

Nd:YAG-лазерная система с двухволновой переключаемой генерацией: эксперимент и моделирование

© Х. Диаб,^{1,2} П.А. Стаценко,¹ М.Н. Хомяков,¹ С.И. Трашкеев,¹ С.Г. Струц,¹ А.П. Майоров¹

¹Институт лазерной физики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: haladyab7@gmail.com

Поступило в Редакцию 23 января 2026 г.

В окончательной редакции 27 марта 2026 г.

Принято к публикации 3 мая 2026 г.

Представлены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований, проведенных при разработке импульсного твердотельного лазерного излучателя с ламповой накачкой на основе кристалла иттрий-алюминиевого граната, активированного неодимом, генерирующего излучение на одной из двух длин волн в ближнем инфракрасном диапазоне (излучение с длинами волн 1064 и 1320 нм) при использовании одного активного элемента. Исследованы энергетические характеристики лазерной генерации в режимах свободной генерации и пассивной модуляции добротности, а также особенности переключения между длинами волн в рамках одной оптической схемы. Численное моделирование использовано для анализа динамики генерации и интерпретации экспериментальных результатов. Возможность получения излучения видимого диапазона (излучение с длинами волн 532 и 660 нм) на основе нелинейного преобразования частоты рассмотрена как перспективное направление дальнейших исследований.

Ключевые слова: твердотельный лазер, иттрий-алюминиевый гранат, многоволновая генерация, пассивная модуляция добротности, нелинейное преобразование частоты.

DOI: 10.61011/JTF.2026.08.63368.8-26

Введение

Многоволновые лазерные системы на основе твердотельных активных сред рассматриваются как способ расширения функциональных возможностей одного источника излучения [1–9]. Актуальность таких систем определяется требованиями прикладных задач, прежде всего биомедицинских, где выбор длины волны лазерного излучения является ключевым фактором при формировании требуемого характера воздействия на биологические ткани [10–14].

Твердотельные лазерные системы характеризуются высокой надежностью, стабильностью параметров и возможностью работы как в режиме свободной генерации, так и в режиме модулированной добротности. В частности, Nd:YAG-лазеры (активный элемент — иттрий-алюминиевый гранат с неодимом) на протяжении длительного времени остаются одной из широко используемых лазерных платформ благодаря сочетанию высокой выходной мощности, технологической зрелости и наличия нескольких лазерных переходов в ближнем инфракрасном диапазоне [9,15].

В медицинских и биомедицинских приложениях возможность выбора длины волны лазерного излучения имеет принципиальное значение, поскольку глубина проникновения и характер взаимодействия с биологическими тканями существенно зависят от спектрального диапазона. Излучение с длиной волны 1064 нм, соот-

ветствующее основному лазерному переходу Nd:YAG, широко применяется в хирургии, дерматологии и косметологии, в том числе для коагуляции сосудов, лечения сосудистых патологий кожи и удаления пигментированных образований [16–18]. Высокая глубина проникновения и возможность реализации импульсных режимов делают данный спектральный диапазон универсальным инструментом лазерной медицины.

Помимо основной длины волны 1064 нм на квантовом переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, на активной среде из кристалла Nd:YAG можно генерировать излучение с длиной волны вблизи 1320 нм, соответствующей квантовому переходу ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Излучение с длиной волны 1320 нм характеризуется более высокими коэффициентами поглощения водой и биологическими тканями. Это излучение используется в ряде хирургических и косметологических методик [19–21]. Переключение длин волн между 1064 и 1320 нм в рамках одной лазерной системы позволяет варьировать глубину и характер лазерного воздействия без смены источника излучения.

Дополнительное расширение функциональных возможностей двухволновой лазерной системы может быть достигнуто за счет нелинейного преобразования частоты генерации с выходом в видимую область спектра. В частности, удвоение частоты излучения 1064 нм позволяет получить излучение с длиной волны 532 нм, а для 1320 нм — 660 нм, что рассматривается в литературе

как перспективное направление для биомедицинских приложений [22–26].

Таким образом, реализация переключаемой генерации на длинах волн 1064 и 1320 nm в рамках одного активного элемента представляет практический интерес. Возможность дальнейшего расширения спектрального диапазона за счет нелинейного преобразования частоты рассматривается как перспективное направление развития. В существующих публикациях трех- и четырехволновые лазерные системы, как правило, реализуются на основе нескольких независимых оптических каналов или отдельных источников излучения с последующим совмещением пучков [3–5,27]. Подобные решения отличаются повышенной конструктивной сложностью и стоимостью, что усложняет их настройку, обслуживание и использование в клинических условиях.

Возможность получения генерации на длинах волн 1064 и 1320 nm на одном общем активном элементе Nd:YAG рассматривалась и ранее. Так, в работе G. Yoon et al. [27] подавление доминирующего перехода 1064 nm реализовано за счет внутриволновой спектральной селекции с использованием подвижного дихроичного зеркала, формирующего различные линейные резонаторы в рамках одной оптической схемы. Такая конструкция обеспечивает переключение длин волн, однако предъявляет повышенные требования к механическим узлам позиционирования спектрально-селективных элементов и стабильности их характеристик.

В отличие от указанного в [27] подхода наша схема резонатора не содержит подвижных оптических элементов и, следовательно, более устойчива к расстройке. Лазерная система представляет собой составную оптическую схему с общим активным элементом Nd:YAG и общим выходным зеркалом, в рамках которой реализуются два альтернативных резонатора. Резонаторы оптически независимы: генерация осуществляется либо в одном, либо в другом — в зависимости от положения электромеханических заслонок, при этом юстировка одного резонатора не влияет на параметры второго. Выбор длины волны обеспечивается переключением заслонок, установленных в соответствующих оптических каналах. Такой способ подавления конкурирующего перехода позволяет упростить спектральную селекцию и повысить эксплуатационную надежность системы.

Выбор импульсной газоразрядной лампы в качестве источника оптической накачки обусловлен задачами данного этапа работы: обеспечением высоких энергий импульсов и исследованием режимов генерации в широком диапазоне параметров. Ламповая накачка рассматривается как дешевый (по сравнению с диодной) инструмент экспериментальной отработки; на последующем этапе создания коммерческого прибора предполагается переход к диодной накачке, обеспечивающей компактность, ресурс и экономичность, необходимые для клинического применения.

Численные расчеты, использованные в настоящей работе, основаны на классическом аппарате скоростных

уравнений [15,28] и применяются как инструмент анализа конкуренции лазерных переходов Nd^{3+} (1064 и 1320 nm), согласования расчетных параметров с экспериментальными данными и физически обоснованной интерпретации полученных результатов. В данном контексте расчеты носят прикладной и конструктивно-ориентированный характер и не претендуют на самостоятельную фундаментальную новизну.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование двухволновой Nd:YAG-лазерной импульсной системы с ламповой накачкой, обеспечивающей генерацию излучения на длинах волн 1064 и 1320 nm.

Полученные результаты формируют основу, включая техническое решение, для последующей разработки многоволновой лазерной системы с расширенным спектральным диапазоном.

1. Численное моделирование

Численные исследования проводились с целью оптимизации параметров элементов многоволнового излучателя Nd:YAG-лазера с ламповой накачкой, работающего в режиме свободной генерации и режиме модулированной добротности. В результате расчетов были определены основные характеристики установки, ее энергетические параметры в двухволновом инфракрасном (ИК) режиме (излучение с длинами волн 1064 и 1320 nm), а также выработаны экспериментально подтвержденные конструкторские предложения для возможного расширения спектрального диапазона.

На первом этапе для расчета энергетических характеристик лазерного излучения была рассмотрена модель Nd:YAG-лазера в виде системы скоростных уравнений с учетом конкуренции генерации на двух длинах волн. Модель не включает учет пространственной структуры излучения и дифракционных эффектов, что соответствует одномерному приближению. Аналогичный подход для более простой системы генерации на основном переходе ($\lambda = 1064$ nm) описан в [15] и использовался в [29,30].

На рис. 1 приведены энергетические уровни иона Nd^{3+} , соответствующие переходам для генерации на длинах волн 1320, 1064 и 940 nm [31]. Система скоростных уравнений (1), описывающая динамику населенностей энергетических уровней при совместной генерации на длинах волн 1064 и 1320 nm, приведена ниже:

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_1}{\tau_{10}} + \frac{N_4}{\tau_{40}} + \frac{N_2}{\tau_{S0940}} - k_{03}(t)(N_0 - N_3),$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{N_1}{\tau_{10}} + \frac{N_2}{\tau_{S1064}} + \sigma_{1064} \frac{(I_{1064}^+ + I_{1064}^-)}{h\nu_{1064}} (N_2 - N_1),$$

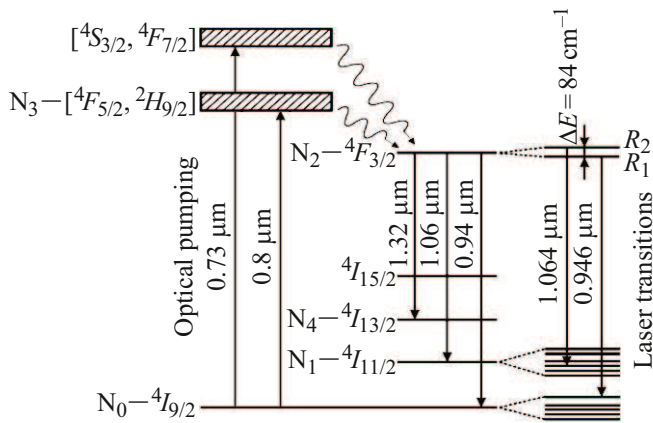


Рис. 1. Схема энергетических уровней иона Nd³⁺ в кристалле Nd:YAG.

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_2}{dt} &= \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{S0940}} - \frac{N_2}{\tau_{S1054}} \\
 &\quad - \sigma_{1064} \frac{(I_{1064}^+ + I_{1064}^-)}{h\nu_{1064}} (N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_{S1320}} \\
 &\quad - \sigma_{1320} \frac{(I_{1320}^+ + I_{1320}^-)}{h\nu_{1320}} (N_2 - N_4), \\
 \frac{dN_4}{dt} &= -\frac{N_4}{\tau_{40}} + \frac{N_2}{\tau_{S1320}} + \sigma_{1320} \frac{(I_{1320}^+ I_{1320}^-)}{h\nu_{1320}} (N_2 - N_4), \\
 \frac{dI_{1064}^+}{dt} &= 0.5 \cdot k_s \cdot \frac{c}{n_{1064}} \cdot h\nu_{1064} \frac{N_2}{\tau_{S1064}} \\
 &\quad + \frac{c}{n_{1064}} \sigma_{1064} I_{1064}^+ (N_2 - N_1), \\
 \frac{dI_{1064}^-}{dt} &= 0.5 \cdot k_s \cdot \frac{c}{n_{1064}} \cdot h\nu_{1064} \frac{N_2}{\tau_{S1064}} \\
 &\quad + \frac{c}{n_{1064}} \sigma_{1064} I_{1064}^- (N_2 - N_1), \\
 \frac{dI_{1320}^+}{dt} &= 0.5 \cdot k_s \cdot \frac{c}{n_{1320}} \cdot h\nu_{1320} \frac{N_2}{\tau_{S1320}} \\
 &\quad + \frac{c}{n_{1320}} \sigma_{1320} I_{1320}^+ (N_2 - N_4), \\
 \frac{dI_{1320}^-}{dt} &= 0.5 \cdot k_s \cdot \frac{c}{n_{1320}} \cdot h\nu_{1320} \frac{N_2}{\tau_{S1320}} \\
 &\quad + \frac{c}{n_{1320}} \sigma_{1320} I_{1320}^- (N_2 - N_4). \tag{1}
 \end{aligned}$$

Через N_i обозначены концентрации ионов неодима Nd³⁺ на соответствующих уровнях: N_0 — основной уровень, N_3 — уровень накачки, N_2 — верхний лазерный уровень, общий для всех рассматриваемых переходов (1064, 1320, 940 nm), N_1 и N_4 — нижние лазерные уровни для длин волн 1064 и 1320 nm соответственно, для 940 nm нижним лазерным уровнем будет N_0 — основной уровень. Интенсивности излучения I_{1064}^\pm , I_{1320}^\pm соответствуют волнам, распространяющимся вдоль оси

резонатора (по оси z) в противоположных направлениях (рис. 2).

Слагаемое, связанное со спонтанным излучением, введено в уравнения для интенсивностей в виде эффективного источника. Такой подход наиболее близок к реальному режиму развития генерации. Следует отметить, что лишь малая доля спонтанного излучения попадает в моду резонатора, тогда как основная часть излучается в телесный угол 4π . Это учитывается введением малого коэффициента $k_s = 10^{-4} - 10^{-5}$, характеризующего долю спонтанного излучения, попадающую в моду резонатора. Величина коэффициента k_s определяется из измеренной мощности спонтанного излучения.

Сечения излучения для переходов составляют $\sigma_{1064} = 28 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ и $\sigma_{1320} = 6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, времена излучательной релаксации уровней — $\tau_{S1064} = 446 \mu\text{s}$, $\tau_{S1320} = 1785 \mu\text{s}$, $\tau_{S0940} = 833 \mu\text{s}$ [30]. Времена безызлучательных переходов составляют $\tau_{32} = 30 \text{ ns}$, $\tau_{10} = \tau_{40} = 10 \text{ ns}$. Коэффициенты преломления Nd:YAG равны $n_{1064} = 1.816$ и $n_{1320} = 1.810$, $h\nu_i$ — энергия кванта на длине волны i , c — скорость света, t — время. Параметр $k_{03}(t)$ задает скорость накачки.

Временная зависимость функции $k_{03}(t)$ определяется формой импульса свечения лампы накачки $f(t)$. В силу малых времен релаксации между подуровнями возбуждение может быть представлено как заселение одного эффективного уровня N_3 . При расчетах использовалось соотношение $k_{03}(t) = K_m \cdot f(t)$, где K_m — коэффициент пропорциональности. Коэффициент K_m определяется из условия соответствия запасенной энергии в активной среде на уровне N_3 заданной энергии накачки J_{pump} .

Величина J_{pump} не измерялась непосредственно в эксперименте и использовалась в модели как основной варьируемый параметр, соответствующий запасенной энергии на верхнем лазерном уровне. Остальные параметры системы (коэффициенты отражения и пропускания оптических элементов, сечения переходов и времена релаксации) задавались по экспериментальным данным или литературным источникам.

Для режима свободной генерации на длине волны 1064 nm было установлено соответствие между величиной J_{pump} и предразрядным напряжением на емкостном накопителе лампы накачки путем согласования расчетных и экспериментальных зависимостей выходной энер-

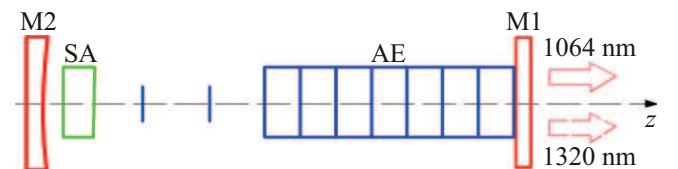


Рис. 2. Принципиальная схема для численного моделирования лазера с активным кристаллическим лазером, активный элемент АЕ которого находится в резонаторе с полупрозрачным М1 и непрозрачным (глухим) М2 зеркалами. На активном элементе условно показано разбиение на расчетные пространственные ячейки. SA — насыщающийся поглотитель при его наличии.

гии. Полученное соотношение далее использовалось без изменения при расчетах для других режимов генерации. При этом в расчетах для длины волны 1320 nm и режима пассивной модуляции добротности изменялись только параметры оптической схемы резонатора.

Часть параметров модели (в частности, коэффициенты потерь и эффективный коэффициент усиления) уточнялась в процессе численного моделирования для обеспечения согласования расчетных и экспериментальных зависимостей.

Интегрирование по времени проводилось на интервале, соответствующем периоду импульсов накачки.

$$J_{pump} = \int_{V_{AE}} hv_{800} N_3(\mathbf{r}) dV = K_m \int_0^T f(t) dt, \quad (2)$$

где $r = (x, y, z)$ — пространственные координаты (в данном случае при поперечной однородности — сечение кристалла и продольная координата z), V — объем, hv_{800} — энергия одного кванта на длине волны 800 nm, T — период импульсов накачки.

В модели (1) отсутствует учет генерации на переходе 940 nm, поскольку порог возбуждения для данного перехода превышает используемые уровни накачки. При этом соответствующий канал релаксации учитывается в уравнениях (1).

Для нелинейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений (1) требуется задание начальных условий. Считалось, что в момент времени $t = 0$ все интенсивности равны нулю, а населенность энергетических уровней задавалась в соответствии с распределением Больцмана при комнатной температуре.

Для расчета использовались следующие параметры (рис. 2): длина резонатора 613 mm для канала генерации излучения с длиной волны 1064 nm и 587 mm для 1320 nm, длина активного элемента 100 mm, диаметр 6.3 mm. Зеркало М4 является выходным и частично прозрачным для обеих длин волн. Поворотное зеркало М2 является светоделительным: прозрачным для излучения с длиной волны 1064 nm и отражающим для 1320 nm. Потери в резонаторе учитывались в эффективном виде и включали коэффициенты отражения зеркал (в том числе выходного зеркала), рассеяние, а также другие суммарные, включая дифракционные, оптические потери.

Поскольку в используемой схеме резонатора число Френеля довольно велико (~ 20), а формирующаяся тепловая линза обеспечивает дополнительную устойчивость резонатора, дифракционные потери малы (оценочно менее 0.01 %) и в первом приближении ими можно пренебречь.

Френелевские потери на рабочих поверхностях оптических элементов в модели явно не учитывались, поскольку все элементы имеют просветляющие покрытия и их вклад в суммарные потери мал.

В указанном приближении излучение распространяется вдоль оси z (оптическая ось резонатора), в положительном I^+ и отрицательном I^- направлениях. При

этом учитываются только полезные потери, связанные с выводом излучения через выходное зеркало. В результате поле в резонаторе описывается в виде двух встречных плоских волн без явного учета дифракционных эффектов.

Система уравнений (1) записана в виде обыкновенных дифференциальных уравнений, зависящих от времени t [15,32]. Переход от пространственно-временного описания к системе обыкновенных дифференциальных уравнений осуществлялся в приближении однородного распределения поля в моде резонатора. В этом случае распространение излучения учитывается дискретно с использованием метода расчетных ячеек.

Область между зеркалами, пустое пространство, активная среда и при необходимости дополнительный нелинейный кристалл разбиваются на расчетные ячейки, как показано на рис. 2. Размер ячеек определяется шагом по времени Δt и скоростью света в данной области. Вне активной среды шаг $\Delta z = c\Delta t$, в активном элементе $\Delta z = v\Delta t$, где v — наибольшая скорость света в среде. В каждой ячейке активной среды решается система скоростных уравнений. Вычисляется изменение населенности энергетических уровней и интенсивности излучения за время Δt прохождения ячейки. На следующий временной шаг излучение переносится в соседнюю ячейку, вправо — I^+ и влево — I^- . В [30] для одноволнового режима изменение интенсивности при распространении по резонатору описывается уравнением с зависимостью от координаты z . Это эквивалентно нашему подходу с заменой $t \rightarrow \pm vz$, так как коэффициент усиления g из [30] можно переписать в виде $g(z) \rightarrow g(vt) = \sigma\Delta N$, причем последнее соотношение должно учитывать несколько уровней и длин волн, как записано для членов с сечениями σ_i в последних четырех уравнениях (1).

Таким образом, уравнение распространения излучения (уравнение медленных амплитуд) в рамках используемого подхода сводится к переносу интенсивности между соседними ячейками с учетом усиления в активной среде. Граничные условия отражения от зеркал задаются в крайних (первой и последней) расчетных ячейках: при отражении от зеркал интенсивность умножается на соответствующие коэффициенты отражения, зависящие от длины волны.

Пассивные модуляторы (насыщающиеся поглотители) при их наличии в оптической схеме добавляются в модель так же, как активный элемент, и описываются системой скоростных уравнений, аналогичной (1). Так же, как и активный элемент, модулятор вдоль оси z разбивался на расчетные ячейки, в каждой из которых решалась система скоростных уравнений. Для излучения с длиной волны 1064 nm использовался кристалл $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ [33], который описывается системой уравнений с тремя энергетическими уровнями. Для длины волны 1320 nm использовалась шпинель $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ [34,35], для которой система скоростных уравнений на этой длине волны двухуровневая.

Начальное пропускание T_0 насыщающегося поглотителя определяется как пропускание при малой интенсивности ($I \rightarrow 0$). Для расчетов задавалась величина T_0 и далее из нее и толщины кристалла вычислялась концентрация атомов Co^{2+} или Cr^{4+} по формулам

$$T_0 = \exp(-\sigma_{01}N_0L) \rightarrow N_0 = -\frac{\ln T_0}{\sigma_{01}L}, \quad (3)$$

где σ_{01} — сечение перехода, L — толщина модулятора.

Как показали расчеты и их сравнение с экспериментальными измерениями (приводимыми ниже), предложенная модель двухволновой лазерной системы описывает ее достаточно адекватно. Результаты в предсказательном плане могут использоваться как надежный инструмент конструкторской разработки более сложных систем твердотельных лазеров, причем как для многоволновых режимов, так и для других генераторов.

Следует отметить, что в рамках настоящей работы численное моделирование выполнено в одномерном приближении без явного учета дифракционных эффектов и тепловой линзы активного элемента. Такой подход выбран осознанно и обусловлен целью работы, заключающейся в анализе энергетической динамики и конкуренции лазерных переходов Nd^{3+} при переключаемой генерации на длинах волн 1064 и 1320 nm.

Как уже отмечалось, при реализуемых параметрах резонатора число Френеля (~ 20) существенно превышает единицу, что позволяет рассматривать распространение излучения в первом приближении без учета дифракционных потерь. Тепловые эффекты в данной модели учитываются косвенно, через сопоставление расчетных и экспериментальных характеристик, и рассматриваются как фактор, ограничивающий количественное совпадение результатов при высоких уровнях накачки.

Таким образом, используемая модель имеет свои ограничения, однако ее достаточно для физически корректного воспроизведения динамики генерации и энергетических характеристик, необходимых для решения поставленных в настоящей работе задач.

2. Экспериментальная установка

Оптическая схема резонатора импульсного твердотельного Nd:YAG-лазера с ламповой накачкой, использованная в эксперименте, приведена на рис. 3. Лазерная система реализована в виде составного резонатора, обеспечивающего генерацию излучения на длинах волн 1064 и 1320 nm с возможностью их отдельного возбуждения и преобразования во вторые гармоники 532 и 660 nm.

Генерация на основной длине волны 1064 nm осуществлялась в линейном резонаторе длиной 61.3 см, образованном глухим зеркалом M1 и выходным зеркалом M4. Генерация на длине волны 1320 nm реализовывалась в резонаторе длиной 58.7 см с изломом оптической оси, сформированном глухим зеркалом M3,

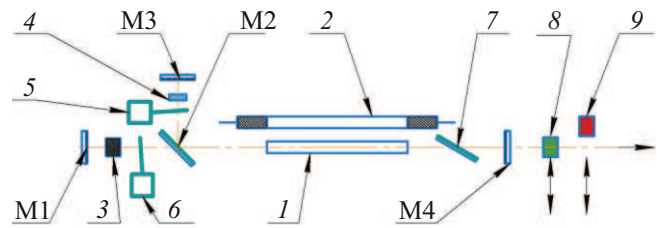


Рис. 3. Оптическая схема экспериментального Nd:YAG-лазера с переключением длины волны генерации: 1 — активный элемент Nd:YAG ($\text{Ø}6.3 \times 100$ mm); 2 — лампа накачки ИМП-6–90; 3 — пассивный модулятор $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, начальное пропускание $T_0 = 70\%$ ($\lambda = 1064$ nm); 4 — пассивный модулятор $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ (шпинель), $T_0 = 65\%$ ($\lambda = 1320$ nm); 5 — заслонка в канале резонатора ($\lambda = 1320$ nm); 6 — заслонка в канале резонатора ($\lambda = 1064$ nm); 7 — поляризатор; 8 — нелинейный кристалл для удвоения частоты излучения ($\lambda = 1064$ nm); 9 — нелинейный кристалл для удвоения частоты излучения ($\lambda = 1320$ nm); M1 — зеркало плотное ($R \approx 100\%$, $\lambda = 1064$ nm); M2 — поворотное дихроичное зеркало (угол падения 45° , $\lambda = 1064$ nm: $R \approx 0\%$; $\lambda = 1320$ nm: $R \approx 100\%$); M3 — зеркало плотное ($\lambda = 1320$ nm: $R \approx 100\%$; $\lambda = 1064$ nm: $R \approx 0\%$); M4 — выходное зеркало ($\lambda = 1064$ nm: $R \approx 10\%$; $\lambda = 1320$ nm: $R \approx 73\%$).

поворотным зеркалом M2 и тем же выходным зеркалом M4.

Оптическая накачка активного элемента Nd:YAG размерами $\text{Ø}6.3 \times 100$ mm осуществлялась импульсной газоразрядной лампой ИМП-6 \times 90, установленной в квантроне с зеркальным эллипсным отражателем из кварца КЛЖ. Частота повторения импульсов составляла 20 Hz. Использование импульсной газоразрядной лампы в качестве источника накачки обеспечивает реализацию режимов генерации с высокими энергиями импульсов при сохранении универсальности конструкции и относительно невысокой стоимости лазерной системы, что является важным фактором на этапе экспериментальной отработки многоволнового излучателя.

Переключение генерации между длинами волн 1064 и 1320 nm осуществлялось двумя электромеханическими заслонками 5 и 6, установленными в оптических путях составного резонатора. При открытом оптическом контуре M1–M4 и закрытом контуре M3–M2–M4 наблюдалась генерация на длине волны 1064 nm. При блокировании контура M1–M4 и открытии оптического пути M3–M2–M4 генерация происходила на длине волны 1320 nm. Такое переключение заслонок обеспечивало распределение оптических потерь, подавление доминирующей линии 1064 nm при генерации на 1320 nm и устойчивую отдельную генерацию излучения на длинах волн 1064 и 1320 nm.

Режим генерации с модуляцией добротности обеспечивался пассивными модуляторами. При генерации на длине волны 1064 nm в резонаторе (M1–M4) использовался насыщающийся поглотитель $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ с диаметром апертуры 8.5 mm, толщиной 1.5 mm и начальным

пропусканием $T_0 = 70\%$ на длине волны 1064 nm. При генерации на длине волны 1320 nm в Г-образном резонаторе (M3–M2–M4) применялся насыщающийся поглотитель $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ (шпинель с кобальтом) размером $8 \times 8 \text{ mm}$, толщиной 0.8 mm и начальным пропусканием $T_0 = 65\%$ на длине волны 1320 nm.

Нелинейное преобразование частоты осуществлялось вне резонатора с использованием нелинейных элементов из кристаллов калий-титанилфосфат (KTiOPO_4 , КТР), ориентированных при изготовлении в соответствии с длинами волн. Для процесса удвоения частоты $1064 \text{ nm} \rightarrow 532 \text{ nm}$ использовался кристалл КТР размерами $L \times h \times w = 5 \times 8 \times 8 \text{ mm}$, реализующий критический фазовый синхронизм типа II ($e + o \rightarrow e$) при углах $\theta = 90.0^\circ$ и $\varphi = 23.6^\circ$. Для процесса $1320 \text{ nm} \rightarrow 660 \text{ nm}$ применялся кристалл КТР размерами $L \times h \times w = 5 \times 8 \times 8 \text{ mm}$ с фазовым синхронизмом типа II ($o + e \rightarrow o$) при углах $\theta = 59.8^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$, характеризующийся узким угловым допуском отклонения от синхронизма $\Delta\theta \cdot L \approx 1.68 \text{ mrad} \cdot \text{cm}$. Удвоение частоты излучения с длиной волны 1320 nm в наших экспериментах носило тестовый характер, поскольку расчеты показали, что эффективность преобразования излучения 1320 nm в кристалле КТР не оптимальна, так как она ограничена условиями фазового синхронизма и малой пиковой мощностью единичного лазерного импульса в пуге.

Все проходные оптические элементы лазерной системы имели специализированные диэлектрические просветляющие покрытия, оптимизированные для соответствующих спектральных диапазонов.

3. Результаты и обсуждение

В разд. 3 представлены результаты экспериментальных исследований и их сопоставление с численными расчетами для двухволновой Nd:YAG-лазерной системы, работающей на длинах волн 1064 и 1320 nm, а также для процессов внрезонаторного нелинейного удвоения частоты. Теоретическая модель и система скоростных уравнений, использованные при численном моделировании, приведены в разд. 1. Основной задачей данного этапа являлось обоснование работоспособности предлагаемой оптической схемы, верификация используемой математической модели, а также анализ возможностей нелинейного преобразования частоты в видимый диапазон при реализуемых параметрах импульсного излучения.

3.1. Свободная генерация на длинах волн 1064 и 1320 nm

Экспериментальные и расчетные зависимости средней выходной мощности от энергии накачки в режиме свободной генерации представлены на рис. 4 для длины волны 1064 nm и на рис. 5 для длины волны 1320 nm.

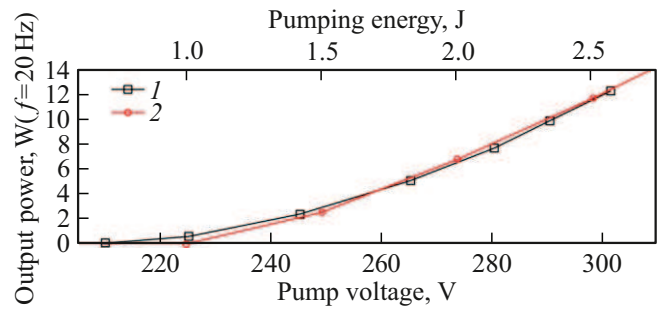


Рис. 4. Сравнение зависимости средней мощности от энергии накачки: 1 — эксперимент, 2 — расчет. Резонатор настроен на длину волны 1064 nm, режим свободной генерации.

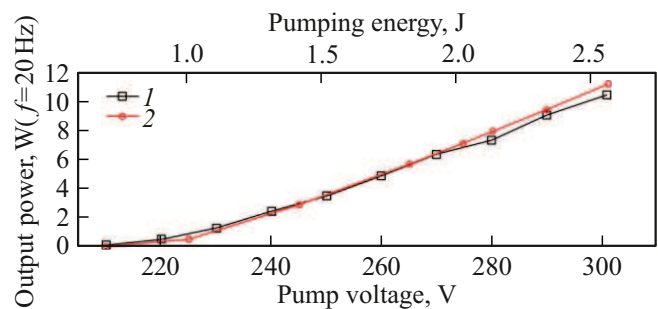


Рис. 5. Сравнение зависимости средней мощности от энергии накачки: 1 — эксперимент, 2 — расчет. Резонатор настроен на длину волны 1320 nm, режим свободной генерации.

Средняя выходная мощность лазерного излучения измерялась с использованием термопильного измерителя мощности Vega с калиброванным датчиком 30A-BB-18, обеспечивающим корректные измерения в инфракрасном и видимом спектральных диапазонах.

При генерации на длине волны 1064 nm средняя выходная мощность монотонно возрастает с увеличением энергии накачки и в исследованном диапазоне демонстрирует зависимость, близкую к линейной. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования. Небольшие количественные расхождения могут быть связаны с упрощениями принятой модели, в частности, с использованием одномерного приближения, а также с неточностью определения связи между напряжением накопителя в системе питания лампы и реально поглощенной кристаллом энергией при накачке. В целом полученные результаты подтверждают адекватность используемой модели для описания генерации на длине волны 1064 nm.

Аналогичный характер зависимости наблюдается и для длины волны 1320 nm. Средняя выходная мощность также монотонно возрастает с увеличением энергии накачки и в исследованном диапазоне достигает значений порядка 11–12 W. Экспериментальные данные демонстрируют хорошее согласие с результатами численного

моделирования как по форме зависимости, так и по абсолютным значениям выходной мощности.

Небольшие расхождения между экспериментальными и расчетными данными могут быть обусловлены пространственной неоднородностью распределения накачки по поперечному сечению активного элемента, а также упрощенным описанием процессов конкуренции усилений в используемой модели и неполным подавлением доминирующего перехода 1064 nm в реальной оптической системе. Полученные результаты указывают на то, что конкуренция лазерных переходов ограничивает достижимую выходную мощность на длине волны 1320 nm в данной конфигурации резонатора.

Режимы свободной генерации на длинах волн 1064 и 1320 nm в настоящей работе рассматриваются как предварительный этап, необходимый для последующего перехода к импульсной генерации с пассивной модуляцией добротности (*Q-switch*) и нелинейному преобразованию частоты.

3.2. Генерация излучения с пассивной модуляцией добротности (*Q-switch*)

Импульсная генерация с пассивной модуляцией добротности для обеих длин волн реализовывалась с использованием насыщающихся поглотителей. Экспериментальные и расчетные зависимости средней выходной мощности от энергии накачки приведены на рис. 6 для длины волны 1064 nm и на рис. 7 для длины волны 1320 nm. Типичные осциллограммы цугов импульсов в режиме пассивной модуляции добротности представлены на рис. 8 (1064 nm) и рис. 9 (1320 nm). Временные характеристики импульсного излучения регистрировались с помощью быстродействующего фотодетектора в сочетании с цифровым осциллографом Bordo B-424, что обеспечивало временное разрешение, достаточное для анализа структуры цугов импульсов.

При переходе к режиму пассивной модуляции добротности на длинах волн 1064 и 1320 nm импульсная генерация реализуется в виде цугов лазерных импульсов, что является характерным для твердотельных ла-

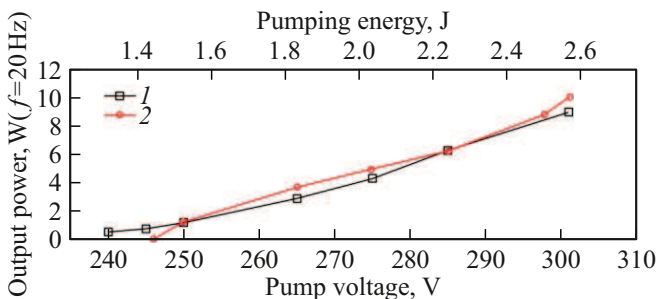


Рис. 6. Сравнение зависимости средней мощности от энергии накачки: 1 — эксперимент, 2 — расчет. Резонатор настроен на длину волны 1064 nm, режим пассивной модуляции добротности (*Q-switch*).

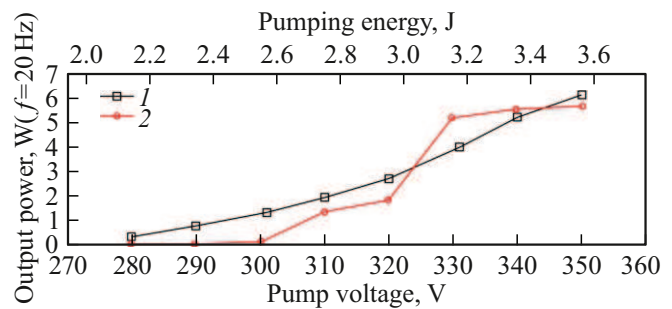


Рис. 7. Сравнение зависимости средней мощности от энергии накачки: 1 — эксперимент, 2 — расчет. Резонатор настроен на длину волны 1320 nm, режим пассивной модуляции добротности (*Q-switch*).

зеров с импульсной накачкой при конечном времени восстановления инверсной населенности. Формирование цугов импульсов определяется совместным влиянием динамики насыщения пассивного поглотителя и процессов накопления энергии в активной среде.

3.2.1. Генерация с модуляцией добротности (*Q-switch*) на длине волны 1064 nm

Экспериментальная и расчетная зависимости средней выходной мощности от напряжения накачки на длине волны 1064 nm представлены на рис. 6. Во всем исследованном диапазоне напряжений накачки средняя выходная мощность монотонно возрастает, при этом форма экспериментальной и расчетной зависимостей демонстрирует качественное соответствие.

Анализ осциллограмм показывает, что энергия и длительность отдельных импульсов внутри одного цуга существенно варьируются. Максимальная энергия и минимальная длительность, а следовательно, и наибольшая пиковая мощность достигаются лишь у ограниченного числа импульсов, как правило, расположенных в центральной части цуга. Остальные импульсы характеризуются меньшей пиковой мощностью и вносят незначительный вклад в процессы нелинейного преобразования частоты. Рост средней выходной мощности при увеличении энергии накачки обусловлен преимущественно увеличением числа импульсов в цуге, тогда как энергия одиночного импульса остается в пределах одного порядка величин и составляет десятки миллиджоулей.

Так, при предразрядном напряжении накачки 265 V средняя выходная мощность составляет 2.4 W при частоте повторения 20 Hz, что соответствует энергии одного цуга порядка 120 mJ. Осциллограмма (рис. 8) показывает, что в данном режиме цуг содержит 5–6 импульсов, что дает оценку энергии одиночного импульса на уровне 25–30 mJ при длительности порядка 110–150 ns. Пиковая мощность наибольших импульсов $\sim 2 \cdot 10^5$ W. Указанные параметры являются характерными для реализуемого режима генерации и далее

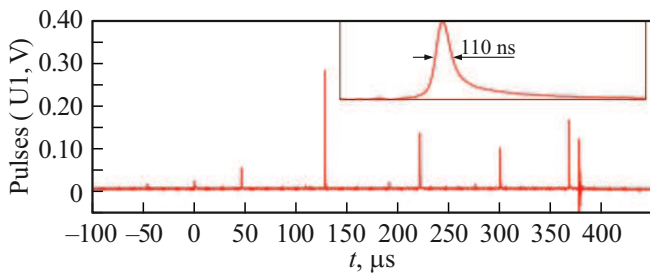


Рис. 8. Осциллограмма лазерных импульсов при пассивной модуляции добротности, 1064 нм. Напряжение накачки 265 В.

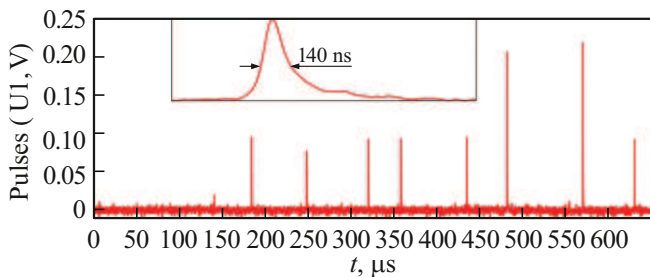


Рис. 9. Осциллограмма лазерных импульсов при пассивной модуляции добротности, 1320 нм. Напряжение накачки 305 В.

используются при анализе эффективности нелинейного преобразования частоты.

3.2.2. Генерация с модуляцией добротности (*Q-switch*) на длине волны 1320 нм

Для длины волны 1320 нм при использовании поглотителя $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ зависимость средней выходной мощности от энергии накачки в импульсном режиме носит более выраженно нелинейный характер по сравнению с режимом свободной генерации (рис. 7). Экспериментально средняя выходная мощность возрастает с увеличением энергии накачки и достигает величины порядка 6 Вт, что согласуется с расчетными оценками ~ 5.7 Вт. При этом наблюдаются заметные отклонения экспериментальной зависимости от расчетной, проявляющиеся в виде скачкообразного изменения средней мощности.

Так, при напряжении емкостного накопителя 350 В средняя выходная мощность составляет ~ 6 Вт при частоте повторения 20 Гц, что соответствует энергии одного цуга порядка 300 мДж. Осциллограмма (рис. 9) показывает, что в данном режиме цуг содержит ~ 10 импульсов, что дает оценку энергии одиночного импульса на уровне ~ 30 –50 мДж при типичной длительности ~ 140 –180 нс. Это для максимальных по амплитуде импульсов соответствует пиковой мощности порядка $(2$ – $2.5) \cdot 10^5$ Вт. Указанные параметры далее используются при анализе эффективности нелинейного преобразования частоты.

3.2.3. Обобщенный анализ расхождений между расчетом и экспериментом

В целом наблюдаемые расхождения между экспериментальными и расчетными зависимостями энергетических характеристик генерации для длин волн 1064 и 1320 нм в режиме пассивно-модулированной генерации имеют системный характер и обусловлены совокупностью факторов, не полностью учитываемых в принятой численной модели. Существенную роль играет методика определения средней выходной мощности в эксперименте: усреднение производится по серии цугов импульсов при фиксированном уровне накачки, тогда как в расчетной модели анализируется одиночный цуг генерации. Число импульсов в эксперименте в отдельном цуге не является строго постоянным и изменяется, что приводит к сглаживанию экспериментальных зависимостей, в отличие от численного моделирования, где число импульсов определяется только заданной энергией накачки и приводит к появлению характерных перегибов на расчетных кривых.

Дополнительный вклад в расхождения вносит пространственная неоднородность распределения накачки в активном элементе, приводящая к локальному развитию генерации в центральной области кристалла при малых уровнях возбуждения, а также тепловые эффекты, особенно выраженные при генерации на длине волны 1320 нм вследствие меньшей эффективности преобразования энергии накачки в лазерное излучение. Это приводит к усилению влияния тепловой линзы, росту внутривибраторных потерь и изменению модовой структуры. В области низких энергий накачки может проявляться и конкуренция лазерных переходов Nd^{3+} . По мере увеличения энергии накачки влияние указанных факторов ослабевает, генерация охватывает все поперечное сечение активного элемента, число импульсов в цуге стабилизируется и количественное согласие между экспериментальными и расчетными данными улучшается.

Таким образом, в режиме пассивной модуляции добротности реализуется генерация цугов импульсов с параметрами, характерными для импульсной накачки и используемыми далее при анализе процессов нелинейного преобразования частоты.

3.3. Эксперимент и расчет нелинейного преобразования частоты

В настоящей работе нелинейное преобразование частоты исследуется в условиях цуговой импульсной генерации, характерной для твердотельных лазеров с ламповой накачкой и пассивной модуляцией добротности (*Q-switch*). Такой режим принципиально отличается от одиночных импульсов с фиксированной пиковой мощностью, традиционно рассматриваемых при анализе эффективности нелинейных оптических процессов.

В этих условиях вклад в нелинейное преобразование вносится преимущественно ограниченным числом

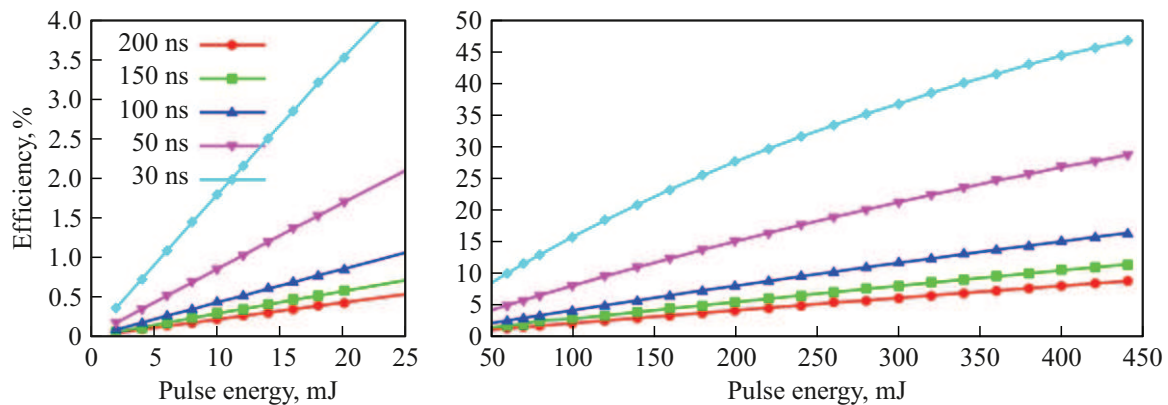


Рис. 10. Зависимость коэффициента полезного действия удвоения частоты ($1064\text{ nm} \rightarrow 532\text{ nm}$) от энергии импульса при различных длительностях импульса в кристалле КТР ($L = 5\text{ mm}$).

импульсов внутри цуга, обладающих максимальной пиковой мощностью, тогда как экспериментально регистрируемая эффективность нелинейного преобразования соответствует интегральному отклику, усредненному по всему цугу импульсов. Это обстоятельство принципиально ограничивает наблюдаемый средний коэффициент преобразования по сравнению с расчетными оценками, выполненными для одиночных импульсов, и должно рассматриваться как физическая особенность реализуемого режима генерации, а не как недостаток экспериментальной схемы.

Для предварительных оценок и верификации на экспериментальных данных расчетной модели рассматривался процесс внрезонаторного удвоения частоты излучения с параметрами импульсной генерации, реализуемыми в режиме пассивной модуляции добротности (см. п. 3.2).

3.3.1. Генерация второй гармоники $1064\text{ nm} \rightarrow 532\text{ nm}$

Для процесса удвоения частоты излучения $1064\text{ nm} \rightarrow 532\text{ nm}$ полученные в эксперименте оценки показывают, что при параметрах импульсного излучения, реализуемых в режиме пассивной модуляции добротности, коэффициент преобразования $\sim 0.8\%$. Указанное значение соответствует параметрам импульсов с длительностью порядка $110\text{--}150\text{ ns}$, энергией одиночного импульса $25\text{--}30\text{ mJ}$ и диаметром пучка $\sim 5\text{ mm}$.

Полученные значения коэффициента преобразования невелики, поэтому необходимо определить причины, приводящие к такому результату. Для большей достоверности в интерпретации полученных экспериментальных данных параллельно были выполнены расчеты с использованием программного пакета SNLO [36].

Расчетные зависимости коэффициента преобразования от энергии импульса для различных длительностей импульсов приведены на рис. 10. Полученные данные показывают, что при реализуемых на используемой установке длительностях импульсов и значении коэф-

фициента преобразования $\sim 0.8\%$ является физически обоснованными.

Расчетные данные демонстрируют рост эффективности преобразования при уменьшении длительности импульса, увеличении энергии в импульсе и уменьшении диаметра пучка. В частности, достижение коэффициента преобразования, превышающего 30% , возможно при длительностях импульсов порядка $30\text{--}50\text{ ns}$ и энергиях одиночного импульса не менее $300\text{--}350\text{ mJ}$, т.е. при параметрах, существенно превышающих реализованные на установке. Таким образом, полученные результаты позволяют количественно определить параметры источника накачки и оценить условия, необходимые для реализации канала преобразования $1064\text{ nm} \rightarrow 532\text{ nm}$ при дальнейшей оптимизации режима генерации.

3.3.2. Генерация второй гармоники $1320\text{ nm} \rightarrow 660\text{ nm}$

Выбор кристалла КТР для исследования процесса удвоения частоты излучения в области $1320\text{ nm} \rightarrow 660\text{ nm}$ был обусловлен задачей экспериментальной верификации физических ограничений в условиях реальных параметров импульсного излучения.

Следует подчеркнуть, что в данном разделе не ставилась задача получения высокой эффективности преобразования, а анализировались физические ограничения процесса.

Использование нелинейных кристаллов одного типа для обоих каналов преобразования позволило рассматривать различия в эффективности нелинейных процессов как следствие параметров фазового синхронизма и пиковой мощности излучения, а не особенностей материала нелинейного элемента.

Численные оценки эффективности удвоения частоты (рис. 11) показывают, что для процесса $1320\text{ nm} \rightarrow 660\text{ nm}$ в кристалле КТР характерны фундаментальные ограничения, связанные с узким угловым допуском фазового синхронизма, значительным углом

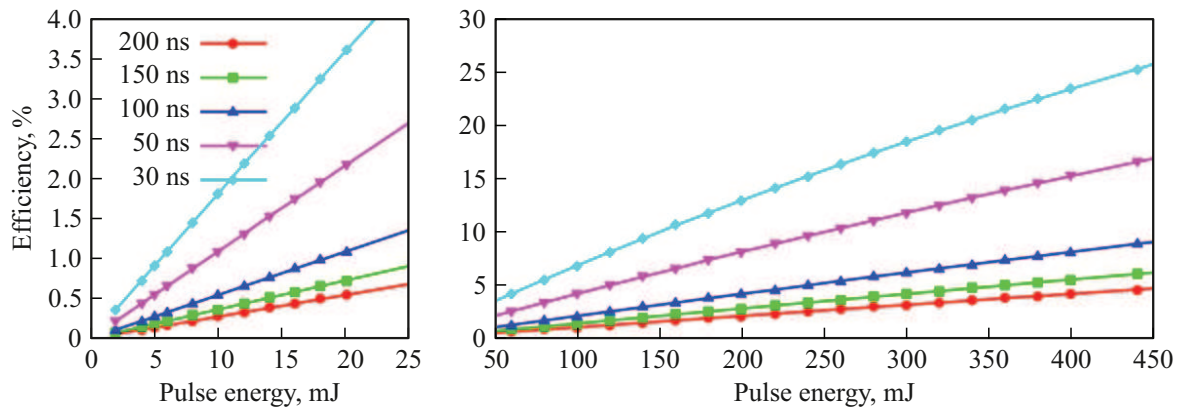


Рис. 11. Зависимость коэффициента полезного действия удвоения частоты ($1320\text{ nm} \rightarrow 660\text{ nm}$) от энергии импульса при различных длительностях импульса в кристалле КТР ($L = 5\text{ mm}$).

пространственного сноса (walk-off angle) и повышенными требованиями к пиковой мощности излучения. В результате даже при оптимальной ориентации кристалла достижение высоких значений коэффициента преобразования в однопроходной схеме при параметрах источника, реализуемых на данном этапе, оказывается затруднительным.

Полученные теоретические оценки согласуются с данными литературы [1–6,9], в соответствии с которыми для генерации излучения в области 660 nm при удвоении частоты излучения с длиной волны 1320 nm , как правило, используются нелинейные кристаллы с более благоприятными параметрами фазового синхронизма. В рамках настоящей работы исследования процесса $1320\text{ nm} \rightarrow 660\text{ nm}$ носили диагностический характер и были направлены на выявление физических ограничений выбранной конфигурации и верификацию расчетных выводов. Это представляет практическую ценность при проектировании многоволновых лазерных систем.

Таким образом, представленные результаты следует рассматривать как этап анализа и оценки возможностей реализации многоволновой генерации на основе Nd:YAG-лазерной системы. Совокупность экспериментальных данных и результатов численного моделирования подтверждает правильность выбранного технического решения, определяет направления дальнейшей оптимизации резонаторной схемы и обоснованного выбора нелинейных элементов.

Заключение

В работе выполнено экспериментально-теоретическое исследование двухволновой переключаемой Nd:YAG-лазерной системы с ламповой накачкой, обеспечивающей генерацию излучения на длинах волн 1064 nm и 1320 nm в режимах свободной и Q-switch генерации. Экспериментально установлено, что предложенная схема с переключаемыми оптическими каналами обеспе-

чивает устойчивую генерацию на длинах волн 1064 nm и 1320 nm с подавлением конкурирующего лазерного перехода при использовании общего активного элемента Nd:YAG.

Проведено сопоставление экспериментальных энергетических характеристик лазерной генерации с результатами численного моделирования на основе системы скоростных уравнений, что подтверждает адекватность используемой модели для описания режимов свободной и Q-switch генерации на длинах волн 1064 nm и 1320 nm и позволяет корректно рассчитывать энергетические параметры выходного излучения.

Рассмотрена возможность расширения спектрального диапазона за счет нелинейного преобразования частоты генерации. Проведенные оценки и предварительные экспериментальные результаты показывают, что при реализованных параметрах импульсного излучения эффективность внрезонаторного удвоения частоты остается низкой (менее 1% для канала $1064\text{ nm} \rightarrow 532\text{ nm}$), что обусловлено недостаточной пиковой мощностью и условиями фазового синхронизма в используемом нелинейном кристалле. Полученные результаты носят предварительный характер и указывают на необходимость дальнейшей оптимизации параметров лазерной системы и схемы нелинейного преобразования.

Ограничения используемой теоретической модели и экспериментальной схемы, отмеченные в работе, являются следствием осознанного выбора методики, ориентированной на анализ энергетической динамики, конкуренции лазерных переходов и принципиальной реализуемости многоволновой генерации на одном активном элементе. Полученные результаты позволяют сформировать физически обоснованные требования к дальнейшей оптимизации параметров лазерной системы и выбору нелинейных элементов при разработке многоволновых источников излучения, а также служат основой для последующих этапов разработки компактной четырехвол-

новой Nd:YAG-лазерной системы с ориентацией на применение в биомедицине.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.М. Юркину за помощь в проведении экспериментов, за предоставление образцов нелинейных кристаллов для генерации второй гармоники, а также за участие в обсуждении результатов по эффективности нелинейного преобразования.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания ИЛФ СО РАН, шифр темы FWGU-2026-0006.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.F. Zhu, B. Li, W.Q. Liu, T.H. Liu, C.X. Fang, Y. Zhao, Q. Zheng. *Optics and Spectroscopy*, **113** (5), 560 (2012). DOI: 10.1134/S0030400X12110082
- [2] Q. Xue, Q. Zheng, Y. Bu, L. Qian. *Chinese Optics Lett.*, **2** (12), 708 (2004).
- [3] X.P. Hu, X. Wang, Z. Yan, H.X. Li, J.L. He, S.N. Zhu. *Appl. Phys. B*, **86** (2), 265 (2007). DOI: 10.1007/s00340-006-2373-0
- [4] X. Chen, Z. Ren, B. Lu, J. Bai. In: *Proc. Symposium on Photonics and Optoelectronics (SOPPO)* (Wuhan, China, 2011), p. 1–4. DOI: 10.1109/SOPPO.2011.5780546
- [5] B. Lu, H. Chen, J. Guo, M. Jiang, R. Zhang, J. Bai, Z. Ren. *Optics Commun.*, **284** (7), 1941 (2011). DOI: 10.1016/j.optcom.2010.10.094
- [6] Q. Bian, Y. Bo, J. Zuo, Y. Lei, H. Gao, Q. Peng. *Photon. Res.*, **10**, 2287 (2022). DOI: 10.1364/PRJ.462168
- [7] Y. Zhu, X. Fu. *Laser Phys.*, **33** (5), (2023). DOI: 10.1088/1555-6611/acc83c
- [8] P. Zverev, I. Smirnov, A. Sirotkin. *Laser Phys. Lett.*, **20**, (2023). DOI: 10.1088/1612-202x/acfd94
- [9] Q. Bian, Y. Bo, J.-W. Zuo, Q.-J. Peng. *IEEE J. Quant. Electron.*, **58** (6), 1 (2022). DOI: 10.1109/JQE.2022.3205914
- [10] A. Aldalawi, N. Suardi, N. Ahmed, M. Al-Farawn, M. Dheyab, W. Jebur, F. Kadhim. *J. Lasers in Medical Sci.*, **14** (28), e28 (2023). DOI: 10.34172/jlms.2023.28
- [11] L. Kaub, C. Schmitz. *Biomedicines*, **11** (5), 1355 (2023). DOI: 10.3390/biomedicines11051355
- [12] C. Gómez, E. Alberdi. *Lasers in Medical Sci.*, **40**, Art.N455 (2025). DOI: 10.1007/s10103-025-04712-4
- [13] P. Zawodny, M. Kulaszyńska, E. Stój, A. Knap-Czechowska, K. Skonieczna-Żydecka, J. Sieńko. *J. Clinical Medicine*, **14** (8), 2546 (2025). DOI: 10.3390/jcm14082546
- [14] A. Borkenstein, E. Borkenstein. *Lasers in Medical Sci.*, **39**, Art.N 167 (2024). DOI: 10.1007/s10103-024-04118-8
- [15] О. Звелто. *Физика лазеров* (Мир, М., 1990)
- [16] O. Bukina. *J. Venous Disorders*, **19** (2), 70 (2025). DOI: 10.17116/flebo20251902170
- [17] T. Kaya, U. Guvenc. *Dermatologic Therapy*, **32**, e12907 (2019). DOI: 10.1111/dth.12907
- [18] T. Van Thanh Le, P. Nguyen, V. Le, Q. Ta, A. Zevini, D. Martinelli, R. Barini. *Lasers in Medical Sci.*, **40**, Art. Num. 209 (2025). DOI: 10.1007/s10103-025-04453-4
- [19] M. Trelles, I. Allones. *Dermatologic Surgery*, **27**, 118 (2001). DOI: 10.1046/j.1524-4725.2001.00218.x
- [20] M. El-Domyati, T. El-Ammawi, W. Medhat, O. Moawad, M. Mahoney, J. Uitto. *J. Cosmetic and Laser Therapy*, **13**, 98 (2011). DOI: 10.3109/14764172.2011.586423
- [21] L. Jiao, J. Wang, Y. Fan, Z. Yang. *J. Biomedical Optics*, **24** (9), 095003 (2019). DOI: 10.1117/1.JBO.24.9.095003
- [22] M. Murphy. *British J. Dermatology*, **178**, 124 (2018). DOI: 10.1111/bjd.16130
- [23] P. Zawodny, E. Stój, P. Kulig, K. Skonieczna-Żydecka, J. Sieńko. *Clinical, Cosmetic and Investigational Dermatology*, **15**, 1563 (2022). DOI: 10.2147/CCID.S380388
- [24] A. Belikov, Y. Semyashkina, M. Modin, M. Gelfond, E. Sergeeva. In: *Proc. SPIE*, **11065**, 110650C (2019). DOI: 10.1117/12.2521676
- [25] S. Shankar, S. Mangalekar, J. Rai, S. Vijapure, S. Kumbhare, P. Sawant. *J. Pharmacy and Bioallied Sci.*, **17**, 240 (2025). DOI: 10.4103/jpbs.jpbs_1823_24
- [26] Л.С. Круглова, С.А. Суркичин, Н.В. Грязева, Л.В. Холупова, Р.В. Майоров. *Российский журнал кожных и венерических болезней*, **24** (2), 45 (2021). DOI: 10.17816/dv62719
- [27] G. Yoon, A.M. Zabaznov, V.B. Tsvetkov, H.S. Kim, I.A. Shcherbakov. *Optics & Laser Technology*, **34**, 213 (2002). DOI: 10.1016/S0030-3992(01)00113-X
- [28] A.E. Siegman. *Lasers* (University Science Books, Sausalito, 1986)
- [29] К.А. Орехов. *Приборы и методы измерений*, **7** (1), 50 (2016).
- [30] Н.А. Грязнов, А.Ю. Родионов, Д.А. Горячкин, В.И. Купренко, Е.Н. Соснов, В.Л. Алексеев. *Оптический журнал*, **88** (4), 3 (2021). DOI: 10.17586/1023-5086-2021-88-04-03-11
- [31] А.А. Каминский. *Лазерные кристаллы* (Наука, М., 1975)
- [32] М.А. Белов, Л.И. Буров, Л.Г. Крылова. *Вестник БГУ*. Сер. 1, **1**, 25 (2014).
- [33] S.-H. Yim, D.-R. Lee, B.K. Rhee, D. Kim. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 261108 (2005). DOI: 10.1063/1.2158046
- [34] В.Э. Кисель, В.Г. Щербицкий, Н.В. Кулешов, Л.И. Постнова, В.И. Левченко, Б.И. Галаган, Б.И. Денкер, С.Е. Сверчков. *Квантовая электроника*, **35** (7), 611 (2005).
- [35] A. Goldstein, P. Loiko, Z. Burshtein, N. Skoptsov, I. Glazunov, E. Galun, N. Kuleshov, K. Yumashev. *J. American Ceramic Society*, **99**, 1234 (2016). DOI: 10.1111/jace.14102
- [36] *AS-Photonics. SNLO nonlinear optics software*. Электронный ресурс. URL: <https://as-photonics.com/products/snlo/>