

ЛАЗЕРЫ, АКТИВНЫЕ СРЕДЫ

ВКР-лазер с пикосекундной длительностью импульса, работающий в безопасном для глаз диапазоне

И.А.Горбунов, О.В.Кулагин, А.М.Сергеев

Представлены результаты разработки пикосекундного Nd:YAG-лазера, основанного на использовании ВРМБ- и ВКР-компрессии импульсов. Выходное излучение лазера было одночастотным (одна продольная мода резонатора задающего генератора с пассивной модуляцией добротности), энергия импульсов составляла 50 мДж при их длительности приблизительно 30 пс и частоте следования 100 Гц. Длина волны выходного излучения равнялась 1530 нм. Качество пучка выходного излучения было близко к дифракционному пределу ($M^2 \leq 1.2$). Исследованы термонаведенные фазовые искажения, вносимые в лазерный пучок активными элементами лазерных усилителей, и развит метод их компенсации. На основании этого метода разработаны, изготовлены и успешно испытаны асферические оптические элементы, компенсирующие термоабберации активных элементов, что позволило улучшить расходимость и увеличить энергию выходного излучения.

Ключевые слова: ВКР-лазер, компрессия импульсов, безопасный для глаз оптический диапазон.

1. Введение

Короткоимпульсные лазеры, которые работают на длинах волн, находящихся в безопасном для глаз спектральном диапазоне 1.4–1.6 мкм, находят применения во многих областях, включая дистанционную диагностику, дальнометрию и обработку материалов. Использование излучения в этом диапазоне необходимо, в частности, для обеспечения безопасности на протяженных открытых трассах, где проводятся измерения.

Одной из лазерных сред для получения безопасного для глаз излучения является эрбиевое (или эрбий-иттербиевое) стекло, излучающее на длине волны 1.54 мкм [1,2]. Однако высокая тепловая нагрузка при низкой теплопроводности материала, а также малое сечение рабочего перехода затрудняют создание на таком стекле лазеров с высокой частотой следования и малой длительностью импульсов.

Часть этих ограничений можно преодолеть, используя алюмо-иттриевый гранат, легированный эрбием (Er:YAG). Для его накачки служит лазер на эрбиевом стекле или ставшие недавно доступными лазерные диоды (ЛД) на длине волны 1470 или 1533 нм [3–5]. Тем не менее получение коротких импульсов вызывает трудности из-за ограничений, обусловленных процессами ап-конверсии и малым сечением излучения на рабочих длинах волн 1617 и 1645 нм.

Другой подход основан на использовании Nd:YAG-или Nd:YVO₄-лазера и преобразовании длины волны его излучения с помощью внутррезонаторного параметрического преобразования [6–8]. Однако минимальная дли-

тельность импульса, полученного этим способом, составляет ~1 нс. Главный недостаток такого подхода – необходимость параметрического усиления пикосекундного импульса, что приводит к низкой эффективности преобразования.

В настоящей работе для получения излучения в безопасном для глаз спектральном диапазоне применяется ВКР-преобразование [9–12]. Мы использовали Nd:YAG-лазер, работающий на длине волны 1319 нм, излучение которого преобразовывалось в кристаллах нитрата бария (Ba(NO₃)₂) [10]. Ранее ВКР-преобразование применялось отдельно от ВКР-компрессии. В настоящей же работе для сжатия наносекундных импульсов в пикосекундные при относительно высокой частоте их следования ВКР-компрессия (см. работу [13] и ссылки в ней) использовалась одновременно с преобразованием частоты.

Сжатие импульсов при ВКР наблюдалось еще в ранних исследованиях по нелинейной оптике [14]. Позднее было продемонстрировано, что применение ВРМБ позволяет осуществлять компрессию импульсов в многопроходных усилителях [15]. В 1980-х годах было показано, что при сочетании ВРМБ- и ВКР-компрессии возможно эффективное преобразование наносекундных импульсов в пикосекундные [16]. Была реализована и однокаскадная компрессия во встречных пучках при ВКР [17] и ВРМБ [18], однако достижение высокой энергетической эффективности и осуществление масштабирования мощности при таком подходе остаются проблемой.

2. Схема пикосекундного ВКР-лазера

Целью настоящей работы было создание лазера с длиной волны излучения в безопасном для глаз диапазоне с импульсами пикосекундной длительности с энергией до 50 мДж и частотой следования 100 Гц. Мы использовали схему с задающим генератором (ЗГ) с диодной накачкой и усилителем мощности с ламповой накачкой. Задающий генератор с торцевой диодной накачкой и пассивным

И.А.Горбунов, О.В.Кулагин, А.М.Сергеев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: igorbunov@appl.sci-nnov.ru, ok@appl.sci-nnov.ru, ams@ufr.appl.sci-nnov.ru

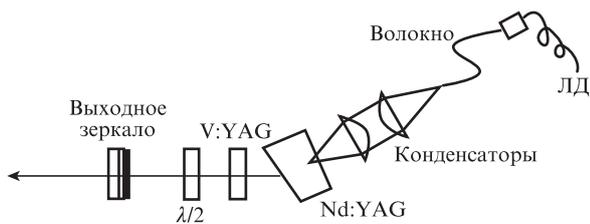


Рис.1. Схема задающего генератора на длине волны 1319 нм.

модулятором добротности, изготовленным из алюмоитриевого граната, активированного ванадием (V:YAG), формировав излучение с одной продольной модой на длине волны 1319 нм, энергией и длительностью импульса 0.8 мДж и 3.5 нс, а также расходимостью, близкой к дифракционной.

На рис.1 изображена схема ЗГ. Излучение с длиной волны 808 нм доставляется от модуля диодной накачки ЛД JOLD120-QPXF-2P (Jenoptik, Германия) по оптическому волокну с диаметром 600 мкм и числовой апертурой 0.22 и фокусируется в активный элемент (АЭ) из Nd:YAG с помощью асферических линз-конденсоров. Входной торец АЭ является дихроичным зеркалом, имеющим высокое пропускание на длинах волн 0.8 и 1.06 мкм и высокое отражение на 1.32 мкм. Другой торец АЭ имеет скос, соответствующий углу Брюстера для длины волны 1.32 мкм. Этим достигается подавление генерации на 1.06 мкм из-за возникающей угловой расстройки, обусловленной дисперсией материала АЭ. Также в схему резонатора ЗГ входит пассивный модулятор добротности из V:YAG и фазовая поляризационная пластинка из кристаллического кварца, обеспечивающая селекцию, т.е. минимальные потери, только одной из линий генерации Nd:YAG вблизи

1.3 мкм, а именно 1.3188 мкм. Общая длина резонатора составляет приблизительно 3 см.

Выходное зеркало имеет коэффициент отражения 62%. Температура АЭ Nd:YAG поддерживается постоянной с помощью элемента Пельтье, отводящего тепло на радиатор, который, в свою очередь, охлаждается водой. Выходные импульсы ЗГ имеют длительность 3.5 нс, энергию около 0.8 мДж и частоту следования 100 Гц. Для измерений длительности импульса используется осциллограф Tektronix 3052В (полоса пропускания 500 МГц) и pin-фотоприемник ДФДМШ40-16 (НПФ «Дилаз») с полосой пропускания 16 ГГц.

Далее лазерные импульсы поступают в четырехпроходный усилитель, который включает в себя три квантрона с ламповой накачкой (УС1–УС3) с АЭ из Nd:YAG диаметрами 8 и 6.35 мм (рис.2). В каждом квантроне используются две ксеноновые лампы накачки, излучение которых направляется в АЭ эллиптическими отражателями с зеркальным металлическим покрытием. Входящий в состав усилителя изолятор Фарадея 1, состоящий из поляризатора, полуволновой пластины и вращателя Фарадея, предотвращает возможное попадание отраженного излучения обратно в задающий генератор. Телескоп формирует коллимированный пучок нужного диаметра (приблизительно 5.5 мм) из исходного расходящегося пучка (здесь и далее диаметр пучка определяется по методике ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008; для гауссова пучка он соответствует диаметру по уровню e^{-2} интенсивности).

Излучение, поляризованное в горизонтальной плоскости, проходит через поляризаторы П1, П2 и изолятор Фарадея 2, состоящий из вращателя Фарадея и полуволновой фазовой пластины, а затем через усилители УС3 и УС2, между которыми установлен телескоп-ретранслятор

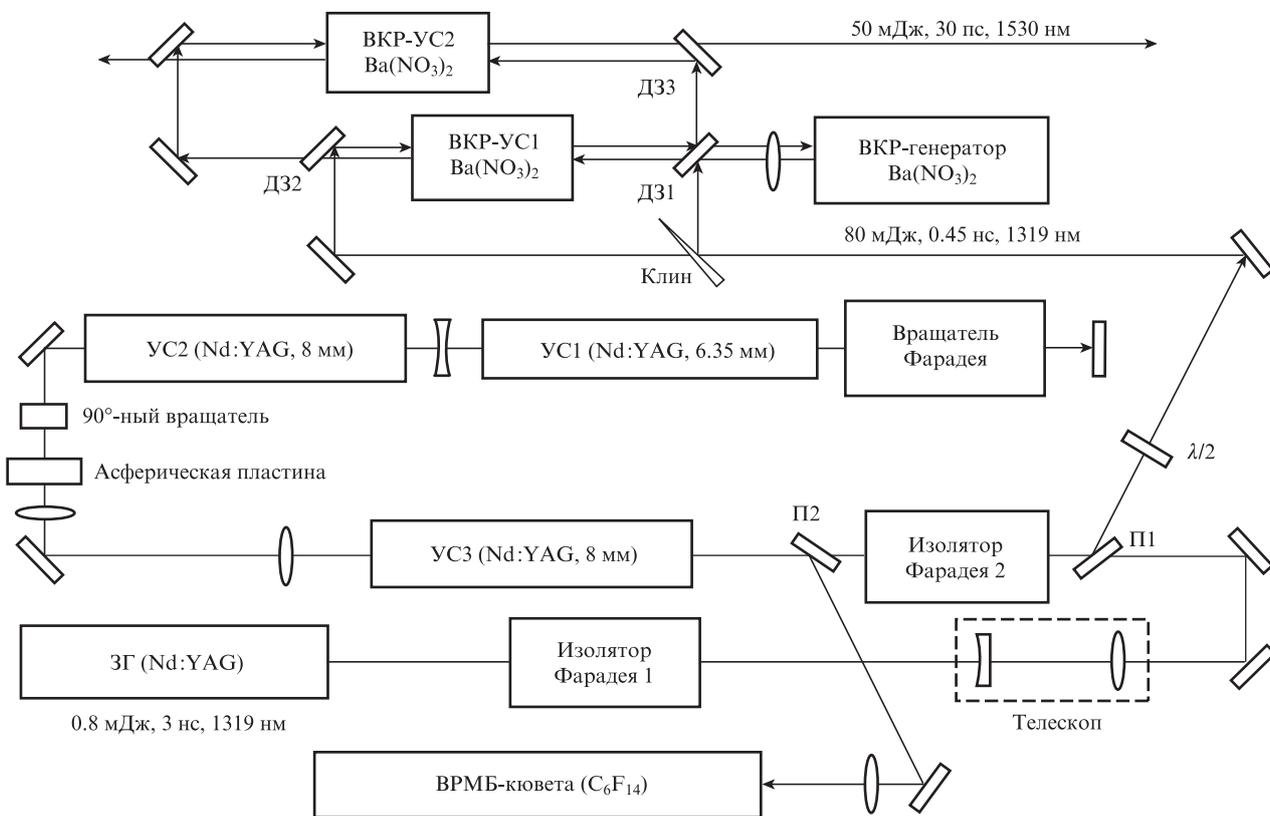


Рис.2. Общая схема лазера с ВКР-компрессией импульса.

и кварцевый 90° -ный вращатель поляризации. Такая схема обеспечивает компенсацию термонаведенной деполаризации в усилителях УС3 и УС2 за один проход [19]. В результате действия тепловых линз, наведенных в УС2 и УС3, лазерный пучок становится сходящимся. Линзы, установленные между УС2 и УС1, задают размер пучка, соответствующий апертуре усилителя УС1, а также делают пучок расходящимся – таким, что после прохождения УС1 и действия наведенной в нем тепловой линзы пучок становится коллимированным на выходе УС1. Между УС2 и УС1 установлено дихроичное зеркало, имеющее высокое пропускание на длине волны 1.32 мкм и высокое отражение на 1.06 мкм. Установленное под углом, оно предотвращает возникновение паразитной генерации на 1.06 мкм в усилителях. Плоскость поляризации излучения поворачивается на 90° после двукратного прохождения вращателя Фарадея.

Известно, что один каскад нелинейно-оптической компрессии обычно обеспечивает укорочение импульсов накачки в 20–30 раз [13, 20]. Чтобы обеспечить пикосекундную длительность выходных импульсов лазера, в его многопроходном усилителе после первых двух проходов была применена ВРМБ-компрессия, в результате которой длительность усиливаемых импульсов становилась субнаносекундной. Для этого после отражения от глухого зеркала излучение проходит тот же путь по усилителю (второй проход), но вследствие поворота плоскости поляризации отражается от поляризатора П2. Линза фокусирует излучение в ВРМБ-кювету, где происходит обращение волнового фронта (ОВФ), а также ВРМБ-компрессия оптического импульса. ОВФ компенсирует aberrации и искажения пучка, возникающие при прохождении усилителей, а в результате компрессии длительность импульса сокращается до 0.3–0.5 нс (длительность измерялась с помощью скоростного осциллографа С7-19 с полосой пропускания 5 ГГц). Оптимизация ВРМБ-компрессии была проведена способом, представленным в [20]. Использовалась кювета из нержавеющей стали длиной 50 см, заполненная особо чистым перфторгексаном (C_6F_{14}). При оптимальной геометрии пучок диаметром 4 мм на входе кюветы фокусировался линзой с фокусным расстоянием +270 мм. При этом достигалось сжатие импульса 3Г с выходной длительностью 3.5 нс до 0.45 нс (рис.3). Обращенный пучок совершает третий и четвертый проходы по усилителям и после изолятора Фарадея 2 выводится поляризатором П1 в ВКР-компрессор. После четырех проходов усиления энергия лазерного импульса составляет 80–90 мДж при длительности 0.45 нс.

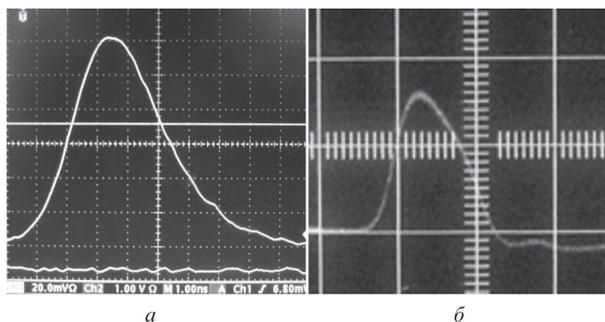


Рис.3. Выходной импульс 3Г (скорость развертки 1 нс/дел.) (а) и выходной импульс усилителя после ВРМБ-компрессии (скорость развертки 0.5 нс/дел.) (б).

Схема ВКР-компрессора включает в себя ВКР-генератор и два ВКР-усилителя (ВКР-УС1 и 2) (рис.2). В качестве нелинейной среды для ВКР-преобразования были использованы кристаллы нитрата бария [21] $Ba(NO_3)_2$ с относительно высоким (~ 8 см/ГВт) локальным инкрементом ВКР-усиления на 1319 нм и приемлемым сдвигом частоты при ВКР (1047 см $^{-1}$), а также высоким порогом пробоя. Дихроичные зеркала Д31, Д32 и Д33 имеют высокое отражение на 1.32 мкм и высокое пропускание на стоксовой длине волны 1.53 мкм. Около 1% лазерного излучения отражается клином и зеркалом Д31 в ВКР-генератор. Геометрия ВКР-генератора и фокусирующая линза оптимально подобраны для обеспечения эффективной компрессии стока импульса при развитии ВКР. Излучение с длиной волны 1.53 мкм проходит в обратном направлении через Д31 и усиливается в усилителе ВКР-УС1 в результате взаимодействия со встречным излучением накачки на длине волны 1.32 мкм. Дополнительные линзы, не показанные на схеме, изменяют размеры и расходимость взаимодействующих пучков и подобраны для оптимизации ВКР-преобразования в усилителях. С помощью зеркал стоков импульс и импульс накачки сводятся вновь навстречу друг другу в ВКР-УС2.

Известно [13, 16], что для достижения эффективной компрессии импульса необходимо выполнение следующих условий: длина ВКР-среды должна превышать половину длины импульса в среде, а длина фокальной перетяжки должна быть приблизительно в 25 раз меньше расстояния от входа в среду до перетяжки. Следовательно, использованные в лазере кристаллы длиной 70–80 мм хорошо подходят для ВКР-преобразования импульсов данной длительности. Для выполнения второго условия мы использовали линзу с фокальной длиной +100 мм для фокусировки пучка в ВКР-генератор. В результате большая часть энергии исходного импульса накачки с $\lambda = 1.32$ мкм и длительностью около 0.45 нс преобразовывалась в сжатый стоков импульс с длиной волны 1.53 мкм, длительностью 30–50 пс и энергией до 50 мДж. Часть мощности излучения при ВКР-преобразовании уходила на нагрев кристаллов нитрата бария, однако это не привело к возникновению заметных термооптических эффектов и соответствующих искажений лазерного пучка. Параметр качества выходного пучка измерялся с помощью камеры Ophir-Spiricon SP620U, и на выходе лазера мы имели $M^2 \leq 1.2$. Длительность сжатого импульса была оценена по автокорреляционной функции (АКФ) и составила ~ 30 пс по уровню 0.5 (рис.4).

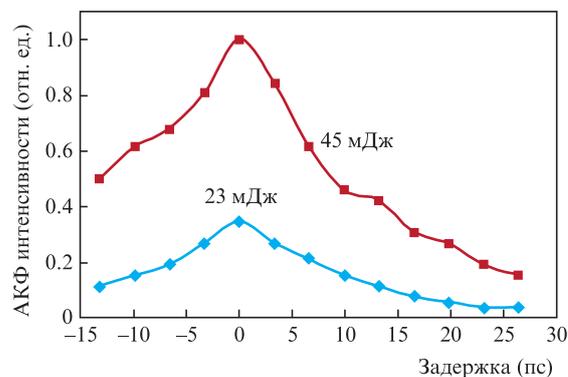


Рис.4. Автокорреляционная функция выходного импульса лазера на длине волны 1530 нм (после ВКР-компрессора) при выходных энергиях 23 и 45 мДж.

3. Компенсация термонаведенных фазовых искажений усиливаемого пучка лазера и улучшение его качества

Одной из трудностей, с которыми пришлось столкнуться при создании лазера, являлись тепловые эффекты в АЭ квантронов усилителя, что типично при разработке лазеров с высокой средней мощностью. В четырехпроходном усилителе существенными оказались аберрации тепловой линзы и термонаведенная деполяризация; все эти эффекты были учтены, и для их минимизации были приняты соответствующие решения. В частности, компенсация термонаведенной деполяризации в усилителях УС2 и УС3 была осуществлена с помощью схемы с телескопом-ретранслятором и 90°-ным кварцевым вращателем поляризации [19]. В УС1 компенсация достигалась за два прохода импульса с вращением плоскости поляризации на 90° при его двукратном прохождении через вращатель Фарадея между проходами (см. рис.2). На рис.5 приведена степень деполяризации усиливаемого пучка, измеренная после прохождения УС2 и УС3, в зависимости от мощности ламповой накачки УС2 при фиксированной мощности накачки УС3, равной 3540 Вт.

Была измерена зависимость силы тепловой линзы, наводимой в каждом из квантронов усилителя, от мощности, выделяемой в лампах накачки. При этом электрическая энергия разряда в лампах определялась с помощью измерений тока и напряжения в импульсе. Отметим, что в источниках питания ламп накачки применялось прерывание импульса разряда (рис.6) для уменьшения тепловой нагрузки АЭ, поскольку обычно время прихода усиливаемого лазерного импульса в АЭ подбирается соответствующим моменту максимального усиления, прибли-

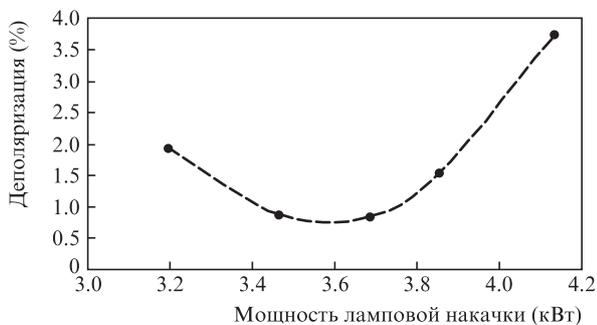


Рис.5. Степень деполяризации усиливаемого пучка, измеренная после прохождения УС2 и УС3, в зависимости от мощности ламповой накачки УС2 при мощности накачки УС3 3540 Вт.

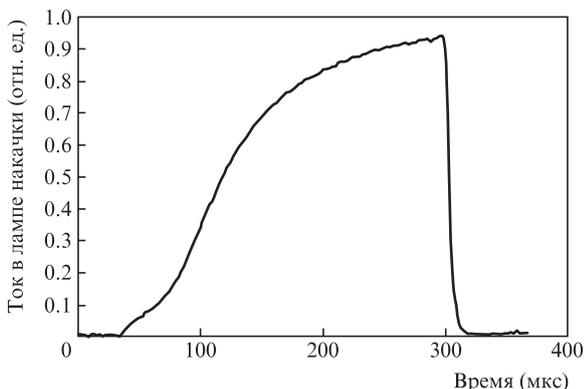


Рис.6. Форма импульса тока разряда в лампах накачки усилителей.

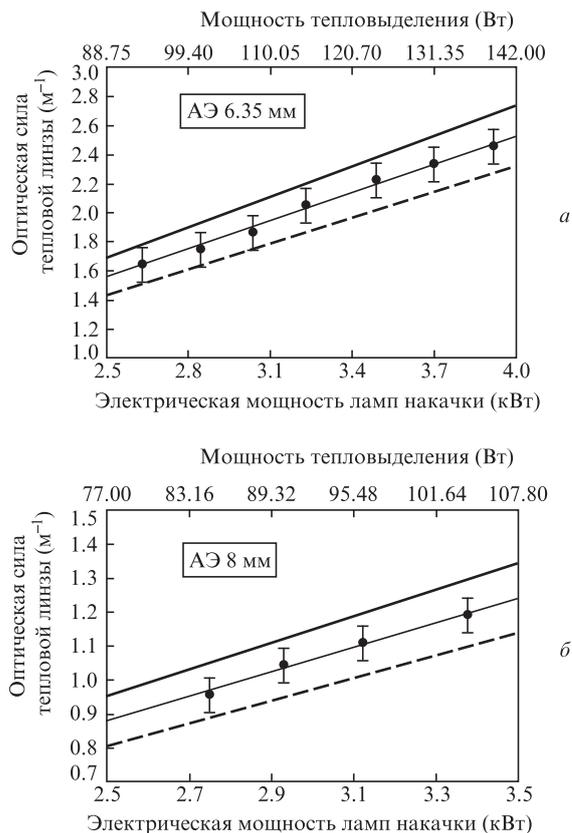


Рис.7. Зависимости измеренной оптической силы тепловой линзы от электрической мощности на лампах накачки (точки) и соответствующая расчетная оптическая сила для радиальной (сплошные линии) и тангенциальной (штриховые линии) поляризационных мод в зависимости от мощности тепловыделения в АЭ диаметром 6.35 (а) и 8 мм (б).

женному к области максимальных значений тока разряда. Поэтому задняя часть обычного колоколообразного импульса разряда оказывается бесполезной для усиления лазерного импульса, однако увеличивает нагрев АЭ. Импульс тока в лампе для каждого светового импульса регистрировался датчиком Холла, показания которого передавались в компьютер через плату АЦП с частотой отсчетов 400 кГц, а напряжение на входе ламп накачки устанавливалось на источниках их электропитания. Эти измерения позволили оценить среднюю электрическую энергию за импульс и ее среднеквадратичное отклонение в каждой лампе.

Для измерения фокусного расстояния тепловой линзы коллимированный пучок с задающего генератора направлялся в усилитель, затем измерялось расстояние от фокальной перетяжки пучка до плоскости, соответствующей главной плоскости тепловой линзы [19]. На основе этих измерений были подобраны линзы для компенсации расходимости излучения, обеспечивающей получение коллимированного пучка на выходе усилителя УС1. На рис.7 приведены измеренные значения оптической силы тепловой линзы в зависимости от электрической мощности накачки в усилителях с АЭ диаметром 6.35 и 8 мм.

Однако одной лишь компенсации тепловой линзы сферическими линзами оказалось недостаточно для сохранения хорошего качества пучка. При диаметре пучка 5.5 мм на входе после четырех проходов усиления наблюдалось значительное (до 1.85 мм) сужение пучка. Вследствие этого высокая плотность энергии в центре

пучка приводила к пробою в выходном элементе – изоляторе Фарадея. Кроме того, сужение пучка, по-видимому, снижало эффективность усиления из-за плохого заполнения апертуры АЭ усиливаемым излучением на последнем проходе усиления. Попытки увеличения диаметра пучка на входе не привели к его увеличению на выходе усилителя. На основе этого был сделан вывод, подтвержденный дальнейшими расчетами, о наличии фазовых искажений в АЭ усилителя, которые не устранялись сферическими линзами.

Для расчета тепловых искажений фазы сначала необходимо найти профиль температуры $T(r)$ в АЭ из уравнения теплопроводности

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(K(T) r \frac{dT}{dr} \right) = -Q(r), \quad (1)$$

где $Q(r)$ – плотность мощности тепловыделения, т.е. части мощности накачки, идущей на нагрев АЭ; $K(T)$ – теплопроводность материала АЭ. В классическом расчете тепловой линзы в стержне Nd:YAG [22] ориентации (111) зависимости $Q(r)$ и $K(T)$ не учитываются и принимаются постоянными, так же как и параметр dn/dT . В этом случае профили температуры $T(r)$ и показателей преломления $n_{r,\varphi}(r)$ параболические, что соответствует тепловой линзе без аберраций для каждой из двух поляризационных мод. При учете $Q(r)$, $K(T)$ и зависимости $(dn/dT)(T)$ профиль показателя преломления становится более сложным, т.е. возникает необходимость учета и других членов в разложении $n(r)$ по степеням r^2 .

Профиль тепловыделения предполагался параболическим. Для оценки неоднородности профиля накачки и, следовательно, тепловыделения $Q(r)$ был измерен коэффициент усиления по слабому сигналу в различных местах АЭ на длине волны 1.32 мкм (рис.8). При этом входная энергия лазерного импульса поддерживалась достаточно малой, чтобы избежать насыщения усиления в АЭ. Диаметр усиливаемого пучка составлял ~ 1 мм, т.е. был существенно меньше диаметра АЭ, что позволило оценить неоднородность усиления по его сечению.

Полученное отношение коэффициентов усиления в центре и на краю апертуры АЭ соответствовало сниже-

нию плотности запасенной энергии от центра к краю на $24\% \pm 2\%$ и на $14\% \pm 2\%$ для усилителей с АЭ диаметрами 8 и 6.35 мм соответственно. На основе этих измерений был получен профиль тепловыделения

$$Q(r) = \frac{1}{1 - 0.5\beta} \frac{P}{\pi RL} \left[1 - \beta \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Здесь измеренные значения $\beta = 0.24$ и 0.14 для АЭ диаметрами 8 и 6.35 мм соответственно; P – полная мощность тепловыделения; R – радиус АЭ; L – длина прокачиваемой области АЭ. Далее для расчета профиля $T(r)$ использовалась зависимость $K(T)$ [23]:

$$K(T) = K_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^\zeta, \quad (3)$$

где $\zeta = 0.7$; $T_0 = 300$ К; $K_0 = 10.5$ Вт·м⁻¹·К⁻¹. При этом решение уравнения (1) таково:

$$T(r) = T_p \exp \left\{ 1 + \frac{P}{4\pi L T_p K(T_p)} \frac{1 - \zeta}{1 - 0.5\beta} \times \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 - \frac{\beta}{4} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^4 \right) \right]^{(1-\zeta)^{-1}} \right\}, \quad (4)$$

где $T_p = T(R)$ принята нами равной 320 К. Профиль показателя преломления

$$n_{r,\varphi}(r) = n_0 + \Delta n_T(r) + \Delta n_{r,\varphi}(r). \quad (5)$$

Здесь $n_0 = 1.82$ – показатель преломления при 300 К; $\Delta n_T(r)$ и $\Delta n_{r,\varphi}(r)$ – изменения n в зависимости от температуры и вследствие эффекта фотоупругости соответственно. Величина $\Delta n_T(r)$ была рассчитана с использованием зависимости dn/dT от температуры:

$$\frac{dn}{dT}(T) = \frac{dn}{dT_{300\text{ К}}} + \frac{d^2n}{dT^2}(T - 300\text{ К}),$$

где $dn/dT_{300\text{ К}} = 9.1 \times 10^{-6}$ К⁻¹; $d^2n/dT^2 = 3.8 \times 10^{-8}$ К⁻² [23]. При этом

$$\Delta n_T(r) = \frac{dn}{dT_{300\text{ К}}}(T(r) - 300\text{ К}) + \frac{1}{2} \frac{d^2n}{dT^2}(T(r) - 300\text{ К})^2. \quad (6)$$

Изменения показателя преломления $\Delta n(r)_{r,\varphi}$ для двух поляризационных мод, возникающие из-за механических напряжений АЭ и фотоупругости, рассчитывались методом, описанным в [22]. Использованные для расчета параметры Nd:YAG: модуль Юнга $E = 280$ ГПа, число Пуассона $\nu = 0.25$, коэффициент теплового расширения (КТР) $\alpha = 7.5 \times 10^{-6}$; компоненты тензора фотоупругости: $p_{11} = -0.029$, $p_{12} = 0.0091$, $p_{44} = -0.0615$.

Изменения показателей преломления оказываются различными для радиальной и тангенциальной мод поляризации, однако вследствие использования схемы с двумя одинаковыми усилителями и 90°-ным вращателем поляризации для расчета оптического пути в двух усилителях можно использовать сумму $\Delta n_{\text{sum}}(r) = \Delta n_r(r) + \Delta n_\varphi(r)$. Для анализа фазовых искажений в каждом усилителе удобно

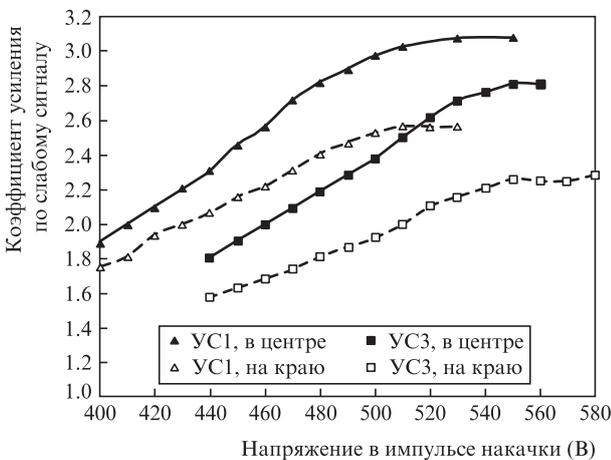


Рис.8. Коэффициент усиления (при слабом входном сигнале) лазерного излучения с $\lambda = 1.32$ мкм в квантронах усилителей УС3 и УС1 с АЭ диаметрами 8 и 6.35 мм соответственно в зависимости от напряжения на лампах накачки.

использовать разность оптических путей для лучей на оси пучка и вне оси

$$OPD(r) = L[n(r) - n(0)]. \tag{7}$$

Здесь мы пренебрегаем траекторией таких лучей в АЭ и считаем их прямыми и параллельными оси АЭ. Полученный профиль $OPD(r)$ можно аппроксимировать параболой:

$$OPD(r) \approx -\frac{D}{2}r^2, \tag{8}$$

где D – оптическая сила тепловой линзы. При этом сопоставление измеренных и расчетных значений тепловой линзы позволяет установить соответствие между электрической мощностью ламповой накачки и мощностью тепловыделения в АЭ (рис.8) и использовать его в дальнейших расчетах. Интересным результатом является найденная доля тепловыделения полной мощности электрических импульсов накачки, которая составила 3.55% и 3.08% для усилителей с АЭ диаметрами 6.35 и 8 мм соответственно. Для учета сферической aberrации аппроксимируем $OPD(r)$ функцией

$$OPD(r) \approx -\frac{D'}{2}r^2 + C_4r^4, \tag{9}$$

где D' соответствует оптической силе параболической линзы, а C_4 характеризует сферическую aberrацию. Зависимости рассчитанных значений C_4 от мощности тепловыделения приведены на рис.9. Параметр C_4 удобно использовать для оценки влияния aberrаций на качество пучка. Для гауссова пучка параметр M^2 после прохождения элемента со сферической aberrацией можно найти по формулам [24]

$$M^2 = [1 + (M_q^2)^2]^{1/2}, M_q^2 = \frac{2\sqrt{2}\pi}{\lambda}C_4w^4, \tag{10}$$

где w – радиус гауссова пучка; λ – длина волны.

Для компенсации сферических aberrаций по нашему заказу в ОАО «НПО “Государственный институт прикладной оптики”» была изготовлена асферическая пластина из стекла К8 с профилем поверхности $z(r) = 8 \times 10^{-6} \text{ мм}^{-3} \cdot r^4$. Из (10) видно, что влияние сферической

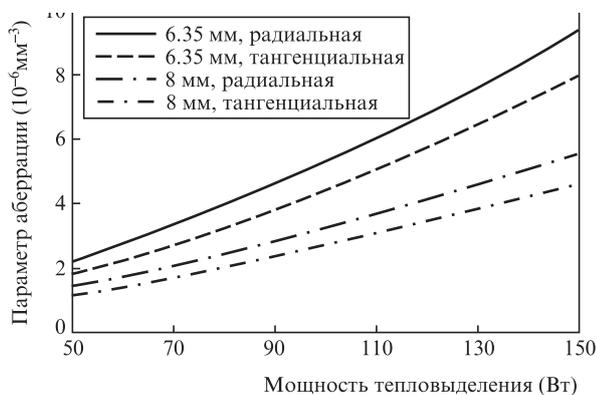


Рис.9. Зависимости рассчитанных значений параметра aberrации C_4 от мощности тепловыделения для радиальной и тангенциальной поляризационных мод в АЭ с диаметрами 6.35 и 8 мм.

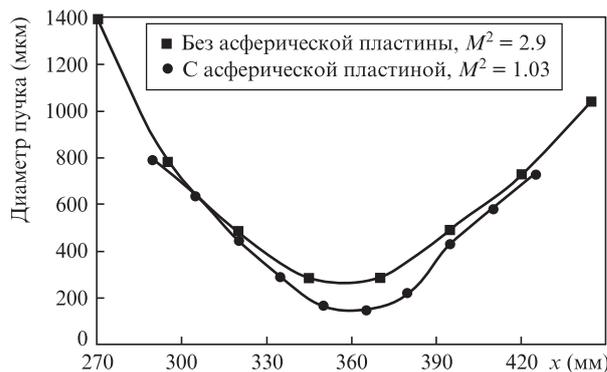


Рис.10. Диаметр пучка, измеренный вблизи фокальной перетяжки после усилителей УС3 и УС2.

aberrации существенно зависит от диаметра лазерного пучка. Асферическая пластина была размещена между телескопом-ретранслятором и усилителем УС2, где пучок является сходящимся и имеет диаметр больше, чем в каждом из усилителей. Для точной компенсации aberrации потребовалось выбрать точное положение пластины относительно УС2. Схема, включающая один проход четырехпроходного усилителя, была смоделирована в программе Zemax, а положение асферической пластины было найдено в результате оптимизации, критерием которой являлась минимизация суммарной сферической aberrации оптической системы.

Для проверки эффективности компенсации сферической aberrации был измерен параметр качества пучка M^2 после прохождения усилителей УС3 и УС2 с асферической пластиной и без нее. При номинальной мощности накачки в каждом усилителе, соответствующей тепловыделению 110 Вт, параметр качества M^2 составил 2.9 ± 0.2 без пластины и 1.03 ± 0.1 с пластиной (см. рис.10). Таким образом, была достигнута практически полная компенсация сферической aberrации. При измеренном диаметре пучка на входе в усилитель $5.45 \pm 0.05 \text{ мм}$ и значении $C_4 = 6.78 \times 10^{-6} \text{ мм}^{-3}$, соответствующем проходу через усилители УС3 и УС2, расчет по (10) в предположении гауссова пучка на входе дает $M^2 = 2.7 \pm 0.1$. Это хорошо согласуется с результатом эксперимента. Подобный расчет для УС1 с учетом масштабирования пучка показывает ухудшение качества пучка лишь до $M^2 = 1.12$, что говорит о значительно меньшем влиянии aberrации в этом усилителе. В результате компенсации aberrации удалось добиться увеличения диаметра пучка на выходе четырехпроходного усилителя с 1.85 до 3.1 мм.

4. Заключение

Таким образом, нами был разработан и испытан пикосекундный ВКР-лазер, работающий в безопасном для глаз диапазоне. Благодаря нелинейно-оптической компрессии импульсов получена длительность выходных импульсов 30 пс при их энергии 50 мДж, частоте следования 100 Гц и близком к дифракционному пределу качеству пучка ($M^2 \leq 1.2$). Комбинация ВКР- и ВРМБ-компрессии обеспечивает более чем 100-кратное сжатие импульсов в сочетании с преобразованием длины волны в безопасный для глаз диапазон благодаря ВКР-сдвигу частоты. В ходе работы были исследованы термоaberrации лазерного пучка в АЭ усилителя, обусловленные неоднородностью распределения накачки в АЭ и зависимостью от темпе-

ратуры физических параметров алюмоиттриевого граната. Был разработан метод расчета этих термоаббераций. В результате развит метод их компенсации, на основании которого были разработаны, изготовлены и успешно испытаны асферические элементы – линзы, профиль поверхности которых соответствует параболе четвертой степени, компенсирующие термоабберации активных элементов, что позволило обеспечить дифракционно-ограниченное качество пучка и увеличить энергию импульсов выходного излучения.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН IV.2.5 «Новые нелинейно-оптические материалы, структуры и методы для создания лазерных систем с уникальными характеристиками».

1. Häring R., Paschotta R., Fluck R., Gini E., Melchior H., Keller U. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, 1805 (2001).
2. Setzler S.D., Francis M.P., Young Y.E., Konves J.R., Chicklis E.P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 645 (2005).
3. Kim J.W., Shen D.Y., Sahu J.K., Clarkson W.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 361 (2009).
4. Chang N.W.H., Simakov N., Hosken D.J., Munch J., Ottaway D.J., Veitch P.J. *Opt. Express*, **18**, 13673 (2010).
5. Tang P., Zhou R., Zhao C., Xu C., Liu J., Zhang H., Shen D., Wen S. *Appl. Opt.*, **53**, 7773 (2014).
6. Mason P.D., Perrett B.J. *Advanced Solid State Photonics, OSA Technical Digest Series* (Washington: OSA, 2007, MB9).
7. Chen Y.F., Chen S.W., Tsai L.Y., Chen Y.C., Chien C.H. *Appl. Phys. B*, **79**, 823 (2004).
8. Chu H., Zhao J., Yang K., Zhao S., Li T., Li D., Li G., Qiao W. *Photon. Res.*, **3**, 260 (2015).
9. Tucker J.P., Oien A.L., Bennett G.T. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics* (Washington, DC: OSA, 2004, CMP1).
10. Murray J.T., Powell R.C., Peyghambarian N., Smith D., Austin W., Stolzenberger R.A. *Opt. Lett.*, **20**, 1017 (1995).
11. Basiev T.T., Doroshenko M.E., Osiko V.V., Sverchkov S.E., Galagan B.I. *Laser Phys. Lett.*, **2**, 237 (2005).
12. Dashkevich V.I., Shpak P.V., Voitkov S.V., Chulkov R.V., Grabtchikov A.S., Cheshev E.A., El-Desouki M., Orlovich V.A. *Opt. Commun.*, **351**, 1 (2015).
13. Pasmanik G.A., Shklovsky E.I., Shilov A.A., in *Phase Conjugate Laser Optics*. Ed. by A. Brignon and J.-P. Huignard (New York: John Wiley & Sons Inc., 2005, Ch. 7).
14. Maier M., Kaiser W., Giordmaine J.A. *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 1275 (1966).
15. Hon D.T. *Opt. Lett.*, **5**, 516 (1980).
16. Бузялис Р.П., Гирдаускас В., Дементьев А.С., Иванов В.Б., Косенко Е.К., Мак А.А., Паперный С.Б., Серебряков В.А. *Квантовая электроника*, **14**, 2266 (1987).
17. Kulagin O.V., Kotov A.K., Pasmanik G.A. *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics* (Washington: OSA, 2004, CMP7).
18. Дементьев А.С., Демин И., Мураускас Э.К., Славинскис Н. *Квантовая электроника*, **41**, 153 (2011).
19. Lü Q., Kugler N., Weber H., Dong S., Müller N., Wittrock U. *Opt. Quantum Electron.*, **28**, 57 (1996).
20. Shilov A.A., Pasmanik G.A., Kulagin O.V. *Opt. Lett.*, **26**, 1565 (2001).
21. Zverev P.G., Basiev T.T., Osiko V.V., Kulkov A.M., Voitsekhovskii V.N., Yakobson V.E. *Opt. Mater.*, **11**, 315 (1999).
22. Foster J.D., Osterink L.M. *J. Appl. Phys.*, **41**, 3656 (1970).
23. Bonnefois A.M., Gilbert M., Thro P.-Y., Weulersse J.-M. *Opt. Commun.*, **259**, 223 (2006).
24. Siegman A.E. *Appl. Opt.*, **32**, 5893 (1993).