

Мегаваттный импульсно-периодический эрбиевый 3-мкм лазер с компенсацией сильной тепловой линзы

А. В. Пушкин¹⁾, И. А. Словинский, Ф. В. Потемкин

Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 сентября 2020 г.

После переработки 21 сентября 2020 г.

Принята к публикации 22 сентября 2020 г.

В работе продемонстрировано увеличение средней мощности импульсно-периодического (10 Гц) наносекундного 3-мкм лазера за счет компенсации сильной тепловой линзы в резонаторе лазера Cr:Er:YSGG с сохранением пиковой мощности мегаваттного уровня. Измерены тепловыведенные искажения пучка в семействе 3-мкм эрбиевых кристаллов (Er:YAG, Er:YSGG, Cr:Er:YSGG), предложена и экспериментально реализована схема компенсации тепловой линзы в лазере Cr:Er:YSGG с модуляцией добротности с энергией импульсов 23 мДж на частоте следования 10 Гц в маломодовом режиме. Разработанный подход позволяет управлять модой резонатора в мощных наносекундных 3-мкм лазерах с ламповой или диодной накачкой, использующихся для множества научных и технологических приложений, включая накачку лазерных кристаллов в среднем инфракрасном диапазоне, а также имеющих потенциал в областях лазерно-индуцированного микроструктурирования и тканевой инженерии.

DOI: 10.31857/S1234567820200045

1. Введение. В настоящее время мощные лазерные источники среднего инфракрасного диапазона вызывают большой интерес [1]. В частности, наносекундные лазеры с длиной волны около 3-мкм являются удобным инструментом для оптической накачки параметрических генераторов света [2], фемтосекундных усилителей на основе кристаллов Fe:ZnSe [3, 4], а также пикосекундных CO₂-усилителей [5]. Уникальной особенностью 3-мкм излучения является также его чрезвычайно высокое поглощение в воде и биологических тканях (коэффициент поглощения $\alpha \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$), что обуславливает большое количество технологических, научных и медицинских приложений таких источников и развитие новых лазерных сред в этом спектральном диапазоне [6].

Захватывающим применением таких лазеров может стать микроструктурирование прозрачных материалов с помощью лазерно-индуцированного жидкостного травления (*Laser-Induced Backside Wet Etching* – LIBWE) [7]. Обработка данным методом характеризуется аккуратными контурами и высокой гладкостью поверхностей (до 1 нм) [8]. Скорость травления позволяет точно регулировать рельеф формируемых структур и довольно быстро создавать глубокие кратеры. Микроструктурирование различных материалов может быть

произведено при помощи стандартных методов обработки, например, жидкостным, сухим и плазменным травлением. Однако эти методы требуют использования специальных масок, создаваемых с помощью фотолитографии, и поэтому обладают малой гибкостью. Также для обработки материалов можно использовать абляционные методы, однако структуры, формируемые стандартными методами, характеризуются низкой гладкостью и неаккуратными контурами (особенно при обработке стекла), высокой скоростью травления (что свидетельствует о грубой степени обработки) [9, 10]. Как правило, для LIBWE используются наносекундные лазеры в сочетании с сильно поглощающей жидкостью (органическими красителями или даже жидким металлом [11]). Использование дистиллированной воды в качестве сильно поглощающей жидкости имеет потенциал сделать эту технологию безопасной, экологически чистой и дешевой.

Резонансное поглощение 3-мкм излучения в воде сопровождается сложными физическими процессами, такими как кавитация и генерация ударных волн. Благодаря интенсивным гидродинамическим процессам вблизи области воздействия реализуется высокое давление, вызывающее формирование кавитационных пузырей, их схлопывание и образование струй [12, 13]. Эти явления делают 3-мкм источники перспективными для ряда медицинских приложений, где они уже занимают значимую нишу, осо-

¹⁾e-mail: av.pushkin@physics.msu.ru

бенно в стоматологии. Эрбиевые 3-мкм лазеры востребованы в хирургии полости рта и пародонтологии благодаря их способности лечить воспаленные мягкие ткани, а также очищать и резать костную ткань. Активная кавитация и генерация ударных волн используется в методике SSP/SWEEPS (Super Short Pulse/Shock Wave Enhanced Emission Photoacoustic Streaming) [14], значительно улучшая механизмы ирригации сложной системы корневых каналов. Таким образом, наличие стабильных и надежных 3-мкм источников с хорошо контролируемыми параметрами позволит разработать медицинские протоколы для более эффективной и безболезненной терапии.

Кроме того, по той же причине высокого поглощения в воде, 3-мкм лазеры могут быть эффективно использованы в приложениях тканевой инженерии, в частности, для трехмерной лазерной биопечати с помощью лазерно-индуцированного прямого переноса (*Laser-induced Forward Transfer* – LIFT) [15, 16]. Лазерный импульс используется для формирования капли биочернил для печати двухмерных или трехмерных клеточных структур. Благодаря высокому коэффициенту поглощения энергия импульса передается в механическое движение капли, что исключает необходимость в дополнительных поглощающих агентах.

Во многих приложениях требуется импульсный лазер с высокой энергией, высоким качеством пучка и достаточной частотой повторения (10–100 Гц). Однако термически индуцированные эффекты в активных средах, такие как тепловая линза и двулучепреломление, ограничивают выходную энергию лазера и вызывают деградацию, а иногда и пробой оптических элементов. Наиболее распространенными активными 3-мкм средами являются Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG. Фокусное расстояние в них при рабочих мощностях накачки может достигать всего лишь нескольких десятков сантиметров [17]. Эти эффекты особенно сильно проявляются из-за большого квантового дефекта ($\lambda_{\text{pump}}/\lambda_{\text{out}} = 1/3$), в результате чего большая часть энергии накачки преобразуется в безызлучательные переходы, нагревающие кристалл. В 3-мкм лазерах с ламповой накачкой применялись различные схемы компенсации тепловой линзы. Moulton et al. [17] использовали пару выпуклых зеркал, помещенных по обе стороны от кристалла Cr:Er:YSGG. Это позволило авторам компенсировать не только тепловую линзу, но и астигматизм. Skorzhakovsky et al. [18] наблюдали деградацию модулятора добротности на основе ниобата лития и вскоре обратились к концепции вращающегося зеркала, а эффект тепловой линзы компенсировался с

помощью внутрирезонаторного выпуклого зеркала. Проблема тепловой линзы не теряет своей актуальности и в лазерах с диодной накачкой. Методы компенсации основаны на формировании отрицательной кривизны на торцах активных элементов [19–21], использовании выпуклых зеркал в резонаторе [22], а также приклеивании к торцам активного элемента нелегированных участков [23] для лучшего управления температурой.

Режим модуляции добротности также накладывает ограничения на используемые материалы. Для активной модуляции добротности эффективно используются электрооптические (LiNbO₃ [24], LGS [25], КТП [26]) и акустооптические (TeO₂ [27], Si [28], KGW [29]) модуляторы. Однако в связи с низкой лучевой прочностью большинства из них в последнее время все чаще используются оптико-механические методы, в частности, вращающееся зеркало [30].

В 1980–1990-х гг. 3-мкм лазерные источники привлекали большое внимание, так как казались многообещающими для специальных приложений, что привело к активному изучению новых лазерных сред и режимов их работы. Тем не менее, такие системы не были разработаны должным образом и недостаточно использовались в качестве независимых источников, не говоря уже об использовании в качестве лазеров накачки для фемтосекундных систем. Таким образом, технологии создания оптических элементов и покрытий в этом спектральном диапазоне не вышли на высокий уровень.

В настоящей работе представлен 3-мкм лазер с модуляцией добротности с ламповой накачкой и компенсацией тепловой линзы. Измерены фокусные расстояния тепловой линзы в нескольких лазерных 3-мкм активных элементах (Er:YAG, Er:YSGG, Cr:Er:YSGG) и предложена схема их компенсации с помощью рассеивающих линз. В результате экспериментальной реализации этой схемы в лазере Cr:Er:YSGG получены импульсы с энергией 23 мДж на частоте повторения 10 Гц.

2. Характеризация тепловой линзы. Существует несколько методов измерения оптической силы тепловой линзы. Один из них основан на измерении профиля пробного пучка, проходящего через активный элемент при его накачке [31]. Другой подход заключается в измерении выходной энергии лазера в зависимости от длины резонатора, что позволяет анализировать области устойчивости резонатора и определить оптическую силу тепловой линзы [32]. Мы обратились к первому способу, так как он позволяет более наглядно наблюдать искажения пучка, в

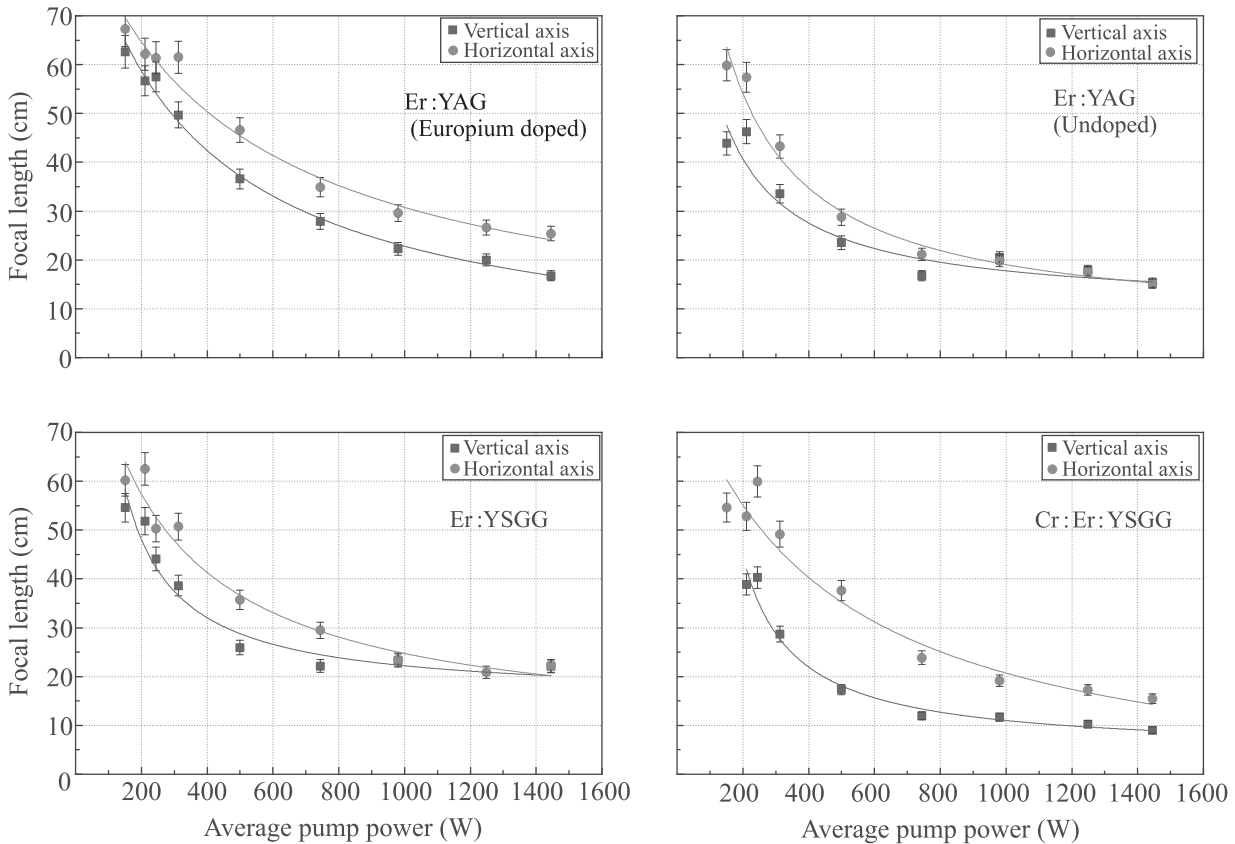


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость фокусного расстояния тепловой линзы в кристаллах Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG с ламповой накачкой в двух ортогональных направлениях от средней мощности накачки. Самая сильная тепловая линза формируется в кристалле Cr:Er:YSGG за счет ионов хрома, которые активно поглощают излучение лампы накачки в видимой части спектра

то время как второй реализует его фильтрацию в резонаторе и определяется составом поперечных мод.

Была проведена серия экспериментов по измерению профиля лазерного пучка в зависимости от средней мощности накачки для различных активных элементов. Исследовались следующие кристаллы: Er:YSGG $\varnothing 5 \times 90$ мм, Cr:Er:YSGG $\varnothing 5 \times 100$ мм, Er:YAG $\varnothing 4 \times 100$ мм. Кристаллы помещались в эллиптический кварцевый отражатель, легированный европием, который используется для фильтрации ультрафиолетового излучения лампы накачки и предотвращения повреждения матрицы YSGG. Дополнительно были проведены измерения с кристаллом Er:YAG в нелегированном отражателе для изучения вклада УФ-излучения в силу тепловой линзы. Кристаллы охлаждались дистиллированной водой при температуре 19°C и потоком 12 л/мин. В качестве пробного использовался пучок непрерывного Nd:YAG-лазера (1.06 мкм) с диаметром 2 мм, что соответствует размеру основной моды резонатора длиной 40 см. Для накачки использовалась импульс-

ная криптоновая лампа с длительностью импульса 200 мкс. Измерения проводились при частоте следования импульсов накачки 10 Гц и средней мощности накачки до 1.5 кВт. ПЗС-камера перемещалась вдоль оптической оси и регистрировала профиль пучка на разном расстоянии от кристалла.

На рисунке 1 показаны зависимости фокусного расстояния тепловой линзы от средней мощности накачки для исследуемых кристаллов. Поскольку кристалл с тепловой линзой можно рассматривать как толстую линзу, расчетные фокусные расстояния отсчитывались от главной плоскости такой оптической системы. Наиболее сильная фокусировка наблюдалась в кристалле Cr:Er:YSGG, где фокусное расстояние тепловой линзы составило 9 см при средней мощности накачки до 1.5 кВт. Этот кристалл поглощает больше энергии накачки из-за сильного поглощения ионами хрома в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм [33]. В одноламповом отражателе наблюдался сильный астигматизм. На рисунке 2 показан профиль пучка на фиксированном расстоянии (20 см)

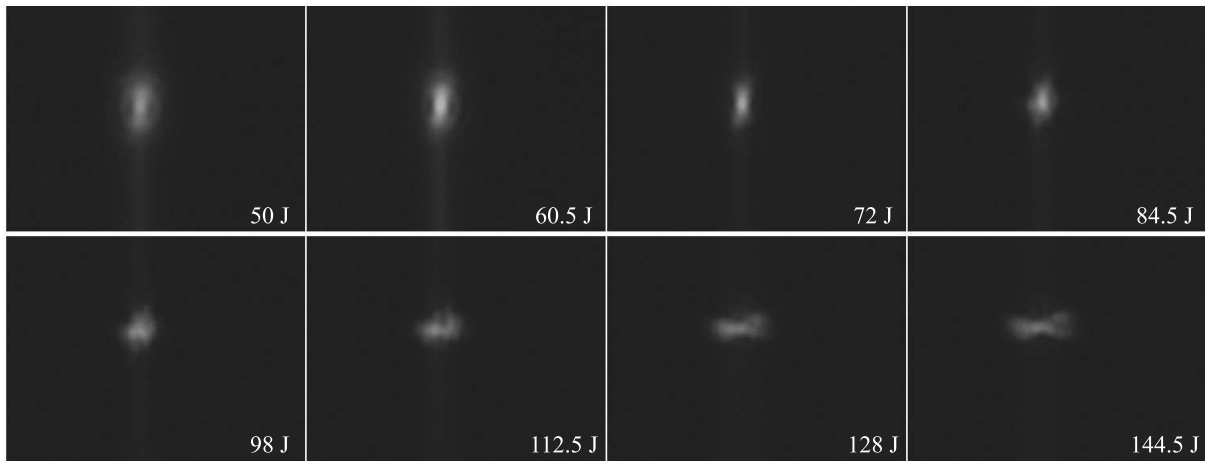


Рис. 2. Преобразование пробного пучка, проходящего через кристалл Cr:Er:YSGG, при различной энергии лампы накачки на расстоянии 20 см от грани кристалла

при изменении мощности накачки. В вертикальном направлении сила тепловой линзы больше (кристалл установлен над лампой в отражателе).

Хотя Cr:Er:YSGG является более сложным кристаллом для компенсации тепловой линзы, эта среда превосходит другие с точки зрения режима модуляции добротности. В то время как Er:YAG является наиболее популярной средой для генерации 3-мкм излучения, его малое время жизни (0.1 мс) не позволяет накопить достаточно энергии для ее преобразования в наносекундный импульс, в то время как время жизни Er:YSGG и Cr:Er:YSGG составляет 1.3 мс [34]. Кристалл Cr:Er:YSGG из-за легирования хромом поглощает больше энергии импульса накачки и обеспечивает более высокий КПД. Поэтому дальнейшее моделирование и экспериментальная реализация были выполнены для кристалла Cr:Er:YSGG.

3. Моделирование схемы компенсации тепловой линзы. Как уже упоминалось во введении, компенсация тепловой линзы в 3-мкм лазерах реализовывалась различными способами. Предпочтительно, чтобы метод компенсации позволял лазеру работать в широком диапазоне мощностей накачки. Поэтому наш выбор пал на установку в резонатор лазера рассеивающих линз. Для построения каустики пучка внутри резонатора и определения оптимальной оптической силы компенсирующих линз использовался формализм ABCD матриц.

Поскольку в кристалле происходит сильная фокусировка, необходимо корректировать каустику пучка в обоих плечах резонатора, чтобы исключить пробой оптических элементов и сформировать выходной пучок с минимальной расходимостью. Таким образом, две рассеивающие линзы и тепловая линза

в кристалле действуют как два телескопа. Поскольку оптическая сила тепловой линзы велика, для получения пучка максимального размера необходимо установить линзы близко к граням кристалла. Оптическая сила рассеивающих линз определяется оптической силой тепловой линзы и желаемым положением рабочей точки на диаграмме устойчивости резонатора. Также на практике важную роль играют пространственные параметры установки, в частности, размер осветителя. Хотя длина кристалла составляет около 100 мм, физическая длина осветителя определяется длиной лампы (240 мм) и не позволяет устанавливать оптические элементы (модулятор добротности и выходное зеркало) близко к кристаллу. Модулятор добротности на основе кристалла KGW имеет длину 50 мм и показатель преломления 2.0, что увеличивает длину глухого плеча резонатора.

Матрица тепловой линзы имеет вид [35]:

$$M = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{2\gamma}l) & \frac{1}{\sqrt{2\gamma n_0}} \sin(\sqrt{2\gamma}l) \\ \sqrt{2\gamma} n_0 \sin(\sqrt{2\gamma}l) & \cos(\sqrt{2\gamma}l) \end{pmatrix}$$

l – длина кристалла, n_0 – показатель преломления, $\gamma = 1/2n_0 l f_{th}$ – параметр, характеризующий оптическую силу тепловой линзы. Для определения оптимальной оптической силы рассеивающих линз была построена матрица резонатора с его реальными размерами. Для получения квазиколлимированного пучка в резонаторе рабочую точку необходимо расположить вблизи границы первой области на диаграмме устойчивости. Однако, поскольку оптическая сила тепловой линзы может незначительно изменяться при низкой частоте следования импульсов

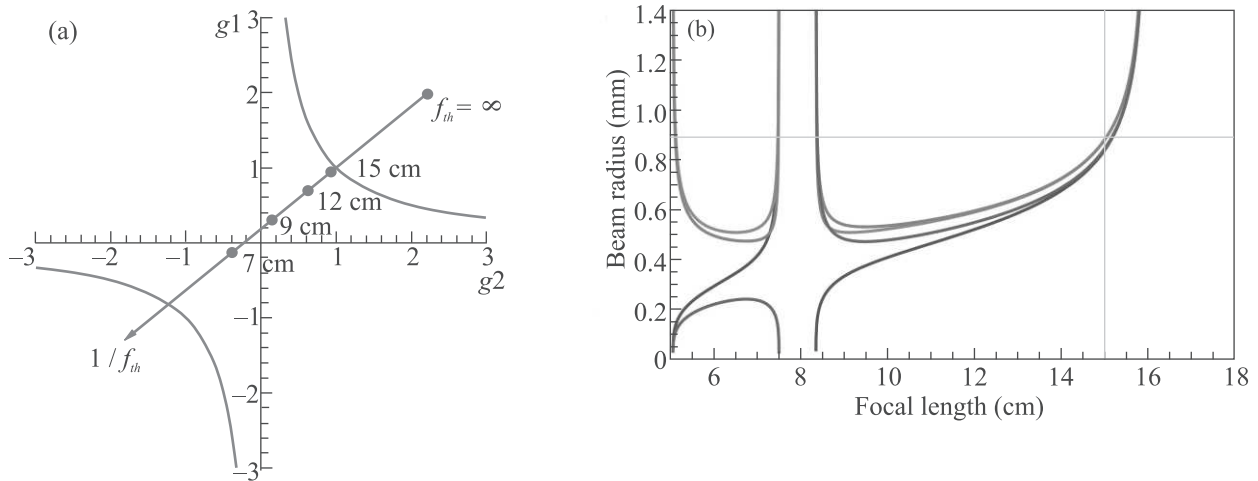


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Диаграмма устойчивости резонатора и (б) – радиус пучка на глухом (синий) и выходном (красный) зеркалах и торцах кристалла (оранжевый и зеленый) в зависимости от фокусного расстояния тепловой линзы с использованием рассеивающих линз с $f_{div} = -300$ мм. В этой конфигурации с фокусным расстоянием тепловой линзы $f_{th} = 15$ см рабочая точка находится вблизи границы первой области устойчивости

накачки, для большей стабильности рабочая точка должна быть немного глубже в области стабильности. Если плечи резонатора разные по длине, траектория рабочей точки наклоняется и область устойчивости делится на две области.

Диаграмма устойчивости показана на рис. 3а. Без компенсации тепловой линзы рабочая точка покидает первую область при фокусном расстоянии тепловой линзы около 14 см. В расчетах фокусное расстояние тепловой линзы принималось за 12–15 см. Тогда рабочая точка находится вблизи границы области устойчивости с фокусным расстоянием рассеивающих линз между -300 мм и -240 мм. В отсутствие тепловой линзы рабочая точка располагается за пределами области стабильности и входит в нее при увеличении мощности накачки.

На рисунке 3б показан радиус пучка на зеркалах резонатора и на торцах кристалла в зависимости от фокусного расстояния тепловой линзы. С увеличением оптической силы тепловой линзы размер пучка на выходном зеркале уменьшается. Чтобы избежать пробоя оптических элементов нужно поддерживать максимальный размер пучка на зеркалах и кристалле. Режимом работы можно управлять несколькими способами. С увеличением длины резонатора размер пучка на элементах увеличивается, пока рабочая точка не выйдет за границу области устойчивости (рис. 4а). Разница в размере лазерного пучка при разной длине резонатора заметна, если рабочая точка находится в средней части зоны устойчивости. В то же время все же больший пучок реализуется при приближении к границе. Однако, если тепловая лин-

за нестабильна, существует риск выхода из области стабильности. Другая степень свободы – это оптическая сила рассеивающих линз (рис. 4б). Она позволяет подстроить область стабильности под мощность тепловой линзы, но не дает большой гибкости в управлении размером пучка внутри резонатора.

4. Экспериментальная реализация. Экспериментальная установка показана на рис. 5. Резонатор образован двумя плоскими глухим (HR) и выходным (OC) зеркалами и двояковогнутыми линзами из CaF_2 без просветляющих покрытий (L). Использовались несколько выходных зеркал с коэффициентом отражения 80–50%. В резонаторе также были установлены акустооптический модулятор добротности (AOM), четвертьволновая пластинка и кристалл Cr:Er:YSGG (5×100 мм). Четвертьволновая пластинка предназначена для компенсации теплового двулучепреломления. Для подавления поперечных мод высших порядков на одном из торцов кристалла устанавливалась диафрагма диаметром 2.5 мм.

Для определения влияния длины резонатора и коэффициента отражения выходного зеркала на выходную энергию была проведена серия предварительных экспериментов по свободной генерации. Были использованы две конфигурации: короткая (34 см) и длинная (44 см). Разница в длине между ними соответствует оптическому пути в кристалле акустооптического модулятора на кристалле KGW. Торцы кристалла модулятора длиной 50 мм были скошены под углом Брюстера для устранения френелевских потерь, что также способствовало снижению лучевой нагрузки на грани кристалла. На преобра-

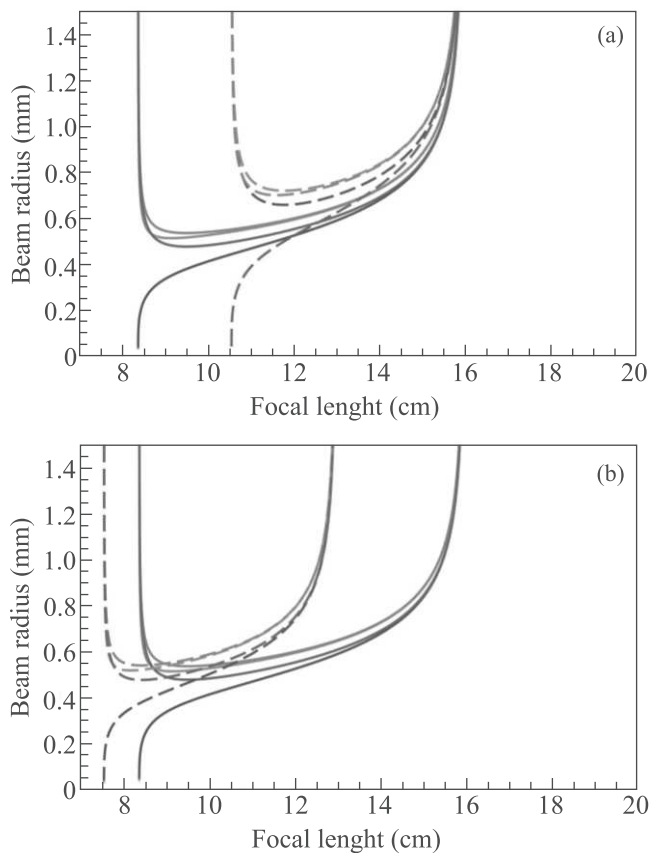


Рис. 4. (Цветной онлайн) Радиус пучка на глухом (синий), и выходном (красный) зеркалах и торцах кристалла (желтый и зеленый) в зависимости от оптической силы тепловой линзы: (а) – для двух длин резонатора $L = 44$ см (сплошная) и $L = 59$ см (пунктир) и фокусного расстояния рассеивающих линз $f_{div} = -300$ мм; (б) – для фокусного расстояния рассеивающих линз $f_{div} = -300$ мм (сплошная) и $f_{div} = -240$ мм (пунктир) для фиксированной длины резонатора $L = 44$ см в первой зоне устойчивости

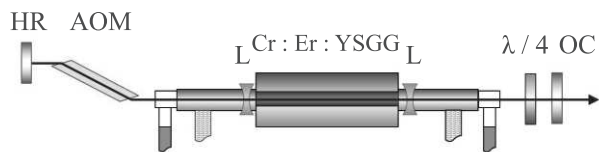


Рис. 5. (Цветной онлайн) Лазер Cr:Er:YSGG с модуляцией добротности и компенсацией тепловой линзы. HR – глухое зеркало; OC – выходное зеркало, AOM – акустооптический модулятор добротности KGW; L – рассеивающие линзы; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка

зователи модулятора подавалась акустическая мощность до 33 Вт на частоте 50 МГц.

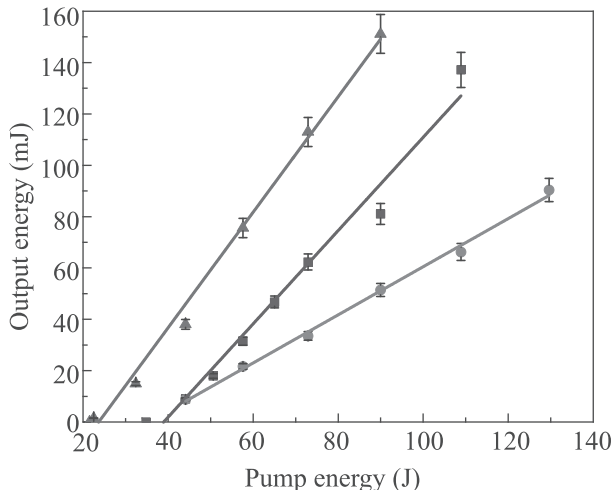


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость выходной энергии свободной генерации лазера Cr:Er:YSGG от энергии накачки для двух длин резонатора L и двух выходных зеркал T (треугольники – $T = 30\%$, $L = 34$ см; квадраты – $T = 50\%$, $L = 34$ см; круги – $T = 50\%$, $L = 44$ см)

Результаты представлены на рис. 6. При использовании выходного зеркала с коэффициентом отражения $R = 50\%$ длинная и короткая конфигурации обладают примерно одинаковым порогом генерации, однако для короткой конфигурации дифференциальная эффективность намного выше. Она составляет 0.2% , тогда как в длинной конфигурации – 0.1% . Увеличение отражения выходного зеркала до 70% позволило почти вдвое снизить порог генерации, а дифференциальный КПД увеличить до 0.24% .

В экспериментах по модуляции добротности изучались различные выходные зеркала и рассеивающие линзы (рис. 7). Сначала использовались линзы с фокусным расстоянием -300 мм и выходное зеркало с коэффициентами отражения 70% и 60% . Однако высокая внутрирезонаторная интенсивность наносекундных импульсов приводила к пробое зеркал даже при компенсации тепловой линзы. Увеличение энергии стало возможным благодаря большей разгрузке резонатора с помощью выходного зеркала с $R = 50\%$ и рассеивающих линз с $f = -240$ мм. Зависимость выходной энергии от энергии накачки показывает довольно высокий дифференциальный КПД и высокий порог накачки. При малой мощности накачки оптическая сила тепловой линзы мала, и резонатор нестабилен (см. рис. 3а). При увеличении энергии накачки рабочая точка пересекает границу устойчивости и устанавливается в оптимальное положение. Полученная максимальная энергия составила 23 мДж в основной поперечной моде на частоте 10 Гц.

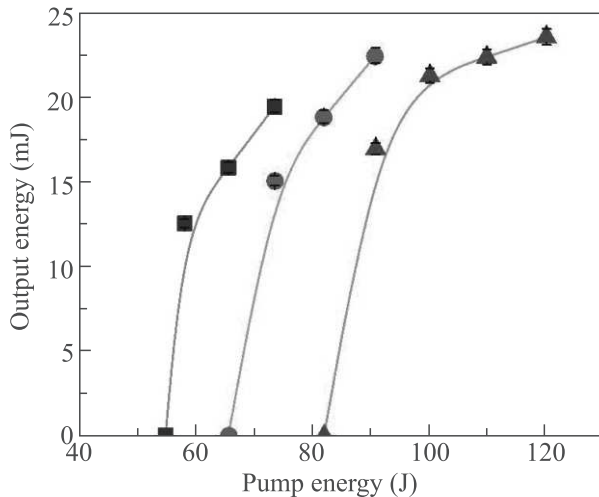


Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость выходной энергии генерации лазера Cr:Er:YSGG с модуляцией добротности от энергии накачки для различной прозрачности выходного зеркала T и оптической силы рассеивающих линз f_{div} (квадраты – $T=30\%$, $f_{\text{div}}=-300$ мм; круги – $T=40\%$, $f_{\text{div}}=-300$ мм; треугольники – $T=50\%$, $f_{\text{div}}=-240$ мм)

5. Заключение. В работе продемонстрировано увеличение средней мощности импульсно-периодического (10 Гц) наносекундного 3-мкм лазера за счет компенсации сильной тепловой линзы в резонаторе лазера Cr:Er:YSGG с сохранением пиковой мощности мегаваттного уровня. Эксперименты по прямому измерению теплонаведенных искажений в активных 3-мкм элементах (Er:YAG, Er:YSGG и Cr:Er:YSGG) с мощной ламповой накачкой показали, что фокусное расстояние тепловой линзы может достигать 10 см с сильным астигматизмом. Предложенная схема компенсации основана на использовании двух рассеивающих линз, расположенных с обеих сторон от активного элемента. Это позволяет надежно управлять каустикой резонатора в относительно широких диапазонах мощности накачки и оптической силы тепловой линзы. С помощью линз с фокусным расстоянием -240 мм были получены импульсы с энергией 23 мДж, с частотой повторения 10 Гц в маломодовом режиме. Без компенсации тепловой линзы максимальная выходная энергия наблюдалась при частоте повторения 2–5 Гц, а при 10 Гц энергия снижалась до 10 мДж, что было показано в нашей предыдущей работе [29], увеличивая риск повреждения дорогостоящих внутрирезонаторных оптических элементов.

Дальнейшее усовершенствование 3-мкм лазерного источника возможно с уменьшением внутрирезонаторных потерь за счет использования линз с просветляющим покрытием или выпуклых зеркал, а

также с лучшим распределением температуры в активном кристалле за счет конструкции осветителя с несколькими лампами для устранения астигматизма. Увеличение энергии может быть достигнуто за счет работы в многомодовом режиме с контролем модового состава или путем расширения основной моды за счет оптимизации конфигурации резонатора.

По сравнению с ранее существующими подходами разработанная методика позволяет вывести 3-мкм лазеры как с ламповой, так и с диодной накачкой в относительно высокочастотный режим работы для приложений, требующих высоких средней и пиковых мощностей, например, оптической накачки лазерных источников, микроструктурирования методом LIBWE, лазерной биопечати LIFT, а также хирургии полости рта и пародонтологии.

Часть исследования, посвященная моделированию, поддержана Российским научным фондом (РНФ) (17-72-20130). Экспериментальная часть исследования поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) (18-29-20074).

А. В. Пушкин благодарит Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

1. Е. А. Мигаль, Ф. В. Потемкин, Письма в ЖЭТФ, **107**(5), 301 (2018).
2. K. L. Vodopyanov, F. Ganikhanov, J. P. Maffetone, I. Zwieback, and W. Ruderman, *Opt. Lett.* **25**, 841 (2000).
3. E. Migal, A. Pushkin, B. Bravy, V. Gordienko, N. Minaev, A. Sirotkin, and F. Potemkin, *Opt. Lett.* **44**, 2550 (2019).
4. F. V. Potemkin, E. A. Migal, A. V. Pushkin, A. A. Sirotkin, V. I. Kozlovsky, Y. V. Korostelin, Y. P. Podmar'kov, V. V. Firsov, M. P. Frolov, and V. M. Gordienko, *Laser Phys. Lett.* **13**, 125403 (2016).
5. B. G. Bravy, Y. A. Chernyshev, V. M. Gordienko, E. F. Makarov, V. Y. Panchenko, V. T. Platonenko, and G. K. Vasilyev, *Opt. Express* **20**, 25536 (2012).
6. В. А. Соловьев, М. Ю. Чернов, С. В. Морозов, К. Е. Кудрявцев, А. А. Ситникова, С. В. Иванов, Письма в ЖЭТФ **110**(5), 297 (2019).
7. J. Wang, H. Niino, and A. Yabe, *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* **20**, 25536 (1999).
8. R. Böhme, *J. Laser Micro-Nanoengineering* **1**, 190 (2006).
9. B. Lan, M. H. Hong, K. D. Ye, Z. B. Wang, S. X. Cheng, and T. C. Chong, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**(10R), 7102 (2004).
10. G. B. J. Cadot, D. A. Axinte, and J. Billingham, *Int. J. Mach. Tools Manuf.* **107**, 8 (2016).
11. K. Zimmer, R. Böhme, D. Ruthe, and B. Rauschenbach, *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* **84**, 455 (2006).

12. A. V. Pushkin, A. S. Bychkov, A. A. Karabutov, and F. V. Potemkin, *Laser Phys. Lett.* **15**, 065401 (2018).
13. W. Lauterborn and A. Vogel, *Shock Wave Emission by Laser Generated Bubbles Bubble Dynamics and Shock Waves*, ed. by C. F. Delale, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2013), p. 67.
14. T. Ivanusic, M. Lukac, N. Lukac, and M. Jezersek, *J. LAHA* **1**, 10 (2019).
15. A. A. Antoshin, S. N. Churbanov, N. V. Minaev, D. Zhang, Y. Zhang, A. I. Shpichka, and P. S. Timashev, *Bioprinting* **15**, e00052 (2019).
16. V. Yusupov, S. Churbanov, E. Churbanova, K. Bardakova, A. Antoshin, S. Evlashin, P. Timashev, and N. Minaev, *International Journal of Bioprinting*, **6**, 3 (2020).
17. D. M. Rines, G. A. Rines, and P. F. Moulton, in *Advanced Solid State Lasers*, ed. by B. H. T. Chai and S. A. Payne, OSA Proceedings Series (Optical Society of America), Washington, D.C., **24**, 184 (1995).
18. M. Skorczakowski, J. Swiderski, W. Pichola, P. Nyga, A. Zajac, M. Maciejewska, L. Galeckim, J. Kasprzak, S. Gross, A. Heinrich, and T. Bragagna, *Laser Phys. Lett.* **7**, 498 (2010).
19. J. Wang, T. Cheng, L. Wang, J. Yang, D. Sun, S. Yin, X. Wu, and H. Jiang, *Laser Phys. Lett.* **12**, 105004 (2015).
20. S. Hu, J. Wang, T. Cheng, L. Wang, D. Sun, S. Yin, X. Wu, and H. Jiang, *Laser Phys. Lett.* **16**, 4 (2019).
21. L. Hu, D. Sun, Y. Wang, J. Luo, H. Zhang, Z. Fang, X. Zhao, C. Quan, Z. Han, M. Cheng, and Q. Guo, *Infrared Phys. Technol.* **105**, 103224 (2020).
22. Q. Cui, M. Wei, Z. Xiong, S. Hu, J. Jiang, L. Wang, T. Cheng, X. Wu, and H. Jiang, *Infrared Phys. Technol.* **98**, 256 (2019).
23. Z. Fang, D. Sun, J. Luo, H. Zhang, Z. Zhao, C. Quan, L. Hu, M. Cheng, Q. Zhang, and S. Yin, *Opt. Express* **25**, 239 (2017).
24. P. Koranda, M. Nemes, H. Jelinkova, J. Sulc, M. Cech, Y.-W. Shi, Y. Matsuura, and M. Miyagi, *XV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers* (2005), v. 5777, p. 384.
25. L. Wang, J. Wang, J. Yang, X. Wu, D. Sun, S. Yin, H. Jiang, J. Wang, and C. Xu, *Opt. Lett.* **38**, 2150 (2013).
26. V. M. Gordienko, F. V. Potemkin, A. V. Pushkin, A. A. Sirotkin, and V. V. Firsov, *J. Russ. Laser Res.* **36**, 570 (2015).
27. P. Maak, L. Jakab, P. Richter, H. J. Eichler, and B. Liu, *Appl. Opt.* **39**, 3053 (2000).
28. M. Messner, A. Heinrich, C. Hagen, K. Unterrainer, and B. Liu, in *Solid State Lasers XXVIII: Technology and Devices*, ed. by W. A. Clarkson and R. K. Shori, SPIE Proceedings **10896**, 1089607 (2019).
29. A. V. Pushkin, M. M. Mazur, A. A. Sirotkin, V. V. Firsov, and F. V. Potemkin, *Opt. Lett.* **44**, 4837 (2019).
30. K. Karki, S. D. Subedi, D. Martyshkin, V. V. Fedorov, and S. Mirov, *Solid State Lasers XXIX: Technology and Devices*, ed. by W. A. Clarkson and R. K. Shori, SPIE **1125913**, 78 (2020).
31. H. Mirzaeian, S. Manjooran, A. Major, and D. Martyshkin, *Photonics North* **2014**, 9288 (2014).
32. J. H. Liu, J. R. Lu, J. H. Lu, Z. S. Shao, and M. H. Jiang, *Chinese Phys. Lett.* **16**, 181 (1999).
33. E. V. Zharikov, N. N. Il'ichev, S. P. Kalitin, V. V. Laptev, A. A. Malyutin, V. V. Osiko, V. V. Pashinin, A. M. Prokhorov, Z. S. Saidov, V. A. Smirnov, A. F. Umyskov, and I. A. Shcherbakov, *Sov. J. Quantum Electron.* **16**, 635 (1986).
34. E. Arbabzadah, S. Chard, H. Amrania, C. Phillips, and M. Damzen, *Opt. Express* **19**, 25860 (2011).
35. N. Hodgson and H. Weber, *Laser Resonators and Beam Propagation*, Springer, N.Y. (2005), v. 108.