

МОНОИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР И ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА НА АИГ:Nd³⁺ ДЛЯ МОРСКИХ И ОКЕАНСКИХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ЛИДАРОВ

М. В. Алампиев¹, Ю. А. Гольдин², А. И. Ляшенко^{1,2}

¹ Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, д. 15,
e-mail: alampiev.mv@ntcup.ru;

² Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН,
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, д. 36,
e-mail: alexs1407@yandex.ru

Предложены и исследованы моноимпульсный лазер и лазерная система на АИГ:Nd³⁺ по схеме «задающий лазер – усилитель». В резонаторах лазеров установлены параметрические генераторы света (ПГС) на элементах из кристаллов КТР ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), что обеспечивает генерацию излучения сигнальной волны с $\lambda_c = 1572$ нм и укорочение длительности моноимпульсов излучения волны накачки с $\lambda_n = 1064$ нм. Увеличение энергии моноимпульсов излучения с λ_c происходит в параметрических усилителях из КТР ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). В лазерной системе увеличение энергии моноимпульсов излучения с λ_n происходит в усилителе на АИГ:Nd³⁺, что обеспечивает эффективную генерацию первой суммарной частоты $\lambda_{\Sigma 1} = 635$ нм ($\lambda_{\Sigma 1}^{-1} = \lambda_n^{-1} + \lambda_c^{-1}$) в элементе из КТР ($\theta = 54^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) и генерацию второй суммарной частоты $\lambda_{\Sigma 2} = 452$ нм ($\lambda_{\Sigma 2}^{-1} = \lambda_{\Sigma 1}^{-1} + \lambda_c^{-1}$) в элементе из КТР ($\theta = 67^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). Генерация излучения второй гармоники с $\lambda_n/2 = 532$ нм происходит в элементе из КТР ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 23^\circ$). Полученные результаты могут быть использованы при создании лазеров и лазерных систем для морских и океанских радиометрических лидаров с повышенной разрешающей способностью по глубине.

Ключевые слова: радиометрический лидар, моноимпульсный лазер на АИГ:Nd³⁺, параметрический генератор света, генерация гармоник и суммарных частот

Введение

Радиометрические лидары применяются для зондирования морских и океанских акваторий (Глухов, Гольдин, 2024). В качестве лазеров в этих лидарах применяются моноимпульсные лазеры на АИГ:Nd³⁺ с длительностью импульсов несколько нс с генерацией второй гармоники (532 нм). В настоящее время актуальными направлениями в развитии этих лазеров являются: уменьшение длительности моноимпульса, длительности переднего фронта моноимпульса (Глухов, Гольдин, 2024; Алампиев, Гольдин, Ляшенко, 2024) и генерация излучения в синем спектральном диапазоне, предпочтительном по коэффициенту поглощения в чистых водах открытых районов Мирового океана (Глухов, Гольдин, 2024; Ляшенко и др., 2022). В работе (Алампиев,

Гольдин, Ляшенко, 2024) был предложен лазер с выходным зеркалом резонатора, частично прозрачным на волне накачки $\lambda_n = 1064$ нм и на сигнальной волне $\lambda_c = 1572$ нм, в котором удалось существенно уменьшить длительность моноимпульсов излучения с λ_n при заданной их энергии. Однако энергия моноимпульсов сигнальной волны оказалась недостаточной для обеспечения эффективной генерации суммарной частоты в синей области спектра. Впервые использовать лазер на АИГ:Nd³⁺ с усилителем на длине волны 452 нм было предложено в (Ляшенко и др., 2022). Однако низкая эффективность преобразования излучения с $\lambda_c = 1572$ нм во вторую гармонику (786 нм) в нелинейном элементе из кристалла LBO не позволила увеличить энергию моноимпульсов излучения в синей области (452 нм).

Целью настоящей работы является исследование возможности создания лазера на АИГ:Nd³⁺ с короткой длительностью моноимпульсов для морского радиометрического лидара и возможности создания лазерной системы на АИГ:Nd³⁺ для радиометрического лидара, способной эффективно зондировать как морские, так и океанские акватории.

Моноимпульсный лазер на АИГ:Nd³⁺ с внутррезонаторным ПГС и внerezонаторной генерацией второй гармоники для морского радиометрического лидара

Моноимпульсный лазер на АИГ:Nd³⁺ с электрооптической модуляцией добротности резонатора и внerezонаторной генерацией второй гармоники (532 нм) является наиболее подходящим источником лазерного излучения для морского радиометрического лидара, генерирующего мощные моноимпульсы излучения с длительностью несколько нс (Глухов, Гольдин, 2024). В работе (Алампиев, Гольдин, Ляшенко, 2024) теоретически показано, что при заданной энергии моноимпульсов излучения длительность моноимпульса по уровню 0.5 ($\tau_{0.5}$) тем короче, чем больше значение сечения лазерного перехода ионов Nd³⁺, которое в кристаллической решетке АИГ является максимальным (Kaminskii, 1990). При этом энергия определяет глубину зондирования, а длительность и фронт моноимпульсов определяют пространственное разрешение по глубине (Ляшенко и др., 2022) в задачах батиметрии (Mandlbarger, 2022), локации погруженных объектов (Глухов, Родионов, Гольдин, 2017), регистрации слоев повышенного светорассеяния (Churnside, Donaghay, 2009; Vasilkov et al., 2001) и внутренних волн (Churnside et al., 2012; Глухов и др., 2022).

Как показано экспериментально (Алампиев, Гольдин, Ляшенко, 2024), значительное сокращение временных параметров моноимпульсов достигается при помощи внутррезонаторного ПГС за счет генерации параметрического излучения на спаде моноимпульсов излучения волны накачки. Для восстановления значения энергии моноимпульсов излучения за счет роста пиковой мощности необходимо увеличить энергию импульсов ламповой накачки активного элемента в 1.25 раза.

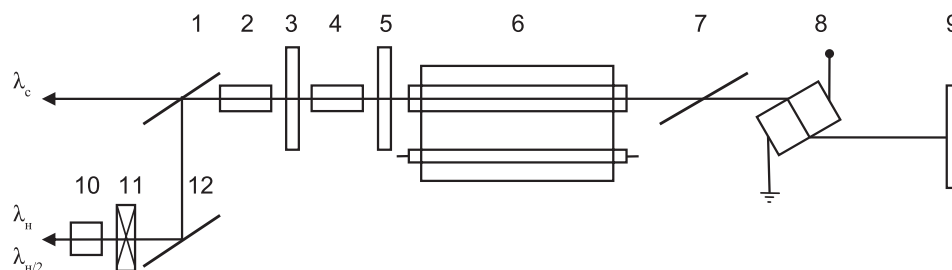


Рис. 1 – Оптическая схема лазера на АИГ:Nd³⁺ с внутриврезонаторным ПГС для морского радиометрического лидара: 1, 12 – светоделительное зеркало; 2, 4 – элемент из кристалла КТР (срез $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$); 3 – выходное дихроичное зеркало; 5 – внутриврезонаторное дихроичное зеркало ($R_H = 0$, $R_c = 1$); 6 – осветитель с Хе импульсной лампой и активным элементом из АИГ:Nd³⁺ ($\varnothing 6.3 \times 65$ мм); 7 – пластина-поляризатор; 8 – электрооптический элемент из LiNbO₃; 9 – глухое зеркало ($R_H = 1$); 10 – элемент из КТР (срез $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 23^\circ$); 11 – четвертьволновая пластинка (λ_H)

Оптическая схема предлагаемого лазера (рисунок 1) отличается от оптической схемы из (Алампиев, Гольдин, Ляшенко, 2024) заменой электрооптического элемента из DKDP на элемент ниобата лития и дополнена блоком преобразования частоты излучения во вторую гармонику 532 нм. На выходе из резонатора дополнительно установлен параметрический усилитель на элементе из КТР ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) с такими же габаритами и срезом, как у элемента в резонаторе ПГС. В параметрическом усилителе происходит усиление излучения сигнальной волны и дальнейшее уменьшение длительности моноимпульсов излучения волны накачки. Практический интерес представляют результаты измерений временных параметров моноимпульсов второй гармоники излучения лазера с ПГС в сравнении с лазером без ПГС. Осциллограммы моноимпульсов лазерного излучения получены с помощью фотодиода на InGaAs и осциллографа LeCroy с частотой дискретизации 2.5 ГГц. На рисунке 2 представлены осциллограммы моноимпульсов второй гармоники для лазеров с разными оптическими схемами, генерирующих одинаковую энергию моноимпульсов излучения 40 мДж с частотой повторения импульсов 20 Гц.

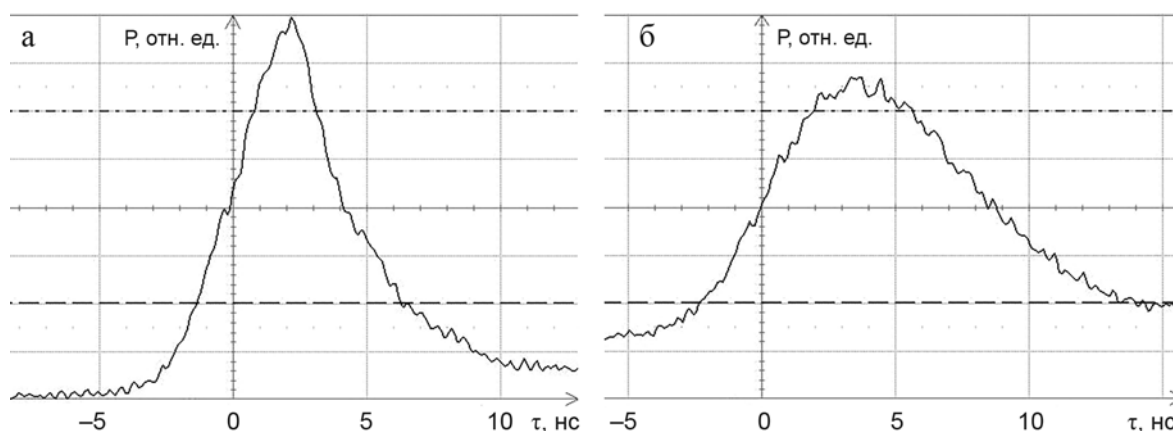


Рис. 2 – Осциллограммы мощности моноимпульсов излучения $\lambda_H/2 = 532$ нм в относительных единицах для схемы с внутриврезонаторным ПГС (а) и для схемы в отсутствие внутриврезонаторного ПГС (б)

Как видно из осциллограмм, схема с внутррезонаторным ПГС дает уменьшение длительности $\tau_{0,5}$ с 8.5 нс до 4 нс и уменьшение длительности фронта по уровню $0.1-0.9 \tau_{\phi}$ с 5 нс до 4 нс, а также увеличение пиковой мощности моноимпульса в 1.5 раза.

Моноимпульсная лазерная система с ПГС на КТР для морского и океанского радиометрического лидара

Представленная на рисунке 3 лазерная система содержит задающий лазер, усилительный каскад и блок преобразователей частоты в красную, синюю и зеленую области спектра.

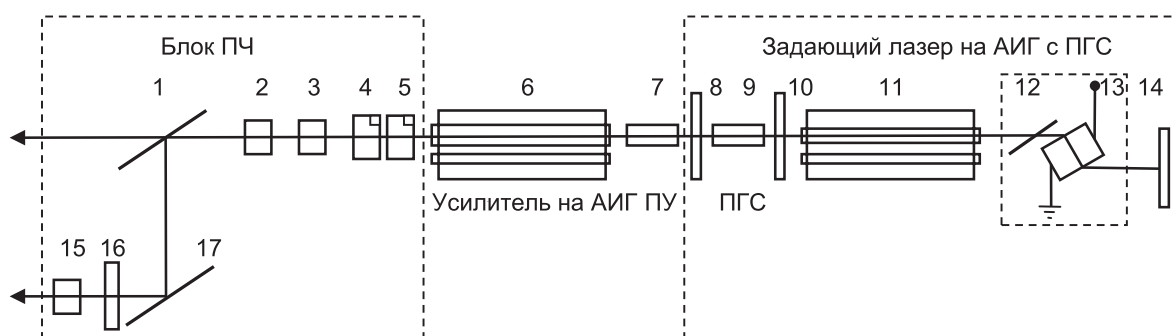


Рис. 3 – Оптическая схема моноимпульсной лазерной системы с ПГС для морского и океанского радиометрического лидара: 1, 17 – светоделительное зеркало; 2 – элемент из кристалла КТР (срез $\theta = 67^\circ$; $\varphi = 0^\circ$); 3 – элемент из кристалла КТР (срез $\theta = 54^\circ$; $\varphi = 0^\circ$); 4, 5 – вращатель на 90° плоскости поляризации и излучения с λ_n ; 6 – осветитель с Хе импульсной лампой и активным элементом из АИГ:Nd³⁺ ($\varnothing 6.3 \times 100$ мм); 7, 9 – элемент из кристалла КТР (срез $\theta = 90^\circ$; $\varphi = 0^\circ$); 8 – выходное дихроичное зеркало; 10 – внутррезонаторное дихроичное зеркало ($R_n = 0, R_c = 1$); 11 – осветитель с Хе импульсной лампой и активным элементом из АИГ:Nd³⁺ ($\varnothing 5 \times 100$ мм); 12 – пластина-поляризатор; 13 – электрооптический элемент из LiNbO₃; 14 – глухое зеркало ($R_n = 1$); 15 – элемент из кристалла КТР (срез $\theta = 90^\circ$; $\varphi = 23^\circ$); 16 – четвертьволновая пластина.
Примечание: плоскость с элементами 12, 13 повернута на 90°

Оптическая схема задающего лазера рассмотрена выше. Усилительный каскад содержит параметрический усилитель излучения сигнальной волны и усилитель на основе активного элемента из АИГ:Nd³⁺. Блок преобразователей частоты содержит формирователь состояния поляризации и нелинейные элементы из кристалла КТР. Для выполнения требования к поперечным габаритам со стороны оптического блока лидара задающий лазер, усилительный каскад и блок преобразователей частоты расположены последовательно.

Преобразование излучения волны накачки в излучение сигнальной волны происходит на спаде моноимпульса излучения волны накачки как в резонаторе ПГС (Алампиев, Гольдин, Ляшенко, 2024), так и в ПУ, что приводит к дополнительному

укорочению длительности моноимпульса излучения волны накачки с $\lambda_n = 1064$ нм. После прохождения усилителя на АИГ:Nd³⁺ происходит увеличение пиковой мощности и мощности на спаде моноимпульса излучения волны накачки и незначительное уменьшение энергии моноимпульса излучения сигнальной волны из-за потерь на отражение и поглощение в активном элементе из АИГ:Nd³⁺.

После увеличения энергий моноимпульсов излучений с λ_c и λ_n создаются необходимые условия для эффективной генерации излучения суммарной частоты с $\lambda_{\Sigma 1} = 635$ нм в красной области спектра. Однако для выполнения условий синхронизма в нелинейном элементе из КТР ($\theta = 54^\circ$; $\varphi = 0^\circ$) по II типу взаимодействия необходимо, чтобы плоскости поляризации излучений были ортогональны. Для выполнения этого требования после усилителя на АИГ:Nd³⁺ в блоке преобразователей частоты (ПЧ) установлен формирователь состояния поляризации, состоящий из двух 90° вращателей ($\lambda_n = 1064$ нм). После формирователя плоскость поляризации излучения с $\lambda_n = 1064$ нм поворачивается на 180°, а плоскость поляризации излучения с $\lambda_c = 1572$ нм поворачивается почти на 90° в соответствии с зависимостью угла поворота от длины волны $\varphi \sim \lambda^{-2}$ (Физический энциклопедический словарь, 1984). При этом плоскость поляризации излучения суммарной частоты $\lambda_{\Sigma 1} = 635$ нм ортогональна плоскости рисунка. Таким образом, создаются необходимые условия для выполнения условий синхронизма в нелинейном элементе из КТР ($\theta = 67^\circ$; $\varphi = 0^\circ$) по II типу взаимодействия для генерации суммарной частоты излучений с $\lambda_{\Sigma 1} = 635$ нм и $\lambda_c = 1572$ нм в синей области спектра с $\lambda_{\Sigma 2} = 452$ нм. В результате плоскость поляризации излучения с $\lambda_{\Sigma 2}$ совпала с плоскостью рисунка, что позволило синему излучению пройти светоделительное зеркало с минимальными потерями на отражение. Излучение с λ_n , незначительно ослабленное после прохождения формирователя и нелинейных элементов, с помощью светоделительных зеркал направляется в канал генерации второй гармоники с $\lambda_{n/2} = 532$ нм в зеленой области спектра. Для выполнения условий синхронизма в нелинейном элементе из КТР ($\theta = 90^\circ$; $\varphi = 23^\circ$) по II типу взаимодействия перед нелинейным элементом из КТР установлена четвертьволновая пластинка, формирующая круговую поляризацию излучения с λ_n .

Установка последовательно расположенных усилителей излучений сигнальной волны и волны накачки позволила существенно увеличить энергию моноимпульсов излучения на этих длинах волн, а также энергетические параметры моноимпульсов излучения в сине-зеленом диапазоне спектра. Так, энергия моноимпульсов излучения с $\lambda_{n/2} = 532$ нм составила 46 мДж, энергия моноимпульсов с $\lambda_{\Sigma 1} = 635$ и с $\lambda_{\Sigma 2} = 452$ нм составила 10 мДж и 0.6 мДж соответственно. При этом длительности моноимпульсов излучения с длиной волны $\lambda_{n/2} = 532$ нм и $\lambda_{\Sigma 2} = 452$ нм составили 5 нс и 3.5 нс соответственно при частоте повторения импульсов 20 Гц. Моноимпульсы излучения с длиной волны 1064 нм или 1572 нм также имеют более короткую длительность и могут быть использованы для контроля расстояния до поверхности воды с повышенной точностью.

Дальнейшее увеличение энергетических параметров возможно за счет повышения КПД усилителей и оптимизации длин нелинейных элементов в блоке ПЧ.

При этом важнейшим условием дальнейшего улучшения энергетических и временных параметров излучений в сине-зеленой области спектра является повышение равномерности пространственной структуры излучения волны накачки с $\lambda_n = 1064$ нм за счет стабилизации максимальной плотности энергии моноимпульсов излучения с λ_n , что должно также обеспечивать долговременную работу оптических компонентов резонатора без разрушений.

В рамках настоящей работы было установлено, что в режиме генерации моноимпульсов происходит стабилизация максимальной плотности энергии моноимпульсов излучения с λ_n после превышения порога генерации ПГС. С ростом энергии импульсов накачки активного элемента происходит рост энергии моноимпульсов за счет вклада периферийных областей поперечного сечения активного элемента задающего лазера. При этом пиковая мощность моноимпульсов излучения с λ_n возрастает, длительность уменьшается, а разрушения оптических компонентов резонатора отсутствуют.

Выводы

Предложенные и исследованные в работе оптические схемы могут быть использованы при создании лазеров и лазерных систем для морских и океанских радиометрических лидаров с повышенной разрешающей способностью по глубине.

Благодарности. Требования к лазеру для работы в составе морского лидара разработаны по Государственному заданию ИО РАН (проект FMWE-2024-0015).

Список литературы

1. Алампиев М. В., Гольдин Ю. А., Ляшенко А. И. Энергетические и временные параметры моноимпульсов излучения лазера на АИГ:Nd³⁺ с внутрирезонаторным параметрическим генератором света // Труды XVI Международной научно-технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». 2024. С. 171–176. EDN: HUKXDN
2. Глухов В. А., Гольдин Ю. А. Морские радиометрические лидары и их использование для решения океанологических задач // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17. № 1. С. 104–128. EDN: YMUPXI. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(1)-9)
3. Глухов В. А., Гольдин Ю. А., Жегулин Г. В., Родионов М. А. Комплексная обработка данных лидарной съемки морских акваторий // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022. Т. 15. № 3. С. 27–42. EDN: DCRZFG. <https://doi.org/10.59887/fpg/26nu-3hte-3n48>
4. Глухов В. А., Родионов М. А., Гольдин Ю. А. Экспериментальная оценка возможностей лидара ПЛД-1 по регистрации гидрооптических неоднородностей в толще морской среды // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2017. Т. 10. № 2. С. 41–48. EDN: YTMHRF. <https://doi.org/10.7868/S207366731702006X>
5. Ляшенко А. И., Гольдин Ю. А., Володина Е. М., Кукушкин В. А. Трёхволновая лазерная система на АИГ:Nd³⁺ для лидарного зондирования морских акваторий // Светотехника. 2022. № 5. С. 71–74. EDN: ISMBLD

6. Оптическая активность. В кн.: Физический энциклопедический словарь / Под ред. А. М. Прохорова. М.: Советская энциклопедия, 1984. 944 с. С. 494.
7. *Churnside J. H., Donaghay P. L.* Thin scattering layers observed by airborne lidar // *ICES Journal of Marine Science*. 2009. Vol. 66. No. 4. P. 778–789. EDN: MYWKLP. <https://doi.org/10.1093/icesjms/fsp029>
8. *Churnside J. H., Lee J. H., Marchbanks R. D., Shaw J. A., Weidemann A., Donaghay P. L.* Airborne lidar detection and characterization of internal waves in a shallow fjord // *Journal of Applied Remote Sensing*. 2012. Vol. 6. No. 1. P. 063611–063611. EDN: UTDVV. <https://doi.org/10.1117/1.JRS.6.063611>
9. *Kaminskii A. A.* Laser Crystals: Their Physics and Properties. 2nd ed. Springer, 1990. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-70749-3>
10. *Mandlbarger G.* A review of active and passive optical methods in hydrography // *The International Hydrographic Review*. 2022. No. 28. P. 8–52. EDN: AOUMWW. <https://doi.org/10.58440/ihr-28-a15>
11. *Vasilkov A. P., Goldin Yu. A., Gureev B. A., Hoge F. E., Swift R. N., Wright C. W.* Airborne polarized lidar detection of scattering layers in the Ocean // *Applied Optics*. 2001. Vol. 40. No. 24. P. 4353–4364. EDN: LGLRSB. <https://doi.org/10.1364/AO.40.004353>

Статья поступила в редакцию 22.10.2025, одобрена к печати 29.12.2025.

Для цитирования: Алампиев М. В., Гольдин Ю. А., Ляшенко А. И. Моноимпульсный лазер и лазерная система на АИГ: Nd³⁺ для морских и океанских радиометрических лидаров // Океанологические исследования. 2026. Т. 54 № 1. С. 121–129. [https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2026.54\(1\).6](https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2026.54(1).6)

MONOPULSE Nd:YAG LASER AND LASER SYSTEM FOR MARINE AND OCEAN RADIOMETRIC LIDARS

M. V. Alampiev¹, Yu. A. Goldin², A. I. Lyashenko^{1,2}

¹ *Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences, 15, Butlerova str., Moscow, 117342, Russia, e-mail: alampiev.mv@ntcup.ru;*

² *Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36, Nakhimovskiy prospekt, Moscow, 117997, Russia, e-mail: alexsl407@yandex.ru*

A monopulse Nd:YAG laser and laser system based on master laser – power amplifier architecture are proposed and investigated. The intracavity optical parametric oscillator (OPO) based on KTP crystal ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) provides the generation of signal wave radiation at $\lambda_s = 1572$ nm and shortening the duration of monopulses of pump wave radiation at $\lambda_p = 1064$ nm. An increase in the energy of the monopulse radiation with λ_s occurs in parametric amplifier in KTP crystal ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). In laser system proposed, an increase in the energy of the monopulses of radiation from λ_p occurs in the Nd:YAG amplifier, which ensures effective generation of the first sum frequency $\lambda_{\Sigma 1} = 635$ nm ($\lambda_{\Sigma 1}^{-1} = \lambda_p^{-1} + \lambda_s^{-1}$) in the KTP crystal ($\theta = 54^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) and generation of the second sum frequency $\lambda_{\Sigma 2} = 452$ nm ($\lambda_{\Sigma 2}^{-1} = \lambda_{\Sigma 1}^{-1} + \lambda_s^{-1}$) in the KTP crystal ($\theta = 67^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). Second harmonic radiation at $\lambda_p/2 = 532$ nm is generated in KTP crystal ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 23^\circ$). The results obtained can be used to create lasers and laser systems for marine and oceanic radiometric lidars with increased depth resolution.

Keywords: sea radiometric lidar, pulsed Nd:YAG laser, optical parametric oscillator, second harmonic and sum frequency generation

Acknowledgement: The requirements for the laser in the lidar have been determined within the framework of the state assignment No. FMWE-2024-0015 of IO RAS.

References

1. Alampiev, M. V., Yu. A. Goldin, and A. I. Lyashenko, 2024: Energy and temporal parameters of radiation monopulse of Nd:YAG laser with intracavity optical parametric oscillator. *Proceedings of 17th International Conference “Acousto-optic and radar methods of information measurement and proceeding ARMIMP-2024”*, 171–176, EDN: HUKXDN
2. Churnside, J. H. and P. L. Donaghay, 2009: Thin scattering layers observed by airborne lidar. *ICES Journal of Marine Science*, **66** (4), 778–789, EDN: MYWKLP, <https://doi.org/10.1093/icesjms/fsp029>
3. Churnside, J. H., J. H. Lee, R. D. Marchbanks, J. A. Shaw, A. Weidemann, and P. L. Donaghay, 2012: Airborne lidar detection and characterization of internal waves in a shallow fjord. *Journal of Applied Remote Sensing*, **6** (1), 063611–063611, EDN: UTDVV, <https://doi.org/10.1117/1.JRS.6.063611>
4. Glukhov, V. A. and Yu. A. Goldin, 2024: Marine profiling lidars and their application for oceanological problems. *Fundamental and applied hydrophysics*, **17** (1), 104–128, EDN: YMUPXI, [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(1)-9)
5. Glukhov, V. A., Yu. A. Goldin, G. V. Zhegulin, and M. A. Rodionov, 2022: Complex proceeding of lidar survey data of marine areas. *Fundamental and applied hydrophysics*, **15** (3), 27–42, EDN: DCRZFG, <https://doi.org/10.59887/fpg/26nu-3hte-3n48>
6. Glukhov, V. A., M. A. Rodionov, and Yu. A. Goldin, 2017: Experimental estimation of the capabilities of the lidar PLD-1 for the registration of various hydro-optical irregularities of the sea water column. *Fundamental and applied hydrophysics*, **10** (2), 41–48, EDN: YTMHRF, <https://doi.org/10.7868/S207366731702006X>
7. Kaminskii, A. A., 1990: *Laser Crystals: Their Physics and Properties*. 2nd ed., Springer, <https://doi.org/10.1007/978-3-540-70749-3>
8. Lyashenko, A. I., Yu. A. Goldin, E. M. Volodina, and V. A. Kukushkin, 2022: Three-Wavelength YAG:Nd³⁺ Laser System for Lidar Sounding of Marine Areas. *Light & Engineering*, **5**, 71–74, EDN: ISMBLD
9. Mandlbürger, G., 2022: A review of active and passive optical methods in hydrography. *The International Hydrographic Review*, **28**, 8–52, EDN: AOUMWW, <https://doi.org/10.58440/ihr-28-a15>
10. Optical activity. 1984. In: *Physical Encyclopedic Dictionary*. Ed. by A. M. Prokhorov. Moscow, Sovetskaya Encyclopedia [in Russian], P. 494.
11. Vasilkov, A. P., Yu. A. Goldin, B. A. Gureev, F. E. Hoge, R. N. Swift, and C. W. Wright, 2001: Airborne polarized lidar detection of scattering layers in the ocean. *Applied Optics*, **40** (24), 4353–4364, EDN: LGLRSB, <https://doi.org/10.1364/AO.40.004353>

Submitted 22.10.2025, accepted 29.12.2025.

For citation: Alampiev, M. V., Yu. A. Goldin, and A. I. Lyashenko, 2026: Monopulse Nd:YAG laser and laser system for marine and ocean radiometric lidars. *Journal of Oceanological Research*, **54** (1), 121–129, [https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2026.54\(1\).6](https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2026.54(1).6)

面向海洋与远洋辐射测量激光雷达的Nd:YAG单脉冲激光器及激光系统

M. V. Alampiev¹, Yu. A. Goldin², A. I. Lyashenko^{1,2}

¹Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences,
15, Butlerova str., Moscow, 邮编: 117342, Russia,
e-mail: alampiev.mv@ntcup.ru;

²Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences,
36, Nakhimovskiy prospekt, Moscow, 邮编: 117997, Russia,
电子邮件: e-mail: alexs1407@yandex.ru

本文提出并研究了一种基于“主振荡器-功率放大器”结构的Nd:YAG单脉冲激光器及激光系统。激光器谐振腔内装有基于KTP晶体 ($\theta=90^\circ$, $\varphi=0^\circ$) 的光学参量振荡器,用以生成信号波辐射 ($\lambda_c = 1572 \text{ nm}$),并缩短泵浦波单脉冲的持续时间 ($\lambda_p = 1064 \text{ nm}$)。信号波 (λ_s) 单脉冲能量的提升通过KTP参量放大器 ($\theta=90^\circ$, $\varphi=0^\circ$) 实现。在该激光系统中,泵浦波 (λ_p) 脉冲能量的放大由Nd:YAG放大器完成,这保障了在KTP晶体 ($\theta=54^\circ$, $\varphi=0^\circ$) 中高效生成第一和频辐射 $\lambda_{\Sigma 1} = 635 \text{ nm}$ ($\lambda_{\Sigma 1}^{-1} = \lambda_p^{-1} + \lambda_c^{-1}$),并在另一KTP晶体 ($\theta=67^\circ$, $\varphi=0^\circ$) 中生成第二和频辐射 $\lambda_{\Sigma 2} = 452 \text{ nm}$ ($\lambda_{\Sigma 2}^{-1} = \lambda_{\Sigma 1}^{-1} + \lambda_c^{-1}$)。同时,泵浦波的二次谐波辐射 $\lambda_p/2 = 532 \text{ nm}$ 在KTP晶体 ($\theta=90^\circ$, $\varphi=23^\circ$) 中产生。所得结果可用于研制适用于海洋与远洋辐射测量激光雷达的激光器及激光系统,以提高其深度分辨能力。

关键词: 辐射测量激光雷达, Nd:YAG单脉冲激光器, 光学参量振荡器, 谐波及和频产生

致谢: 用于海洋激光雷达的激光器技术要求是在俄罗斯科学院希尔绍夫海洋研究所 (项目编号: FMWE-2024-0015)。