

Новый режим одноимпульсной генерации волоконных лазеров с синхронизацией мод за счет нелинейной эволюции поляризации излучения

С.В.Смирнов, С.М.Кобцев, С.В.Кукарин, А.В.Иваненко

Экспериментально и в результате численного моделирования волоконных лазеров с синхронизацией мод за счет эффекта нелинейной эволюции поляризации получен новый режим генерации, качественно отличающийся от известных ранее режимов стабильной одноимпульсной генерации и генерации волновых пакетов с квазистохастическим заполнением. Исследованы спектральные и временные особенности импульсов, генерируемых в новом режиме, а также возможности сжатия импульсов. Сформулированы простые критерии, позволяющие быстро идентифицировать новый режим генерации в эксперименте.

Ключевые слова: волоконный лазер, сверхкороткие импульсы, нелинейная эволюция поляризации.

1. Введение

Волоконные лазеры с полностью нормальной дисперсией групповых скоростей внутри резонаторной среды и синхронизацией мод за счет эффекта нелинейной эволюции поляризации (НЭП) предоставляют сравнительно простой и высокоэффективный способ генерации сверхкоротких импульсов и потому активно исследуются в последние годы. По сравнению с лазерами с синхронизацией мод на основе насыщающихся поглотителей данный тип лазеров характеризуется простотой и надежностью конструкции, отсутствием полупроводниковых и иных элементов, характеристики которых могут необратимо изменяться под воздействием оптического излучения. Выгодным отличием от солитонных лазеров с аномальной дисперсией является возможность генерации импульсов с более высокой энергией (на порядок величины и более) без распада импульсов [1–4]. Дальнейшего роста энергии импульсов в лазерах с полностью нормальной дисперсией (ПНД) внутрирезонаторной среды можно достичь путем увеличения длины резонатора. Поскольку частота повторения импульсов в лазерах с пассивной синхронизацией мод обратно пропорциональна его длине, то при фиксированном уровне средней мощности генерации энергия импульсов растет линейно с длиной резонатора. Наиболее ярко этот подход продемонстрирован в работе [5], в которой при удлинении резонатора волоконного лазера до 3.8 км были получены импульсы с энергией 3.9 мкДж, рекордной для задающих волоконных генераторов с синхронизацией мод излучения.

Эксперименты последних лет с НЭП-лазерами с ПНД как с короткими, так и длинными резонаторами продемонстрировали многообразие режимов генерации, которые можно разделить на два типа: режим синхронизации

мод, при котором в резонаторе лазера в каждый момент времени присутствует сразу несколько импульсов излучения [6, 7], и режим, когда лазер генерирует только один импульс излучения за обход резонатора. Будем называть второй режим одноимпульсным именно в смысле генерации одного импульса (при этом он может быть цугом и состоять из субимпульсов) за обход резонатора. Настоящая работа посвящена исследованию нового режима именно одноимпульсной генерации НЭП-лазеров с ПНД. Отметим, что в других типах лазеров, включая лазеры с синхронизацией мод за счет насыщающихся поглотителей (SESAM, углеродные нанотрубки), а также НЭП-лазеры с суммарной положительной дисперсией, набор режимов генерации может быть иным [8, 9].

Как было показано ранее, в случае одноимпульсной генерации при фиксированной мощности накачки лазеры данного типа могут генерировать импульсы с различной энергией и длительностью при разных настройках поляризационных элементов [10]. Более того, генерируемые импульсы могут отличаться не только энергией и длительностью, но и качественно. В этой связи возникает важный для оптимальной настройки лазеров вопрос о классификации реализуемых режимов генерации. Ранее уже сообщалось об одноимпульсном режиме шумоподобной, или квазистохастической, генерации наряду с генерацией одиночных колоколообразных импульсов [10–13]. В работе [14] авторы отметили четыре экспериментально полученных режима генерации, однако при этом не было предложено какой-либо общей основы для классификации полученных экспериментальных наблюдений. В работе [10] предлагалось использовать более общее разделение режимов генерации на стабильные и квазистохастические.

В настоящей работе экспериментально и с помощью численного моделирования мы показываем существование нового режима генерации, занимающего промежуточное положение между стабильной одноимпульсной генерацией и квазистохастическим режимом генерации волновых пакетов. Выявлены характерные особенности нового режима, такие как форма спектра и автокорреляционной функции (АКФ) интенсивности, а также исследу-

С.В.Смирнов, С.М.Кобцев, С.В.Кукарин, А.В.Иваненко. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: ivanenko.aleksey@gmail.com

дована сжимаемость лазерных импульсов, генерируемых в новом режиме.

2. Схема лазера и численная модель

В эксперименте применялась та же кольцевая схема иттербиевого волоконного резонатора, что и в нашей предыдущей работе (см. [10] и рис. 1). В качестве активной среды использовался отрезок иттербиевого волокна длиной 7 м с сердцевинной диаметром 7 мкм. Волокно накачивалось диодным лазером мощностью 1.5 Вт на длине волны 980 нм. Управление поляризацией излучения осуществлялось двумя волоконными поляризационными контроллерами КП1 и КП2.

Для увеличения длины резонатора и повышения энергии импульсов использовался отрезок стандартного волокна SMF-28, так что полная длина резонатора составляла 11.2 м (время обхода резонатора $\tau = 54$ нс). Все используемые оптические волокна имели нормальную дисперсию групповых скоростей на длинах волн генерации лазера. Средняя мощность генерации ограничивалась рабочим диапазоном волоконного делителя поляризации и не превышала 150 мВт.

Для более глубокого понимания экспериментальных результатов мы провели численное моделирование данного лазера с использованием стандартного подхода, основанного на системе обобщенных нелинейных уравнений Шредингера [15]:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = i\gamma \left\{ |A_x|^2 A_x + \frac{2}{3} |A_y|^2 A_x + \frac{1}{3} A_y^2 A_x^* \right\} + \frac{g_0/2}{1 + E/(P_{\text{sat}}\tau)} A_x - \frac{i}{2\beta_2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = i\gamma \left\{ |A_y|^2 A_y + \frac{2}{3} |A_x|^2 A_y + \frac{1}{3} A_x^2 A_y^* \right\} + \frac{g_0/2}{1 + E/(P_{\text{sat}}\tau)} A_y - \frac{i}{2\beta_2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2},$$

где A_x, A_y – ортогональные компоненты огибающей поля; z – продольная координата; t – время; $\gamma = 4.7 \times 10^{-5} \text{ см}^{-1} \times \text{Вт}^{-1}$ – нелинейный коэффициент; g_0 – коэффициент усиления слабого сигнала; $\beta_2 = 23 \text{ пс}^2/\text{км}$ – дисперсионный коэффициент; P_{sat} – мощность насыщения для активного волокна; τ – время обхода резонатора. В моделировании мы пренебрегали дисперсионными эффектами высших порядков, а также линейным двулучепреломлением волокна. Параметры усилителя были оценены из экспериментальных измерений и составили: $g_0 = 540 \text{ дБ/км}$, $P_{\text{sat}} =$

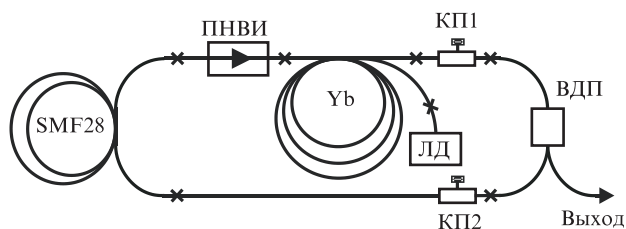


Рис.1. Схема экспериментальной установки: КП1 и КП2 – контроллеры поляризации; ПНВИ – поляризационно-независимый волоконный изолятор; ВДП – волоконный делитель поляризации; ЛД – лазерный диод накачки; Yb – активное иттербиевое волокно.

52 мВт. Для ускорения сходимости решения к предельному циклу уравнений мы дополнительно включили в численную модель спектральный фильтр с шириной полосы 30 нм, что значительно превосходит типичные ширины спектров генерируемых импульсов. В эксперименте спектральная селекция обусловлена контуром усиления активного волокна, а также эффективным действием оптического волокна и делителя ВДП как фильтра Лио [16]. Действие контроллеров поляризации учитывались в модели унитарными матрицами (см., напр., [10, 17]).

3. Результаты и их обсуждение

Результаты проведенных нами экспериментов и численного моделирования показали, что в НЭП-лазерах с ПНД возможна реализация большого количества режимов генерации, переключение между которыми может осуществляться во время работы лазера путем изменения настроек внутрирезонаторных поляризационных элементов. Импульсы, генерируемые в различных режимах, отличаются энергией и длительностью, формой огибающей и шириной спектра. Еще одним важным отличием режимов генерации является их кратковременная стабильность (от импульса к импульсу). Этот параметр оказывает существенное влияние на компрессию импульсов, необходимую для целого ряда приложений лазеров с большой нормальной дисперсией резонатора. Кроме того, кратковременная стабильность определяет вид спектра последовательности импульсов (эквидистантная гребенка линий либо плавный непрерывный спектр), что может быть важно, например, для метрологических применений таких лазеров и генераторов суперконтинуума на их основе.

Ранее нами уже сообщалось о наблюдении режимов генерации с высокой кратковременной стабильностью (с флуктуациями параметров от импульса к импульсу порядка 10^{-6} – 10^{-4}) и генерации волновых пакетов с сильно флуктуирующим (шумоподобным) заполнением [10]. Отличительной особенностью стабильного режима генерации является колоколообразная форма АКФ, а также спектр с резкими краями, причем спектральная плотность мощности быстро падает даже в логарифмическом масштабе [10]. Напротив, спектр генерации в стохастическом режиме характеризуется колоколообразной формой, а АКФ волновых пакетов с шумоподобным заполнением имеет характерную «двойную» форму (фемтосекундный пик на пикосекундном пьедестале), что связано с наличием двух временных масштабов в импульсе – масштаба временной когерентности для волновых пакетов и масштаба заполняющих его субимпульсов [10].

Проведенное в настоящей работе детальное исследование показало, что между двумя указанными типами режимов генерации существует также промежуточный режим, не наблюдавшийся ранее. Спектры генерации, наблюдаемые в новом режиме генерации, имеют резкие края и плавный спад спектральной мощности у основания. АКФ импульсов имеет характерную двойную структуру, однако высота пика намного меньше высоты пьедестала. Таким образом, и спектр, и АКФ нового режима являются промежуточными между спектрами/АКФ стабильного режима и генерации волновых пакетов со стохастическим заполнением (см. рис.2). Заметим также, что форма пьедестала АКФ может быть различной при разных настройках поляризационных элементов. В частности, при моде-

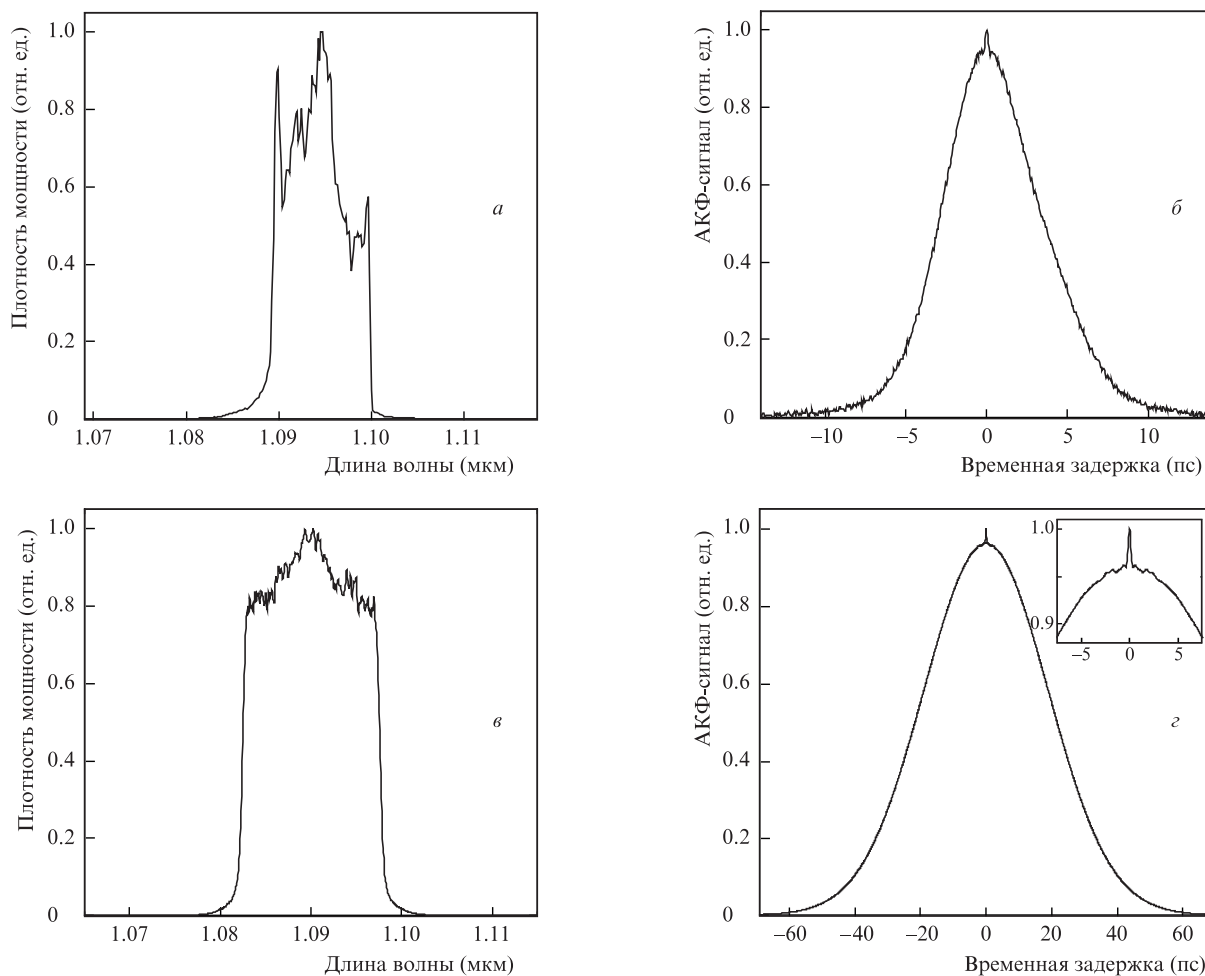


Рис.2. Экспериментально измеренные (а, б) и модельные (в, з) спектральные плотности мощности (а, в) и АКФ (б, з) в новом режиме генерации.

лировании мы наблюдали АКФ треугольной формы [14], однако такие АКФ всегда содержали фемтосекундный пик в центре, что свидетельствовало о шумоподобной генерации либо о промежуточном режиме.

Хорошее качественное согласие результатов численного моделирования и эксперимента по спектрам и АКФ,

представленных на рис.2, позволяет использовать численное моделирование для более детального изучения свойств нового режима генерации. В частности, на рис.3 представлены полученные при численном моделировании временные зависимости интенсивности импульсов и мгновенной отстройки частоты $\Delta\nu = -(d\varphi/dt)/(2\pi)$. Экспе-

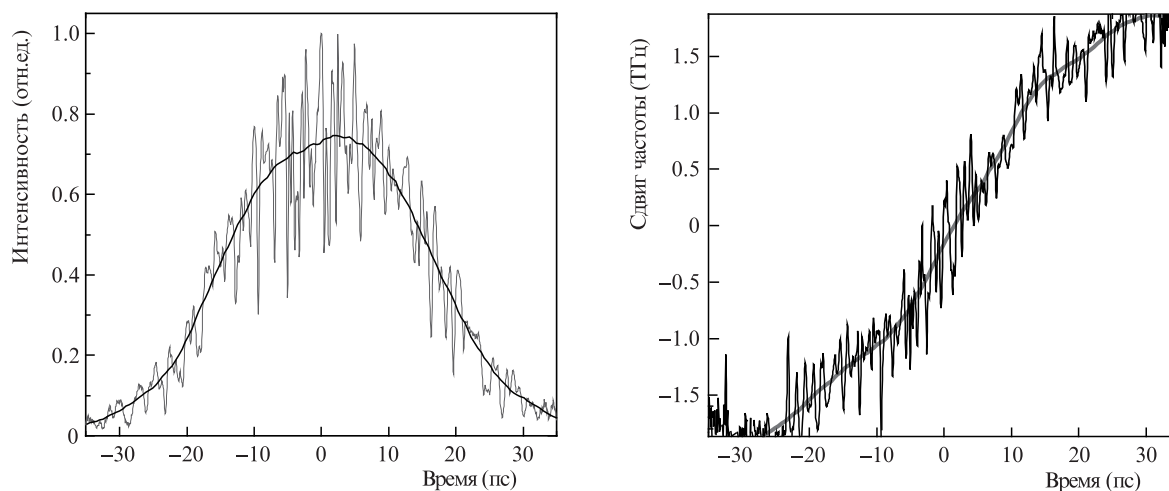


Рис.3. Временные зависимости интенсивности и сдвига мгновенной частоты $\Delta\nu$ для нового режима генерации (результат численного моделирования).

риментальное исследование фазы импульсов представляет собой сложную в техническом плане задачу, особенно с учетом стохастического характера исследуемой генерации, тогда как в численном моделировании эти зависимости могут быть получены относительно просто.

Из рис.3 следует, что импульс, генерируемый в новом (промежуточном) режиме, имеет вид «зашумленного» импульса – нерегулярные осцилляции интенсивности относительно некоторой колоколообразной огибающей. Заметим, что амплитуда этих осцилляций меньше среднего значения, так что $I(t)$ не падает до нуля в центре импульса. Временная зависимость мгновенной отстройки частоты $\Delta\nu(t)$ также содержит высокочастотные флуктуации, которые существенно ограничивают степень компрессии импульсов. Как показывает численное моделирование, в нашем случае максимальная степень временного сжатия в дифракционно-решеточном компрессоре $k_{\max} = 4.75$ (для сравнения заметим, что предельная величина сжатия в отсутствие флуктуаций частоты была бы на два порядка больше: $T_0/T_{\text{peak}}^{\min} \approx 300 - 400$ в зависимости от формы импульса). Полученный результат хорошо согласуется с экспериментальными данными: сжатие импульсов, АКФ которых имеет вид пьедестала с небольшим пиком, дает уменьшение длительности в 3–5 раз, так что параметры сжатых импульсов по-прежнему очень далеки от спектрально-ограниченных.

4. Заключение

Экспериментально и с помощью численного моделирования впервые показано наличие нового режима генерации в волоконных лазерах с полностью нормальной дисперсией и пассивной синхронизацией мод за счет нелинейной эволюции поляризации. Найденный в работе новый режим по своим свойствам занимает промежуточное положение между известными ранее стабильным одноимпульсным режимом и режимом квазистохастической генерации волновых пакетов. Характерными особенностями нового режима, позволяющими легко идентифицировать его в эксперименте, является спектр с рез-

кими краями и плавным спадом спектральной мощности у основания, а также АКФ двойной формы (пико-фемтосекундная) с малой высотой фемтосекундного пика. Интенсивность импульса содержит высокочастотные флуктуации, однако не падает до нуля внутри импульса в отличие от квазистохастической генерации. Фаза импульса также содержит небольшие осцилляции, приводящие к значительным флуктуациям мгновенной частоты, что существенно ограничивает степень сжатия таких импульсов в оптических компрессорах.

Работа поддержана грантом Президента РФ для ведущих научных школ (НШ-2979.2012.2), грантом международного сотрудничества Marie Curie FP7 Program IRSES, а также Минобрнауки РФ (тематический план N ЗН-004-11).

1. Chong A., Renninger W.H., Wise F.W. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 140 (2008).
2. Wise F.W., Chong A., Renninger W.H. *Laser Photon. Rev.*, **1**, 58 (2008).
3. Kalashnikov V., Podivilov E., Chernykh A., Apolonski A. *Appl. Phys. B*, **83**, 503 (2006).
4. Smirnov S., Kobtsev S., Kukarin S., Turitsyn S., in *Laser Systems for Applications* (Rijeka: InTech, 2011, pp. 39–58).
5. Kobtsev S., Kukarin S., Fedotov Yu. *Opt. Express*, **16**, 21936 (2008).
6. Komarov A., Leblond H., Sanchez F. *Phys. Rev. A*, **71**, 053809 (2005).
7. Mao D., Liu X., Wang L., Lu H., Duan L. *Opt. Express*, **19**, 16303 (2011).
8. Oktem B., Ülgüdür C., Ilday Ö. *Nature Photon.*, **4**, 307 (2010).
9. Liu X. *Opt. Express*, **17**, 22401 (2009).
10. Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S., Turitsyn S., Latkin A. *Opt. Express*, **17**, 20707 (2009).
11. Horowitz M., Barad Y., Silberberg Y. *Opt. Lett.*, **22**, 799 (1997).
12. Horowitz M., Silberberg Y. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1389 (1998).
13. Zhao L.M., Tang D.Y., Wu J., Fu X.Q., Wen S.C. *Opt. Express*, **15**, 2145 (2007).
14. Wang L., Liu X., Gong Y., Mao D., Duan L. *Opt. Express*, **19**, 7616 (2011).
15. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (USA, San Diego: Acad. Press, 2001).
16. Özgören K., Ilday F.Ö. *Opt. Lett.*, **35**, 1296 (2010).
17. Komarov A., Leblond H., Sanchez F. *Phys. Rev. E*, **72**, 025604 (2005).