

Оптимизация параметров тулиевого волоконного лазера при генерации импульсов модуляцией накачки

И.В.Обронов, В.Е.Сыпин, С.В.Ларин

Исследован процесс формирования релаксационных импульсов излучения тулиевого волоконного лазера ($\lambda = 1.9$ мкм) при модуляции мощности его накачки эрбиевым волоконным лазером ($\lambda = 1.55$ мкм). Построена теоретическая модель, с помощью которой получены зависимости длительности и пиковой мощности импульсов от различных параметров резонатора. Определены оптимальные параметры резонатора для достижения минимальной длительности импульсов. Результаты подтверждены в ходе экспериментальной разработки лазера, генерирующего импульсы длительностью менее 10 нс с пиковой мощностью 1.8 кВт и частотой следования 50 кГц.

Ключевые слова: тулиевый волоконный лазер, модуляция усиления.

1. Введение

Волоконные лазеры на основе световодов, легированных ионами иттербия и эрбия, демонстрируют впечатляющие успехи в различных режимах работы в областях генерации на длинах волн 1.06 и 1.55 мкм. Активно исследуются и разрабатываются волоконные лазеры с использованием световодов, легированных ионами тулия и гольмия. Представляют интерес различные варианты оптических схем этих лазеров, в том числе работающих в импульсно-периодическом режиме, с длительностями импульсов порядка единиц наносекунд. Такие приборы обладают большим потенциалом для применения в лидарах [1], медицине [2], спектроскопии, в конверторах на средний и дальний ИК диапазоны [3], в различных задачах материалообработки.

Существуют различные способы получения коротких импульсов с высокой частотой следования в области длин волн 2 мкм. Это модуляция добротности в твердотельной Ho:YAG-схеме [4], модуляция добротности в схемах на базе световодов, легированных тулием [5], использование излучения задающего лазерного диода (схема МОРА). Однако такие способы либо не позволяют получать высокие пиковые мощности и малые длительности импульсов, либо слишком сложны и громоздки. Кроме того, традиционные схемы с использованием объемных

элементов в резонаторе обладают увеличенными потерями и подвержены нагреву, а качество выходного пучка может ухудшаться из-за тепловых эффектов. Для реализации схемы МОРА нужны соответствующие полупроводниковые лазеры, стоимость которых пока высока и технология производства не так отработана, как для лазеров с распределенной обратной связью на 1.55 мкм.

В отличие от этих способов, для реализации модуляции усиления накачкой нет необходимости вносить в резонатор дополнительные объемные элементы, и можно реализовать простую, полностью волоконную систему. Такой подход является эффективной альтернативой для получения импульсов в области 2 мкм. В последнее время многие исследователи уделяют внимание этой схеме, однако наименьшая продемонстрированная длительность импульса, полученного посредством модуляции усиления, составляет не менее 10 нс [6]. Более короткие импульсы были получены лишь при самосинхронизации мод в тулиевом резонаторе [7–9].

В настоящей работе мы построили теоретическую модель полностью волоконного импульсного тулиевого лазера, с ее помощью определили параметры требуемых компонентов и изготовили лазер с близкой к оптимальной конфигурацией. Получена стабильная генерация импульсов с длительностью менее 10 нс и пиковой мощностью около 1,8 кВт. Насколько нам известно, эффективная оптимизация схемы тулиевого резонатора на основе теоретических предсказаний при варьировании таких параметров, как длина резонатора, отражение выходной брэгговской решетки, концентрация ионов тулия, сечение поглощения накачки и энергия в импульсе накачки, проведена впервые. Показана возможность получения импульсов длительностью менее 5 нс.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Для получения модуляции усиления накачка активного световода осуществлялась импульсами излучения (1558 нм) эрбиевого волоконного лазера, реализованного по схеме МОРА. Длительность импульсов накачки могла

И.В.Обронов. ООО Научно-техническое объединение «ИРЭ–ПОЛЮС», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1, стр.3, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: iobronov@ntoire-polus.ru

В.Е.Сыпин. ООО Научно-техническое объединение «ИРЭ–ПОЛЮС», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1, стр.3, Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141707 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: vsypin@ntoire-polus.ru

С.В.Ларин. ООО Научно-техническое объединение «ИРЭ–ПОЛЮС», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1, стр.3; e-mail: slarin@ntoire-polus.ru

Поступила в редакцию 27 сентября 2014 г., после доработки – 7 ноября 2014 г.

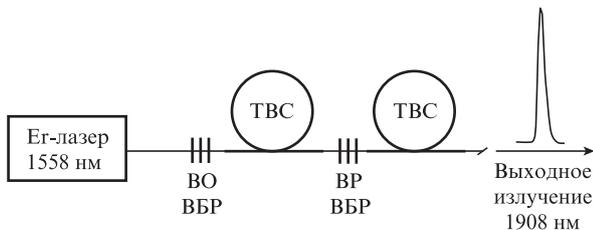


Рис.1. Схема эксперимента.

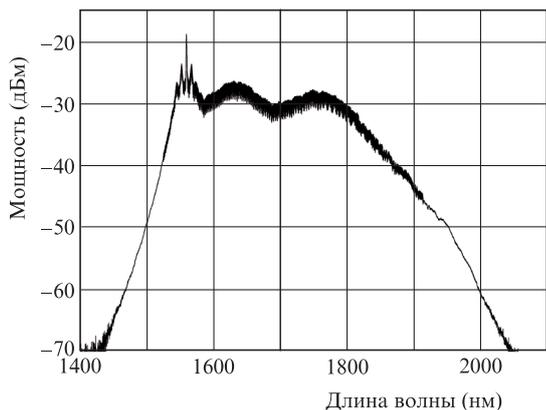


Рис.2. Спектр излучения лазера.

изменяться от 5 до 60 нс, а частота следования импульсов – от 50 до 200 кГц. Лазерный резонатор состоял из отрезка легированного ионами тулия волокна (ТВС) (концентрация 600 ppm, диаметры сердцевины и оболочки 16 и 125 мкм) и двух волоконных брэгговских решеток (ВБР). Высокоотражающая (ВО) решетка имела коэффициент пропускания менее -25 дБ, а выходная решетка (ВР) ВБР – около 8 дБ. Длина резонатора составляла ~7 см, длина активного волокна – 5 см. Для фильтрации непоглощенного в резонаторе излучения накачки к выходному световоду ВР было приварено 3 м такого же активно-го волокна.

Существенной особенностью используемого Eг-лазера является его сильно уширенный спектр, что обусловлено нелинейными эффектами, приводящими к образованию суперконтинуума в области аномальной дисперсии (рис.2). Спектры лазера регистрировались спектроанализатором Yokogawa AQ6375, осциллограммы импульсов на длинах волн 1.5 и 1.9 мкм – InGaAs-фотоприемником и осцилло-скопом Tektronix DPO 3054.

3. Численное моделирование и вариация параметров

Динамика процессов, происходящих в тулиевом резонаторе при воздействии импульсной накачки на 1.55 мкм, может быть описана с помощью системы скоростных уравнений [10, 11]. Для численного решения этой системы использовалось двумерная сетка – по времени и по координате (рис.3). Эволюция мощности излучаемых фотонов с длиной волны 1908 нм изучалась для правого и левого (P^+ и P^-) потоков фотонов. Численный расчет проводился с помощью метода Рунге–Кутты второго порядка точности. В уравнениях индексы переменных опущены (они указаны на рис.3):

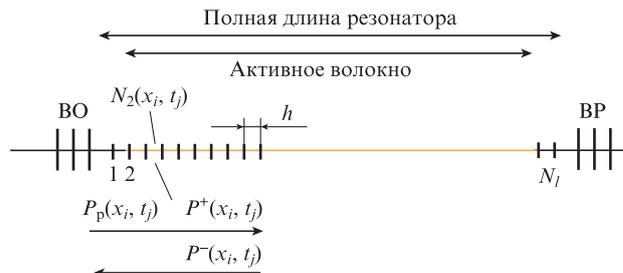


Рис.3. Схема расчета резонатора ($h = h_c/cn_c$, $N_1 = L/h$, h – шаг по координате, h_t – шаг по времени).

$$\frac{n_c}{c} \frac{dP^\pm}{dt} = [(\sigma_c^s + \sigma_a^s)N_2 - \sigma_a^s N_0]P^\pm$$

$$+ \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{N_2}{\tau} h_p v_s \frac{\sigma_c^s \Delta\lambda}{\int \sigma_c d\lambda} A_c,$$

$$\frac{n_c}{c} \frac{dP_p}{dt} = [(\sigma_c^p + \sigma_a^p)N_2 - \sigma_a^p N_0]P_p,$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{P^+ + P^-}{A_c h_p v_p} [\sigma_a^p N_0 - (\sigma_a^p + \sigma_c^p)N_2]$$

$$+ \frac{P_p}{A_c h_p v_s} [\sigma_a^s N_0 - (\sigma_a^s + \sigma_c^s)N_2] - \frac{N_2}{\tau}.$$

Здесь N_2 – концентрация возбужденных электронов; P_p – мощность импульса накачки; P^+ и P^- – мощности излучения на 1908 нм, распространяющегося вправо и влево; N_0 – концентрация ионов тулия; τ – время жизни; σ_a^p и σ_a^s – сечения абсорбции накачки и сигнала; σ_c^s и σ_c^p – сечения излучения сигнала и накачки; h_p – постоянная Планка; v_p и v_s – частоты накачки и излучения; A_c – площадь сердцевины световода; c – скорость света; n_c – коэффициент преломления сердцевины; $\Delta\Omega = 2\pi[1 - \cos(\alpha/2)]$ – телесный угол, в котором световод удерживает фотоны; α – числовая апертура волокна.

В расчетах использовались следующие значения констант: $N_0 = 3.3 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $\tau = 334 \times 10^{-6} \text{ с}$ [12], $\sigma_a^p = 1.5 \times 10^{-25} \text{ м}^2$, $\sigma_c^s = 4 \times 10^{-25} \text{ м}^2$ [13], $\sigma_c^p = 5 \times 10^{-27} \text{ м}^2$ [13], $\sigma_a^s = 3 \times 10^{-27} \text{ м}^2$ [13], $v_p = 192.421 \text{ ТГц}$, $v_s = 157.124 \text{ ТГц}$, $A_c = 200 \text{ мкм}^2$, $\alpha = 0.095$.

В расчетах и в эксперименте длительность импульса накачки составляла 20 нс. Использование импульсов такой длительности обусловлено тем, что импульсы накачки и излучения не должны сильно перекрываться по времени, т. к. это приводит к нарушению режима стабильной генерации. Поскольку проведение численных расчетов для широкополосного излучения является затруднительным, то при вычислениях сечение поглощения накачки для упрощения выбиралось большим. Оно было определено на основе спектральных долей излучения накачки (см. рис.2) и сечений поглощения различных спектральных компонент (рис.4). Конечно, такое усреднение влечет за собой ошибку в величине поглощенной энергии, однако моделирование показало, что она незначительна, т. к. длина резонатора мала и поглощенная энергия составляет незначительную долю общей энергии в импульсе накачки.

С помощью описанной численной модели были определены зависимости характеристик генерируемого релаксационного импульса (длительность и пиковая мощ-

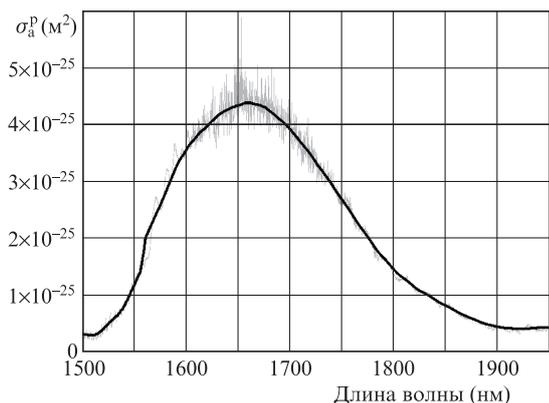


Рис.4. Спектр сечения поглощения тулиевого волокна.

ность) от параметров резонатора (прозрачность ВР, длина резонатора, сечение поглощения активного волокна и концентрация ионов тулия), а также аналогичная зависимость от энергии в импульсе накачки. Все эти зависимости представлены на рис.5–9. В эксперименте использовались активные световоды с концентрацией ионов тулия 0.5 мас.%. Остальные параметры резонатора подбирались на основе полученных зависимостей для достижения оптимальных характеристик выходных импульсов. Найденные оптимальные параметры резонатора таковы: отражение ВР составляет 85%, длина резонатора $L = 7$ см, длина активного волокна $L_f = 5$ см.

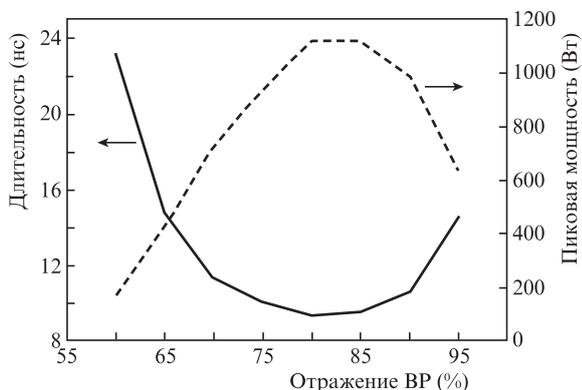


Рис.5. Зависимости длительности и пиковой мощности генерируемого импульса от коэффициента отражения ВР при $L = 7$ см, $L_f = 5$ см и $E_p = 60$ мкДж.

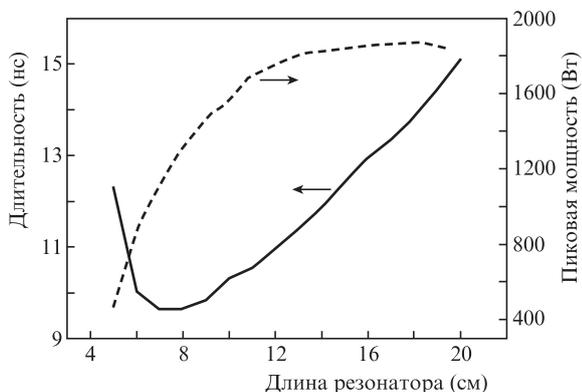


Рис.6. Зависимости длительности и пиковой мощности импульса от длины резонатора. Во всех случаях длина активного волокна на 2 см меньше длины резонатора; $E_p = 60$ мкДж.

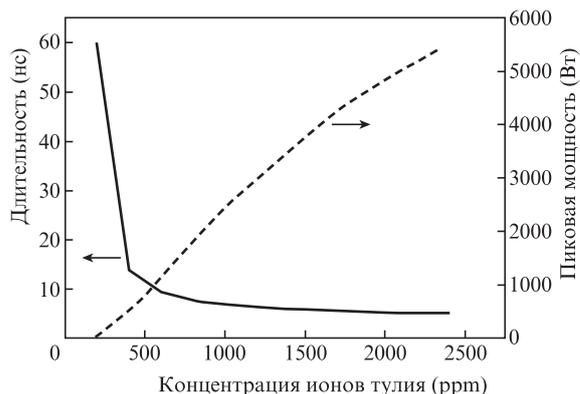


Рис.7. Зависимости длительности и пиковой мощности импульса от концентрации ионов тулия при $L = 7$ см, $L_f = 5$ см и $E_p = 60$ мкДж.

Отметим, что расчеты зависимостей длительности импульса и его пиковой мощности от концентрации ионов тулия (рис.7) проводились при неизменных конфигурации резонатора и энергии в импульсе накачки. Однако при увеличении уровня легирования оптимальная пропускная способность ВР уменьшается.

В работе [12] представлены некоторые зависимости параметров лазера, схожие с нашими, однако результаты получены с недостаточной точностью, в частности не рассмотрен диапазон длин резонаторов короче 0.2 м. Кроме того, наилучший достигнутый авторами [12] результат – длительность импульса 120 нс, заметно больше, чем в других работах. Зависимости характеристик лазера

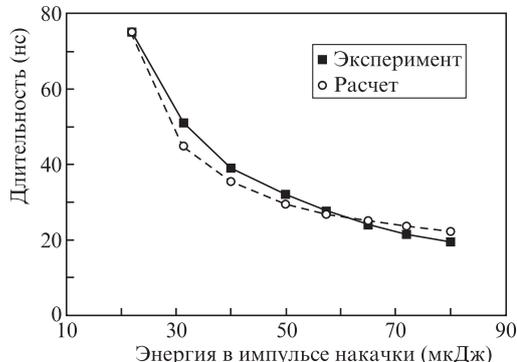


Рис.8. Зависимости длительности импульса от энергии импульса накачки при $L = 7$ см и $L_f = 5$ см.

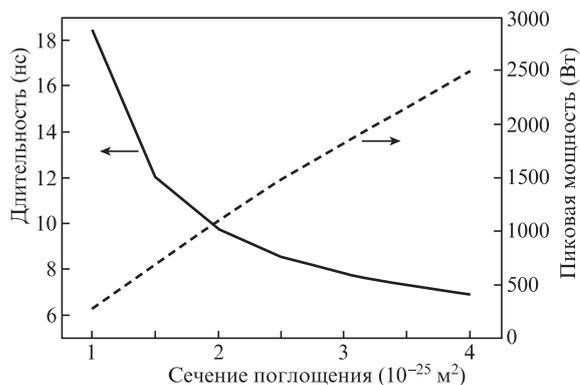


Рис.9. Зависимости длительности и пиковой мощности импульса от сечения поглощения излучения при $L = 7$ см, $L_f = 5$ см и $E_p = 60$ мкДж.

от энергии в импульсе накачки и от длины резонатора были экспериментально получены в работах [8, 9, 14], которые качественно похожи на наши.

Небольшое различие экспериментальной и теоретической кривых (рис.8) может быть объяснено температурными и нелинейно-оптическими эффектами в волокнах.

4. Результаты экспериментов

На основе теоретической модели был рассчитан и изготовлен резонатор с конфигурацией, близкой к оптимальной. В эксперименте получены импульсы с длительностью ~ 10 нс, что довольно хорошо согласуется с результатами расчетов (рис.10).

Спектр релаксационного импульса сильно уширен в длинноволновую область (рис.11) из-за нелинейных эффектов, таких как модуляционная нестабильность и рамановский самосдвиг частоты образующихся солитонов,

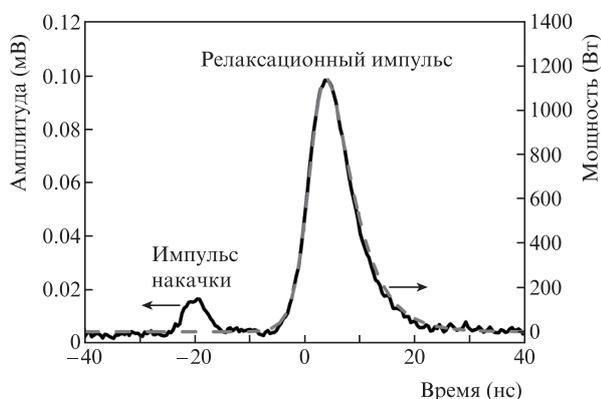


Рис.10. Осциллограммы импульсов излучения, полученные в результате моделирования (штриховая кривая) и эксперимента (сплошная кривая).

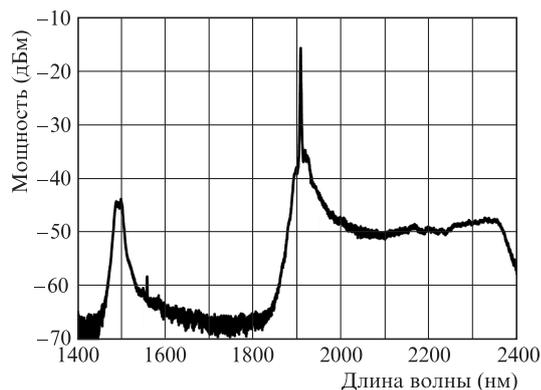


Рис.11. Спектр релаксационного импульса.

приводящий к генерации суперконтинуума [15–17]. Доля излучения в районе 1908 ± 5 нм составила 80%. Ширина основной линии (1908 нм) по уровню 3 дБ равна 0.2 нм. При частоте следования импульсов 50 кГц и длительности ~ 10 нс пиковая мощность по оценке составляет 1.8 кВт, а энергия в импульсе – 18 мкДж.

5. Заключение

Проведено численное моделирование процесса формирования релаксационных импульсов при модуляции усиления в тулиевом резонаторе. Хорошее согласие результатов расчета и эксперимента позволяет утверждать, что зависимости, полученные в ходе моделирования, верны. Поэтому на основе анализа модели можно предложить дальнейшие пути получения более коротких импульсов. К ним стоит отнести, в первую очередь, повышение концентрации ионов тулия в волокне. Коммерчески доступными являются волокна с концентрацией 2 мас.%, что соответствует примерно 2400 ppm. Расчеты показывают, что при тех же энергии накачки, длине резонатора и отражении ВР длительность импульса может достигать 5 нс (см. рис.9), а при выборе оптимальной решетки – менее 4 нс. Кроме того, увеличение мощности накачки позволит сократить длительность импульса. Повышение энергии импульса накачки до 200 мкДж позволит получить в имеющемся резонаторе импульсы длительностью до 5 нс.

- Scholle K., Neumann E., Huber G. *Laser Phys. Lett.*, **1**, 285 (2004).
- Scott N.J., Cilip C.M., Fried N.M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 435 (2009).
- Creeden D., Ketteridge P.A., Budni P.A., Setzler S.D., Young Y.E., McCarthy J.C., Zawilski K., Schunemann P.G., Pollak T.M., Chicklis E.P., Jiang M. *Opt. Lett.*, **33**, 315 (2008).
- Duan X.M., Yao B.Q., Song C.W., Gao J., Wang Y.Z. *Laser Phys.*, **5**, 800 (2008).
- Liu C., Ye C., Luo Z., Cheng H., Wu D., Zheng Y., Liu Z., Qu B. *Opt. Express*, **21**, 204 (2013).
- Jiang M., Tayebati P. *Opt. Lett.*, **32**, 1797 (2007).
- Eckerle M., Kieleck C., Swiderski J., Jackson S. D., Maze G., Eichhorn M. *Opt. Lett.*, **37**, 512 (2012).
- Swiderski J., Maciejewska M. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 015107 (2013).
- Swiderski J., Maciejewska M. *Opt. Lett.*, **38**, 1624 (2013).
- Тарасов Л.В. *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения* (М.: Радио и связь, 1981).
- Yin K., Yang W., Zhang B., Zeng S., Hou J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2864 (2013).
- Wang F., Shen D., Chen H., Fan D., Lu Q. *Opt. Rev.*, **18**, 360 (2011).
- Jackson S.D., King T.A. *J. Lightwave Technol.*, **17**, 948 (1999).
- Simakov N., Hemming A., Bennetts S., Haub J. *Opt. Express*, **19**, 14949 (2011).
- Travers J.C. Ph.D. Thesis (Imperial College, London, 2008).
- Tai K., Hasegawa A., Tomita A. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 135 (1986).
- Hasegawa A., Brinkman W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 694 (1980).