

# Применение лазера на центрах окраски в кристалле LiF для накачки активной среды YAG:Yb

Т.Т.Басиев, Н.Е.Быковский, В.А.Конюшкин, Ю.В.Сенатский

*Для накачки Yb:YAG-лазера с 20%-ной концентрацией активатора применен лазер на центрах окраски LiF: F<sub>2</sub><sup>+</sup>, излучавший в спектральном диапазоне 0.89–0.95 мкм. В малых объемах оптически плотной активной среды YAG:Yb удалось перевести на метастабильный уровень иттербия <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> до 10% от общего числа ионов активатора, что соответствует запасенной в среде плотности энергии 30 Дж/см<sup>3</sup>. Получена генерация наносекундных импульсов на переходах между штарковскими компонентами уровней <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> и <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> ионов Yb<sup>3+</sup> на длинах волн около 1.03 и 1.05 мкм. Обсуждается возможность применения кристаллов и керамики YAG:Yb в качестве активной среды мощного лазер-драйвера для экспериментов по лазерному термоядерному синтезу.*

**Ключевые слова:** лазер накачки на центрах окраски, Yb:YAG-лазер.

## 1. Введение

Одной из интересных задач в области твердотельных лазеров является разработка активных сред для создания лазера импульсно-периодического режима с уровнем энергии порядка мегаджоуля, который мог бы использоваться в исследованиях по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) и в перспективе – в качестве лазера-драйвера будущего термоядерного реактора [1–3]. Источниками накачки рабочей среды драйвера должны быть полупроводниковые диоды с КПД не менее 10% [1–3]. Основной проблемой применения в драйвере лазерных стекол является их низкая по сравнению с кристаллами теплопроводность. Использование кристаллов в мощном лазере до сих пор сдерживалось сложностью изготовления активных элементов больших размеров, необходимых для усиления коротких ( $10^{-8}$  –  $10^{-12}$  с) импульсов с большой энергией. Новые возможности открылись в связи с появлением керамических лазерных сред [4, 5]. Оптическая однородность лазерной керамики не уступает монокристаллам, а по размерам активные элементы из керамики могут значительно превышать их [5].

В работах [1–3, 6] проведено сопоставление свойств лазерных стекол, кристаллов и керамики по ряду параметров, определяющих возможность их использования в лазере-драйвере. В качестве активаторов для рабочей среды драйвера рассматривались ионы Nd<sup>3+</sup> и Yb<sup>3+</sup> с лазерными переходами в области длин волн  $\lambda \approx 1$  мкм. Показано, что для драйвера могут быть использованы активированные иттербием кристаллы [2, 6–10]. По

совокупности параметров наряду с известным анизотропным кристаллом S-FAP:Yb [2, 8, 9] перспективными представляются кристаллы с кубической симметрией, на основе которых изготавливаются и керамические лазерные элементы [4–6]. Одним из таких кристаллов является YAG:Yb с теплопроводностью в 6 раз выше, чем у S-FAP:Yb [8]. Активная среда YAG:Yb достаточно интенсивно исследуется в ряде лабораторий [10, 11].

Создание полномасштабных модулей драйвера – дорогостоящая задача. В настоящее время создаются макеты драйвера – лазерные установки на стекле и кристаллах с энергией излучения 10–100 Дж при частоте повторения импульсов 10 Гц с полупроводниковой накачкой [9, 10, 12]. В то же время, исследования по активным средам для драйвера можно проводить и в модельных экспериментах: в режиме однократных лазерных вспышек, на небольших образцах. Для их накачки наряду с полупроводниковыми диодами могут применяться источники других видов. В работах [11, 13, 14] накачка в полосы поглощения Yb<sup>3+</sup> в спектральной области около 0.9 мкм осуществлялась лазерами на кристаллах LiSAF:Cr, Ti:сапфир, YAG:Nd. В настоящей работе для накачки оптически плотных образцов кристалла YAG:Yb с 20%-ной концентрацией активатора использован лазер на центрах окраски в кристалле LiF [15, 16]. Сообщается о получении в активной среде YAG:Yb наносекундных импульсов генерации в диапазонах длин волн около 1.03 и 1.05 мкм. Обсуждается возможность применения кристаллов и керамики YAG:Yb в качестве активной среды лазера-драйвера.

## 2. Активная среда на основе кристалла YAG:Yb

Иттербиевый лазер на кристалле граната работает при комнатной температуре по квазитрехуровневой схеме на переходах между штарковскими компонентами метастабильного, <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>, и основного, <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub>, уровней. Ос-

Т.Т.Басиев, В.А.Конюшкин. Научный центр лазерных материалов и технологий Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Н.Е.Быковский, Ю.В.Сенатский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 26 апреля 2004 г., после доработки – 12 июля 2004 г.

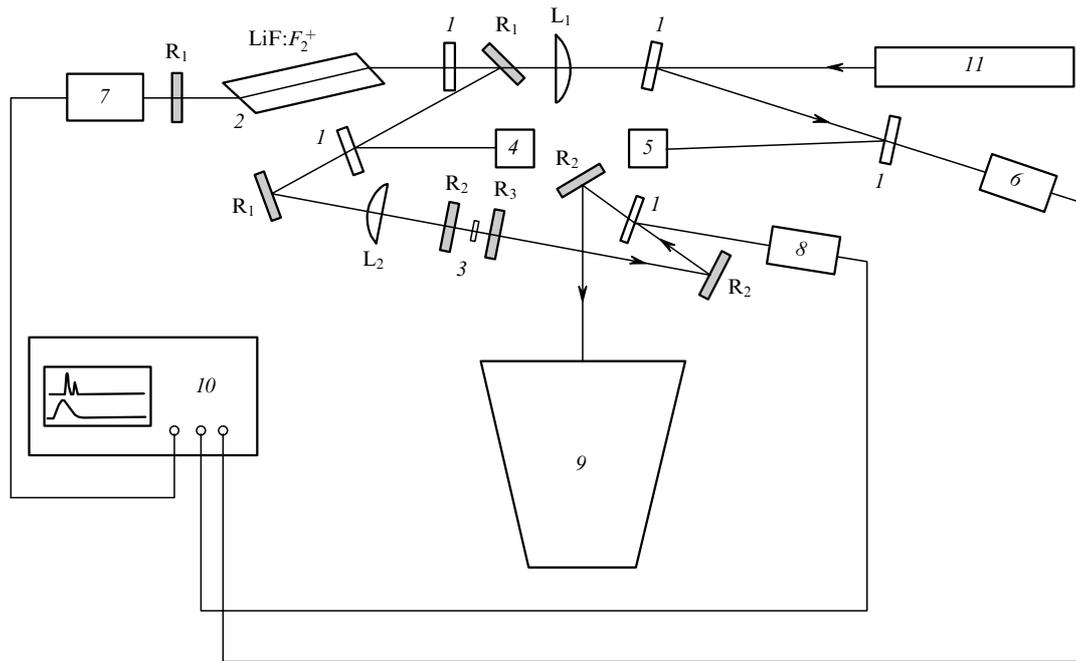


Рис.1. Схема эксперимента:

$R_1, R_2, R_3$  – зеркала с селективным отражением;  $L_1, L_2$  – линзы; 1 – пластинки из стекла; 2, 3 – активные элементы из кристаллов  $\text{LiF}:F_2^+$  и  $\text{YAG}:\text{Yb}$ ; 4, 5 – калориметры; 6–8 – фотоэлементы; 9 – спектрограф СТЭ-1; 10 – осциллограф; 11 – рубиновый лазер.

новым лазерным переходом с  $\lambda \approx 1.03$  мкм является переход между компонентами уровней  ${}^2F_{5/2}$  и  ${}^2F_{7/2}$  с энергиями  $10327$  и  $612$   $\text{см}^{-1}$  [8, 17]. Известен также переход с  $\lambda \approx 1.05$  мкм с уровня  ${}^2F_{5/2}$  на компоненту уровня  ${}^2F_{7/2}$  с энергией  $785$   $\text{см}^{-1}$  [11, 14]. При комнатной температуре населенности нижних уровней переходов с  $\lambda \approx 1.03$  и  $\lambda \approx 1.05$  мкм составляют  $N_{612} \approx 0.046N_0$  и  $N_{785} \approx 0.02N_0$ , где  $N_0$  – концентрация иттербия [8]. С тепловой населенностью связано заметное поглощение в  $\text{YAG}:\text{Yb}$  на  $\lambda \approx 1.03$  мкм. Плотность мощности насыщения поглощения на переходе накачки с  $\lambda \approx 0.94$  мкм составляет  $I_s \approx 28$   $\text{кВт}/\text{см}^2$ ,  $I_s \sim h\nu_p/(\sigma_p\tau)$  [8, 17]. (Здесь  $h\nu_p$  и  $\sigma_p$  – энергия кванта и эффективное сечение перехода в полосе накачки соответственно,  $\tau$  – время жизни возбужденных ионов.) Умеренное значение сечения перехода на  $\lambda \approx 1.03$  мкм ( $2.3 \times 10^{-20}$   $\text{см}^2$ ) и  $\tau \approx 1$  мс способствуют накоплению при накачке в среде  $\text{YAG}:\text{Yb}$  значительной энергии. Для эффективного сема инверсии требуется плотность энергии излучения до  $9$ – $10$   $\text{Дж}/\text{см}^2$  [8, 10, 17]. Оптическая прочность кристаллов и керамики  $\text{YAG}$  для наносекундных импульсов (более  $20$   $\text{Дж}/\text{см}^2$  [8, 18, 19]) позволяет использовать такую плотность энергии. В то же время, достаточно высокое значение нелинейного показателя преломления в гранате,  $n_2 \approx 2.7 \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ [6], ограничивает плотность энергии лазерного излучения.

Важной характеристикой кристалла  $\text{YAG}:\text{Yb}$  является возможность использования в этой среде высоких концентраций активатора (вплоть до  $60\%$ ) практически без уменьшения времени жизни  $\tau$  [20]. При  $100\%$ -ной концентрации  $\tau$  уменьшается всего в  $2$  раза [8]. В наших экспериментах использовались активные элементы из кристалла  $\text{YAG}:\text{Yb}$  с  $\sim 20\%$ -ной концентрацией иттербия в виде пластинок с поперечными размерами  $8 \times 8$  мм и толщиной  $L = 1$ – $2$  мм. При  $N_0 \approx 2.9 \times 10^{21}$   $\text{см}^{-3}$  оптическая плотность пластинки с  $L = 2$  мм для  $\lambda \approx 0.94$  мкм достигала четырех.

### 3. Лазер накачки на центрах окраски в кристалле LiF

Для накачки в полосы поглощения  $\text{YAG}:\text{Yb}$  был использован лазер на центрах окраски  $\text{LiF}:F_2^+$ . Возможная область генерации этого лазера простирается от  $0.83$  до  $1.1$  мкм [15], перекрывая все полосы поглощения в кристалле  $\text{YAG}:\text{Yb}$ . В конкретной экспериментальной схеме фактическая область генерации лазера на центрах окраски зависит от селективных свойств резонатора и обычно занимает только часть указанного диапазона длин волн. Схема эксперимента представлена на рис.1. Кристалл  $\text{LiF}:F_2^+$  с размерами  $6 \times 20 \times 40$  мм устанавливался в резонаторе, образованном плоским зеркалом  $R_1$  (коэффициент отражения  $100\%$  в области  $0.9$  мкм и  $13\%$  в области  $0.7$  мкм) и стеклянной плоскопараллельной пластинкой. Накачка кристалла  $\text{LiF}:F_2^+$  производилась через эту пластинку рубиновым лазером в режиме одиночных вспышек с энергией импульса до  $1$  Дж и длительностью  $\sim 30$  нс. Излучение с  $\lambda = 0.694$  мкм фокусировалось в объем кристалла  $\text{LiF}:F_2^+$  линзой  $L_1$  с фокусным расстоянием  $F_1 \approx 500$  мм. Излучение лазера на центрах окраски фокусировалось линзой  $L_2$  с  $F_2 \approx 120$  мм на активный элемент из  $\text{YAG}:\text{Yb}$  в виде плоскопараллельной пластинки. Пластинка устанавливалась в резонаторе с селективными зеркалами  $R_2$  и  $R_3$ . Коэффициент пропускания зеркала  $R_2$  в области  $0.9$  мкм был равен  $87\%$ , а его коэффициент отражения в области  $\lambda \approx 1.0$  мкм составлял  $\sim 100\%$ . Коэффициент пропускания зеркала  $R_3$  на  $\lambda \approx 1.0$  мкм был равен  $10\%$ . Это зеркало возвращало  $\sim 30\%$  непоглотившегося в  $\text{YAG}:\text{Yb}$  излучения накачки обратно в кристалл. Ось резонатора иттербиевого лазера ориентировалась вдоль оси лазера на центрах окраски.

Временная форма импульсов рубинового лазера, лазера на центрах окраски и иттербиевого лазера регистрировалась на двухлучевом осциллографе с помощью фо-

тоэлементов ФД. Энергия импульсов измерялась калориметрами. Спектральный состав излучения анализировался с помощью спектрографа СТЭ-1, настроенного на ближнюю ИК область спектра. Лазер на центрах окраски излучал импульсы с длительностью 20–30 нс и энергией от 100 до 150 мДж, в зависимости от поглощенной энергии рубинового лазера. Форма импульсов в основном повторяла форму импульсов рубинового лазера (рис. 2, а). Спектрограмма излучения лазера на  $\text{LiF:F}_2^+$  представлена на рис. 2, б. В качестве меток длины волны на спектрограмму наложены линии аргоновой спектральной лампы. Генерация этого лазера происходила в области от 0.89 до 0.95 мкм. Таким образом, накачка кристалла  $\text{YAG:Yb}$  происходила в основном в коротковолновую полосу поглощения иттербия. Лишь часть энергии лазера на центрах окраски попадала в полосу поглощения около 0.94 мкм. В пластинке толщиной 2 мм из  $\text{YAG:Yb}$  поглощалось более 80 % излучения накачки.

Расходимость пучка излучения лазера на  $\text{LiF:F}_2^+$  была  $(2-3) \times 10^{-3}$  рад, размер пятна фокусировки  $d_p \approx 300$  мкм. Плотность мощности  $I_p$ , необходимую для просветления среды длиной  $L$ , можно оценить как

$$I_p > I_s(\alpha_p L)(\tau/t_p), \quad (1)$$

где  $\alpha_p$  – коэффициент поглощения, а  $t_p$  – длительность импульса накачки [17]. При подстановке в (1) значений  $L = 0.2$  см,  $\alpha_p = \sigma_p N_0 \approx 21$  см $^{-1}$ ,  $I_s = 28$  кВт/см $^2$ ,  $t_p \approx 25$  нс получаем  $I_p \approx 4$  ГВт/см $^2$ . Оценка плотности энергии накачки  $E_p$ , необходимой для просветления пластины с  $L = 0.2$  см, дает  $E_p \geq 130$  Дж/см $^2$ . Таким образом, для полного просветления образца  $\text{YAG:Yb}$  толщиной 2 мм требовались плотности энергии и мощности накачки, превышавшие порог лучевой стойкости материала.

Плотность энергии на образцах можно было изменять, перемещая их вдоль оси сфокусированного пучка накачки. Как показал эксперимент, энергия  $\text{LiF:F}_2^+$ -лазера, поступающая на образцы, была достаточна для час-

тичного их просветления в полосе накачки. Потери на поглощение в пластинках на переходах 1.03 и 1.05 мкм при накачке компенсировались полностью. В некоторых экспериментах плотность энергии накачки превышала порог повреждения кристалла  $\text{YAG:Yb}$ . Наблюдались, как правило, локальные повреждения входных (по отношению к накачке) поверхностей пластинок и прилегающего объема среды.

#### 4. Генерация активной среды $\text{YAG:Yb}$ при накачке лазером на центрах окраски

Генерация в среде  $\text{YAG:Yb}$  была получена в пластинках толщиной 1 и 2 мм, как с просветленными, так и с непросветленными торцами. Наибольшее число экспериментов проведено с пластинкой толщиной 2 мм без просветляющих покрытий. Пластинка ориентировалась параллельно зеркалам резонатора, база резонатора составляла 20 мм. Приводимые ниже данные по генерации иттербиевого лазера относятся именно к этому случаю. Накачка пластинок из  $\text{YAG:Yb}$  осуществлялась однократными импульсами лазера на  $\text{LiF:F}_2^+$ , эксперименты проводились при комнатной температуре.

Лазер на кристалле  $\text{YAG:Yb}$  работал в режиме с так называемым быстрым включением усиления на рабочем переходе с помощью короткого импульса накачки [21]. Поскольку время релаксации возбуждения по близко расположенным штарковским компонентам уровня  $^2F_{5/2}$  в  $\text{YAG:Yb}$  составляет  $\sim 10^{-12}$  с [8], то накопление частиц на метастабильном уровне происходило практически без запаздывания по отношению к накачке.

Регистрация формы и длительности импульсов генерации, а также спектрального состава излучения проводилась для нескольких положений лазера на  $\text{YAG:Yb}$  на оси сфокусированного пучка накачки. Поперечный размер области генерации  $d_{\text{las}}$  был меньше, чем размер области накачки  $d_p$ . Это связано, по-видимому, с неоднородным распределением интенсивности по сечению пучка накачки. При размещении лазера на  $\text{YAG:Yb}$  вблизи фокуса линзы  $L_2$  размер  $d_{\text{las}} \approx 100$  мкм, а энергия генерации достигала 0.5 мДж. При этом населенность метастабильного уровня  $N_m$  в канале генерации, по оценкам, могла превышать  $3 \times 10^{20}$  см $^{-3}$ , что соответствовало переводу на этот уровень 10 % ионов  $\text{Yb}$  и запасаемой энергии  $\varepsilon > 30$  Дж/см $^3$ . Оценка  $N_m$  и  $\varepsilon$  из условия самовозбуждения одномодовой генерации на переходе 1.03 мкм приводит к близким значениям.

Наблюдалась перестройка области генерации при перемещении лазера на  $\text{YAG:Yb}$  вдоль оси сфокусированного пучка накачки. Энергия накачки ( $\sim 60$  мДж), поступающая на кристалл, поддерживалась на одном уровне, но плотность энергии на образце при его перемещении могла меняться почти на порядок. Осциллограммы генерации иттербиевого лазера при различных  $\Delta l$  – расстояниях пластинки от фокуса – приведены на рис. 3, 4 вместе с импульсами накачки (предшествуют импульсам генерации). Вдали от фокуса, при  $\Delta l > 20$  мм, генерация  $\text{YAG:Yb}$  отсутствовала. С ростом интенсивности накачки, начиная с  $\Delta l = 15-20$  мм, возникала генерация в области 1.05 мкм (рис. 3, а), длительность импульсов была приблизительно равна 50 нс, время задержки составляло до 1.2 мкс относительно накачки. При  $\Delta l = 5-7$  мм наблюдалась генерация сразу на двух переходах, около 1.03 и 1.05 мкм (рис. 3, б). Наконец, при  $0 < \Delta l < 5$  мм

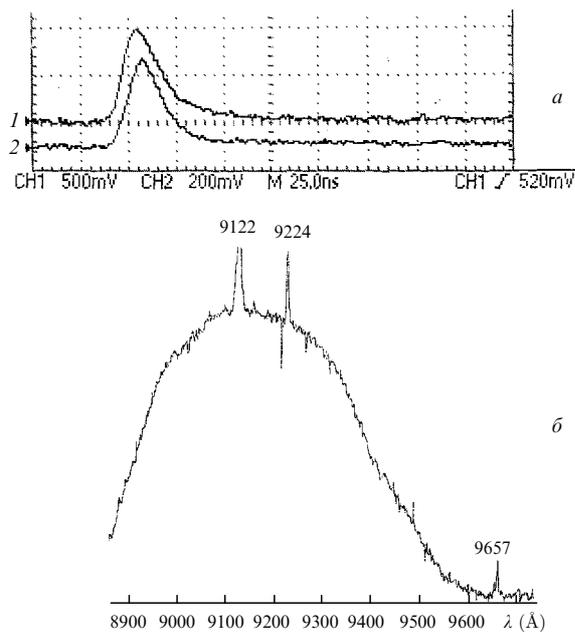


Рис. 2. Осциллограммы импульсов рубинового лазера (1) и лазера на центрах окраски (2) (а) и денситограмма спектра генерации лазера на кристалле  $\text{LiF:F}_2^+$  с реперными линиями аргоновой спектральной лампы (б).

генерация происходила только на переходе около 1.03 мкм (рис.3,в, 4). Вблизи от фокуса,  $\Delta l \approx 1$  мм, наблюдались наиболее короткие импульсы, возникавшие в максимуме или на заднем фронте импульса накачки (рис.3,в). Длительность этих импульсов (4–5 нс) ограничивалась полосой пропускания тракта регистрации. В области  $\Delta l = 2 - 4$  мм длительность импульсов (5–15 нс) и их задержка (150–500 нс) увеличивались (рис.4). Из-за рассогласования элементов тракта регистрации наблюдались небольшие искажения профиля на задних фронтах импульсов (рис.3, 4).

Контроль спектрального состава генерации производился в каждой вспышке с помощью электронно-оптического преобразователя, установленного в кассетной части спектрографа. Фотографирование спектров осуществлялось на инфракрасную фотопленку или с экрана преобразователя. В спектрах генерации на обоих переходах обычно наблюдались несколько отдельных линий (продольных мод генерации). Подобные спектры Yb:YAG-лазера в режиме свободной генерации были зарегистрированы в [14] и обусловлены селективными свойствами резонатора.

Переключения области генерации Yb:YAG-лазера можно объяснить, принимая во внимание значения сечений лазерных переходов 1.03 и 1.05 мкм и уровень потерь на поглощение в YAG:Yb для этих длин волн. Сечение сильного перехода на 1.03 мкм почти в 8 раз превосходит сечение слабого перехода на 1.05 мкм ( $\sigma_{1.05} \approx 3 \times 10^{-21}$  см<sup>2</sup>) [22]. Но из-за разницы в населенностях нижних уровней этих переходов с энергиями 612 и 785 см<sup>-1</sup> потери на поглощение в YAG:Yb на  $\lambda \approx 1.05$  мкм существенно меньше, чем на  $\lambda \approx 1.03$  мкм. При  $N_0 \approx 2.9 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> коэффициенты поглощения на этих длинах волн при комнатной температуре равны  $\sim 0.17$  см<sup>-1</sup> и  $\sim 3$  см<sup>-1</sup> соответственно. Картины генерации (рис.3, 4) соответствовали изменениям уровня инверсии и потерь на переходах 1.03 и 1.05 мкм при перемещениях образца YAG:Yb. Вблизи фокуса пучка накачки формировалась

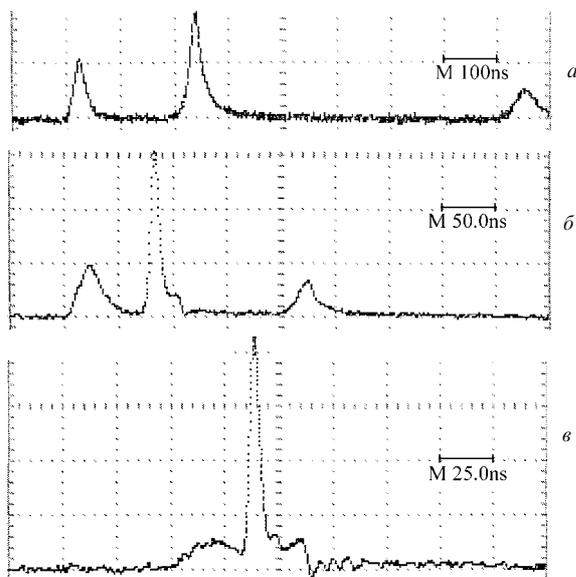


Рис.3. Осциллограммы импульсов генерации итербиевого лазера и импульсов накачки при различных положениях  $\Delta l$  кристалла YAG:Yb на оси сфокусированного пучка накачки: генерация в области 1.05 мкм при  $\Delta l \approx 15$  мм (а), генерация в области 1.03 и 1.05 мкм при  $\Delta l \approx 7$  мм (б), генерация в области 1.03 мкм при  $\Delta l \approx 1$  мм (в).

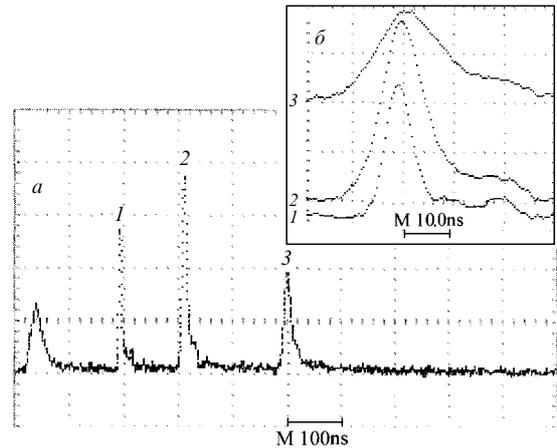


Рис.4. Осциллограмма последовательности импульсов генерации итербиевого лазера в области 1.03 мкм и импульса накачки при  $\Delta l \approx 4$  мм (масштаб – 100 нс на 1 деление) (а), осциллограммы отдельных импульсов (1, 2, 3) последовательности (масштаб – 10 нс на 1 деление) (б).

максимальная плотность инверсии и, одновременно, уменьшалось поглощение на переходе 1.03 мкм, в генераторе быстро (за  $10^{-9} - 10^{-8}$  с) развивался короткий (менее 5 нс) импульс излучения с  $\lambda \approx 1.03$  мкм (рис.3,в). Быстрый сброс инверсии на сильном переходе блокировал генерацию на слабом переходе. При меньшей интенсивности накачки ( $\Delta l = 5 - 7$  мм) плотность инверсии уменьшалась, потери в области 1.03 мкм нарастали, усиление (с учетом потерь) для длин волн 1.03 и 1.05 мкм выравнивалось, и наблюдалась одновременная генерация на обоих переходах (рис.3,б). Оценки показывают, что при комнатной температуре генерация на этих переходах может происходить одновременно при  $N_m \approx 0.05N_0$ . Размещение лазера на YAG:Yb на расстояниях  $\Delta l > 10$  мм от фокуса приводило к дальнейшему росту абсорбционных потерь и блокированию генерации  $\lambda \approx 1.03$  мкм. В этих условиях развивалась только генерация на переходе 1.05 мкм. Конкурентное развитие свободной генерации на переходах 1.03 и 1.05 мкм наблюдалось в [14]. Отметим, что при использовании пластины YAG:Yb толщиной 1 мм удавалось получать генерацию только на  $\lambda \approx 1.03$  мкм. Генерация на переходе 1.05 мкм в этом случае не возникала из-за недостаточного коэффициента усиления в среде.

Возникновение за один импульс накачки нескольких коротких импульсов генерации на  $\lambda \approx 1.03$  мкм с длительностями 5–15 нс при задержках относительно накачки до 500 нс (рис.4) требует дополнительного объяснения. В неодимовых лазерах с модулированной добротностью такого развития генерации не наблюдается. Возникновение этих импульсов в итербиевом лазере может быть связано с неравномерным распределением интенсивности накачки, которое способствовало образованию нескольких каналов генерации. Другой вероятной причиной появления таких импульсов может быть влияние тепловой релаксации среды на кинетику генерации итербиевого лазера, работающего, в отличие от неодимового лазера, по квазитрехуровневой схеме.

При фокусировке излучения накачки на кристалл YAG:Yb тепловыделение в области накачки могло приводить к значительному росту температуры среды. При этом могла увеличиваться населенность нижнего уровня рабочего перехода  $N_{612}$ . В этом случае для воз-

никновения генерации на метастабильном уровне должно было находиться уже не  $N_m \approx 0.046N_0$  (как при комнатной температуре), а большее число частиц. Например, при температуре  $T = 350$  К для превышения порога генерации необходима населенность метастабильного уровня  $N_m > 0.07N_0$ . Первый из наблюдавшихся импульсов генерации мог частично сбрасывать инверсию до порогового значения. Тепловая релаксация среды за время  $\tau_r \approx 10^{-7} - 10^{-6}$  с уменьшала населенность уровня  $N_{612}$ , а населенность уровня  $N_m$  при  $\tau_r \ll \tau$ , наоборот, возрастала за счет «притока» частиц с вышележащих штарковских компонент. В результате инверсия могла восстанавливаться, что и приводило к генерации следующего импульса. Этот процесс мог повторяться несколько раз, пока населенность уровней рабочего перехода не возвращалась к своему равновесному значению. Так, через сотни наносекунд после окончания накачки могли возникать короткие ( $\sim 10^{-8}$  с) импульсы генерации.

## 5. Заключение

В настоящей работе проведен демонстрационный эксперимент по накачке кристалла YAG:Yb излучением LiF:F<sub>2</sub><sup>+</sup>-лазера. Полученные данные позволяют говорить об эффективности применения лазера на центрах окраски для исследования активированных иттербием сред. Интенсивность его излучения может на несколько порядков превосходить интенсивность излучения лазерных диодов. Существуют возможности перестройки таких лазеров как по длинам волн, так и по временным характеристикам генерации [15, 16]. Коротковолновое крыло области генерации LiF:F<sub>2</sub><sup>+</sup>-лазера перекрывает полосы поглощения ряда активированных ионами неодима сред и может использоваться и для их накачки.

Проведенный эксперимент показал возможность формирования высокой инверсии и получения коротких импульсов излучения в оптически плотной активной среде – тонких пластинах из кристалла YAG:Yb с высокой концентрацией активатора. Применение таких пластин, а также использование низкокогерентного излучения [23] должно позволить уменьшить нелинейные потери в оптическом тракте мощного Yb:YAG-лазера. Сокращение размеров среды позволяет также улучшить теплоотвод от активных элементов. Возможность использования керамики в мощном лазере [5, 6, 10] открывает новые подходы как к устройству самих активных элементов и систем их накачки, так и к устройству оптического тракта усилителя и методам формирования рабочих импульсов. Ожидается (см. ссылки в [6]) существенное улучшение характеристик лазеров на YAG:Yb и YAG:Nd импульсно-периодического режима работы при низких температурах. Это дает основание рассматривать также воз-

можные схемы и устройства для мощного низкотемпературного лазера на переходах ионов Yb и Nd.

В настоящей работе получена генерация наносекундных импульсов в Yb:YAG-лазере в спектральных областях 1.03 и 1.05 мкм. Результаты эксперимента могут послужить для разработки метода переключения области генерации в иттербиевых лазерах импульсно-периодического режима работы. Генерацию наносекундных импульсов в диапазоне 1.05 мкм можно использовать также как дополнительный к основному переходу 1.03 мкм канал формирования рабочих импульсов для последующего усиления в оптическом тракте мощной лазерной установки. Приведенные данные свидетельствуют о целесообразности дальнейших исследований активной среды YAG:Yb с целью выяснения возможностей применения ее в мощном лазере-драйвере для ЛТС.

Авторы признательны К.Уеда (Институт лазерной науки, Токио) за полезные обсуждения. Авторы благодарят сотрудников ФИАН С.М.Захарова, И.Г.Зубарева, Ю.Ю.Стойлова и А.В.Шелоболлина за помощь в проведении экспериментов.

1. Naito K., Yamanaka M., et al. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31** (1), 259 (1992).
2. Orth C., Payne S., Krupke W. *Nuclear Fusion*, **36** (1), 75 (1996).
3. Yoshida K., Yamanaka M., Nakatsuka M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2966**, 2 (1997).
4. Lu J., Ueda K., et al. *Tech. Dig. CLEO-2002* (Longbeach, CA, USA, 2002, p. 60).
5. Ueda K. *Tech. Dig. CLEO-2002* (Longbeach, CA, USA, 2002, p. 61).
6. Senatsky Yu., Shirakawa A., Ueda K., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5478**, 88 (2004); *Laser Phys. Lett.*, **1** (10), 500 (2004).
7. Burtsev A., Senatsky Yu. *Laser Phys.*, **7** (1), 208 (1997).
8. Krupke W. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **6** (6), 1287 (2000).
9. Bayramian A. et al. *Tech. Dig. ASSL Conf.* (Quebec, Canada, 2002, rep. MD-1).
10. Bourdet G. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5478**, 4 (2004); *Tech. Dig. EPS-QEOD* (Lausanne, Switzerland, 2004, p. 19).
11. Giesen A. et al. *Appl. Phys. B*, **58**, 365 (1994).
12. Kanabe T., Kawashima T., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 190 (2000).
13. Marshall C., Payne S., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2633**, 282 (1997).
14. Bykovsky N., Senatsky Yu., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 661 (2000).
15. Басиев Т. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46** (8), 1600 (1982).
16. Басиев Т. и др. *Квантовая электроника*, **12** (6), 1125 (1985).
17. Krupke W., Chase L. *Opt. Quantum Electron.*, **22**, S1 (1990).
18. Зверев Г.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **44**, 8, 1614 (1980).
19. Bisson J.-F., Ueda K., et al. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, L1025 (2003).
20. Басиев Т.Т. и др. *Квантовая электроника*, **2** (10), 2172 (1975).
21. Быковский Н.Е., Иванов В.В. и др. *Квантовая электроника*, **12** (2), 422 (1985).
22. Honninger C. et al. *Opt. Lett.*, **20** (23), 2402 (1995).
23. Осипов М.В., Стародуб А.Н., Федотов С.И., Феоктистов Л.П. *Препринт ФИАН № 35* (Москва, 2002).