

$$\lambda(z, t)_{ch} = \frac{2\pi c}{\omega(z, t)_{ch} + \omega_0}. \tag{3}$$

Насыщение активной среды определяется соотношением

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + E_p / (P_g T_R)}, \tag{4}$$

где g_0 – усиление слабого сигнала; P_g – мощность насыщения усиления активной среды; T_R – время обхода резонатора импульсом. Энергия импульса и мощность сигнала соответственно имеют вид

$$E_p(z) = \int P(z, t) dt, \tag{5}$$

$$P(z, t) = |\tilde{U}(z, t)|^2. \tag{6}$$

Динамика насыщаемых потерь пассивного нелинейного поглотителя описывается уравнением

$$\frac{\partial q(t)}{\partial t} = -\frac{q(t) - q_0}{\tau_a} - \frac{q(t) |\tilde{U}(z, t)|^2}{\tau_a P_a}, \tag{7}$$

где $q(t)$ – коэффициент поглощения сигнала поглотителем; q_0 – коэффициент поглощения слабого сигнала; τ_a – время релаксации насыщенного состояния поглотителя; P_a – мощность насыщения потерь нелинейного поглотителя.

Для быстродействующего поглотителя выполняется условие $\tau_a \ll T_p$, где T_p – длительность импульса. Тогда

$$q(t) = \frac{q_0}{1 + |\tilde{U}(z, t)|^2 / P_a}. \tag{8}$$

В этом случае амплитуда импульса $\tilde{U}_2(z, t)$, прошедшего через поглотитель, может быть представлена в виде

$$\tilde{U}_2(z, t) = F \tilde{U}_1(z, t),$$

где $\tilde{U}_1(z, t)$ – входящий сигнал; F – функция пропускания импульса поглотителем:

$$F = 1 - q(t). \tag{9}$$

Расчет структуры импульса волоконного лазера проводился путем численного решения уравнения (1) в среде Matlab с использованием вычислительной процедуры ode45. Поиск решения осуществлялся в процессе многократного прохода импульса по резонатору. Оптимальный

вариант решения выбирался при условии стабилизации профиля импульса. Как правило, для получения оптимального решения требовалось 100–150 проходов импульса по резонатору.

В настоящей работе моделирование осуществлялось для двухмикронного кольцевого волоконного лазера, активной средой которого являлось кварцевое волокно, легированное ионами Tm^{3+} . Схема данного лазера представлена на рис.1. Кольцевой волоконный лазер включает в себя мультиплексор 1 для ввода накачки, активное волокно 2 длиной L_1 , делитель мощности 3 , пассивный нелинейный поглотитель 4 , пассивное волокно 5 длиной L_2 . При моделировании не учитывались частотные фильтрующие свойства компонентов резонатора. Предполагалось, что импульс в резонаторе лазера распространяется по часовой стрелке и 90% энергии импульса выводится из резонатора с помощью делителя мощности [14–16].

Приведем четыре конфигурации резонатора волоконного лазера, для которых выполнялось моделирование структуры импульса:

- 1) лазер с коротким резонатором (длина пассивного волокна $L_2 = 0.5$ м) и насыщающимся поглотителем с бесконечно малым временем восстановления поглощения ($\tau_a = 0$, «быстрый» поглотитель);
- 2) лазер с коротким резонатором ($L_2 = 0.5$ м) и насыщающимся поглотителем с конечным временем восстановления поглощения ($\tau_a = 8$ пс, «медленный» поглотитель);
- 3) лазер с длинным резонатором ($L_2 = 5$ м) и насыщающимся поглотителем с $\tau_a = 0$;
- 4) лазер с длинным резонатором ($L_2 = 5$ м) и насыщающимся поглотителем с $\tau_a = 8$ пс.

Далее в тексте лазеры с конфигурациями резонаторов 1, 2, 3, 4 будем обозначать как лазеры 1, 2, 3, 4 соответственно.

Ниже приведены значения параметров резонатора кольцевого волоконного лазера, которые использовались для моделирования структуры импульса. Моделирование выполнялось для усиления g_0 , соответствующего импульсу с максимальной энергией в одноимпульсном режиме на период обхода резонатора.

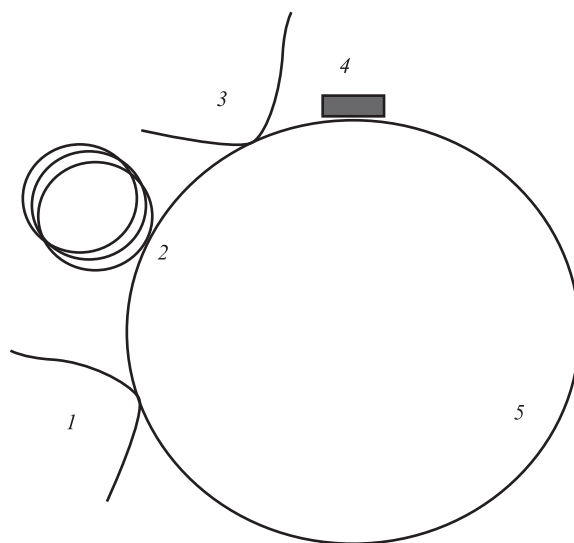


Рис.1. Схема кольцевого волоконного лазера, используемая для моделирования структуры солитонного импульса.

Дисперсия групповой скорости, β_2 (пс ² /м)	-0.0695
Дисперсии групповой скорости третьего порядка, β_3 (пс ³ /м)	0.0003
Коэффициент нелинейности волокна, γ (Вт ⁻¹ ·м ⁻¹)	0.0012
Мощность насыщения усиления активного волокна, P_g (Вт)	0.02
Длина активного волокна, L_1 (м)	0.3
Коэффициент поглощения слабого сигнала поглотителем, q_0	0.3
Мощность насыщения потерь нелинейного поглотителя, P_a (Вт)	10
Полуширина линии усиления активной среды, Ω (пс ⁻¹)	2.7

3. Результаты моделирования и их обсуждение

В результате моделирования были рассчитаны профили мощности $P(z, t)$ и спектры лазерных импульсов $U(\omega, z)$, выходящих из резонатора через делитель мощности. В процессе моделирования принималось, что энергия импульса соответствует максимально возможной при условии одноимпульсного режима генерации.

Полученные в результате моделирования профили мощности (6) и функции пропускания нелинейного поглотителя (9) для волоконных лазеров 1 и 2 показаны на рис.2. Видно, что для поглотителя с конечным временем релаксации характерно наличие участка с малыми потерями после прохождения импульса. Это приводит к появлению асимметрии профиля импульса, его задний фронт становится более пологим, чем передний.

Получены следующие значения энергии импульса, рассчитанные при усилении активного волокна $g_0 = 22 \text{ м}^{-1}$ для лазеров 1 и 2: энергия импульса после делителя мощности $E_{1p} = 0.62 \text{ нДж}$ (лазер 1) и 0.42 нДж (лазер 2); энергия импульса, входящего в поглотитель, $E_{2p} = 0.07 \text{ нДж}$ (лазер 1) и 0.05 нДж (лазер 2).

Отметим, что при одинаковом усилении g_0 энергия импульса лазера с «медленным» поглотителем ниже, чем у лазера с «быстрым» поглотителем. Следовательно, увеличение времени восстановления поглощения приводит к уменьшению энергии импульса.

На рис.3 в логарифмическом масштабе показаны профили нормированной на максимальную величину мощности импульсов волоконных лазеров 1 и 2 и соответствующие им чирпы. Из рисунка видно, что чирп импульса лазера 1 имеет симметричную ступенчатую форму, при-

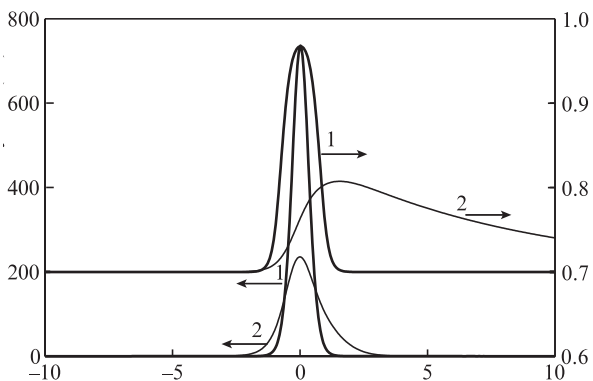


Рис.2. Профили мощности импульсов и функция пропускания поглотителя для лазеров 1 и 2.

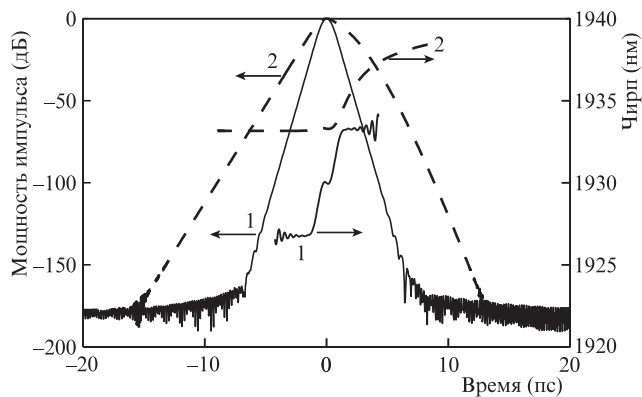


Рис.3. Профили мощности и чирпы импульсов лазеров 1 и 2.

чем передний фронт импульса характеризуется более короткими длинами волн чирпа, чем задний. Конечность времени релаксации насыщающегося поглотителя лазера 2 приводит к асимметрии и смещению чирпа его импульса в длинноволновую область относительно чирпа импульса лазера 1.

Спектры импульсов генерации для лазеров 1 и 2, нормированные на максимальную величину, в логарифмическом масштабе показаны на рис.4. Конечность времени релаксации насыщающегося поглотителя для лазера 2 приводит к смещению спектра генерации импульса этого лазера в длинноволновую область относительно спектра импульса генерации лазера 1. Последнее можно объяснить влиянием «медленного» поглотителя на передний фронт импульса, для которого характерны более короткие длины волн чирпа, чем у заднего фронта (см. рис.3). Конечность времени релаксации насыщающегося поглотителя приводит к большим потерям на переднем фронте импульса, чем на заднем фронте (см. рис.2). В свою очередь, это приводит к перераспределению энергии вдоль профиля импульса, о чем свидетельствует уменьшение площади под кривой профиля импульса в области коротких длин волн чирпа и ее увеличение в области длинных волн чирпа, и, в конечном итоге, к смещению спектра импульса генерации лазера 2 в длинноволновую область.

На рис.5 показаны рассчитанные профили мощности лазерных импульсов и функции пропускания нелинейного поглотителя для лазеров 3 и 4. Отметим, что для функции пропускания насыщающегося поглотителя лазера 3 характерно наличие осцилляций, которые возникают

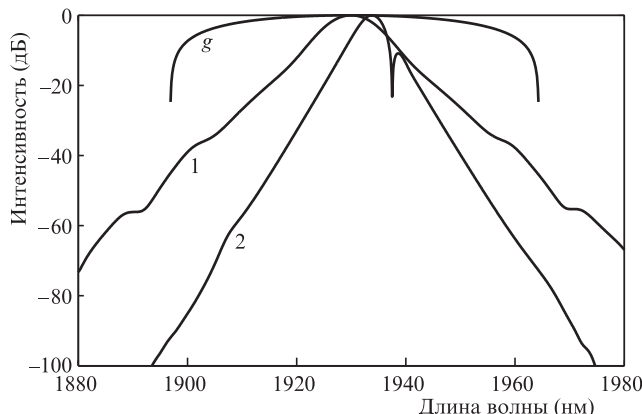


Рис.4. Спектры импульсов генерации волоконных лазеров 1 и 2, а также спектральный профиль усиления активной среды g .

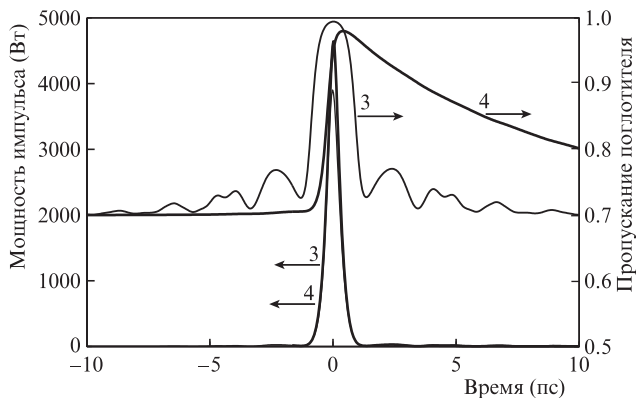


Рис.5. Профили мощности импульсов и функции пропускания насыщающегося поглотителя для лазеров 3 и 4.

вследствие влияния на поглотитель низкоинтенсивных фронтов импульса.

Получены следующие значения энергии импульса, рассчитанные для лазеров 3 и 4 (энергия лазерного импульса 3 и 4 нДж соответственно) при усилении активного волокна $g_0 = 16 \text{ м}^{-1}$: энергия импульса после делителя мощности $E_{1p} = 3.57 \text{ нДж}$ (лазер 3) и 3.48 нДж (лазер 4); энергия импульса, входящего в поглотитель, $E_{2p} = 0.40 \text{ нДж}$ (лазер 3) и 0.39 нДж (лазер 4).

На рис.6 в логарифмическом масштабе показаны профили мощности импульсов, нормированной на максимальную величину, и соответствующие им чирпы для лазеров 3 и 4. Профили мощности импульсов этих лазеров характеризуются центральным пиком и низкоинтенсивным широким пьедесталом с осциллирующим профилем. Подобная структура импульса при исследовании связанных состояний импульсов в солитонном лазере описана в [11]. Подобный пьедестал не характерен для лазеров 1 и 2 (см. рис.3). Появление пьедестала на профиле импульсов лазеров 3 и 4, по-видимому, связано с увеличением дисперсии резонаторов этих лазеров по сравнению с лазерами 1 и 2.

Чирп импульсов лазеров 3 и 4 имеет ступенчатый профиль с осцилляциями. Сравнение чирпа и профиля импульса свидетельствует о том, что длина волны переднего фронта пьедестала импульса меньше длины волны центрального пика. При этом задний фронт пьедестала характеризуется большей длиной волны чирпа по сравнению с центральным пиком. Центральный пик импульса имеет положительный чирп, характерный для солитоноподобного импульса с аномальной дисперсией групповой скорости.

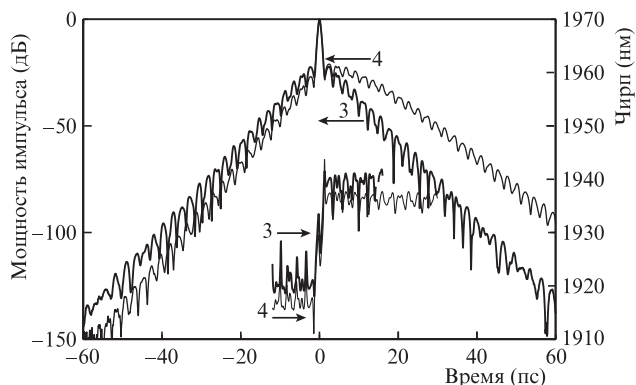


Рис.6. Профили мощности и чирпы импульсов лазеров 3 и 4.

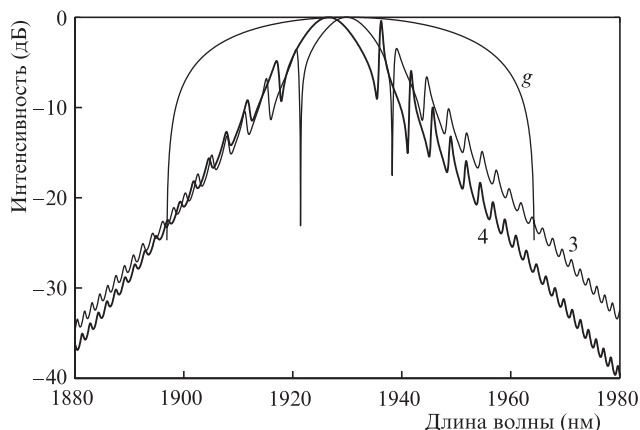


Рис.7. Спектры импульсов генерации лазеров 3 и 4, а также спектральный профиль усиления активной среды g .

Нормированные на максимальную интенсивность спектры импульсов генерации лазеров 3 и 4 в логарифмическом масштабе показаны на рис.7. Видно, что для данных спектров характерно наличие пиков Келли. Длины волн первых пиков Келли на спектрах лазеров 3 и 4 совпадают с длинами волн чирпа переднего и заднего фронтов пьедестала соответствующих импульсов (см. рис.6). Для лазера 3 длины волн первых пиков Келли равны 1920 и 1940 нм.

Увеличение длины резонаторов лазеров 3 и 4 привело к уменьшению расстояния между несущей длиной волны импульса и длинами волн пиков Келли, из-за чего они оказались в полосе усиления активной среды. Эти спектральные компоненты усилились и сформировали пьедесталы импульсов лазеров 3 и 4. Длины волн пиков Келли для лазеров 1 и 2 из-за более короткой длины их резонаторов оказались вне полосы усиления, поэтому пьедестал импульса не сформировался.

Структура чирпов импульсов лазеров 3 и 4 приводит к неустойчивости формы пьедестала при свободном распространении импульса в волокне. Вследствие аномальной дисперсии групповой скорости передний фронт пьедестала импульса опережает центральный пик, а задний фронт отстает от него. Устойчивость формы пьедестала импульса определяется действием насыщающегося поглотителя. Насыщающийся поглотитель периодически корректирует форму дисперсионно-расплывающегося во времени пьедестала.

У лазера 3 с «быстрым» поглотителем профиль импульса является симметричным (см. рис.6). Конечность времени релаксации потерь поглотителя волоконного лазера 4 приводит к появлению асимметрии профиля импульса, что обеспечивает перераспределение энергии пьедестала вдоль профиля импульса. Площадь под кривой пьедестала в области коротких длин волн чирпа уменьшается, а в области длинных волн чирпа увеличивается.

В лазере 4, в отличие от лазера 3, происходит перераспределение интенсивностей пиков Келли. Из рис.7 видно, что для лазера 4 интенсивность первого коротковолнового пика Келли уменьшается, а первого длинноволнового пика увеличивается. Такое перераспределение интенсивностей пиков Келли коррелирует с перестройкой формы пьедестала профиля импульса (см. рис.6). Изменение площадей под фронтами пьедестала импульса, отвечающих коротковолновому и длинноволновому участкам чирпа, согласуется с изменениями интенсивностей соответствующих пиков Келли.

Конечность времени релаксации насыщающегося поглотителя в лазере 4 обеспечивает смещение спектра импульса генерации в коротковолновую область (см. рис.7), тогда как в лазере 2 спектр импульса генерации смещается в длинноволновую область (см. рис.4).

Коротковолновое смещение спектра импульса генерации лазера 4 можно объяснить несимметричным расположением центрального пика на пьедестале импульса. Из-за конечности времени релаксации потерь насыщающегося поглотителя центральный пик импульса лазера смещается в коротковолновую область пьедестала, что приводит к смещению всего спектра.

4. Заключение

Методом численного моделирования выполнено исследование влияния времени релаксации потерь нелинейного поглотителя на профиль и спектр импульса волоконного туллиевого лазера с различной длиной резонатора в области аномальной дисперсии групповой скорости. Показано, что увеличение общей дисперсии резонатора приводит к появлению низкоинтенсивного широкого пьедестала на профиле импульса.

Чирп солитоноподобного импульса волоконного лазера имеет ступенчатый профиль. Положения переднего и заднего фронтов пьедестала импульса волоконного лазера соответствуют значениям длин волн пиков Келли.

Конечность времени релаксации потерь поглотителя приводит к перераспределению энергии пьедестала импульса относительно центрального пика, о чем свидетельствует уменьшение площади под профилем импульса с короткими длинами волн чирпа и увеличение площади под профилем импульса с большими длинами волн. Влияние конечности времени релаксации насыщающегося поглотителя на спектр импульса генерации определяется

наличием пьедестала на профиле импульса. При отсутствии пьедестала конечность времени релаксации приводит к смещению спектра импульса генерации в длинноволновую область, а при наличии пьедестала – к смещению спектра в коротковолновую сторону.

Полученные в ходе моделирования результаты могут представлять интерес при разработке волоконных солитонных лазеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-42-130001 P_a).

1. Mitschke F.M., Mollenauer L.F. *Opt. Lett.*, **12**, 407 (1987).
2. Kafka J.D., Baer T., Hall D.W. *Opt. Lett.*, **14**, 1269 (1989).
3. Solodyankin M.A., Obraztsova E.D., Lobach A.S., Chernov A.I., Tausenev A.V., Konov V.I., Dianov E.M. *Opt. Lett.*, **33**, 1336 (2008).
4. Rahman M.F.A., Latiff A.A., Rosol A.H.A. *J. Lightwave Technol.*, **36**, 3522 (2018).
5. Яруткина И.А., Штырина О.В. *Квантовая электроника*, **43**, 1019 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 1019 (2013)].
6. Ахмад Х., Редуан С.А., Исмаил М.Ф., Тамбиратнам К. *Квантовая электроника*, **48**, 930 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 930 (2018)].
7. Kelly S.M.J. *Electron. Lett.*, **28**, 806 (1992).
8. Dennis M.L., Duling I.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1469 (1994).
9. Tang D., Fleming S., Man W., Tam H., Demokan M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, 1443 (2001).
10. Paschotta R., Keller U. *Appl. Phys. B*, **73**, 653 (2001).
11. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Гуменюк Р.В., Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **45**, 26 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 26 (2015)].
12. Jung D., Kärtner F.X., Brovelli L.R., Kamp M., Keller U. *Opt. Lett.*, **20**, 1892 (1995).
13. Okhotnikov O.G. *Fiber Lasers* (Weinheim, Germany: Wiley, 2012).
14. Yang L., Wan P., Protopopov V., Liu J. *Opt. Express*, **20**, 5683 (2012).
15. Huang C. et al. *Sci. Rep.*, **5**, 13680 (2015).
16. Ortaç B., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **32**, 2149 (2007).