

Волоконная лазерная система с пиковой мощностью 10 МВт на основе эрбиевого конусного световода

А.В.Андрианов, М.Ю.Коптев, Е.А.Анашкина, С.В.Муравьев, А.В.Ким, Д.С.Липатов, В.В.Вельмискин, А.Е.Левченко, М.М.Бубнов, М.Е.Лихачев

Рассмотрена волоконная лазерная система, генерирующая импульсы с энергией ~ 10 мкДж, длительностью ~ 500 фс, пиковой мощностью ~ 10 МВт и частотой следования 100 кГц на длине волны излучения 1.56 мкм. Система построена на основе схемы задающий генератор–мощный усилитель. Усилитель работает в режиме усиления chirпированных импульсов с последующим сжатием их на решеточном дисперсионном компрессоре. Оконечный каскад усилителя выполнен на основе специально разработанного эрбиевого конусного световода с большой площадью поля моды для подавления нелинейных эффектов. Экспериментальные результаты согласуются с результатами численного моделирования стретчера, усилителя и компрессора. Численное моделирование демонстрирует также, что оптимизация стретчера и компрессора позволит увеличить пиковую мощность системы до ~ 30 МВт.

Ключевые слова: волоконные лазерные системы с высокой пиковой мощностью, усиление chirпированных импульсов, эрбиевые волоконные усилители, конусные волокна, решеточный дисперсионный компрессор.

1. Введение

Прогресс в разработке волоконных импульсных лазерных систем с высокой пиковой мощностью во многом обусловлен их востребованностью для фундаментальных исследований и прикладных задач, среди которых следует отметить обработку материалов, биомедицину, нелинейную спектроскопию и др. В настоящее время широкое распространение получили лазерные системы с длинами волн излучения около полутора микрон на основе активных кварцевых световодов, легированных редкоземельными ионами эрбия, и хорошо отработанной телекоммуникационной волоконно-оптической компонентной базы [1]. Для волоконных лазерных систем характерны высокая эффективность преобразования энергии диодной накачки в энергию сигнала, связанная с волноводной геометрией, возможность реализации эффективного теплоотвода, высокое качество пространственного профиля пучка, а также относительно низкая стоимость и хорошие массогабаритные параметры. Поэтому разработке и усовершенствованию волоконных лазерных систем уделяется большое внимание.

Построение мощных волоконных лазерных систем зачастую основано на применении стандартной схемы задающий генератор–мощный усилитель [1]. Поскольку энергия и пиковая мощность получаемых сигналов помимо ограничения мощностью диодной накачки часто

ограничиваются нелинейностью активных световодов оконечного каскада усилителя, для достижения больших энергий используется режим усиления chirпированного импульса [2], а для компенсации частотной модуляции применяют внешние дисперсионные компрессоры на объемных элементах – призмах, дифракционных решетках или их комбинациях [1, 3]. Для подавления нелинейных эффектов применяются также световоды с большой площадью поля моды (LMA), что позволяет получать импульсы с большими энергией и пиковой мощностью [4–7]. Однако при использовании LMA-световодов, являющихся, как правило, многомодовыми, возникает проблема подавления высших мод. Для преодоления этой проблемы можно применять конусные световоды, достаточно тонкие у входного торца, чтобы обеспечить одномодовый режим распространения сигнала на входе, и расширяющиеся к выходному торцу [8]. За счет адиабатического увеличения диаметра конусного активного световода квазиодномодовый режим распространения сигнала наблюдается на всей его длине, позволяя сохранить высокое качество пучка и уменьшить набег нелинейной фазы (добиться относительно небольшого значения B -интеграла).

В настоящей работе рассматривается волоконная лазерная система на основе специально разработанного эрбиевого конусного световода с большой площадью поля моды для подавления нелинейных эффектов, функционирующая в режиме усиления chirпированных импульсов с последующим сжатием их на решеточном дисперсионном компрессоре. Система позволяет достичь пиковой мощности импульса ~ 10 МВт, превышающей пороговую мощность самофокусировки в стекле, что подтверждается в соответствующем эксперименте. Экспериментальные результаты согласуются с результатами численного моделирования стретчера, усилителя и компрессора. Численные расчеты широкополосных усилителей выполнены на базе откалиброванной модели на основе обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера. Численное модели-

А.В.Андрианов, М.Ю.Коптев, Е.А.Анашкина, С.В.Муравьев, А.В.Ким. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: alex.v.andrianov@gmail.com

Д.С.Липатов. Институт химии высококичестных веществ им. Г.Г.Десятых РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49

В.В.Вельмискин, А.Е.Левченко, М.М.Бубнов, М.Е.Лихачев. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 10 октября 2019 г.

рование демонстрирует также, что оптимизация только стретчера и компрессора позволит увеличить пиковую мощность системы до ~ 30 МВт.

2. Эрбиевый конусный световод

Заготовка на основе кварцевого стекла для активного конусного световода с сердцевинной, легированной редкоземельными ионами эрбия, была изготовлена полностью газофазным MCVD-методом. Для уменьшения степени кластеризации эрбия и обеспечения малого различия показателей преломления сердцевинной и оболочечной, сердцевина была легирована также оксидами фосфора и алюминия. Концентрация оксида эрбия в сердцевине составила ~ 0.14 мол.%. Отполированная заготовка имела форму квадрата для лучшего поглощения накачки и была покрыта фторированным кварцевым стеклом. После этого из заготовки был вытянут конусный световод. На рис.1,*а* показан профиль показателя преломления конусного световода в точке, соответствующей диаметру 110 мкм, а на рис.1,*б* приведено изображение его торца, полученное с помощью оптического микроскопа. Числовая апертура для излучения накачки на длине волны 976 нм составила ~ 0.3 . Отношение диаметров сердцевинной и первой оболочечной было выбрано равным $1/3$ для лучшего поглощения накачки.

Для построения мощной волоконной лазерной системы использовался отрезок конусного световода длиной 3.2 м с начальным диаметром оболочки 88 мкм и конечным диаметром 300 мкм. Зависимость диаметра световода от продольной координаты показана на рис.2. Диаметр сердцевинной изменялся от 22 мкм на входном торце до

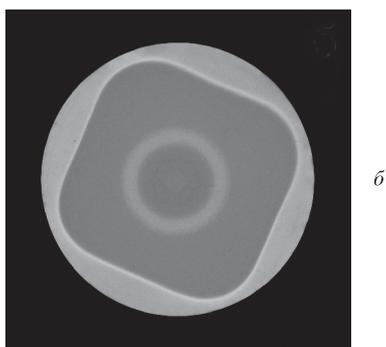
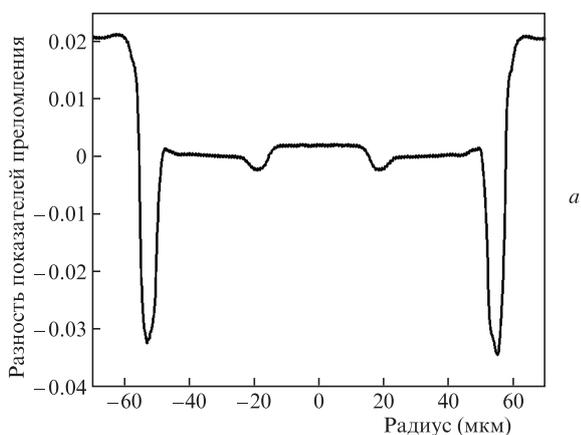


Рис.1. Профиль показателя преломления эрбиевого конусного световода диаметром 110 мкм (*а*) и изображение поперечного сечения этого световода (*б*).

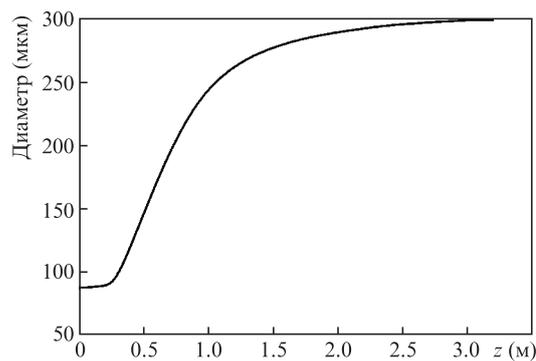


Рис.2. Диаметр конусного световода в зависимости от продольной координаты z .

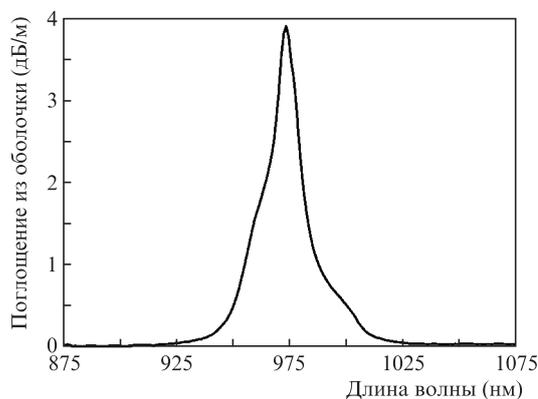


Рис.3. Поглощение излучения накачки из оболочки конусного эрбиевого световода в режиме слабого сигнала.

75 мкм на выходном торце. Максимально экспериментально измеренное поглощение излучения накачки из оболочки в режиме слабого сигнала составило 4 дБ/м на длине волны 976 нм (рис.3). Относительно слабое поглощение накачки существенно ограничивает эффективность коротких конусных эрбиевых световодов и повышает требования к мощности накачки, необходимой для достижения нужной выходной мощности. Однако это не мешает получать импульсы с большими энергией и пиковой мощностью в усилителях на основе таких конусных световодов в оконечном каскаде.

3. Экспериментальная реализация лазерной системы

Схема экспериментальной установки приведена на рис.4. Ее основу составляет разработанный ранее эрбиевый волоконный лазер с кольцевым резонатором и диодной накачкой на длине волны 976 нм, пассивная синхронизация мод в котором осуществляется нелинейным вращением эллипса поляризации фемтосекундного импульса за счет оптического эффекта Керра. Задающий лазер генерирует сигналы длительностью 230 фс с частотой следования 50 МГц на длине волны излучения 1.56 мкм [9–11]. Далее в схеме расположены изолятор Фарадея и волоконный стретчер. Волоконный стретчер построен по двухпроходной схеме на основе отрезка германосиликатного световода длиной 160 м с дисперсией групповых скоростей -54 пс·нм $^{-1}$ ·км $^{-1}$ на длине волны 1.56 мкм. Для реализации двухпроходной схемы на конце стретчера установлено зеркало Фарадея, а для разделения входного и

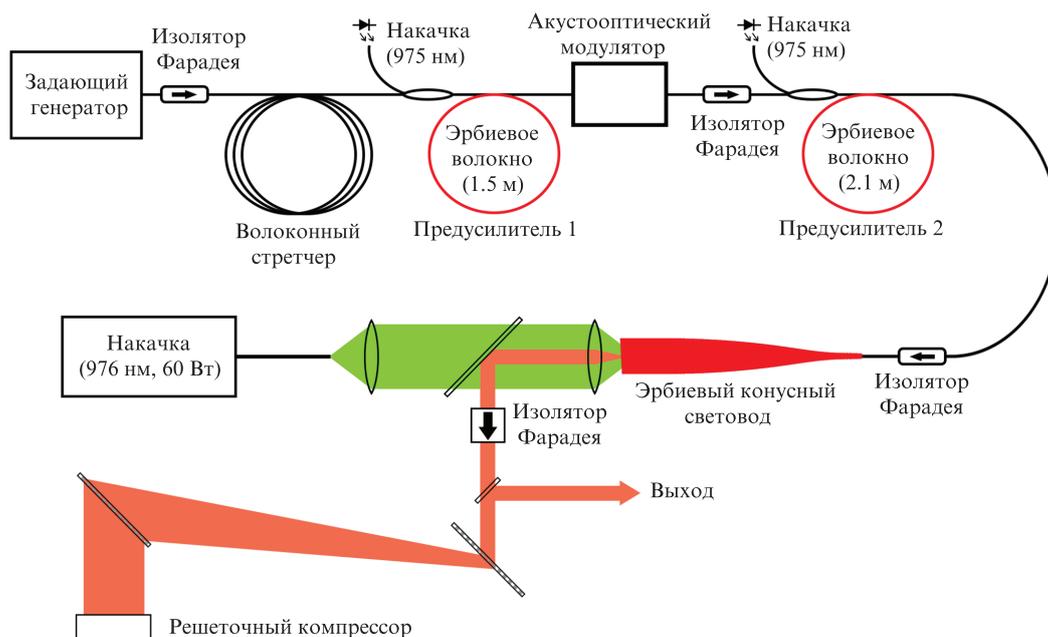


Рис.4. Схема эрбиевой волоконной лазерной системы.

выходного излучения использован волоконный поляризационный делитель. Эффективная длина стретчера благодаря двухпроходному режиму составляет 320 м. Такая конструкция также позволяет избавиться от нежелательного двулучепреломления.

Следующим элементом схемы является эрбиевый предусилитель с попутной диодной накачкой, в котором средняя мощность увеличивается до 100 мВт, что соответствует энергии одного импульса 2 нДж. Затем последовательность импульсов прореживается с помощью акустооптического модулятора, при этом частота их следования составляет 100 кГц, и вновь усиливается во втором предусилителе с попутной диодной накачкой до средней мощности ~ 1 мВт, что соответствует энергии импульса ~ 10 нДж. Далее в схеме расположен оконечный каскад усилителя на основе конусного световода. Поскольку в тонкой части конусный световод является маломодовым, для подавления высших мод его начальный участок был скручен в кольцо диаметром ~ 10 см. Это позволяет реализовать квазиодномодовый режим распространения сигнала на данном участке. За счет адиабатического увеличения диаметра световода удается сохранить квазиодномодовый режим распространения на всей длине конусного световода.

Накачка конусного световода осуществляется в оболочку во встречном к сигналу направлении. Для этого используется многомодовый лазерный диод мощностью 60 Вт (IPG Photonics, PLD-70) со стабилизированной длиной волны излучения 976 нм. Вывод сигнала осуществляется с помощью дихроичного диэлектрического зеркала. Для защиты конусного световода от обратных отражений после усилителя установлен объемный изолятор Фарадея. Максимальная средняя мощность сигнала на выходе оконечного каскада усилителя составляет 1.3 Вт. Спектр импульса на выходе конусного световода показан на рис.5.

Для компенсации частотной модуляции и сжатия усиленных импульсов применяется компрессор на основе пары пропускающих дифракционных решеток, нечувствительных к поляризации (LightSmyth, T-940CL; 940 штр./мм).

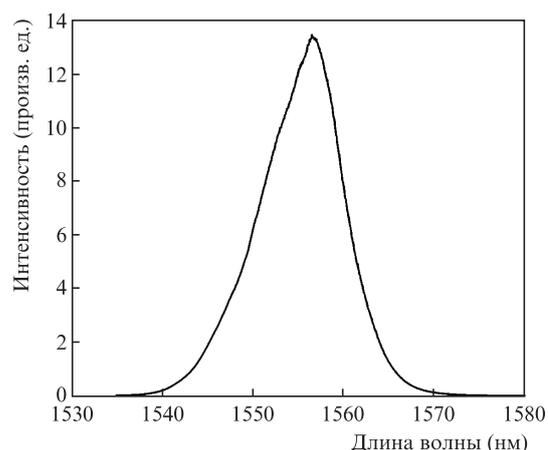


Рис.5. Экспериментально измеренный спектр сигнала на выходе эрбиевого конусного световода.

Расстояние между решетками было равно ~ 48 см. Угол падения (между нормалью к решетке и направлением распространения пучка) составлял 47.5° . На выходе компрессора импульсы имеют длительность ~ 500 фс, но часть сигнала содержится в пьедестале из-за нескомпенсированной дисперсии высшего порядка. Для измерения распределения интенсивности усиленных и сжатых сигналов использовался аппаратно-программный комплекс на основе метода оптического стробирования со спектральным разрешением (FROG), разработанный нами ранее [12, 13]. На рис.6 приведен восстановленный с помощью итерационного алгоритма профиль интенсивности сигнала, а на вставке показана экспериментально измеренная FROG-спектрограмма, представляющая собой набор спектров суммарной гармоника при различных временах задержки между репликами измеряемого сигнала.

Пиковая мощность импульсов на выходе разработанной эрбиевой волоконной лазерной системы P_{peak} , оцененная с учетом пьедестала для реконструированного сигнала, составляет ~ 10 МВт, что превышает пороговую мощность самофокусировки P_{cr} в стекле ($P_{\text{peak}} \approx 1.3P_{\text{cr}}$).

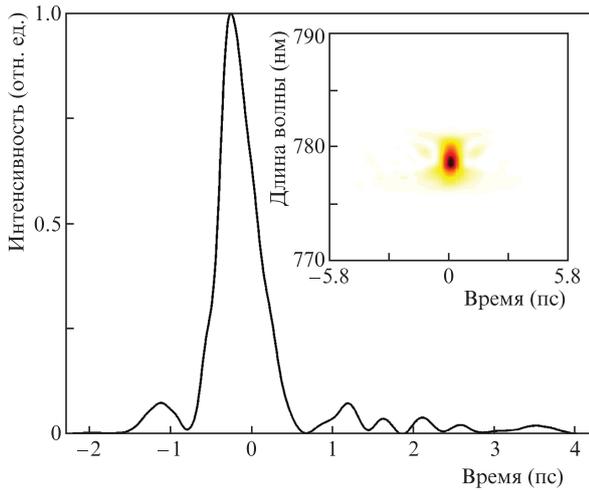


Рис.6. Распределение интенсивности импульсов на выходе волоконной лазерной системы, восстановленное методом оптического стробирования со спектральным разрешением по экспериментально измеренной FROG-спектрограмме, показанной на вставке.

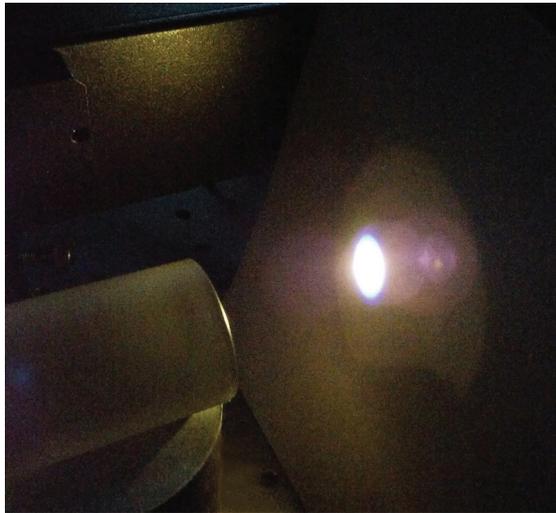


Рис.7. Фотография излучения суперконтинуума, генерируемого при самофокусировке выходного пучка эрбиевой системы в стекле.

Для экспериментального подтверждения этого импульсы с выхода лазерной системы фокусировались длиннофокусной линзой в стержень длиной 7 см из стекла ВК7. При этом излучение испытывало самофокусировку, сопровождавшуюся сильным уширением спектра и генерацией суперконтинуума, который наблюдался в видимой области спектра (рис.7). Также мощность системы была достаточна для оценки флуктуаций пиковой мощности и длительности импульса в режиме одного импульса [14].

4. Численное моделирование и оптимизация лазерной системы

Моделирование распространения сигналов в трех каскадах усилителя было выполнено с использованием реальных параметров лазерной системы, схема которой показана на рис.4.

Пусть $E(z, t)$ – комплексная амплитуда поля импульсов, z – координата вдоль волокна, t – время в сопровождающей системе отсчета, $\tilde{E}(z, \omega)$ – фурье-образ функции

$E(z, t)$, определенный через оператор фурье-преобразования \hat{F} :

$$\tilde{E}(z, \omega) = \hat{F}[E(z, t)], \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$ – угловая частота; λ – длина волны; c – скорость света в вакууме. Математическая модель усилителей базируется на обобщенном нелинейном уравнении Шрёдингера для комплексной амплитуды поля импульсов, распространяющихся в фундаментальной моде световодов LP₀₁ [15]. Модель широкополосных усилителей на основе волокон, легированных редкоземельными ионами, была развита, исследована и откалибрована по экспериментальным данным ранее и подробно описана в работах [16–21]. Для нахождения решения уравнения Шрёдингера можно использовать и другие численные схемы [22]. Нелинейное уравнение Шрёдингера записывается в спектральном представлении следующим образом:

$$\frac{\partial \tilde{E}(z, \omega)}{\partial z} - i\gamma \hat{F}\left[E(z, t) \int R(t - \tau) |E(z, \tau)|^2 d\tau\right] + i\beta \tilde{E}(z, \omega) = \frac{g(\omega)}{2} \tilde{E}(z, \omega), \quad (2)$$

где β – постоянная распространения; γ – коэффициент керровской нелинейности; $R(t - \tau)$ – функция рамановского отклика [15]; $g(\omega)$ – функция усиления, рассчитанная с учетом измеренных сечений эмиссии и поглощения для кварцевых волокон [23]. Нелинейный коэффициент определяется выражением [15]

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{\text{eff}}}, \quad (3)$$

где n_2 – нелинейный показатель преломления ($n_2 = 2.5 \times 10^{-20}$ м²/Вт [15]);

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\int_0^\infty |F(r, \omega)|^2 2\pi r dr\right]^2}{\int_0^\infty |F(r, \omega)|^4 2\pi r dr} \quad (4)$$

– эффективная площадь моды, рассчитанная для аксиально-симметричных профилей показателей преломления волокон; r – радиальная координата; $F(r, \omega)$ – электрическое поле моды LP₀₁ [15].

Были рассчитаны поля фундаментальных мод при различных диаметрах сердцевин конусного световода. Для этого решалась задача на собственные значения и собственные функции уравнения Гельмгольца [24], а затем по формуле (3) оценивались нелинейные коэффициенты, которые использовались при моделировании нелинейного усиления импульсов. Поскольку сердцевина имеет достаточно большой диаметр, волноводный вклад в дисперсию мал и дисперсия конусного световода определяется фактически дисперсией материала, из которого он изготовлен. В расчетах в качестве дисперсии световода при любых его диаметрах выбиралась дисперсия плавленого кварца [15].

При моделировании уравнения (2) применялся метод фурье-расщепления по физическим факторам (split-step Fourier method, SSFM) [15] с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ) и обратного БПФ. Шаг

вдоль оси световода dz был выбран равным 100 мкм. Мы проверили, что уменьшение шага вдвое не приводит к изменению результатов расчетов.

При расчете компрессора применялся стандартный метод, основанный на расчете траекторий лучей на разных длинах волн, и пренебрегалось дифракционной расходимостью пучка [25].

На рис.8 приведены результаты численного моделирования системы стретчер–трехкаскадный усилитель–компрессор с учетом ее реальных параметров. Расчетные сигналы на выходе оконечного каскада усилителя имели длительность 130 пс при ширине спектра, соответствующей 360 фс, а их энергия составляла 15 мкДж. Предполагалось, что после компрессии импульсов их энергия уменьшается до 10 мкДж, что отвечает эксперименту (за счет конечной эффективности решеток и потерь в объемном изоляторе Фарадея, показанном в схеме на рис.4 на выходе конусного световода). Значение B -интеграла равно 4. На рис.8,*а* приведены расчетные зависимости пиковых мощностей сигналов от расстояния L между решетками компрессора, а на рис.8,*б* представлено распределение интенсивности импульсов для оптимального расстояния $L = 50.6$ см. Видно, что численные результаты в целом достаточно хорошо согласуются с экспериментальными, но в оптимальном для компрессора случае дают меньший пьедестал сигнала и чуть более высокую пиковую мощность, чем для импульсов, восстановленных методом FROG и показанных на рис.6.

Теоретически исследовалась также возможность оптимизации системы стретчер–компрессор за счет прекомпенсации дисперсионных параметров высшего порядка в стретчере. В эксперименте это может быть реализовано, например, с помощью стретчера на основе специ-

ально разработанного волокна с нужными параметрами или с помощью чирпированных решеток Брэгга с требуемыми коэффициентами дисперсии. Отметим, что современные технологии в принципе позволяют реализовать оба варианта. Предполагается, что компрессия сигналов осуществляется с использованием имеющихся решеток. С одной стороны, чем больше чирпирование сигнала, тем меньше пиковая мощность в усилителе и набег нелинейной фазы (значение B -интеграла) и тем сильнее должен сжаться импульс в компрессоре. С другой стороны, существует ограничение на максимальное расстояние между решетками, обусловленное их размером и спектральной шириной усиленного сигнала: начиная с некоторых расстояний, крылья спектра «обрезаются», что приводит к уменьшению энергии и ухудшению качества скомпрессированных сигналов.

Была рассмотрена возможность увеличения расстояния между решетками в ~ 2 раза по сравнению с экспериментальным значением. На рис.9 приведены результаты моделирования для двух случаев: случая, когда осуществляется прекомпенсация дисперсионных параметров до четвертого порядка, т.е. подбираются оптимальные значения коэффициентов β_2 , β_3 и β_4 для стретчера, а также (для сравнения) случая, когда подбирается только коэффициент β_2 и при этом $\beta_3 = 0$ и $\beta_4 = 0$. На рис.9,*а, б* показаны расчетные спектры сигнала до стретчера, после первого и после второго предусилителей, а также после оконечного каскада усилителя. Кроме того, на рис.9,*а, б* показаны расчетные спектральные фазы на выходе конусного световода. Наблюдаемое обужение спектра после каждого каскада объясняется конечной шириной полосы усиления. На рис.9,*в, г* представлены распределения интенсивностей импульсов после оконечного каскада. Для случая прекомпенсации дисперсии до четвертого порядка оптимальные значения коэффициентов таковы: $\beta_2 = 33.8$ пс², $\beta_3 = -0.2606$ пс³ и $\beta_4 = -0.0196$ пс⁴. При этом усиленные чирпированные сигналы после оконечного каскада имеют длительности 183.7 пс при ширине спектра, соответствующей 361 фс. Значение B -интеграла равно 2.833. Для случая прекомпенсации дисперсии только второго порядка при $\beta_2 = 34$ пс² и $\beta_3 = 0$, $\beta_4 = 0$ усиленные чирпированные сигналы после оконечного каскада имеют длительности 185.2 пс при той же ширине спектра. Значение B -интеграла равно 2.807. На рис.9,*д, е* показаны зависимости пиковых мощностей от расстояния между решетками компрессора L , а на рис.9,*ж, з* – распределения интенсивностей импульсов для оптимального расстояния $L = 93.1$ см. Видно, что прекомпенсация дисперсионных параметров до четвертого порядка позволяет получить импульсы с меньшими длительностями, близкие к спектрально ограниченными, с меньшим пьедесталом и, следовательно, с более высокой пиковой мощностью – до ~ 30 МВт.

5. Заключение

В настоящей работе рассмотрена волоконная лазерная система, генерирующая УКИ с энергией ~ 10 мкДж и частотой следования 100 кГц на длине волны излучения 1.56 мкм. Система построена на основе схемы задающий генератор – мощный усилитель. Задающий генератор с пассивной синхронизацией мод за счет вращения эллипса поляризации на основе оптического эффекта Керра генерирует импульсы длительностью 230 фс. Чирпирование сигналов перед усилителем до длительностей ~ 100 пс

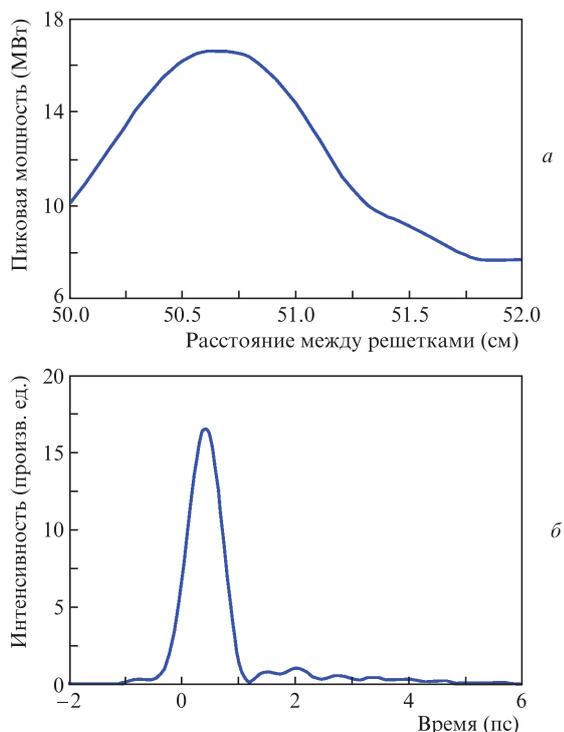


Рис.8. Рассчитанная пиковая мощность импульса на выходе лазерной системы с использованием ее реальных параметров в зависимости от расстояния между решетками дисперсионного компрессора L (*а*) и расчетное распределение интенсивности импульсов при оптимальном расстоянии $L = 50.6$ см.

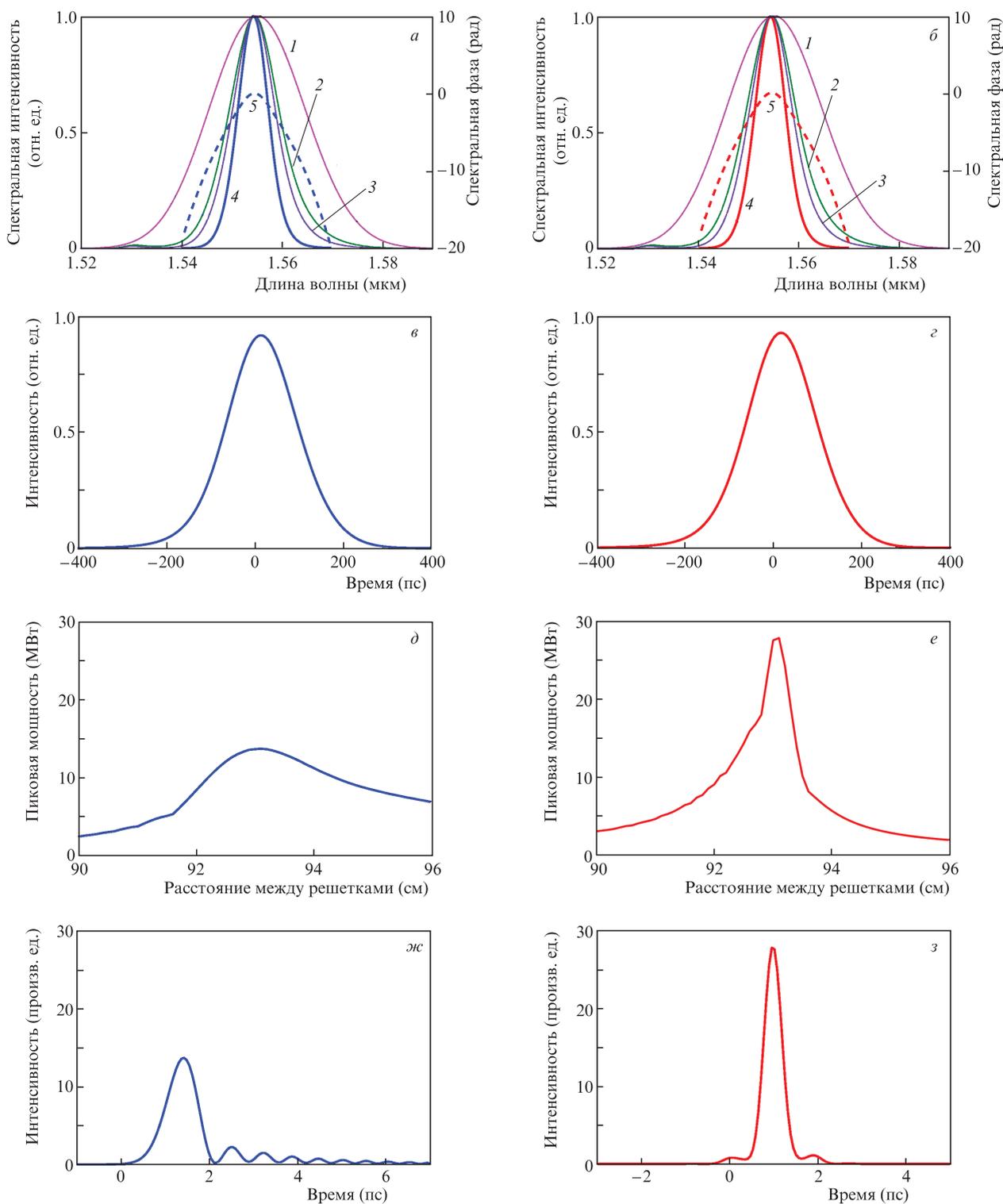


Рис.9. Расчетные спектры сигнала до стретчера (1), после первого (2) и второго (3) предусилителей, а также после окончательного каскада усилителя (4 – спектр, 5 – спектральная фаза) для случая прекомпенсации в стретчере только дисперсии второго порядка β_2 (а) и для прекомпенсации дисперсионных коэффициентов до четвертого порядка $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ (б). Расчетные распределения усиленных импульсов на выходе конусного световода при прекомпенсации только β_2 (в) и $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ (г). Рассчитанная пиковая мощность импульсов в зависимости от расстояния между решетками дисперсионного компрессора L при прекомпенсации только β_2 (д) и $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ (е). Распределение интенсивности импульса для оптимального расстояния $L = 93.1$ см при прекомпенсации только β_2 (ж) и $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ (з).

осуществляется в световоде с нормальной дисперсией. Трехкаскадный усилитель работает в режиме усиления чирпированных импульсов с их последующим сжатием с помощью дисперсионного компрессора, состоящего из пары дифракционных решеток. Оконечный каскад усилителя выполнен на основе специально разработанного

эрбиевого конусного световода с большой площадью поля моды для подавления нелинейных эффектов. Несмотря на то что конусный световод на выходе является многомодовым (диаметр сердцевины изменяется от 22 мкм на входе до 75 мкм на выходе), удается реализовать квазиодномодовый режим усиления. Длительность выходных

импульсов (~ 500 фс) измерена методом оптического стробирования со спектральным разрешением. Оценка пиковой мощности дает ~ 10 МВт, что превышает порог самофокусировки в стекле и подтверждается в соответствующем эксперименте.

Экспериментальные результаты согласуются с результатами численного моделирования волоконного стретчера, трехкаскадного усилителя и компрессора. Моделирование стретчера и усилителя выполнено на основе обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера. Численное моделирование демонстрирует также, что оптимизация стретчера и компрессора позволит в перспективе увеличить пиковую мощность системы до ~ 30 МВт.

Работа выполнена при частичной поддержке программы президенту РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом». Разработка эрбиевого конусного световода осуществлялась при финансовой поддержке РНФ (грант № 16-12-10553).

- Richardson D.J., Nilsson J., Clarkson W.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, В63 (2010).
- Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **55**, 447 (1985).
- Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G., Harter D. *Appl. Phys. B*, **65**, 259 (1997).
- Taverner D., Richardson D.J., Dong L., Caplen J.E., Williams K., Pentyl R.V. *Opt. Lett.*, **22**, 378 (1997).
- Lim E.-L., Alam S., Richardson D.J. *Opt. Express*, **20**, 18803 (2012).
- Jasapara J.C., Andrejco M.J., DeSantolo A., Yablon A.D., Varallyay Z., Nicholson J.W., Fini J.M., DiGiovanni D.J., Headley C., Monberg E., DiMarcello F.V. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 3 (2009).
- Котов Л.В., Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Муравьев С.В., Андрианов А.В., Бубнов М.М., Игнатъев А.Д., Липатов Д.С., Гурьянов А.Н., Лихачев М.Е., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **44**, 458 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 458 (2014)].
- Bobkov K., Andrianov A., Koptev M., Muravyev S., Levchenko A., Velmiskin V., Aleshkina S., Semjonov S., Lipatov D., Guryanov A., Kim A., Likhachev M. *Opt. Express*, **25**, 26958 (2017).
- Andrianov A., Kim A., Muravyev S., Sysoliatin A. *Opt. Lett.*, **34**, 3193 (2009).
- Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Бобков К.К., Лихачев М.Е., Левченко А.Е., Алешкина С.С., Семенов С.Л., Денисов А.Н., Бубнов М.М., Липатов Д.С., Липатов А.Ю., Гурьянов А.Н., Андрианов А.В., Муравьев С.В., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **45**, 443 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 443 (2015)].
- Anashkina E.A., Shiryaev V.S., Koptev M.Y., Stepanov B.S., Muravyev S.V. *J. Non-Cryst. Solids*, **480**, 43 (2018).
- Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Yu., Kim A.V. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24**, 8700107 (2018).
- Anashkina E.A., Koptev M.Y., Andrianov A.V., Dorofeev V.V., Singh S., Lovkesh, Leuchs G., Kim A.V. *J. Lightwave Technol.*, **37**, 43751 (2019).
- Андрианов А.В., Анашкина Е.А., Коптев М.Ю., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **49**, 322 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 322 (2019)].
- Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (Waltham: Academic Press, 2013).
- Анашкина Е.А., Дорофеев В.В., Муравьев С.В., Моторин С.Е., Андрианов А.В., Сорокин А.А., Коптев М.Ю., Сингх С., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **48**, 1118 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 1118 (2018)].
- Anashkina E.A., Andrianov A.V., Dorofeev V.V., Muravyev S.V., Koptev M.Y., Sorokin A.A., Motorin S.E., Koltashev V.V., Galagan B.I., Denker B.I. *Laser Phys. Lett.*, **16**, 025107 (2019).
- Anashkina E.A., Kim A.V. *J. Lightwave Technol.*, **35**, 5397 (2017).
- Muravyev S.V., Anashkina E.A., Andrianov A.V., Dorofeev V.V., Motorin S.E., Koptev M.Yu., Kim A.V. *Sci. Rep.*, **8**, 16164 (2018).
- Anashkina E.A., Andrianov A.V., Dorofeev V.V., Kim A.V., Koltashev V.V., Leuchs G., Motorin S.E., Muravyev S.V., Plekhovich A.D. *J. Non-Cryst. Solids*, **525**, 119667 (2019).
- Andrianov A., Anashkina E., Kim A., Meyerov I., Lebedev S., Sergeev A., Mourou G. *Opt. Express*, **22**, 28256 (2014).
- Sujecki S., Sojka L., Seddon A.B., Benson T.M., Barney E., Falconi M.C., Prudenzano F., Marciniak M., Baghdasaryan H., Peterka P., Taccheo S. *Photonics*, **5**, 48 (2018).
- Desurvire E. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications* (Wiley-Interscience, 2002).
- Снайдер А., Лав Д. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).