

## УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Исследование генерации на неосновном переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ионов  $Nd^{3+}$  в  $YAG:Nd^{3+}$ -лазере с обращением волнового фронта

С.Н.Сметанин, М.Н.Ершков, С.А.Солохин, А.Е.Шепелев, А.В.Гаврилов, А.В.Федин

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований генерации на длине волны 1.34 мкм неосновного перехода  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ионов  $Nd^{3+}$  в  $YAG:Nd^{3+}$ -лазере с обращением волнового фронта (ОВФ) при четырехволновом взаимодействии в лазерной среде. С помощью математического моделирования исследовано влияние усиленного спонтанного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.064$  мкм на параметры ОВФ-генерации  $YAG:Nd^{3+}$ -лазера на  $\lambda = 1.34$  мкм в режиме пассивной модуляции добротности кристаллом  $YAG:V^{3+}$  с двух-, трех- и четырехпетлевой схемами открытого резонатора. Показано существование оптимального начального пропускания пассивного лазерного затвора (ПЛЗ), значение которого уменьшается при увеличении числа петель обратной связи резонатора. Экспериментально впервые получена и исследована генерация  $YAG:Nd^{3+}$ -лазера на  $\lambda = 1.34$  мкм с открытым многопетлевым ОВФ-резонатором. При начальном пропускании ПЛЗ 74% получена генерация излучения в виде цуга из семи импульсов с общей энергией 0.25 Дж при энергии отдельного импульса 36 мДж и его длительности 150 нс. Угловая расходимость излучения составила 0.7 мрад при параметрах качества  $M_x^2 = 1.2$ ,  $M_y^2 = 1.1$ .

**Ключевые слова:** обращение волнового фронта,  $YAG:Nd^{3+}$ -лазер, неосновной переход, усиленное спонтанное излучение.

## 1. Введение

Метод обращения волнового фронта (ОВФ) на голографических решетках, записываемых непосредственно в активной лазерной среде и выполняющих роль зеркала положительной обратной связи (ОВФ-зеркало), позволяет эффективно компенсировать динамические искажения волнового фронта и реализовывать генерацию излучения с качеством пучка, близким к дифракционному, без применения дополнительных управляющих элементов [1–6]. Дифракционная эффективность ОВФ-зеркал, а значит и добротность ОВФ-резонатора (в отличие от линейного резонатора), зависит от коэффициента усиления активной среды, поэтому в твердотельных лазерах в подавляющем большинстве случаев [6–11] исследуется ОВФ-генерация на наиболее «сильном» переходе  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ионов  $Nd^{3+}$  с длиной волны около 1 мкм. В [12, 13] впервые было показано, что применение двухпетлевой схемы записи голографических решеток в активных лазерных  $Nd^{3+}$ -средах позволяет более чем в 2 раза снизить пороговую энергию накачки и почти в 3 раза увеличить энергию ОВФ-излучения при сохранении высокого качества лазерного пучка. Использование данного подхода в [14–16]

позволило реализовать ОВФ-генерацию на длине волны  $\lambda = 1.06$  мкм в слабо усиливающих  $YAG:Nd^{3+}$ -элементах за счет увеличения числа записываемых голографических решеток при многопучковом взаимодействии в активной среде в многопетлевой (двух-, трех- и четырехпетлевой) схеме резонатора. Ранее в [14] нами впервые была исследована одномодовая генерация  $YAG:Nd^{3+}$ -лазера на  $\lambda = 1.34$  мкм с внутрирезонаторным однопетлевым ОВФ на голографических решетках в активной лазерной среде при мощной ламповой накачке активных элементов и спектральной селекции излучения на  $\lambda = 1.06$  мкм с помощью дихроичных зеркал. Причем генерация была получена только при использовании плоского выходного зеркала с коэффициентом отражения 6% на  $\lambda = 1.34$  мкм, которое служило для предварительной записи ОВФ-зеркал в активных элементах на начальном этапе развития генерации. Без выходного зеркала генерация отсутствовала, что может быть связано с сильным влиянием усиленного спонтанного излучения (УСИ) на  $\lambda = 1.06$  мкм. Поскольку сечение усиления  $YAG:Nd^{3+}$  на  $\lambda = 1.06$  мкм в 4.7 раза больше, чем на  $\lambda = 1.34$  мкм [17], спонтанное излучение на  $\lambda = 1.06$  мкм, усиленное за проход при мощной накачке, способно существенно уменьшить накопленную инверсию населенностей и привести к срыву генерации на слабом неосновном переходе. Целью настоящей работы является исследование возможности генерации  $YAG:Nd^{3+}$ -лазера на  $\lambda = 1.34$  мкм с открытым многопетлевым ОВФ-резонатором на голографических решетках в активной лазерной среде при подавлении УСИ на  $\lambda = 1.06$  мкм.

## 2. Теоретическая часть

Вначале было выполнено численное моделирование кинетики ОВФ-генерации  $YAG:Nd^{3+}$ -лазеров на  $\lambda = 1.34$  мкм в режиме пассивной модуляции добротности кристаллом  $YAG:V^{3+}$  с двух-, трех- и четырехпетлевой схема-

С.Н.Сметанин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

М.Н.Ершков, С.А.Солохин, А.Е.Шепелев. Ковровская государственная технологическая академия им. В.А.Дегтярева, Россия, Владимирская обл., 601910 Ковров, ул. Маяковского, 19; e-mail:ershkovm@yandex.ru

А.В.Гаврилов. ОАО «Завод им. В.А. Дегтярева», Россия, Владимирская обл., 601900 Ковров, ул. Труда, 4

А.В.Федин. Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф.Устинова, Россия, 190005 С.-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, 1; НПП «Лазерные системы», Россия, 198515 С.-Петербург, Стрельна, ул. Связи, 34А, ОЭЗ «Нойдорф»

Поступила в редакцию 3 ноября 2016 г.

ми открытого резонатора, реализующими взаимодействия в активной среде шести, восьми, и десяти пересекающихся пучков соответственно. Данное исследование позволило определить степень влияния УСИ на  $\lambda = 1.06$  мкм на процесс развития и параметры ОВФ-генерации на неосновном, более «слабом» переходе. Мы использовали математическую модель, разработанную нами в [18, 19] для анализа генерации в петлевых ОВФ-резонаторах неодимовых лазеров на длине волны  $\lambda = 1.06$  мкм в режиме пассивной модуляции добротности. В данной модели значения параметров кристалла  $YAG:Nd^{3+}$ , соответствующие основному переходу  $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ , были заменены на значения, соответствующие неосновному переходу  $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ , а параметры пассивного лазерного затвора (ПЛЗ) на кристалле  $LiF:F_2^-$  были заменены параметрами ПЛЗ на кристалле  $YAG:V^{3+}$ . Так, если сечение усиления  $\sigma_{1.06}$  и плотность энергии  $U_{1.06}^{sat}$  насыщения усиления на  $\lambda = 1.06$  мкм составляли  $28 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup> и  $0.67$  Дж/см<sup>2</sup> [20], то теперь для  $\lambda = 1.34$  мкм  $\sigma_{1.34} = 5.96 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup> и  $U_{1.34}^{sat} = 2.49$  Дж/см<sup>2</sup>. Для кристалла  $YAG:V^{3+}$  были заданы следующие значения параметров для  $\lambda = 1.34$  мкм [21]: сечение поглощения  $\sigma_q = 7.2 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup>, время жизни верхнего уровня  $\tau_q = 22$  нс, плотность энергии насыщения поглощения  $U_q = 0.02$  Дж/см<sup>2</sup>. Основным параметром, определяющим процесс развития ОВФ-генерации, является дифракционная эффективность решеток населенности. В случае записи решетки населенности  $i$ -м и  $j$ -м пересекающимися лазерными пучками при учете нелинейности коэффициента усиления активной среды дифракционная эффективность решетки [18]

$$\eta_{ij} = G \sinh^2[(\alpha - \alpha_{ij})L/4], \quad (1)$$

где  $L$  – длина активного лазерного элемента (АЛЭ);  $\alpha$  – коэффициент усиления, усредненный по длине АЛЭ;  $\alpha_{ij}$  – коэффициент усиления в максимуме интерференции  $i$ -го и  $j$ -го лазерных пучков, пересекающихся в АЛЭ;

$$G = \exp[(\alpha - \kappa)L] \quad (2)$$

– усиление за проход АЛЭ;  $\kappa$  – коэффициент вредных потерь в АЛЭ.

В настоящей работе для учета УСИ на  $\lambda = 1.06$  мкм мы модифицируем разработанную ранее модель [19] следующим образом. Интенсивность УСИ на длине волны основного лазерного перехода находится как [20]

$$I_{1.06} \approx \frac{\Omega}{4\sqrt{\pi^3}} \frac{U_{1.06}^{sat}}{\tau} \frac{(G_{1.06} - 1)^{3/2}}{(G_{1.06} \ln G_{1.06})^{1/2}}, \quad (3)$$

где  $G_{1.06} = \exp(\alpha L \sigma_{1.06} / \sigma_{1.34} - \kappa L)$  – усиление за проход АЛЭ на  $\lambda = 1.06$  мкм;  $\Omega \approx \pi d^2 / (4L^2)$  – телесный угол, под которым виден выходной торец АЛЭ из центра входного торца ( $d = 6.3$  мм и  $L = 13$  см – диаметр и длина АЛЭ);  $\tau$  – время жизни возбужденного лазерного уровня. Здесь учитывается, что все зеркала, формирующие ход лучей в петлевом ОВФ-резонаторе, являются высокоотражающими на  $\lambda = 1.34$  мкм, но имеют высокое пропускание на  $\lambda = 1.06$  мкм, т. е. спонтанное излучение на  $\lambda = 1.06$  мкм усиливается только на одном проходе АЛЭ, а далее селективируется зеркалами.

С учетом УСИ на основном переходе, снижающего коэффициенты усиления  $\alpha$  и  $\alpha_{ij}$ , кинетика генерации на

неосновном переходе может быть описана скорректированными уравнениями

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\sigma_{1.34} N_{ions} I_p / I_p^{sat} - \alpha}{\tau} - \frac{\alpha}{U_{1.34}^{sat}} \left( \sum_i I_i + \frac{U_{1.34}^{sat}}{U_{1.06}^{sat}} I_{1.06} \right), \quad (4)$$

$$\frac{d\alpha_{ij}}{dt} = \frac{\sigma_{1.34} N_{ions} I_p / I_p^{sat} - \alpha_{ij}}{\tau} - \frac{\alpha_{ij}}{U_{1.34}^{sat}} \left( \sum_i I_i + 2\sqrt{I_i I_j} + \frac{U_{1.34}^{sat}}{U_{1.06}^{sat}} I_{1.06} \right), \quad (5)$$

где  $I_{1.06}$  определяется по формуле (3);  $\sigma_{1.34} N_{ions} I_p / I_p^{sat} = \alpha_0$  – предельный коэффициент усиления АЛЭ в отсутствие лазерного излучения;  $N_{ions}$  – концентрация активных ионов;  $I_p$  – эффективная интенсивность накачки [22];  $I_p^{sat} = \hbar\omega_p / (\sigma_{abs} \tau)$  – интенсивность насыщения поглощения на длине волны накачки  $0.808$  мкм ( $I_p^{sat} = 16$  кВт/см<sup>2</sup> для кристалла  $YAG:Nd^{3+}$ );  $\hbar\omega_p$  – энергия фотона на  $\lambda_p = 0.808$  мкм;  $\sigma_{abs} = 6.7 \times 10^{-20}$  см<sup>2</sup> – сечение поглощения  $Nd^{3+}$  на  $\lambda_p = 0.808$  мкм;  $\tau = 230$  мкс для кристалла  $YAG:Nd^{3+}$  с концентрацией активных ионов  $N_{ions} = 1$  ат.%;  $I_i$  – интенсивности излучения лазерных пучков, вступающих в многопучковое взаимодействие в АЛЭ. Настоящие кинетические уравнения отличаются от исходных в [19] наличием последних слагаемых (в каждом уравнении), описывающих насыщение усиления под действием УСИ.

Мы провели сравнительное исследование кинетики генерации в лазерах с двух-, трех- и четырехпетлевым резонатором на  $\lambda = 1.34$  мкм при одинаковой интенсивности накачки  $I_p = 1.8$  кВт/см<sup>2</sup> и начальном пропускании ПЛЗ  $T_0 = 40\%$  как без учета, так и с учетом УСИ на  $\lambda = 1.06$  мкм. Результаты расчетов представлены на рис.1.

Из рис.1 видно, что УСИ приводит к полному срыву генерации в двухпетлевом резонаторе, несмотря на большую интенсивность накачки (рис.1,б). При увеличении числа петель обратной связи резонатора до трех наблюдается развитие стабильной генерации (рис.1,г), а в случае четырехпетлевого лазера влияние УСИ уже слабо сказывается на характеристиках генерации (рис.1,е). Это может быть обусловлено тем, что отрицательное действие УСИ приводит к уменьшению коэффициента усиления на длине волны неосновного перехода, снижая при этом дифракционную эффективность решеток населенности (1) и повышая порог ОВФ-генерации.

На рис.2 представлены расчетные зависимости пороговой интенсивности накачки от начального пропускания ПЛЗ для двух-, трех- и четырехпетлевого резонатора без учета и с учетом усиленного спонтанного излучения при изменении начального пропускания ПЛЗ от 30% до 80%. Пороговая интенсивность накачки определялась из условия достижения порога генерации  $G_{res} = 1$ , где  $G_{res}$  – изменение интенсивности генерируемого излучения за полный обход резонатора [23], определяемое при учете записи и считывания всех решеток населенности:

$$G_{res} = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \eta_{ij} (GT)^{i-j-1}. \quad (6)$$

Здесь  $T$  – пропускание за проход ПЛЗ;  $n$  – общее число взаимодействующих волн,  $i \neq j$ .

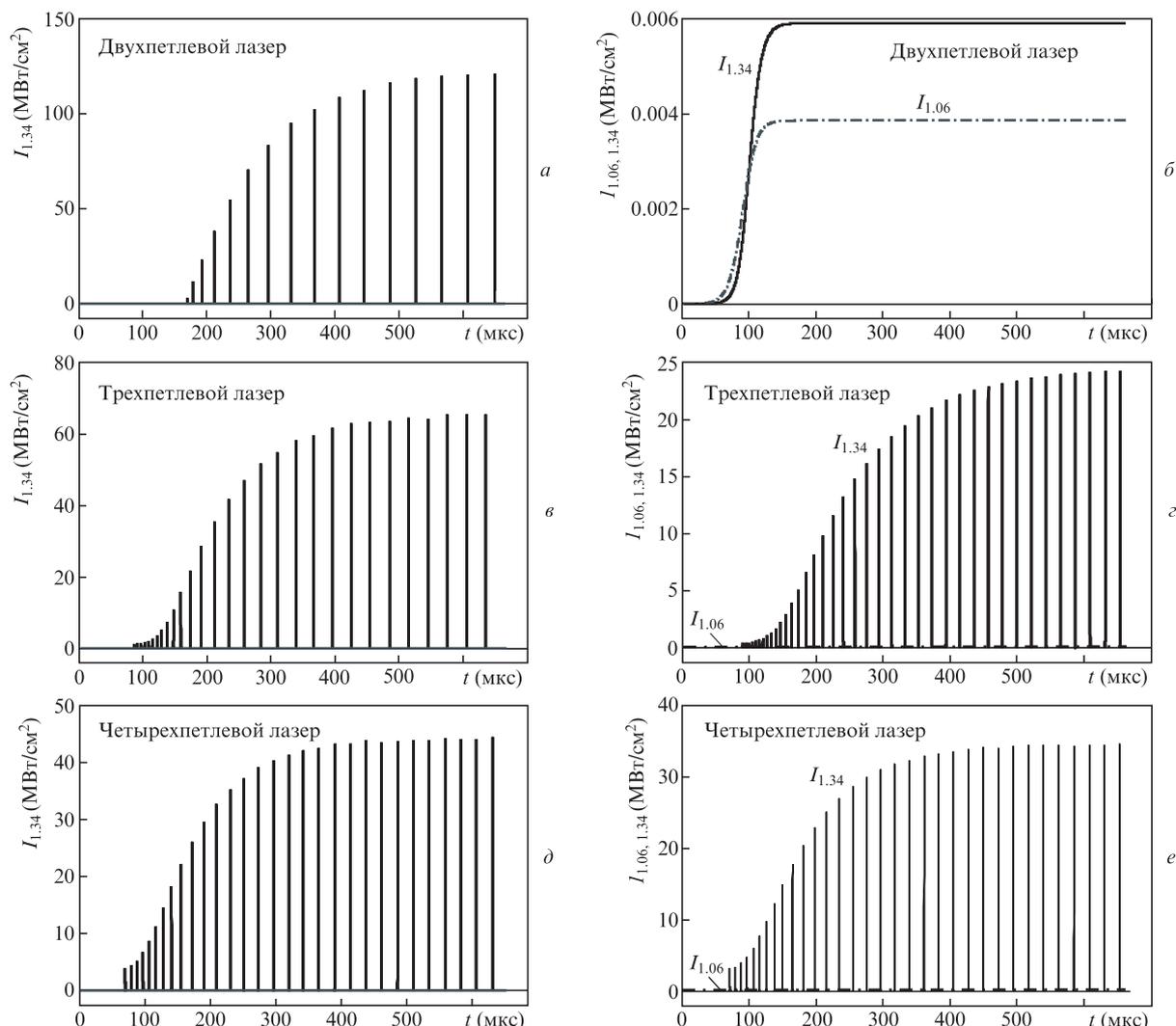


Рис.1. Результаты расчета кинетики генерации многопетлевых лазеров при интенсивности накачки  $I_p = 1.8 \text{ кВт/см}^2$  и начальном пропускании ПЛЗ  $T_0 = 40\%$  без учета (а, в, д) и с учетом (б, г, е) усиленного спонтанного излучения в двухпетлевом (а, б), трехпетлевом (в, г) и четырехпетлевом (д, е) лазерах.

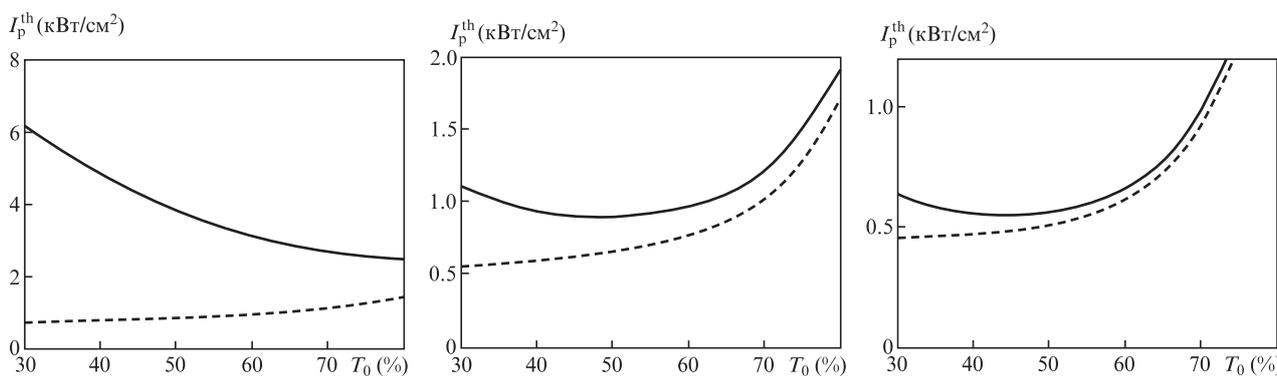


Рис.2. Расчетные зависимости пороговой интенсивности накачки от начального пропускания ПЛЗ для двух-, трех- и четырехпетлевого ОВФ-лазеров без учета (штриховые кривые) и с учетом (сплошные кривые) усиленного спонтанного излучения.

Из рис.2 следует, что, если не учитывать УСИ, уменьшение начального пропускания ПЛЗ в указанном диапазоне приводит к снижению порога генерации. Это качественно повторяет результаты исследования генерации на основном переходе [24] и объясняется тем, что оптически плотный затвор обеспечивает снижение различия интенсивностей волн, вступающих в четырехволновое взаимо-

действие в активной среде, которое приводит к увеличению контраста решеток населенности и дифракционной эффективности ОВФ-зеркала в активной среде лазера. Учет УСИ усложняет ситуацию. Наблюдается оптимальное начальное пропускание ПЛЗ, соответствующее минимуму порога генерации, которое уменьшается при увеличении числа петель обратной связи резонатора. Наличие

оптимума связано с тем, что использование оптически плотного ПЛЗ для излучения на  $\lambda = 1.34$  мкм, создающего высокие потери на начальном этапе генерации, оказывается невыгодным из-за усиления вредного влияния УСИ на  $\lambda = 1.06$  мкм, а при использовании ПЛЗ с высоким начальным пропусканием не происходит повышения контраста решеток населенности и дифракционной эффективности ОВФ-зеркала в активной среде.

Таким образом, результаты математического моделирования указывают на то, что для получения ОВФ-генерации на неосновном переходе  $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$  необходимо увеличивать интенсивность поля в активной среде на  $\lambda = 1.34$  мкм. Для этого число петель обратной связи резонатора должно составлять не менее трех, чтобы предотвратить срыв генерации из-за вредного влияния УСИ. Для получения модулированного излучения с помощью ПЛЗ его начальное пропускание целесообразнее выбирать из условия минимального порога генерации.

### 3. Экспериментальная часть

Оптическая схема экспериментальной лазерной установки представлена на рис.3. С целью подавления УСИ на  $\lambda = 1.06$  мкм использовали трехпетлевую схему резонатора (восьмипучковое взаимодействие в каждом АЛЭ), ход лучей в которой формируется с помощью спектрально-селективных дихроичных зеркал, полностью отражающих излучение на  $\lambda = 1.34$  мкм ( $R_{1.34} > 0.99$ ) и пропускающих на  $\lambda = 1.06$  мкм ( $T_{1.06} > 0.96$ ).

В качестве активных лазерных элементов использовались два одинаковых кристалла  $YAG:Nd^{3+}$  (диаметр 6.3 мм, длина 130 мм), накачиваемых криптоновыми лампами КДНП-6/120А. Источником питания служил промышленный четырехканальный блок питания ГНД-13 технологического лазера ЛТИ-130, позволяющий изменять частоту следования импульсов накачки от 1 до 30 Гц при длительности импульса 400 мкс на полувысоте (емкость накопительных конденсаторов 100 мкФ) и энергии импульса до 72 Дж на одну лампу. Для реализации режима пассивной модуляции добротности использовались ПЛЗ на основе кристаллов  $YAG:V^{3+}$  с начальными пропусканиями  $T_0 = 47\%, 59\%, 74\%$  и  $84\%$ .

Наилучшие результаты были получены при использовании ПЛЗ с  $T_0 = 74\%$ , для которого пороговая энергия накачки составила около 30 Дж. Это в 1.5 раза больше порогового значения 20 Дж, полученного в режиме свободной генерации в отсутствие ПЛЗ (рис.3), но меньше, чем с другими ПЛЗ ( $T_0 = 47\%, 59\%$  и  $84\%$ ), для которых пороговое значение составило 35 Дж и выше. Эти данные

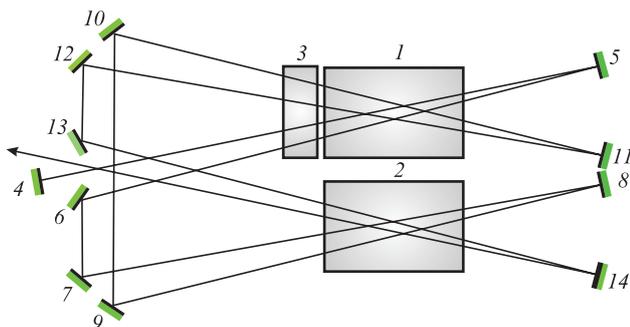


Рис.3. Оптическая схема экспериментальной установки: 1, 2 – АЛЭ  $YAG:Nd^{3+}$ ; 3 – ПЛЗ  $YAG:V^{3+}$ ; 4–14 – зеркала резонатора.

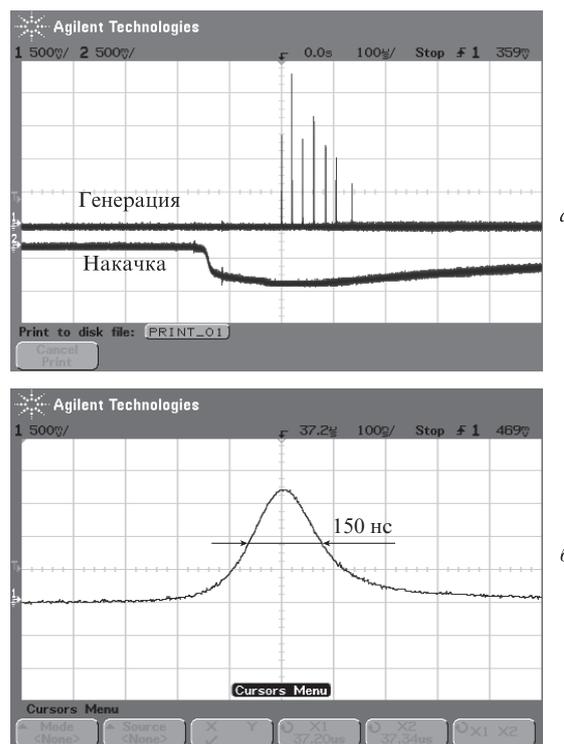


Рис.4. Осциллограммы цуга импульсов (а) и отдельного импульса (б) генерации при использовании ПЛЗ с  $T_0 = 74\%$ ; энергия импульсов накачки 72 Дж, частота их следования 2 Гц.

согласуются с результатами численного моделирования и показывают, что из всех ПЛЗ в данной схеме лазера кристалл с  $T_0 = 74\%$  является оптимальным для получения режима пассивной модуляции добротности ОВФ-резонатора. Для данного ПЛЗ при максимальной энергии импульсов накачки 72 Дж и частоте их следования 2 Гц генерировался цуг из семи лазерных импульсов с общей энергией 250 мДж при энергии отдельного импульса около 36 мДж и средней мощности излучения 0.5 Вт.

На рис.4 приведены осциллограммы, полученные с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2А (для лазерного излучения) и фотодиода ФД-256 (для излучения накачки), подключенных к двухканальному осциллографу Agilent 546441А (350 МГц), а на рис.5 – зависимости энергии цуга импульсов и отдельного импульса в цуге от энергии импульса накачки от одной лампы, полученные с помощью измерителя энергии и мощности Ophir.

Из рис.4 видно, что генерация цуга модулированных импульсов для ПЛЗ с  $T_0 = 74\%$  развивается с задержкой около 150 мкс относительно начала импульса накачки. В случае свободной генерации этот интервал составил около 200 мкс, как и для остальных ПЛЗ. Задержка в развитии генерации может быть обусловлена тем, что коэффициент усиления  $\alpha_{1.34}$  почти в 5 раз меньше коэффициента усиления  $\alpha_{1.06}$ . Это требует накопления большей инверсной населенности в АЛЭ при данной скорости накачки для преодоления порога самоОВФ. Большая интенсивность волн, записывающих решетки в АЛЭ, приводит к уменьшению времени задержки при пассивной модуляции  $YAG:V^{3+}$ -ПЛЗ.

Как следует из рис.5, при частоте следования импульсов накачки 2 Гц линейная зависимость энергии цуга импульсов, энергии отдельного импульса в цуге и отсутствие насыщения указывают на возможность дальнейше-

го повышения энергетических параметров с увеличением энергии накачки. При этом эффективность модуляции добротности (энергия цуга 250 мДж) превышает 55% (энергия импульса свободной генерации 450 мДж). При частоте следования 5 Гц число лазерных импульсов в цуге сохранялось, однако наибольшая энергия цуга импульсов составила 195 мДж при энергии отдельного импульса 28 мДж. Средняя мощность лазерного излучения равнялась 1 Вт. При частоте следования импульсов 7 Гц и энергии импульса накачки менее 50 Дж наблюдается наиболее быстрый рост энергии цуга импульсов и отдельного импульса излучения, что может быть связано с положительным действием термолинзы, которая обеспечивает подфокусировку пучков и способствует созданию оптимальных термооптических условий для формирования динамического ОВФ-резонатора. При этом средняя мощность лазерного излучения достигла 1.1 Вт. Энергия цуга из четырех лазерных импульсов составила 160 мДж при зарегистрированной максимальной энергии отдельного импульса 40 мДж. С увеличением энергии импульса накачки до 60 Дж средняя мощность лазерного излучения достигла максимального значения 1.3 Вт, число импульсов в цуге увеличилось до шести, а энергия отдельного импульса уменьшилась до 32 мДж. Как и в режиме свободной генерации, при частоте следования импульсов накачки 10 Гц увеличение энергии импульса сопровождалось воз-

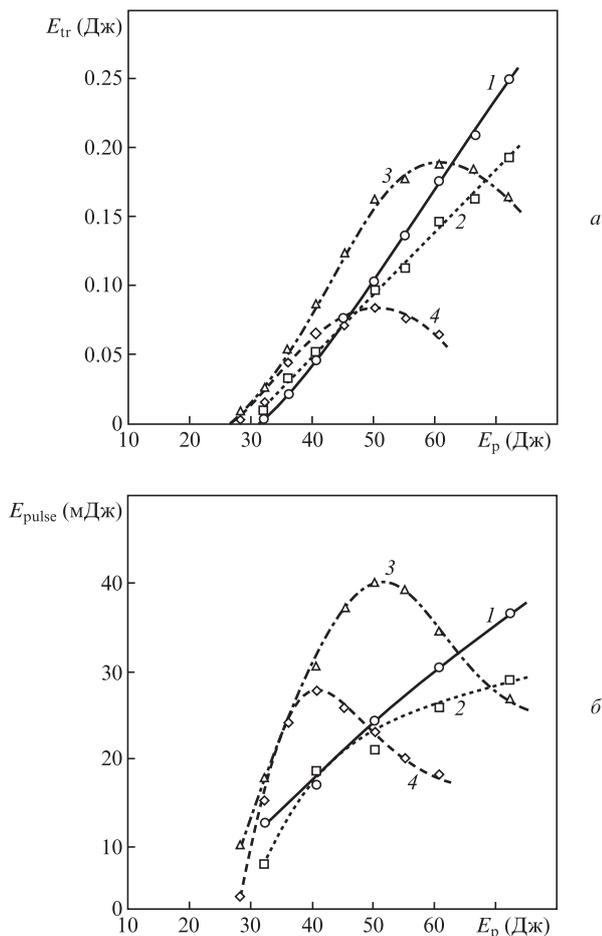


Рис.5. Зависимости энергии цуга импульсов (а) и отдельного импульса (б) от энергии накачки при частоте следования импульсов накачки  $f = 2$  (1), 5 (2), 7 (3) и 10 Гц (4) в случае использования ПЛЗ с  $T_0 = 74\%$ .

никновением anomalно сильной термолинзы, приводящей к быстрому срыву генерации.

Результаты измерения временных и пространственных параметров импульсов излучения в режиме пассивной модуляции добротности представлены на рис.6.

Как видно из рис.6,а, при увеличении энергии импульса накачки длительность импульсов уменьшается, что связано с ростом скорости процессов записи и стирания голографических решеток интенсивным внутрирезонаторным потоком излучения. При максимальной энергии импульсов накачки длительность лазерного импульса составила 150 нс при частоте следования импульсов накачки 2 Гц и 155 нс – при частоте 5 Гц. При этом временной профиль генерируемых импульсов был гладким (см. рис.4,б), что свидетельствует о режиме генерации, близком к одночастотному.

Расходимость и параметр качества излучения измерялись методом ножа Фуко при фокусировке излучения собирающей линзой с фокусным расстоянием 0.5 м (энергия импульса накачки 60.5 Дж, частота следования импульсов 5 Гц). Было установлено, что режим генерации является одномодовым с распределением интенсивности, близким к гауссову. Расходимость излучения в поперечном направлении вдоль осей  $x$  и  $y$  составила не более 0.7 мрад. Параметры качества таковы:  $M_x^2 = 1.2$ ,  $M_y^2 = 1.1$ .

Таким образом, теоретически обоснована и экспериментально реализована генерация YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера с открытым многопетлевым ОВФ-резонатором на голографических решетках населенности на длине волны не-

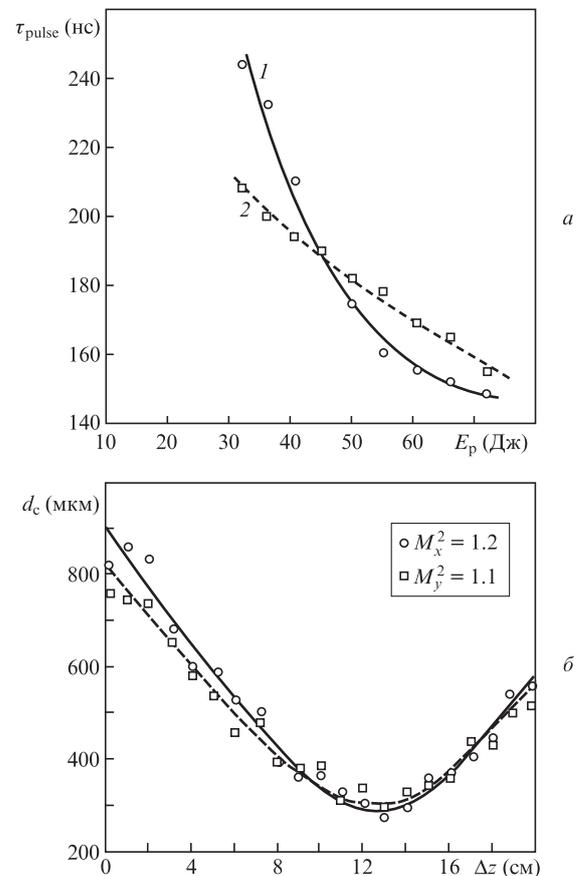


Рис.6. Зависимости длительности импульса при частоте следования импульсов накачки  $f = 2$  (1) и 5 Гц (2) (а) и распределение диаметров каустики пучка относительно фокуса линзы при использовании ПЛЗ с  $T_0 = 74\%$  (б).

основного перехода  $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$  иона  $Nd^{3+}$ . На основе численного моделирования определены условия эффективного подавления усиленного спонтанного излучения с длиной волны 1.06 мкм. Разработанная схема открытого многопетлевого ОВФ-резонатора на голографических решетках, записываемых в активной лазерной среде  $YAG:Nd^{3+}$ , позволила впервые получить генерацию на длине волны 1.34 мкм. В режиме свободной генерации максимальная энергия излучения составила 0.45 Дж, а средняя мощность лазерного излучения достигла 2 Вт. При пассивной модуляции добротности кристаллами  $YAG:V^{3+}$  с различными начальными пропусканиями обнаружено наличие оптимального начального пропускания пассивного лазерного затвора (74%), обеспечивающего генерацию цугов наиболее мощных повторяющихся импульсов излучения с энергией до 0.25 Дж в цуге из семи импульсов при энергии отдельного импульса до 36 мДж и длительности импульса 150 нс. Расходимость излучения составила 0.7 мрад при параметрах качества  $M_x^2 = 1.2$ ,  $M_y^2 = 1.1$ .

1. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. *Квантовая электроника*, **11**, 887 (1984).
2. Бельдюгин И.М., Золотарев М.В., Киреев С.Е., Одинцов А.И. *Квантовая электроника*, **13**, 825 (1986).
3. Бельдюгин И.М., Беренберг В.А., Васильев А.Е., Мочалов И.В., Петникова В.М., Петровский Г.Т., Харченко М.А., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 1142 (1989).
4. Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. *Opt. Lett.*, **20**, 1704 (1995).
5. Minassian A., Grofts G.J., Damzen M.J. *Opt. Lett.*, **22**, 697 (1997).
6. Басиев Т.Т., Федин А.В., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Кялбнева С.А. *Квантовая электроника*, **27**, 145 (1999).
7. Antipov O.L., Chausov D.V., Kuzhelev A.S., Vorob'ev V.A., Zinoviev A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 716 (2001).
8. Eremeykin O.N., Antipov O.L., Minassian A., Damzen M.J. *Opt. Lett.*, **29**, 2390 (2004).
9. Soulard A., Brignon S., Raby E., Durand R., Moncorge R. *Appl. Phys. B*, **106**, 295 (2012).
10. Zendzian W., Jabczynski J.K., Kaskow M., Gorajek L., Kwiatkowski J., Kopczynski K. *Opt. Lett.*, **37**, 2598 (2012).
11. Kaskow M., Zendzian W., Jabczynski J.K., Gorajek L., Kwiatkowski J., Piasecki M. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 115813 (2014).
12. Basiev T.T., Fedin A.V., Osiko V.V., Ruliov A.V. *Laser Phys.*, **11**, 807 (2001).
13. Antipov O.L., Eremeykin O.N., Ievlev A.V., Savikin A.P. *Opt. Express*, **12**, 4313 (2004).
14. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Ершков М.Н., Сметанин С.Н., Федин А.В., Бельков К.А., Борейшо А.С., Лебедев В.Ф. *Квантовая электроника*, **41**, 207 (2011).
15. Pogoda A.P., Lebedev V.F., Makarchuk P.S., Smetanin S.N., Boreysho A.S. *Opt. Memory Neural Networks (Inform. Opt.)*, **22**, 267 (2013).
16. Погода А.П., Сметанин С.Н., Ершков М.Н., Хахалин И.С., Лебедев В.Ф., Борейшо А.С. *Химическая физика*, **34**, 15 (2015).
17. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. *Лазеры на кристаллах и их применение* (М.: Рикел, Радио и связь, 1994).
18. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Smetanin S.N. *Laser Phys.*, **19**, 1117 (2009).
19. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **41**, 202 (2011).
20. Звелто О. *Принципы лазеров* (СПб.: Изд. «Лань», 2008).
21. Malyarevich A.M., Denisov I.A., Yumashev K.V., Mikhailov V.P., Conroy R.S., Sinclair B.D. *Appl. Phys. B*, **67**, 555 (1998).
22. Сметанин С.Н. *Квантовая электроника*, **43**, 37 (2013).
23. Sillard P., Brignon A., Huignard J.-P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34** (3), 465 (1998).
24. Ершков М.Н., Солохин С.А., Сметанин С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **119**, 520 (2015).