

Генерация последовательностей светлых и темных солитонов в кольцевом волоконном лазере с синхронизацией мод с использованием диссипативного четырехволнового смещения

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, А.А.Сысолятин

Рассмотрена модель кольцевого волоконного лазера с внутрирезонаторным интерферометром с гармонической синхронизацией мод посредством диссипативного четырехволнового смещения. Указаны необходимые условия, требуемые для синхронизации мод. Проведено численное моделирование генерации последовательности импульсов при различных значениях частоты следования и уровня усиления. Найдены допустимые области значений, при которых возможна успешная синхронизация мод. Показано, что при нормальной дисперсии резонатора лазер с внутрирезонаторным интерферометром способен генерировать последовательность импульсов с энергией, значительно большей, чем в случае аномальной дисперсии.

Ключевые слова: генерация импульсных последовательностей с высокой частотой следования, кольцевой волоконный лазер, диссипативное четырехволновое смещение.

1. Введение

Лазерные источники ультракоротких импульсов с высокой частотой следования востребованы в ряде приложений современной фотоники – оптической связи, сигнальном процессинге, генерации гребенчатого спектра и т.д. [1–3]. Одним из популярных вариантов подобных источников являются лазеры с укороченным резонатором, например полупроводниковые дисковые лазеры, позволяющие достичь частоты следования в сотни ГГц [4, 5]. Еще одним вариантом, сочетающим такие преимущества, как компактность, надежность, высокое качество пучка, удобный вывод и т.д., являются солитонные волоконные лазеры с пассивной гармонической синхронизацией мод [6, 7]. Наиболее распространенным механизмом синхронизации мод в волоконных лазерах является использование насыщающихся поглотителей либо схем с нелинейной зависимостью пропускания от мощности, в частности, за счет нелинейного вращения поляризации (НВП) [8, 9]. В этих схемах равномерное распределение большого числа импульсов по резонатору, т.е. гармоническая синхронизация мод, обусловлено взаимным отталкиванием импульсов, например, вследствие насыщения и релаксации усиления [10, 11]. Однако показано, что этот механизм не является устойчивым при достаточно близких расстояниях между импульсами, т.е. для высоких частот следования [12–14].

Более многообещающим механизмом для реализации гармонической синхронизации мод с высокой частотой следования в волоконных лазерах остается так называемая самоиндуцированная модуляционная неустойчивость,

основанная на диссипативном четырехволновом смещении (ДЧВС) [15, 16]. Суть данного эффекта состоит в том, что среди множества продольных мод резонатора необходимо выделить только две моды, симметричные относительно максимума усиления, у которых усиление превышает потери. Остальные моды, генерируемые в ходе процесса ЧВС, находятся в той частотной области, где преобладают потери, и получают энергию только через параметрическое взаимодействие.

Ключевым элементом подобной схемы является высокочастотный фильтр, обеспечивающий выбор указанных выше двух основных мод и подавляющий все остальные моды резонатора в области положительного усиления, т.е. в частотном диапазоне, где усиление превышает потери. Подобным фильтром может быть, например, интерферометр типа Фабри–Перо (ФП). Перспективно также использование высокочастотного связанного с волном микрорезонатора, причем последний является не только фильтром, но и нелинейным элементом [17].

Вследствие фильтрации в резонаторе формируется гребенчатый эквидистантный спектр, затем в ходе нелинейного ЧВС автоматически происходит синхронизация всех его гармоник, т.е. оставшихся после фильтрации мод резонатора [18, 19]. Во временном представлении эта картина эквивалентна генерации импульсов, равномерно распределенных по резонатору, с частотой следования, равной разности частот исходных основных центральных мод. Частота следования задается свободным спектральным параметром (FSR) фильтра, а ее максимум (в идеальном случае фильтра с бесконечно высоким разрешением) ограничен лишь шириной линии усиления. Использование подобной схемы позволяет осуществлять генерацию импульсных последовательностей с частотой следования до 1 ТГц и выше [17, 20].

В работе [21] рассмотрена модель кольцевого волоконного лазера с внутрирезонаторным интерферометром, генерирующим регулярную последовательность импульсов с широким диапазоном перестройки частоты следования (при изменении FSR интерферометра). Одним из результатов работы является установление того, что синхрони-

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: korobkotam@rambler.ru

А.А.Сысолятин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42

Поступила в редакцию 26 сентября 2017 г., после доработки – 27 декабря 2017 г.

зация мод через ДЧВС может быть реализована в широком диапазоне частот следования, при этом важную роль играет настройка поляризаторов, исключающая синхронизацию мод через нелинейное вращение поляризации. Гармоническая НВП-синхронизация мод также может быть реализована в данной схеме, однако лишь в достаточно узком диапазоне и при значительно более низких частотах следования. Одним из вариантов синхронизации мод при помощи НВП является формирование импульсных структур, отличных от равномерно распределенной по резонатору последовательности импульсов, например цугов импульсов с межимпульсным расстоянием, регулируемым посредством интерферометра [22]. Полученные результаты находятся в качественном согласии с данными экспериментальных работ [20, 22, 23].

В настоящей работе продолжено исследование особенностей ДЧВС синхронизации мод в кольцевом волоконном лазере со встроенным интерферометром. Основное внимание уделено особенностям выделения необходимых для генерации мод и сравнению результатов, полученных при аномальной и нормальной дисперсиях резонатора.

2. Модель

Типичная экспериментальная реализация рассматриваемой модели представлена на рис.1,а. Элементами волоконного кольцевого резонатора являются активное волокно, легированное эрбием (EDF), отрезок пассивного одномодового волокна (SMF), а также поляризационно-чувствительный изолятор ПИ и контроллеры поляризации КП1 и КП2. Генерируемое излучение выводится из резонатора через ответвитель ВО2. В качестве встроенного внутрирезонаторного интерферометра в данном случае используется перестраиваемый интерферометр Маха–Цендера (МЦ) с регулируемой линией оптической задержки

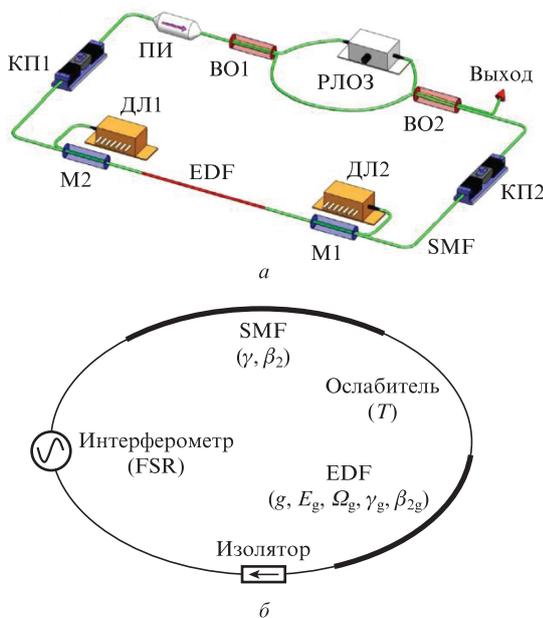


Рис.1. Экспериментальная схема лазера с синхронизацией мод посредством диссипативного четырехволнового смешения [20] (а) и схема резонатора, используемая для моделирования (б): ДЛ1 и ДЛ2 – диодные лазеры накачки; М1 и М2 – мультиплексо-ры; ВО1 и ВО2 – волоконные ответвители; ПИ – поляризационно-чувствительный изолятор; РЛОЗ – регулируемая линия оптической задержки.

ки. Частота следования генерируемой последовательности импульсов определяется свободным спектральным параметром интерферометра FSR:

$$\nu \equiv \text{FSR} \tag{1}$$

(для МЦ-интерферометра $\text{FSR} = c/n\Delta L$, где ΔL – разность плеч интерферометра, c – скорость света и n – показатель преломления волокна).

Поскольку целью настоящей работы является исследование синхронизации мод посредством ДЧВС, мы полагаем, что контроллеры поляризации отрегулированы так, что распространение излучения описывается скалярным уравнением Гинзбурга–Ландау для одной линейной компоненты поляризации. Это возможно сделать при определенной ориентации контроллеров относительно вектора поляризации, при этом синхронизация мод из-за нелинейного вращаения поляризации исключается, так как потери излучения при прохождении поляризационно-чувствительных элементов в этом случае не зависят от интенсивности [21]. Эквивалентная схема резонатора, используемая для моделирования, представлена на рис.1,б.

При моделировании применялся классический подход – описание распространения излучения в активном волокне с помощью уравнения Гинзбурга–Ландау [24]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_{2g}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma_g |A|^2 A = \frac{gA}{2} + \frac{\beta_{2f}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \tag{2}$$

где A – амплитуда линейно-поляризованного электрического поля в волокне; z – координата вдоль волокна; β_{2g} и γ_g – дисперсия групповых скоростей и керровский коэффициент нелинейности активного волокна соответственно. Фильтрация усиления учитывается в параболическом приближении: $\beta_{2f} = g/\Omega_g^2$, где Ω_g – ширина линии усиления. Коэффициент насыщенного усиления g усредняется по окну моделирования и выражается как

$$g(z, t) = g(z) = g_0 \left(1 + \frac{1}{E} \int_0^{\tau_{win}} |A(z, t)|^2 dt \right)^{-1}, \tag{3}$$

где g_0 – коэффициент усиления малого сигнала; E – энергия насыщения усиления; τ_{win} – величина окна моделирования. Распространение в пассивном волокне SMF описывается стандартным нелинейным уравнением Шредингера (НУШ)

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma |A|^2 = 0, \tag{4}$$

где β_2 – дисперсия групповых скоростей и γ – керровская нелинейность SMF-волокна.

Внутрирезонаторный интерферометр описан сосредоточенной функцией передачи $T_1 \equiv A'(i\Omega)/A(\Omega)$, где $A'(i\Omega)$ и $A(\Omega)$ – входная и выходная амплитуды в частотной области. В модели в качестве внутрирезонаторного интерферометра принят двухпроходный интерферометр МЦ [25] с функцией передачи $T_1(\Omega) \equiv T^2(\Omega)$, где

$$T = R_{MZ} - (1 - R_{MZ}) \exp(-i\Omega/\text{FSR}), \tag{5}$$

при этом коэффициент ветвления сигнала R_{MZ} полагается близким к идеальному: $R_{MZ} = 0.51$. Параметр FSR выбран так, что максимумы его пропускания $|T_1|$ точно со-

падают с модами резонатора. Необходимым условием гармонической синхронизации мод при ДЧВС является также то, что центральная частота усиления ω_0 находится посередине между пиками пропускания интерферометра $|T_1|$. Частота ω определяется как $\omega = \Omega - \omega_0$. В этом случае моды резонатора с частотами $\omega_k = \pm 2\pi\text{FSR}(1/2 + k)$, где $k = 0, 1, 2, \dots$, находятся в пиках пропускания интерферометра. Разность частот двух центральных мод $\omega_{\pm 1} = \pm \pi\text{FSR}$ определяет период генерируемой последовательности импульсов: $t_{\text{rep}} = 1/\text{FSR} = n\Delta L/c$ и задает разность фаз между соседними импульсами, равную $\pm\pi$. Последнее обеспечивает взаимное отталкивание соседних импульсов и устойчивость импульсной последовательности, что крайне важно при высоких частотах следования импульсов и малых межимпульсных расстояниях.

Общие потери в резонаторе (в том числе на соединителях и ответвителях) учитываются отдельной сосредоточенной функцией передачи ослабителя $T_{\text{att}} \equiv A'(\Omega)/A(\Omega) = \text{const} < 1$, где $A'(\Omega)$ и $A(\Omega)$ – входная и выходная амплитуды соответственно. Уравнения (2) и (4) с граничными условиями, соответствующими рис.1,б, моделируются с использованием стандартного метода пошаговых преобразований Фурье [24]. Параметры, используемые в моделировании, представлены в табл.1. Обращаем внимание на то, что для упрощения дискуссии проблема дисперсионного и нелинейного управления не рассматривалась, т.е. распределение дисперсии и нелинейности по волоконным элементам резонатора является однородным: $\beta_2 = \beta_{2g}$, $\gamma = \gamma_g$, что соответствует общей дисперсии $B_{2\Sigma} = \pm 0.015 \text{ пс}^2$ и нелинейности $\Gamma_{\Sigma} = 0.025 \text{ Вт}^{-1}$. Разные знаки дисперсии $B_{2\Sigma}$ указывают на то, что были рассмотрены случаи как аномальной, так и нормальной дисперсии резонатора.

Табл.1. Значения параметров, используемые при моделировании.

| Длина EDF (м) | Длина SMF (м) | Дисперсия $\beta_2 = \beta_{2g}$ ($\text{пс}^2 \cdot \text{км}^{-1}$) | Нелинейность $\gamma = \gamma_g$ ($\text{Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$) | Усиление g_0 (м^{-1}) | Ширина линии пускания Ω_g (пс^{-1}) | Коэффициент пропускания $ T_{\text{att}} ^2$ (%) |
|---------------|---------------|---|--|------------------------------------|---|--|
| 2.5 | 5 | ± 2 | 3.3 | 3 | 10 | 90 |

Линия усиления в параболическом приближении определяется как $g(z)(1 - \omega^2/\Omega_g^2)$, ширина линии на полувысоте $\Delta\omega = \sqrt{2}\Omega_g$. Таким образом, для $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$ выбранная ширина $\Delta\lambda$ соответствует $\sim 18 \text{ нм}$, что согласуется с параметрами современных усилительных структур на основе легированных эрбием волокон. Энергия насыщения, определяемая мощностью накачки, изменялась в диапазоне $0.5 - 50 \text{ пДж}$ в окне моделирования $\tau_{\text{win}} = 2^{12} \times 0.0125 \text{ пс} = 5.12 \text{ пс}$ при различных значениях FSR интерферометра. Изменение энергии насыщения позволяло при моделировании изменять величину частотной области, в которой усиление превышало потери. Например, для генерации последовательности импульсов с частотой следования $\sim 1 \text{ ТГц}$ в резонаторе с аномальной суммарной дисперсией $B_{2\Sigma} = -0.015 \text{ пс}^2$ необходимо задать $E_g = 0.8 \text{ пДж}$, что обеспечивает нужную ширину полосы положительного усиления (чуть более $2\pi \times 10^{12} \text{ с}^{-1} \approx 7 \text{ нм}$ для длины волны $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$). Целью численных экспериментов было нахождение области изменения параметров, в которой возможно осуществление синхронизации мод через ДЧВС.

3. Механизм синхронизации мод при диссипативном четырехволновом смещении (необходимые условия)

В этом разделе рассмотрим главные особенности процессов, происходящих в резонаторе волоконного лазера при ДЧВС, и введем основные обозначения, которые проиллюстрированы на рис.2. Важнейшим моментом является выделение двух основных мод резонатора v_1 и v_{-1} , расположенных симметрично относительно максимума усиления G . В частотной области, в которой величина суммарного усиления G превышает общие потери резонатора Loss (в них входят выходные потери, затухание в волокне, потери на соединениях и т.п.), должны существовать только эти моды. Этот частотный диапазон назовем областью положительного усиления. Как уже было отмечено, мы полагаем, что нелинейные потери, связанные с прохождением поляризационно-чувствительных элементов, исключены посредством настройки поляризаторов. Таким образом, учитываемые потери являются спектрально однородными и полностью линейными, т.е. не зависят от мощности излучения. В результате ширина полосы положительного усиления, где выполняется условие $G_+(\omega) > 0$,

$$G_+ = G - \text{Loss},$$

$$G = \exp\left[\int g(z, \omega) dz\right] = \exp\left\{\int g(z)[1 - (\omega/\Omega_g)^2] dz\right\},$$

определяется только параметрами активного волокна – шириной линии усиления Ω_g , коэффициентом усиления малого сигнала g_0 и энергией насыщения E_g .

Частотное расстояние между двумя основными симметричными модами резонатора v_1 и v_{-1} определяется параметром FSR внутррезонаторного интерферометра (например, постоянной интерферометра ФП или разностью хода в интерферометре МЦ). После синхронизации мод это частотное расстояние задает частоту следования импульсов, генерируемых в резонаторе. Поскольку неосновные моды резонатора v_k ($|k| > 1$) образуются при ЧВС основных мод, все частоты мод резонатора можно выразить следующим образом: $v_k = \text{FSR}(k \mp 1/2)$, где знак

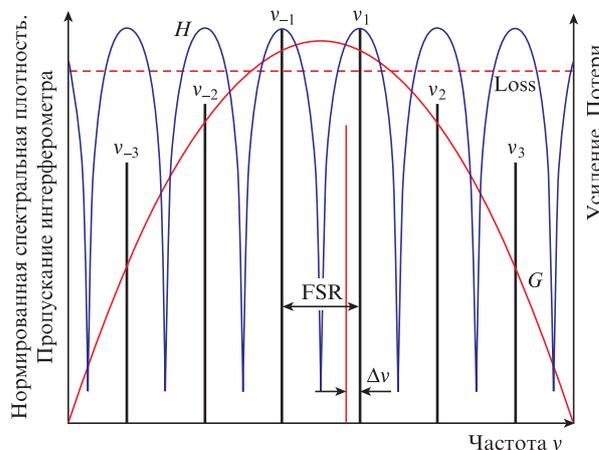


Рис.2. Схема фильтрации основных (v_1 и v_{-1}) и генерации неосновных ($v_{\pm 2}$ и $v_{\pm 3}$) мод при синхронизации мод посредством диссипативного четырехволнового смещения: G – коэффициент усиления; H – пропускание интерферометра; Loss – уровень потерь; вертикальные линии – амплитуды мод.

«–» выбирается для $k > 0$, а «+» – для $k < 0$. Важно отметить также, что селективность любого внутрирезонаторного интерферометра снижается с ростом FSR, т. е. фильтрация побочных мод при высоких значениях FSR затрудняется.

Вывод из вышесказанного состоит в том, что для успешного выделения необходимых мод должны одновременно выполняться два главных условия; при их выполнении синхронизация мод посредством ДЧВС происходит автоматически. Во-первых, все моды резонатора (кроме основных ν_1 и ν_{-1}) обязаны находиться за пределами области положительного усиления, т. е.

$$G_+(\pm \frac{3}{2} \text{FSR}) < 0. \quad (6)$$

Во-вторых, внутрирезонаторный интерферометр должен обеспечить фильтрацию всех побочных мод в пиках пропускания, ближайших к максимуму усиления. Частоты соседних мод резонатора лазера после фильтрации отличаются друг от друга на величину $\Delta\nu = 1/T_r < \text{FSR}$, где T_r – время обхода резонатора. Необходимым условием является то, что разность пропускания интерферометра $H(\nu)$ для основной и побочной моды должна быть выше, чем разность в общем усилении, испытываемом этими модами. На рис.2 показаны эти разности для основной моды ν_1 и ближайшей побочной моды:

$$G_+(\text{FSR}/2 - \Delta\nu) - G_+(\text{FSR}/2) < H(\text{FSR}/2) - H(\text{FSR}/2 - \Delta\nu).$$

С учетом $dH/d\nu = 0$ при $\nu = \text{FSR}/2$ можно получить

$$\frac{dG_+}{d\nu}(\text{FSR}/2) < \frac{1}{2} \frac{d^2H}{d\nu^2}(\text{FSR}/2) \Delta\nu. \quad (7)$$

Видно, что условие (7) легче выполняется для коротких резонаторов с относительно большим свободным спектральным диапазоном $\Delta\nu$ и широкой линией усиления. Для его выполнения также требуется высокая селективность внутрирезонаторного интерферометра (вторая производная $d^2H/d\nu^2$ должна принимать большое положительное значение в максимуме пропускания при $\nu = \text{FSR}/2$). Поскольку с ростом FSR селективность интерферометра падает, а величина $dG_+/d\nu$ растет, то при некотором максимальном значении FSR условие (7) перестает выполняться, т. е. оно ограничивает максимально достижимую частоту следования импульсов FSR_{max} , получаемых при ДЧВС.

Условие (6), в свою очередь, выполняется начиная с некоторого минимального значения FSR_{min} , т. е. ограничивает минимально достижимую частоту следования. При выполнении условия $\text{FSR}_{\text{max}} > \text{FSR}_{\text{min}}$ система может успешно генерировать импульсные последовательности посредством ДЧВС, при этом в диапазоне $\text{FSR}_{\text{min}} - \text{FSR}_{\text{max}}$ принципиально возможна регулировка частоты следования за счет локальной перестройки либо замены внутрирезонаторного интерферометра на элемент с другим значением FSR.

Ширина спектра импульса увеличивается с ростом интегрального усиления в системе, следовательно, в указанной полосе частот следования генерируемых импульсов $\text{FSR}_{\text{min}} - \text{FSR}_{\text{max}}$ для каждого значения FSR существует интервал величин интегрального усиления $G_{\text{min}} - G_{\text{max}}$, в котором выполняются условия (6) и (7). В крайних точках

FSR_{min} и FSR_{max} этот интервал смыкается, а в некоторой промежуточной точке FSR величина интервала $G_{\text{min}} - G_{\text{max}}$ максимальна, поэтому на плоскости (FSR, G) область выполнения условий (6) и (7) ограничена кривыми, соединяющими вершину с максимальным усилением с крайними точками $(\text{FSR}_{\text{min}}, G_{\text{min}1})$ и $(\text{FSR}_{\text{max}}, G_{\text{min}2})$. С физической точки зрения вместо интегрального усиления более наглядно использовать энергию насыщения E_g , характеризующую накачку при заданном усилении малого сигнала g_0 . В результате область успешного выделения главных мод резонатора (или, другими словами, область синхронизации мод) может быть представлена в координатах (FSR, E_g). Примеры таких областей приведены в разд.4 (рис.5).

Полученное соотношение (7) позволяет также точнее интерпретировать результаты численного моделирования системы. Действительно, в численных расчетах свободный спектральный диапазон резонатора обратно пропорционален размеру окна моделирования. Для окна ~ 100 пс $\Delta\nu = 10$ ГГц. В реальных волоконных системах межмодовое расстояние $\Delta\nu$ не превышает сотен МГц. Таким образом, для адекватности результатов при моделировании необходимо использовать интерферометр со значительно более низкой селективностью по сравнению с интерферометром, используемым в реальной системе. Ширина пика пропускания используемого в модели интерферометра (5) на полувысоте составляет приблизительно 1/6 FSR. Модельной системе с таким интерферометром можно сопоставить реальную систему, включающую интерферометр ФП с высоким показателем отражения зеркал R_{FP} . Ширина его пика пропускания на полувысоте составляет $\text{FSR}(1 - R_{\text{FP}})/(\pi\sqrt{R_{\text{FP}}})$, что при $R_{\text{FP}} = 0.9974$ дает величину, близкую к 1/1200 FSR. Таким образом, с точки зрения плотности фильтруемых мод рассматриваемая модель с двухпроходным МЦ-интерферометром эквивалентна системе, содержащей высокодобротный интерферометр Фабри–Перо с временем обхода резонатора T_r , приблизительно в 200 раз большим, чем окно моделирования.

4. Результаты моделирования

В настоящем разделе представлены результаты численного моделирования исследуемой системы, полученные при различных значениях FSR внутрирезонаторного интерферометра. При их анализе внимание будет обращено главным образом на то, как дисперсионные свойства резонатора влияют на характеристики генерируемых импульсов. В качестве начальных условий выбран шум малой амплитуды, состоящий из 1000 мод, обладающий гауссовой статистикой. Результаты показывают, что при выбранных параметрах, соответствующих реальным лазерным системам, после нескольких тысяч проходов резонатора происходит синхронизация мод посредством ДЧВС и формируется регулярная последовательность импульсов с частотой следования, равной FSR.

Вначале рассмотрим случай аномальной дисперсии резонатора. На рис.3 и 4 (верхний ряд) показаны спектры и временные зависимости успешно сгенерированных последовательностей импульсов. Даже при малых энергиях насыщения и невысоких значениях FSR в область положительного усиления попадают не только основные, но и боковые моды. Диапазон частот, в котором удается подобрать усиление таким, что только две основные моды попадают в необходимую область усиления, начинается с

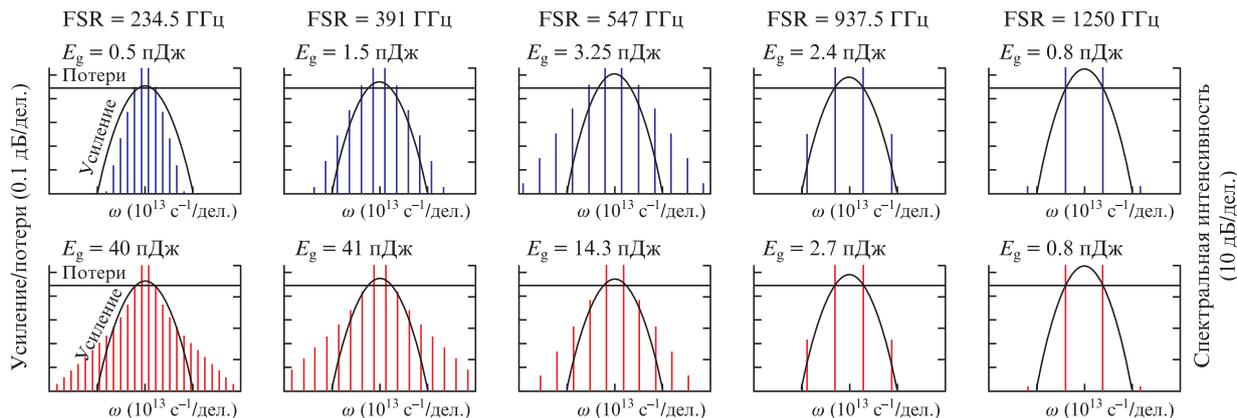


Рис.3. Спектры импульсных последовательностей, полученных в результате моделирования при различных частотах следования FSR и энергии насыщения усиления E_g случае аномальной (верхний ряд) и нормальной (нижний ряд) дисперсии резонатора.

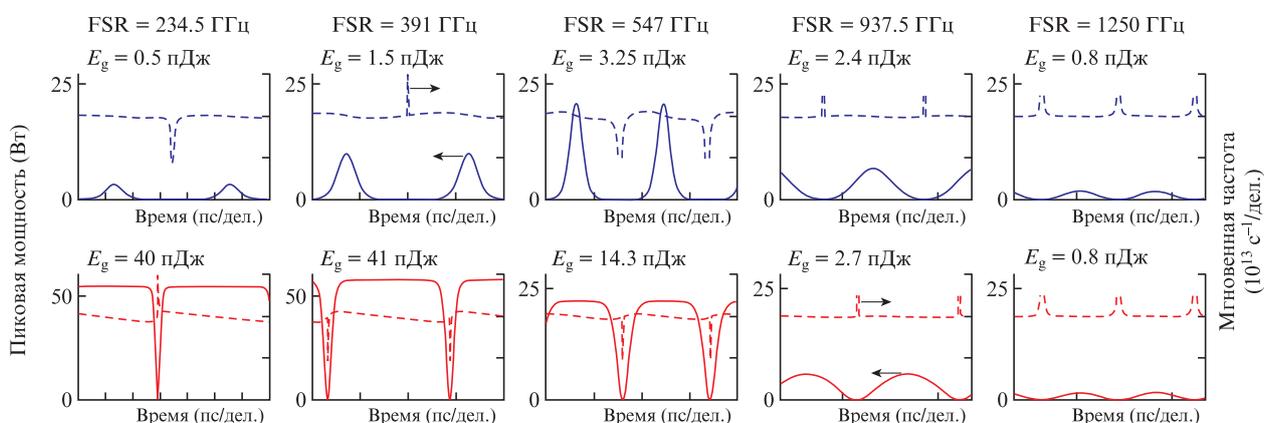


Рис.4. Последовательности импульсов и их мгновенная частота, полученные в результате моделирования при различных частотах следования FSR и энергии насыщения усиления E_g в случае аномальной (верхний ряд) и нормальной (нижний ряд) дисперсии резонатора.

FSR \approx 234.5 ГГц, при этом $E_g \approx$ 0.5 пДж. Далее с ростом FSR интервал допустимых значений усиления растет (рис.5,а). В точках, соответствующих максимальным значениям усиления (или энергии насыщения E_g), пиковая мощность и ширина спектра импульса максимальны, а длительность минимальна. При достаточно высоких пиковых мощностях на графиках мгновенной частоты (см. рис.4) можно видеть частотную модуляцию импульсов, возникающую из-за неполной дисперсионной компенсации фазовой самомодуляции (ФСМ). Интервал допустимых значений усиления достигает максимума, когда FSR \approx 700 ГГц (рис.5,а). При более высоких частотах следования усиление ограничено вторым условием (7), зависящим от селективности используемого внутрирезонаторного интерферометра. При усилении, близком к порогу, селективность используемого интерферометра достаточна для генерации последовательности импульсов с FSR более 1 ТГц, однако при этом качество последовательности (контрастность, пиковая мощность и т.д.) значительно снижается, так как интенсивность неосновных мод очень мала.

Анализ результатов для нормальной дисперсии резонатора (рис.3 и 4, нижний ряд; рис.5,б) начнем с высоких значений FSR. При малом (близком к порогу) усилении и высоких частотах следования ситуация практически неотличима от случая аномальной дисперсии – селективность интерферометра обеспечивает фильтрацию основных мод, но усиление достаточно лишь для ДЧВС-син-

хронизации неосновных мод очень низкой интенсивности. При уменьшении FSR (т.е. при снижении частоты следования) проявляется принципиальная разница между двумя случаями. Аномальная дисперсия резонатора компенсирует ФСМ, что приводит к генерации коротких импульсов солитонного типа с широким спектром уже при малых энергиях и облегчает генерацию неосновных мод. Действие нормальной дисперсии и ФСМ, напротив, направлено и способствует расплыванию импульса. Генерация неосновных мод в данном случае ослаблена, и для повышения их интенсивности необходимо повышать мощность накачки. В результате генерируемые в резонаторе с нормальной дисперсией импульсы, сравнимые по ширине спектра с импульсами солитонного типа, обладают значительно более высокой энергией и имеют вид так называемых темных солитонов – узких провалов в излучении постоянной интенсивности [26,27]. Интервал допустимых значений усиления достигает максимума при FSR \approx 300 ГГц (рис.5,б). При более низких частотах следования, несмотря на рост энергии импульса, величина максимального усиления снижается. Это можно объяснить тем, что ширина спектра возрастает при заданном уровне мощности из-за увеличения длительности – ширина спектра сильно частотно-модулированного импульса пропорциональна длительности и чирпу (см. на рис. 3 и 4 крайние левые рисунки в нижнем ряду).

При малых FSR энергия генерируемых импульсов резко падает. Это, как и в случае аномальной дисперсии, вы-

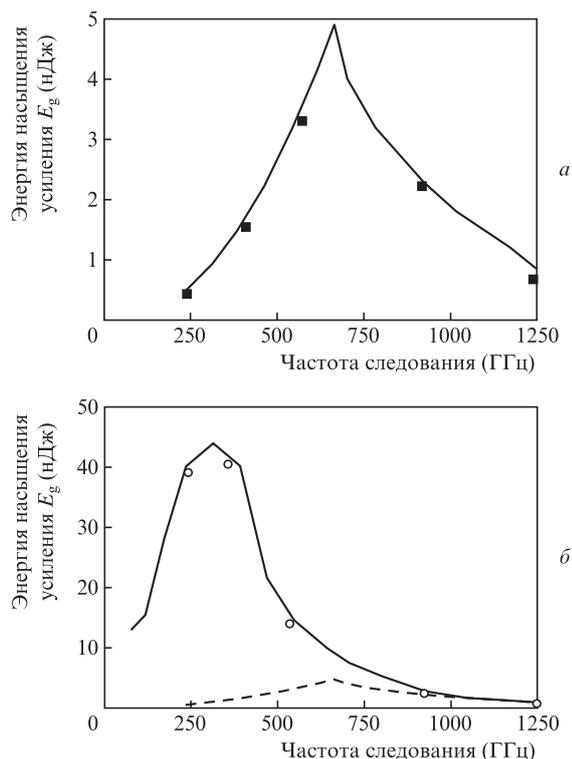


Рис.5. Области успешной ДЧВС-синхронизации мод в рассматриваемой модели при аномальной (а) и нормальной (б) дисперсии резонатора. Штриховая линия соответствует кривой на рис.5,а. Символами показаны значения FSR и E_g , указанные на рис.3 и 4.

звано тем, что даже при небольших значениях G в область положительного усиления попадают не только основные моды. Здесь, правда, имеется особенность, связанная с тем, что энергия темных солитонов значительно выше, чем энергия солитонных импульсов в резонаторе с аномальной дисперсией, т. е. для генерации импульсов в среде с нормальной дисперсией даже при малых частотах следования требуется достаточно высокий уровень мощности накачки. Итоговые области успешной фильтрации и автоматической ДЧВС-синхронизации мод при аномальной и нормальной дисперсии резонатора показаны в сравнении на рис.5,б.

Отметим также зависимость характеристик импульсов от величины дисперсии резонатора $B_{2\Sigma}$. В частности, при увеличении нормальной дисперсии в определенном диапазоне частот следования можно существенно повысить энергию темного солитона. Нахождение точных условий генерации импульсов максимальной энергии и повышенной пиковой мощности в данной схеме представляет собой отдельную задачу, выходящую за рамки данной статьи, этот вопрос будет рассмотрен в следующих работах.

5. Обсуждение результатов и выводы

Проведенное моделирование позволяет сделать следующие выводы. Синхронизация мод посредством ДЧВС может быть реализована как при аномальной, так и нормальной дисперсии кольцевого волоконного резонатора; при этом для ее осуществления в реальной системе внутрирезонаторный интерферометр должен обладать высокой селективностью, аналогичной селективности высокодобротного интерферометра Фабри–Перо. Генерация

импульсов с высокими частотами следования облегчается также при наличии широкой линии усиления активной среды. При выполнении данных условий лазер может генерировать импульсы в широком диапазоне частот следования, задаваемым параметром FSR интерферометра.

Для каждой частоты следования существует допустимый интервал значений усиления. При малом усилении характеристики импульсов, генерируемых при аномальной и нормальной дисперсии, близки, так как интенсивность неосновных мод очень низкая. С увеличением усиления интенсивность неосновных мод возрастает и спектр генерируемых импульсов уширяется. В случае аномальной дисперсии резонатора генерируемые импульсы солитоноподобны (дисперсия компенсирует фазовую самомодуляцию) и имеют малую длительность. При этом повышение уровня усиления ограничено быстрым ростом интенсивности неосновных мод, нарушающим необходимые условия ДЧВС-синхронизации мод. Поэтому при аномальной дисперсии резонатора энергия отдельного импульса невелика и для практического использования последовательность импульсов скорее всего должна быть дополнительно усилена.

Напротив, нормальная дисперсия резонатора при достаточно высоком уровне накачки позволяет генерировать импульсы значительной энергии (внутри резонатора до 200 пДж и более; см. рис.4, нижний ряд), причем при увеличении дисперсии и соответствующем росте мощности накачки энергия импульса может быть увеличена. Эти импульсы имеют вид темных солитонов с линейной частотной модуляцией. Ширина их спектра пропорциональна произведению длительности на величину chirpa. Высокая линейность частотной модуляции позволяет осуществлять значительную компрессию импульса после компенсации chirpa на выходе из резонатора. Кроме того, достаточно высокая пиковая мощность выходных импульсов позволяет использовать методы нелинейной компрессии импульсов. Таким образом, лазеры с нормальной дисперсией резонатора и синхронизацией мод при помощи ДЧВС являются крайне перспективными источниками высокочастотных последовательностей ультракоротких импульсов. При использовании конечного компрессора импульсов на основе неоднородного по длине волокна [28–30] вся система может быть выполнена в цельноволоконном варианте.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-42-02012).

1. Haus H.A., Wong W.S. *Rev. Mod. Phys.*, **68** (2), 423 (1996).
2. Schibli T.R., Minoshima K., Hong F.-L., Inaba H., Onae A., Matsumoto H., Hartl I., Fermann M.E. *Opt. Lett.*, **29**, 2467 (2004).
3. Schliesser A., Picqué N., Hänsch T.W. *Nature Photon.*, **6**, 440 (2012).
4. Habruseva T., O'Donoghue S., Rebrova N., Kéfélian F., Hegarty S.P., Huyet G. *Opt. Lett.*, **34**, 3307 (2009).
5. Saarinen E.J., Rantamäki A., Chamorovskiy A., Okhotnikov O.G. *Electron. Lett.*, **48**, 1355 (2012).
6. Grudinin A.B., Gray S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 144 (1997).
7. Amrani F., Haboucha A., Salhi M., Leblond H., Komarov A., Grelu Ph., Sanchez F. *Opt. Lett.*, **34**, 2120 (2009).
8. Chen C.-J., Wai P.K.A., Menyuk C.R. *Opt. Lett.*, **17**, 417 (1992).
9. Lecaplain C., Grelu Ph. *Opt. Express*, **21**, 10897 (2013).
10. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Zolotovskii I.O. *Opt. Lett.*, **40** (12), 2862 (2015).
11. Kutz J.N., Collings B.C., Bergman K., Knox W.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1749 (1998).
12. Korobko D.A., Gumenyuk R., Zolotovskii I.O., Okhotnikov O.G. *Opt. Fiber Technol.*, **20** (6), 593 (2014).

13. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Гуменюк Р.В., Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **45** (1), 26 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (1), 26 (2015)].
14. Andral U., Buguet J., Fodil R.Si, Amrani F., Billard F., Hertz E., Grelu Ph. *J. Opt. Soc. Am. B*, **33**, 825 (2016).
15. Franco P., Cristiani I., Midrio M., Romagnoli M., Fontana F. *Opt. Lett.*, **20**, 2009 (1995).
16. Yoshida E., Nakazawa M. *Opt. Lett.*, **22**, 1409 (1997).
17. Peccianti M., Pasquazi A., Park Y., Moss D.J., Little B.E., Chu S.T., Morandotti R. *Nature Commun.*, **3**, 765 (2012).
18. Quiroga-Teixeiro M., Clausen C.B., Sorensen M.P., Christiansen P.L., Andrekson P.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 1315 (1998).
19. Sylvestre T., Coen S., Emplit P., Haelterman M. *Opt. Lett.*, **27**, 482 (2002).
20. Mao D., Liu X., Sun Z., Lu H., Han D., Wang G., Wang F., *Sci. Rep.*, **3**, 3223 (2013).
21. Korobko D.A., Fotiadi A.A., Zolotovskii I.O. *Opt. Express*, **25** (18), 21180 (2017).
22. Андрианов А.В., Мильников В.М., Коптев М.Ю., Муравьев С.В., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **46**, 387 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 387 (2016)].
23. Fodil R.S., Amrani F., Yang C., Kellou A., Grelu P. *Phys. Rev. A*, **94** (1), 013813 (2016).
24. Agrawal G.P. *Applications of Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Acad. Press, 2001).
25. Luo A.P., Luo Z.C., Xu W.C. *Opt. Lett.*, **34** (14), 2135 (2009).
26. Kivshar Y.S., Luther-Davies B. *Phys. Rep.*, **298** (2), 81 (1998).
27. Pitois S., Finot C., Fatome J., Sinaudet B., Millot G. *Opt. Commun.*, **260** (1), 301 (2006).
28. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Zolotovskii I.O. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30** (9), 2377 (2013).
29. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stoliarov D.A., Sysoliatin A.A., Zolotovskii I.O. *J. Lightwave Technol.*, **33** (17), 3643 (2015).
30. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Охотников О.Г., Столяров Д.А., Сысолятин А.А. *Квантовая электроника*, **45**, 844 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 844 (2015)].