

## ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

# Моделирование генерации ультракоротких импульсов в лазере на эффекте нелинейной эволюции поляризации в двух секциях оптических волокон, поддерживающих поляризацию

И.Н.Бычков, А.И.Баранов

*На основе численного решения нелинейного уравнения Шрёдингера построена модель, описывающая генерацию ультракоротких оптических импульсов в волоконном резонаторе с керровской нелинейностью и нормальной дисперсией. Модель позволила исследовать особенности импульсной генерации излучения лазера с пассивной синхронизацией мод на эффекте нелинейной эволюции поляризации (NPE) в двух отрезках оптического волокна, поддерживающих состояние поляризации (PM). Теоретически показано, что в предложенной схеме можно получить генерацию линейно-циркульно-поляризованных оптических импульсов с шириной спектра более 25 нм и центральной длиной волны 1030 нм.*

**Ключевые слова:** пассивная синхронизация мод, ультракороткие импульсы, нелинейное уравнение Шрёдингера, волоконный лазер.

### 1. Введение

Генерация ультракоротких (менее 10 пс) оптических импульсов является актуальной задачей лазерной физики. Лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) находят широкое применение как в научных исследованиях, так и в технике и медицине [1–3]. Особый интерес вызывают волоконные лазеры, довольно простые в производстве и обладающие высокой надежностью. В одномодовых кварцевых световодах ярко проявляются эффекты, связанные с керровской нелинейностью, что активно используется для генерации УКИ [4–11].

Теоретическое описание работы таких лазеров является весьма трудоемкой задачей. В литературе встречаются два принципиально разных подхода к ее решению. Первый основан на составлении обобщенного уравнения, учитывающего влияние всех элементов резонатора в целом. Затем проводится анализ его решений и их особенностей, однако для получения искомого уравнения приходится пользоваться довольно существенными приближениями. Так, в работах [12–15] авторы получили уравнение распространения импульса в лазере в том приближении, что и нелинейные и дисперсионные эффекты, а также усиление в активной среде аддитивны и вносят малый вклад в эволюцию импульса излучения за один обход резонатора. В [16] авторы построили модель работы лазера в предположении, что в резонаторе распространяется импульс гауссовой формы. Второй подход к моделированию лазеров с пассивной синхронизацией мод основан на численном решении нелинейного уравнения Шрёдингера и расчете эволюции некоего начального импульса, последо-

вательно проходящего через все элементы резонатора [17–19]. Первый подход позволяет увидеть картину генерации импульсного излучения лазера в целом, а также позволяет исследовать различные нестационарные режимы работы. Стоит отметить, что во многих случаях, когда требуется количественное, а не качественное описание, приближения, сделанные при выводе уравнения распространения импульса, могут оказаться неприемлемыми. Второй подход является более математически строгим и позволяет точнее предсказать параметры генерируемого импульса. Однако в этом случае существенно возрастают сложность вычислений и необходимые вычислительные мощности. Именно такой подход мы использовали для создания модели.

С помощью созданной модели мы исследовали работу лазера, в котором пассивная синхронизация мод достигалась за счет нелинейной эволюции поляризации (NPE) в оптическом волокне, сохраняющем поляризацию (PM). В литературе уже описывались лазеры, работающие по этой схеме. Так, в [9] для достижения синхронизации мод использовался отрезок оптического PM волокна, в которое вводилось линейно поляризованное излучение с плоскостью поляризации под углом к медленной оси световода. Далее находилось фарадеевское зеркало, которое отражает излучение, поворачивая при этом его плоскость поляризации на  $90^\circ$ . Таким образом, ось линейной поляризации малоинтенсивного излучения на выходе волокна будет повернута на  $90^\circ$  и изменение состояния поляризации будет определяться только керровской нелинейностью. Если после участка световода поместить поляризатор, то такая система будет образовывать нелинейный элемент, пропускание которого зависит от мощности излучения. Подобная схема с фарадеевским изолятором не очень подходит для генерации импульсов с широким спектром излучения, поскольку из-за спектральной зависимости постоянной Верде угол поворота плоскости поляризации будет зависеть от длины волны, что приведет к плохой поляризационной экстинкции широкополосного излучения. Как будет показано дальше, это критично для стабильности работы лазера. Наиболее оптимальным с

И.Н.Бычков, А.И.Баранов. ООО НТО «ИРЭ–Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1, стр. 3; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: ilbych12@mail.ru

Поступила в редакцию 16 ноября 2018 г., после доработки – 23 февраля 2019 г.

этой точки зрения является использование дополнительного отрезка РМ световода такой же длины, состыкованного с первым с поворотом поляризационных осей на  $90^\circ$ .

Похожая схема была рассмотрена в статьях [19, 20], однако в них авторы исследовали работу только нелинейного элемента, в котором NPE происходила в трех секциях РМ световода, состыкованных друг с другом с поворотом поляризационных осей. В настоящей статье, в отличие от [19, 20], исследуется работа всего лазерного резонатора, в котором в качестве нелинейного элемента используются две секции оптических РМ волокон.

## 2. Описание модели

Схема лазера с пассивной синхронизацией мод на эффекте NPE в двух отрезках РМ световода представлена на рис.1. Выходной ответвитель и изолятор расположены после активного оптического волокна для того, чтобы лазер излучал импульсы с максимальной энергией и шириной спектра. После выходного ответвителя находится спектральный фильтр, за ним – нелинейный элемент, образованный двумя отрезками РМ световода с длинами  $L_1$  и  $L_2$ , состыкованными с поворотом поляризационных осей на угол  $\delta_1 = 90^\circ$ . При моделировании мы считали, что  $L_1 = L_2$ , но в таком случае эффект двойного лучепреломления в двух участках световода компенсируется и состояние поляризации остается без изменений. Для учета нескомпенсированного двойного лучепреломления (возможного различия длин  $L_1$  и  $L_2$ ) после отрезка  $L_2$  расположена перестраиваемая фазовая пластинка, оптическая ось которой совпадает с медленной осью световода.

Основная концепция нашей модели – расчет эволюции импульса по мере его прохождения через элементы резонатора, что позволило исследовать зависимость процесса генерации от любой характеристики элемента резонатора. При расчете прохождения импульса через ответвитель, фильтр и изолятор принимались во внимание только линейные потери с учетом спектральной зависимости. Для расчета распространения в пассивных оптических волокнах была использована система нелинейных уравнений Шрёдингера (НУШ), в которых учтены дисперсионные

эффекты вплоть до третьего порядка, однако отсутствует эффект рамановского саморассеяния [21]:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dz} + \frac{\Delta\beta_1}{2} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} u + \frac{iK}{2} u \\ = i\gamma \left( u|u|^2 + \frac{2}{3} u|v|^2 + \frac{1}{3} v^2 u^* \right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dz} - \frac{\Delta\beta_1}{2} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 v}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} v - \frac{iK}{2} v \\ = i\gamma \left( v|v|^2 + \frac{2}{3} v|u|^2 + \frac{1}{3} u^2 v^* \right). \end{aligned}$$

Здесь  $u, v$  – комплексные амплитуды искомого поля по различным поляризационным осям;  $\Delta\beta_1$  – разность обратных групповых скоростей импульсов с поляризацией по медленной и быстрой осям РМ световода;  $\beta_2, \beta_3$  – коэффициенты дисперсии групповых скоростей и дисперсии третьего порядка;  $K$  – коэффициент линейного двойного лучепреломления;  $\gamma$  – нелинейный коэффициент;  $\alpha$  – коэффициент линейных потерь;  $z$  – направление распространения излучения. Разность обратных групповых скоростей  $\Delta\beta_1$  и коэффициент линейного двойного лучепреломления  $K$  в РМ световоде можно связать выражением  $\Delta\beta_1 = (\lambda/\varepsilon)(K/2\pi)$ . В свою очередь  $K = 2\pi/L_{\text{beat}}$ , где  $L_{\text{beat}}$  – длина биений РМ световода.

Уравнения (1) решались фурье-методом расщепления по физическим факторам [21]. При расчете пассивного световода были использованы следующие параметры:  $\beta_2 = 20 \text{ пс}^2 \cdot \text{км}^{-1}$ ,  $\beta_3 = 0.04 \text{ пс}^3 \cdot \text{км}^{-1}$ ,  $\gamma = 5.5 \text{ Вт}^{-1}$ ,  $L_{\text{beat}} = 3 \text{ мм}$ . Обычно, когда рассматривают РМ волокна с большими коэффициентами двойного лучепреломления и, соответственно, малыми длинами биений, переходят в систему отсчета поляризационных мод световода и делают следующую замену переменных:

$$\begin{aligned} u' &= u \exp(-iKz), \\ v' &= v \exp(iKz). \end{aligned} \quad (2)$$

Этот подход позволяет упростить НУШ и избавляет от необходимости при численном расчете брать шаг расчета меньше  $L_{\text{beat}}$ . При этом последним нелинейным слагаемым из трех в (1) пренебрегают как произведением медленно меняющейся и быстроосциллирующей функций. Упрощенное НУШ выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{du'}{dz} + \frac{\Delta\beta_1}{2} \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u'}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 u'}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} u' \\ = i\gamma \left( u'|u'|^2 + \frac{2}{3} u'|v'|^2 \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv'}{dz} - \frac{\Delta\beta_1}{2} \frac{\partial v'}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 v'}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 v'}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} v' \\ = i\gamma \left( v'|v'|^2 + \frac{2}{3} v'|u'|^2 \right). \end{aligned}$$

Расчет эволюции импульса в активных световодах более сложен, поскольку требует описания взаимодействия с активными ионами. В нашей модели это было осуществ-

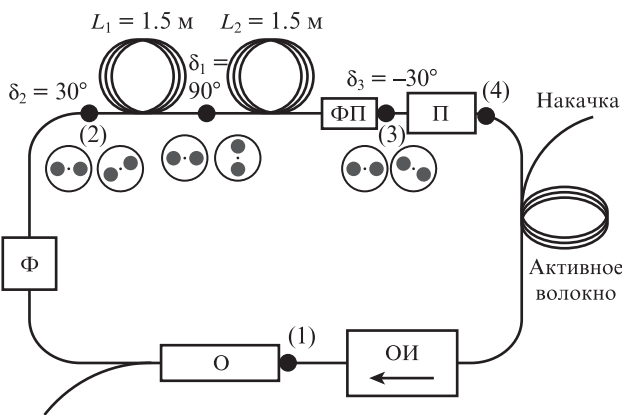


Рис.1. Оптическая схема лазера на эффекте NPE в двух секциях оптического РМ волокна:

П – поляризатор, блокирующий излучение, поляризованное вдоль быстрой оси; ОИ – оптический изолятор; О – ответвитель; Ф – спектральный фильтр гауссовой формы; ФП – перестраиваемая фазовая пластинка, расположенная соосно с РМ световодом; (1)–(4) – контрольные точки.

влено с помощью системы скоростных уравнений и с учетом сечений взаимодействия. При этом мы рассматривали стационарный случай и считали инверсию населенностей установившейся:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2 h\nu A_{\text{eff}}}{\partial t} = 0 &= GP_p(\sigma_a^p N_1 - \sigma_e^p N_2) + P_{CW}(\sigma_a^{CW} N_1 - \sigma_e^{CW} N_2) \\ &+ \sum_j P_s^j(\sigma_a^{sj} N_1 - \sigma_e^{sj} N_2) - \frac{h\nu A_{\text{eff}} N_2}{\tau}, \\ \frac{\partial P_{CW}}{\partial z} &= P_{CW}(\sigma_e^{CW} N_2 - \sigma_a^{CW} N_1), \end{aligned} \tag{4}$$

$$\frac{\partial P_s^j}{\partial z} = P_s^j(\sigma_e^{sj} N_2 - \sigma_a^{sj} N_1),$$

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = GP_p(\sigma_e^p N_2 - \sigma_a^p N_1),$$

$$N_1 + N_2 = N.$$

Здесь  $P_p, P_s^j, P_{CW}$  – мощности излучения накачки, импульсного сигнала и непрерывного излучения, при этом учитываются все спектральные  $j$ -компоненты сигнального излучения;  $\sigma_a^p, \sigma_a^{sj}, \sigma_a^{CW}, \sigma_e^p, \sigma_e^{sj}, \sigma_e^{CW}$  – сечения поглощения (а) и вынужденного излучения (е) накачки, импульсного сигнала и непрерывного излучения соответственно (значения взяты из [22] для ионов иттербия в кварцевых световодах, легированных  $P_2O_5$ );  $A_{\text{eff}} = 33 \text{ мкм}^2$  – эффективная площадь моды сигнального излучения в активном волоконном световоде;  $\tau = 1.4 \text{ мс}$  – время жизни ионов иттербия в возбужденном состоянии;  $N_1, N_2$  – концентрации ионов  $Yb^{3+}$  в основном и возбужденном состояниях;  $N = 13.24 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  – полная концентрация ионов иттербия;  $G = 0.0013$  – интеграл перекрытия поля многомодового излучения накачки с сердцевинной активной модой.

Для того чтобы связать системы уравнений (4) и (3), были применены следующие соотношения, использующие преобразование Фурье  $F[f]$ :

$$|F_j[u]|^2 \Delta\omega f = P_s^j, \tag{5}$$

$$F[\alpha] = -(\sigma_e^{sj} N_2 - \sigma_a^{sj} N_1),$$

где  $f$  – частота следования импульсов;  $\Delta\omega$  – шаг частотной сетки.

При одновременном решении НУШ и системы скоростных уравнений волоконный световод разбивался на участки так, чтобы установившаяся на каждом участке концентрация ионов в возбужденном состоянии могла считаться постоянной. Для осуществления такого разбиения был применен стандартный метод предиктор–корректор.

В волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод может активно проявляться эффект рамановского рассеяния [23], который в нашей модели не учитывается. Согласно [21] пороговая пиковая мощность импульса, при которой начинает проявляться этот эффект, выражается следующим образом:

$$P_{th} \approx 16A/(Lg_R), \tag{6}$$

где  $A = 33 \text{ мкм}^2$  – эффективная площадь моды излучения в пассивном волокне;  $L$  – длина среды;  $g_R \approx 10^{-13} \text{ м} \cdot \text{Вт}^{-1}$  – коэффициент рамановского усиления для плавленного кварца при накачке на длине волны 1 мкм. Характерная длина участка резонатора, по которой распространяется импульс с максимальной пиковой мощностью, в рассматриваемых нами случаях не превышает 3 м, поэтому пиковая пороговая мощность оптических импульсов, ниже которой модель корректно описывает работу резонатора, равна 1800 Вт. Рассчитанные значения пиковой мощности импульсов, генерируемых в рассматриваемых нами резонаторах, не превышали этого значения.

Согласно [24, 25] у самостартующего лазера с пассивной синхронизацией мод импульсное излучение развивается из шумов, когда он работает в режиме генерации непрерывного излучения. Поэтому при расчете генерации импульсов важно учесть возможность существования в резонаторе непрерывного излучения. Без его учета в модели можно получить стационарную генерацию импульсов, которая не будет наблюдаться на практике [26]. В нашей модели вместе с исходным импульсом в резонатор запускалось непрерывное излучение, эволюция которого рассчитывалась аналогично эволюции излучения накачки. При этом на каждом обходе резонатора мы корректировали длину волны непрерывного излучения, считая, что она соответствует максимуму произведения функций усиления и потерь в резонаторе.

### 3. Результаты моделирования

Первый важный параметр, определяющий функцию пропускания нелинейного элемента – это углы  $\delta_2$  и  $\delta_3$  (см. рис.1) между поляризационными осями РМ световода. Угол  $\delta_3$  мы выбрали равным углу  $-\delta_2$  для того, чтобы непрерывное излучение испытывало максимальные потери при нулевом сдвиге фаз фазовой пластинки. Зависимость пропускания от пиковой мощности входного импульса такова, что при меньших входных углах  $\delta_2$  нелинейный элемент начинает просветляться при меньших пиковых мощностях, однако при этом ненасыщающиеся потери больше, чем в случае больших углов (рис.2). Справедливость этого вывода подтверждается в работе [20].

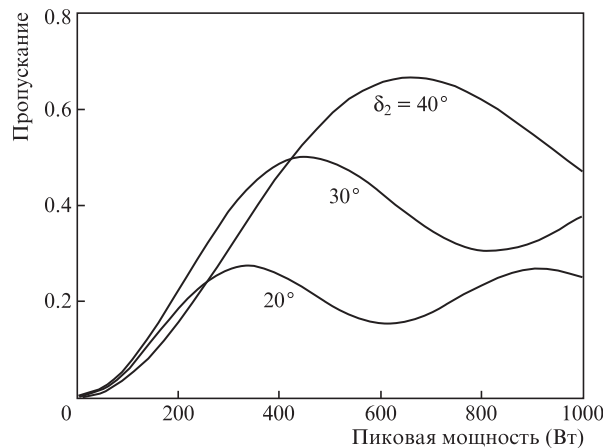


Рис.2. Рассчитанное пропускание нелинейного элемента длиной 3 м в зависимости от пиковой мощности для линейно-чирпированного гауссова импульса при входных углах  $\delta_2 = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ . Выходной угол  $\delta_3 = -\delta_2$ .

Вторым не менее важным параметром нелинейного элемента являются длины волокон  $L_1$  и  $L_2$ . Чем они меньше, тем больше пиковая мощность, необходимая для просветления нелинейного элемента. Соответственно в лазере с более коротким нелинейным элементом будут развиваться импульсы с большей пиковой мощностью, которые за счет нелинейности световода будут иметь большую ширину спектра. Следовательно, после компенсации линейного chirpa достижима меньшая длительность импульса что наиболее интересно с практической точки зрения. Моделирование показало, что в предлагаемой схеме минимальная длина волокон  $L_1$  и  $L_2$ , при которой можно осуществить генерацию импульсов, составляет около 1.5 м. При этих длинах волокон генерация импульсов достигается при полосах пропускания фильтра от 5 до 20 нм. Мы выбрали ширину пропускания гауссова фильтра равной 15 нм.

Для детального анализа данной конфигурации резонатора мы рассчитывали зону стабильности – область пространства в координатах фазового сдвига  $\Delta\varphi$  фазовой пластинки и мощности накачки  $P_p$ , в которой генерируются стабильные по амплитуде импульсы. Для расчета одной точки в этой зоне делалось 100 обходов. На рис.3 представлена рассчитанная зона стабильности для конфигурации резонатора, приведенной на рис.1. Цветом показана нестабильность пиковой мощности импульсов за

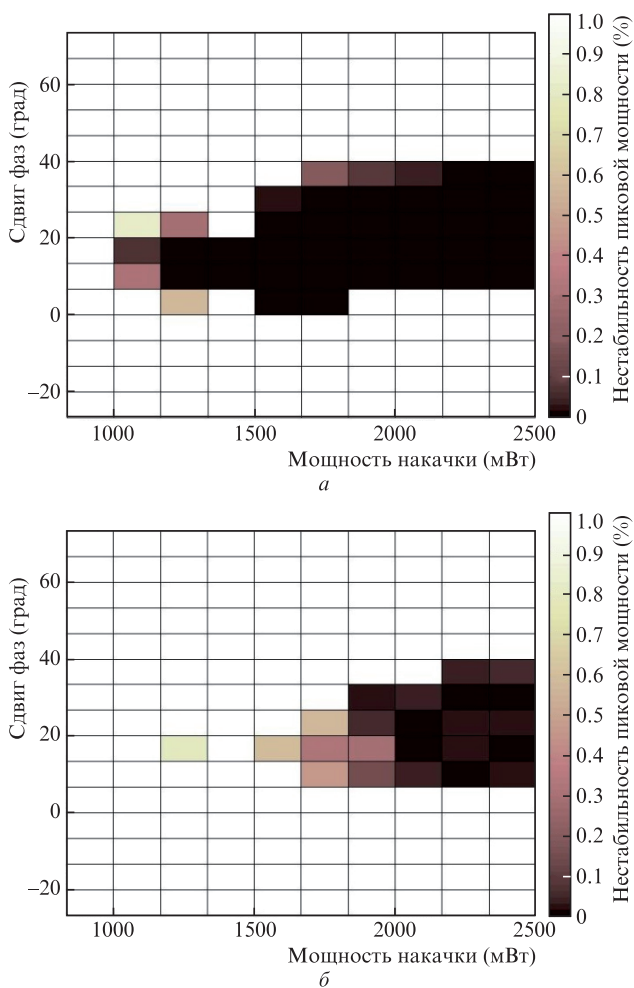


Рис.3. Зоны стабильности, рассчитанные для лазера на рис.1 при угле  $\delta_1 = 90^\circ$  (а) и  $88^\circ$  (б). Цветные варианты рис.3, а также рис.5,б помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

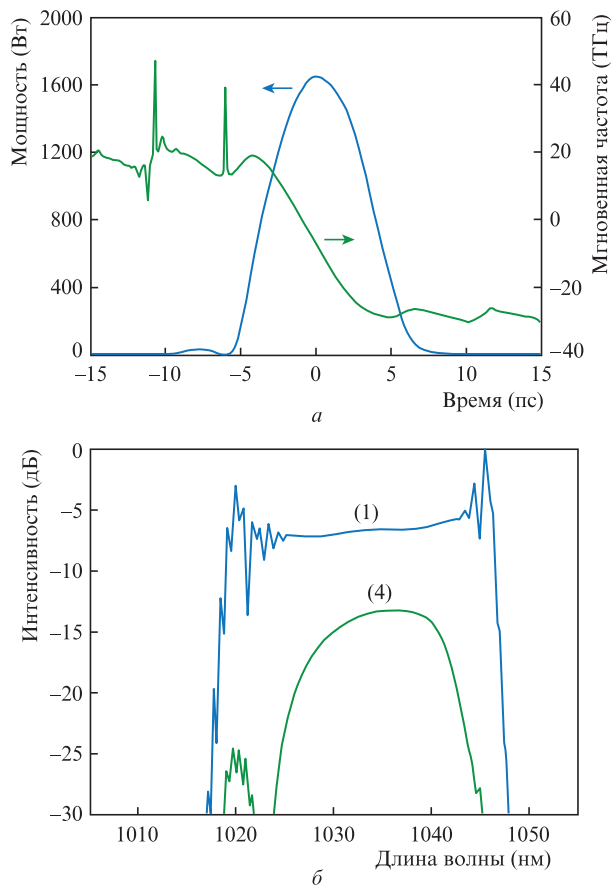


Рис.4. Форма импульса и его chirp в точке (1) резонатора (а) и спектры импульса в точках (1) и (4) резонатора в логарифмическом масштабе (б). Мощность накачки  $P_p = 2200$  мВт, сдвиг фаз  $\Delta\varphi = 20^\circ$ .

последние 15 обходов резонатора. В белой области генерация стабильных по амплитуде импульсов не наблюдается, а в темно-красной области идет генерация импульсов со стабильной амплитудой. Во всех точках, где наблюдалась генерация импульсов со стабильной амплитудой, компонента непрерывного излучения, присутствующая на первом обходе, затухала до уровня ниже  $10^{-20}$  Вт. Вид установившегося оптического импульса не зависел от формы исходного импульса.

Нестабильность пиковой мощности внутри зоны составляет  $10^{-5}$ . Конфигурации, наиболее устойчивой к внешним воздействиям, отвечает точка в центре зоны стабильности, поэтому наиболее стабильный режим работы описанной конфигурации достигается при нескомпенсированном двойном лучепреломлении, соответствующем сдвигу фаз  $\Delta\varphi = 20^\circ$ .

Концепцию зон стабильности можно использовать для анализа чувствительности схемы к изменению некоторых параметров отдельных элементов. Так, наше моделирование показало, что работа данного лазера очень чувствительна к стыковке световодов с длинами  $L_1$  и  $L_2$ , поляризационные оси которых повернуты на угол  $\delta_1 = 90^\circ$ . При изменении угла на  $2^\circ$  зона стабильности резко уменьшается (см. рис.3,б). Также к заметному, но не столь сильному уменьшению зоны стабильности приводит ухудшение поляризационной экстинкции излучения, входящего в нелинейный элемент, тогда как отклонения в углах  $\delta_2$  и  $\delta_3$  не вызывают заметных изменений зоны стабильности.

Форма огибающей, спектр и chirp импульсов, полученные с использованием данной схемы, представлены на

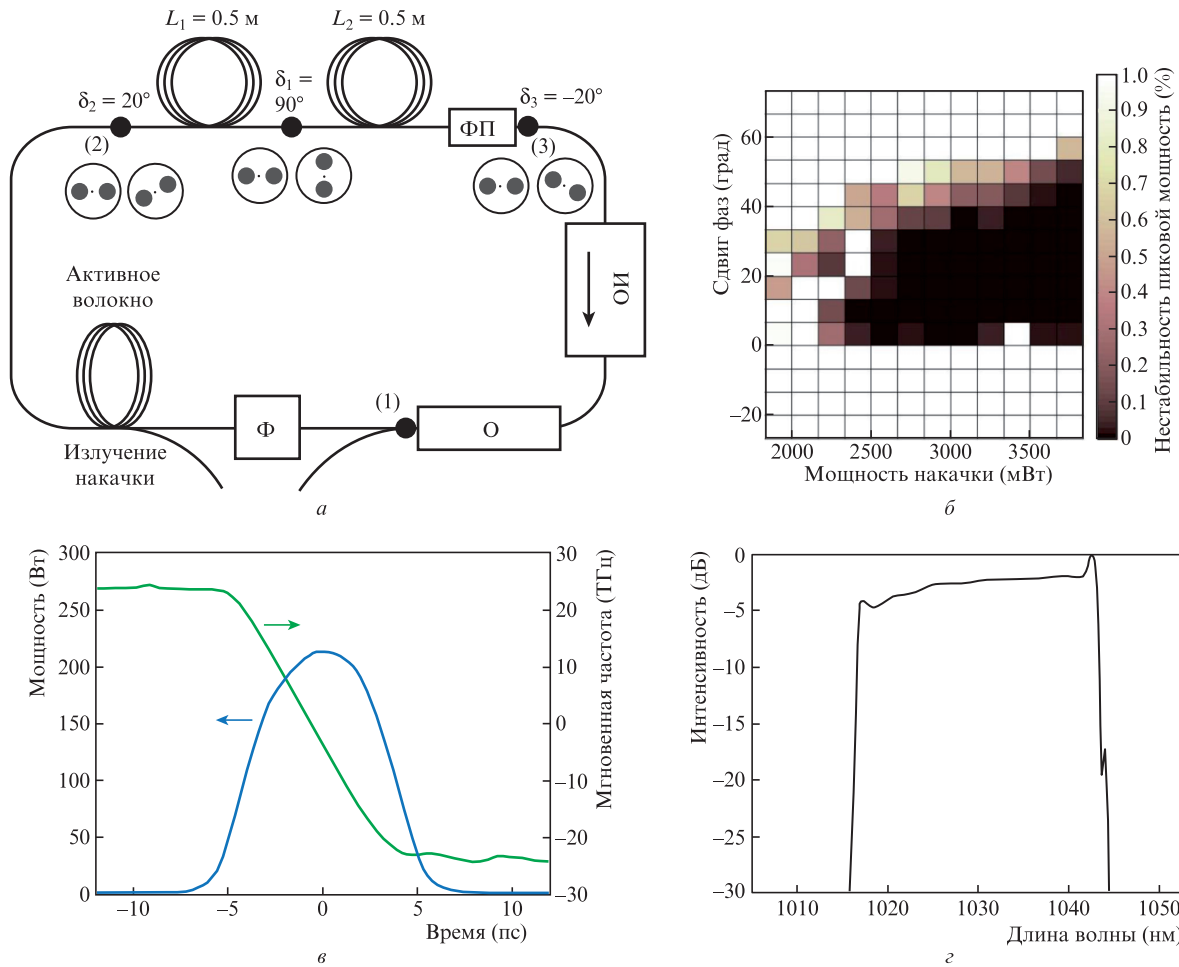


Рис.5. Оптическая схема с расположением нелинейного элемента сразу после активного волокна (оптический изолятор ОИ совмещен с поляризатором, блокирующим излучение поляризованное вдоль быстрой оси) (а); б – рассчитанная зона стабильности; в – форма импульса и его чирп в точке (1) резонатора при  $P_p = 3500$  мВт и  $\Delta\varphi = 30^\circ$ ; г – спектр импульса в точке (1) при  $P_p = 3500$  мВт и  $\Delta\varphi = 30^\circ$ .

рис.4. Энергия импульса в точке (1) резонатора (см. рис.1) составляла 12 нДж. Можно заметить, что выходное излучение содержит маленький побочный импульс (с центром около  $-8$  пс), наличие которого приводит к изрезанной по краям форме спектра. Его появление связано с групповым разбеганием импульсов, распространяющихся с поляризациями вдоль быстрой и медленной осей отрезков РМ световодов. Если в модели «отключить» это разбегание, то побочный импульс исчезнет вместе с «нарезкой» по краям спектра.

Наличие побочного импульса обычно нежелательно для задающих генераторов, используемых как часть более сложной оптической системы. Для того чтобы получить генерацию импульсов с более широким спектром и без побочного импульса, необходимо уменьшить длины оптических волокон  $L_1$  и  $L_2$  нелинейного элемента. Кроме того, чтобы достичь генерации импульсов с максимально коротким нелинейным элементом, его нужно помещать за активным волоконным световодом, где пиковая мощность импульса максимальна. Также можно уменьшить угол  $\delta_2$  между поляризационными осями РМ световода для уменьшения пиковой мощности, необходимой для просветления нелинейного элемента. Соответствующая оптическая схема, получаемая зона стабильности и параметры импульса представлены на рис.5. В отличие от полученных с использованием схемы на рис.1, генерируе-

мые импульсы имеют более гладкий спектр, но в 6 раз меньшую энергию на выходе.

Интересно сравнить результаты нашего моделирования с результатами работ [9, 20], где рассматривался нелинейный элемент, образованный несколькими секциями РМ световода. В результате наличия нескольких секций, поляризационные оси которых повернуты на  $90^\circ$ , распространяющиеся оптические импульсы с поляризациями вдоль быстрой и медленной осей РМ световода постоянно пространственно перекрываются друг с другом, что приводит к более симметричной функции пропускания без побочных максимумов по сравнению со случаем нелинейного элемента с двумя секциями такой же длины. Однако это не означает, что нелинейный элемент из двух секций невозможно использовать для пассивной синхронизации мод. Функция пропускания нелинейного элемента зависит не только от числа секций и их длин, но и от формы входного импульса. Это продемонстрировано на рис.6, где изображены формы и спектры импульсов, прошедших через нелинейный элемент, используемый в схеме на рис.1, при нулевом сдвиге фаз ФП. Входные импульсы во всех случаях имели пиковую мощность 1 кВт, ширину спектра 9.4 нм по уровню 3 дБ, были линейно-чирпированными и имели гауссову форму, а длительности их менялись от 15 до 4 пс. Видно, что при длительности входного импульса 4 пс его форма и спектр существ-

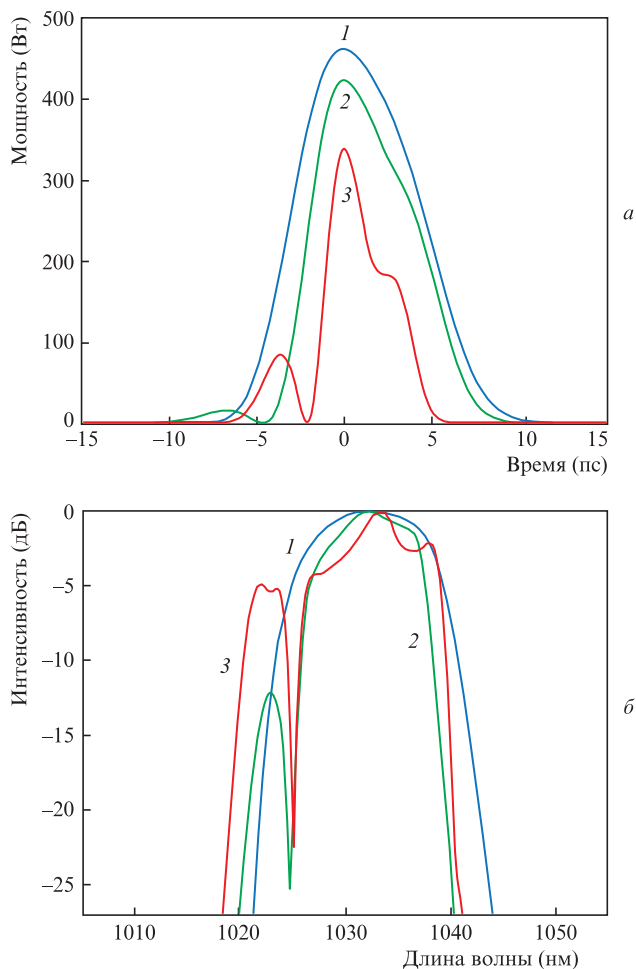


Рис.6. Формы (а) и спектры (б) импульсов, прошедших через нелинейный элемент, используемый в схеме на рис.1. Длительности входного импульса по полувысоте составляли 15 (1), 8 (2) и 4 пс (3).

венно искажались, тогда как более длинные импульсы проходили через нелинейный элемент без столь существенных искажений. Поэтому с точки зрения применения нелинейного элемента в лазерах с пассивной синхронизацией мод важно рассматривать его работу совместно с параметрами всего резонатора.

В случае оптической схемы, показанной на рис.1, из-за несимметричности функции пропускания нелинейного элемента у выходного импульса наблюдался побочный пик и его спектр был изрезан. Однако этот пик исчезал при «выключении» в модели разбегания импульсов, распространяющихся с поляризациями вдоль быстрой и медленной осей РМ световода. Это полностью согласуется с результатами, полученными в [20]. Для получения импульса без побочного пика оптическую схему резонатора необходимо оптимизировать так, чтобы нелинейный элемент был как можно короче. Следовательно, задача генерации короткого оптического импульса с гладким спектром и без побочного временного пика может быть

решена либо с помощью оптимизации длины двухсекционного нелинейного элемента и других параметров резонатора, либо при помощи использования нелинейного элемента, состоящего из трех и более секций.

Итак, с помощью концепции зон стабильности теоретически исследована схема лазера с пассивной синхронизацией мод на основе эффекта NPE в двух отрезках РМ световода, состыкованных с поворотом поляризационных осей под углом 90°. Наиболее стабильная работа этой схемы достигается при нескомпенсированном линейном двойном лучепреломлении между отрезками РМ световодов ~ 20°. Установлено, что на работоспособность схемы существенное влияние оказывает отклонение угла δ<sub>1</sub> стыковки поляризационных осей оптических волокон от 90°. Также теоретически показано, что при использовании короткого нелинейного элемента можно получить генерацию линейно chirпированных импульсов с шириной спектра более 25 нм на длине волны 1030 нм.

1. Dausinger F., Lichtner F. *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications* (Berlin: Springer Science & Business Media, 2004).
2. Osellame R., Cerullo G., Ramponi R. *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials* (Berlin: Springer Science & Business Media, 2012).
3. Assion A. et al. *Science*, **282** (5390), 919 (1998).
4. Zheng Z., Iqbal M., Yu T. *Intern. J. Commun.*, **1** (3), 132 (2007).
5. Aguergaray C. et al. *Opt. Express*, **20** (10), 10545 (2012).
6. Matsas V.J. et al. *Electron. Lett.*, **28** (15), 1391 (1992).
7. Winters D.G. et al. *Opt. Express*, **25** (26), 33216 (2017).
8. Boivinnet S. et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **26** (22), 2256 (2014).
9. Szczepanek Jan, Kardaś Tomasz M., Radzewicz Czesław, Stepanenko Yuriy. *Opt. Lett.*, **42**, 575 (2017).
10. Fermann M.E. et al. *Opt. Lett.*, **18** (11), 894 (1993).
11. Zhang W. et al. *Opt. Express*, **26** (7), 7934 (2018).
12. Leblond H. et al. *Phys. Rev. A*, **65** (6), 063811 (2002).
13. Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. *JOSA B*, **8** (10), 2068 (1991).
14. Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (10), 2086 (1992).
15. Martinez O.E., Fork R.L., Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **9** (5), 156 (1984).
16. Kuizenga D., Siegman A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6** (11), 694 (1970).
17. Baranov A.I., Myasnikov D.V. *Proc. Laser Optics, 2014 Intern. Conf.* (Saint Petersburg: IEEE, 2014, p.1-1).
18. Liu X. *Opt. Express*, **17** (25), 22401 (2009).
19. Tang D.Y. et al. *Phys. Rev. A*, **72** (4), 043816 (2005).
20. Szczepanek J., Kardaś T.M., Radzewicz C., Stepanenko Y. *Opt. Express*, **26** (10), 13590 (2018).
21. Agrawal Govind P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Rochester, 1996).
22. Мелькумов М.А. и др. *Квантовая электроника*, **34** (9), 843 (2004) [*Quantum Electron.*, **34** (9), 843 (2004)].
23. Bednyakova A.E., Babin S.A., Kharenko D.S., Podivilov E.V., Fedoruk M.P., Kalashnikov V.L., Apolonski A. *Opt. Express*, **21**, 20556 (2013).
24. Krausz F., Brabec T., Spielmann C. *Opt. Lett.*, **16** (4), 235 (1991).
25. Chen C.J., Wai P.K.A., Menyuk C.R. *Opt. Lett.*, **20** (4), 350 (1995).
26. Protasenyа D.V., Baranov A.I., Myasnikov D.V. *Proc. Laser Optics, 2016 Intern. Conf.* (Saint Petersburg: IEEE, 2016, p. S1-5).