

# Широкополосный оптический усилитель ИК импульсов на кристалле $\text{LiF}:F_2^+$

Т.Т.Басиев, И.В.Ермаков, В.А.Конюшкин, К.К.Пухов

Показана возможность 300-кратного оптического усиления широкополосных световых импульсов наносекундного ИК излучения ( $\lambda_{\text{max}} = 900$  нм) с помощью кристаллов LiF со стабилизированными  $F_2^+$ -центрами окраски в схеме однопроходного усиления.

**Ключевые слова:** LiF, центры окраски, широкополосное усиление.

Широкополосные усилители слабых световых импульсов ИК диапазона широко применяются в современных оптических технологиях, таких, например, как оптическая связь [1], фемтосекундная оптическая томография [2] и низкокогерентная интерферометрия [3]. Достижение требуемого усиления широкополосных фемтосекундных импульсов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ - и  $\text{LiSAF}:\text{Cr}^{3+}$ -лазеров на крыльях контура усиления активных сред того же состава проблематично из-за низкого коэффициента усиления этих сред. Преодоление указанного недостатка возможно при использовании в качестве активных сред кристаллов с центрами окраски [4–6].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований, позволяющие оценить потенциальные возможности кристаллов  $\text{LiF}:F_2^+$  с точки зрения их применения в качестве широкополосных усилителей слабых световых импульсов в диапазоне спектра 0.84–1.06 мкм. Отметим, что спектроскопические характеристики лазерных термостабильных  $F_2^+$ -центров окраски в кристалле LiF [7] весьма благоприятны для использования их в широкополосных усилителях. Результаты предварительных исследований приведены в [8].

Нами исследована однопроходная схема оптического усилителя на кристалле  $\text{LiF}:F_2^+$ , коллинеарно накачиваемого излучением второй гармоники ( $\lambda = 532$  нм) импульсного наносекундного ( $\tau_p = 10$  нс) Nd:YAG-лазера с энергией в импульсе 5 мДж. Используемые кристаллы длиной 0.8, 2.0 и 3.8 см устанавливались под углом Брюстера к оптической оси усилителя. Коэффициент поглощения на длине волны накачки составлял  $2 \text{ см}^{-1}$  и был обусловлен как поглощением на длинноволновом крыле спектра активных  $F_2^+$ -центров, так и поглощением присутствующих в кристалле остаточных  $F_2^-$ - и  $N$ -центров окраски.

С помощью положительной линзы ( $f = 60$  см) пучок лазера накачки был сфокусирован таким образом, что фокус располагался за задней поверхностью активного кристалла. Такая геометрия продольной накачки позво-

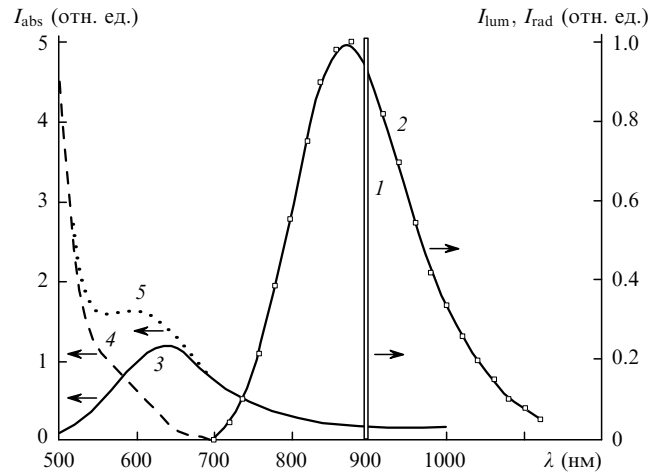


Рис.1. Спектр излучения лазерного диода  $I_{\text{rad}}$  (1), спектр люминесценции  $F_2^+$ -центров в кристалле LiF  $I_{\text{lum}}$  (2), спектры поглощения  $I_{\text{abs}}$   $F_2^+$ -центров окраски (3) и  $F_2^-$ -центров окраски (4), а также сумма двух последних спектров (5).

ляла достичь более равномерного распределения плотности инверсии  $F_2^+$ -центров окраски в активной среде с сильным поглощением.

В качестве источника усиливаемого излучения был использован лазерный диод на основе GaAs, генерировавший импульсы длительностью 85 нс линейно поляризованного света с центральной длиной волны  $\lambda_{\text{max}} = 900$  нм и спектральной полушириной  $\Delta\nu = 55 \text{ см}^{-1}$ . Спектр излучения этого лазерного диода попадает в окрестность максимума спектра люминесценции  $F_2^+$ -центров, причем спектральная интенсивность люминесценции ( $\Delta\nu \sim 2000 \text{ см}^{-1}$ ) изменяется незначительно в интервале длин волн, соответствующем спектру излучения лазерного диода (рис.1). В силу этих обстоятельств мы могли ожидать оптимального (максимально возможного) усиления при сохранении (или минимальном искажении) формы спектрального распределения излучения лазерного диода.

Пучки усиливаемого излучения и накачки совмещались по всей длине активного кристалла. Электронная линия задержки позволяла осуществлять временную синхронизацию лазерных импульсов и плавную регулировку временного положения импульса накачки относительно более длинного импульса излучения лазерного диода.

Усиленный импульс и излучение накачки разделялись (после кристалла  $\text{LiF:F}_2^+$ ) с помощью дихроичного зеркала. Лавинный фотодиод и цифровой осциллограф Tektronix TDS-360 с полосой пропускания 200 МГц использовались для регистрации прошедших через усилитель ИК лазерных импульсов. Решеточный монохроматор МДР-3 со спектральным разрешением  $2 \text{ см}^{-1}$  позволял измерять спектры излучения лазерного диода до и после усиления.

Отношение пиковой интенсивности  $I_p$  пробного сигнала, прошедшего через усилитель во время действия накачки, к интенсивности  $I_0$  пробного сигнала, прошедшего через усилитель в отсутствие накачки (до включения или после выключения накачки), определяет однопроходное оптическое усиление  $G$  системы:  $G = I_p/I_0$ . Максимальное значение  $G_{\text{max}}$ , полученное в предположении возбуждения всех лазерных центров и в отсутствие насыщения усилителя, зависит от длины кристалла  $l$  следующим образом [8]:

$$G_{\text{max}} = \exp(\sigma_e N_0 l) = \exp(\alpha_{\text{th}} l), \quad (1)$$

где  $\sigma_e$  – сечение излучения на длине волны усиления;  $N_0$  – концентрация лазерных центров;  $\alpha_{\text{th}}$  – предельный теоретический коэффициент усиления.

Оценка предельного коэффициента усиления по спектроскопическим параметрам кристалла  $\text{LiF:F}_2^+$  [8] дает  $\alpha_{\text{th}} = 2.2 \text{ см}^{-1}$ . Экспериментальные значения  $G(l)$ , достигнутые в кристаллах  $\text{LiF:F}_2^+$  при энергии накачки 5 мДж, представлены на рис.2. Сплошная прямая соответствует  $G_{\text{max}}(l) = \exp(\alpha_{\text{th}} l) = \exp(2.2 \text{ см}^{-1} l)$  для кристалла  $\text{LiF:F}_2^+$ .

В усилителе с активным кристаллом длиной 3.8 см при энергии накачки 5 мДж удалось достичь 300-кратного однопроходного оптического усиления. Это означает, что средний коэффициент усиления  $\bar{\alpha}$ , определенный нами в [8] как  $\bar{\alpha} = [\ln G(l)]/l$ , в данном случае был равен  $(\ln 300)/3.8 \text{ см} = 1.5 \text{ см}^{-1}$ . Заниженное экспериментальное значение  $\bar{\alpha} = 1.5 \text{ см}^{-1}$  по сравнению с теоретическим  $\alpha_{\text{th}} = 2.2 \text{ см}^{-1}$  может быть обусловлено насыщением усиления, недостаточным перекрытием областей накачки и усиливаемого излучения или истощением энергии накачки вдоль оси кристалла, не позволяющим обеспечить возбуждение всех активных центров вдоль оптической оси усилителя.

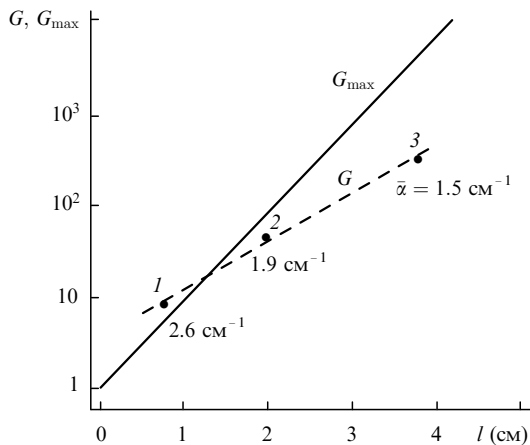


Рис.2. Максимальное (сплошная линия) и реально достижимое (точки) однопроходное оптическое усиление ИК лазерного излучения ( $\lambda_{\text{max}} = 900 \text{ нм}$ ,  $\Delta\nu = 55 \text{ см}^{-1}$ ), измеренное на выходе  $\text{LiF:F}_2^+$ -усилителя с активным кристаллом длиной 0.8 (1), 2.0 (2) и 3.8 см (3).

Увеличение энергии накачки свыше 5 мДж приводит к возникновению мощной суперлюминесценции, ограничивающей достижимую инверсию. Усилитель с кристаллом длиной 0.8 см (при той же энергии накачки 5 мДж) создает 8-кратное усиление, т. е. в данном случае средний коэффициент усиления  $\bar{\alpha} = 2.6 \text{ см}^{-1}$  несколько превышает теоретический ( $\alpha_{\text{th}} = 2.2 \text{ см}^{-1}$ ) для исходной концентрации стабильных  $F_2^+$ -центров.

Наиболее убедительным объяснением этого явления может служить фотоиндуцированное образование дополнительных  $F_2^+$ -центров в канале усиления под действием излучения накачки, как это наблюдалось ранее [9]. Подтверждением этого факта служит обнаружение более интенсивной зеленой окраски кристалла, характерной для  $F_2^+$ -центров в рабочем канале усилителя после воздействия излучения накачки с  $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$ . Из рис.2 видно, что усиление, достигаемое с помощью кристалла длиной 2.0 см ( $G = 48$ ), близко к теоретическому усилению (т. е. коэффициент усиления  $\bar{\alpha} = 1.9 \text{ см}^{-1} \approx \alpha_{\text{th}}$ ) для исходной концентрации активных стабильных  $F_2^+$ -центров.

Поскольку близость  $\bar{\alpha}$  к  $\alpha_{\text{th}}$  может служить мерой эффективности использования рабочей длины кристалла усилителя, можно заключить, что для данных энергии и геометрии накачки следует применять кристаллы  $\text{LiF:F}_2^+$  длиной менее 2 см. К тому же увеличение энергии накачки, как отмечалось выше, может обуславливать возникновение суперлюминесценции, срывающей инверсию. Отсюда вытекает предложение использовать каскадную схему  $\text{LiF:F}_2^+$ -усилителя, состоящего из нескольких независимо накачиваемых активных кристаллов длиной  $\sim 2 \text{ см}$ . К примеру, применение двух таких кристаллов позволит увеличить энергию входного импульса более чем на 3 порядка.

Отметим, что применяемый нами источник накачки усилителя на  $\text{LiF:F}_2^+$  является одним из наиболее распространенных, но не самым оптимальным. Из работы [10] следует, что лазеры с  $\lambda = 590, 660$  и даже  $690 \text{ нм}$  могут иметь преимущества при использовании их в качестве источников накачки стабильных  $F_2^+$ -центров. Применение для накачки  $\text{LiF:F}_2^+$ -усилителя излучения второй гармоники Nd:YAG-лазера ( $\lambda = 1.064$  или  $1.32 \text{ мкм}$ ) с диодной накачкой либо излучения лазерных диодов красного диапазона позволит создать компактный усилитель с высокой частотой повторения импульсов.

Важной чертой исследованных усилителей является их линейность, по крайней мере в наноджоулевом диапазоне энергий усиливаемых импульсов (0.3–40 нДж). Другая характерная особенность – сохранение спектрального распределения импульса излучения при его усилении. Так, измеренные (с временным разрешением 5 нс) спектры усиливаемого и усиленного излучения оказались практически идентичны.

Рекордно широкий спектр усиления  $F_2^+$ -центров окраски в кристалле  $\text{LiF}$  с полушириной  $\Delta\nu = 2200 \text{ см}^{-1}$  позволяет рассчитывать на эффективное усиление пико- и фемтосекундных оптических импульсов в неосвоенном ранее спектральном диапазоне 0.84–1.06 мкм.

Таким образом, продемонстрирована возможность реализации высокоэффективного линейного широкополосного оптического усилителя импульсов ИК излучения наносекундного (а в перспективе пико- и фемтосекундного) диапазона на основе кристаллов  $\text{LiF}$  со стабилизированными  $F_2^+$ -центрами окраски. Усилитель позволяет простым способом увеличивать энергию импульсов, пе-

реводя ее из наноджоулевого в микро- и миллиджоулевый диапазоны. На активных кристаллах длиной 3.8 см, накачиваемых импульсами второй гармоники Nd:YAG-лазера с энергией 5 мДж, достигнуто 300-кратное однопроходное усиление импульса с энергией 40 нДж, центральной длиной волны 900 нм и спектральной полушириной  $55 \text{ см}^{-1}$ .

Работа поддержана РФФИ (грант № 97-02-17669), программой ГКНТ «Лазерная физика» и CRDF (грант № RP-2-2257).

1. *Coherent lightwave communications*. Eds P.S.Henry, S.D.Personick (N.Y., IEEE Press, 1990).
2. Pan Y., Birngruber R., Rosperich J., Engelhardt R. *Appl. Optics*, **34**, 6564 (1995).
3. Karasik A.Ya., Rinkevichius B.S., Zubov V.A. *Laser interferometry principles* (N.Y., Tokio, Mir, CRC Press Publ., 1995).
4. Schneider I., Marquardt C.L. *Optics Letts*, **10**, 13 (1985).
5. Schneider I., Moss S.C. *Optics Letts*, **8**, 7 (1983).
6. Mollenauer L.F., Bloom D.M., DelGaudio A.M. *Optics Letts*, **3**, 48 (1978).
7. Basiev T.T., Mirov S.B. *Room temperature tunable color center lasers* (Laser science and technology, Chur, Switzerland, Gordon Breach Science Publ., Harwood Academic Publ., 1994, v.16).
8. Басиев Т.Т., Ермаков И.В., Конюшкин В.А., Пухов К.К., Гласбик М. *Квантовая электроника*, **25**, 187 (1998).
9. Басиев Т.Т., Милов С.Б., Прохоров А.М. *ДАН СССР*, **246**, 72 (1979).
10. Basiev T.T., Ermakov I.V., Fedorov V.V., Konushkin V.A., Zverev P.G. *Proc. Intern. Conf. on Tunable Lasers* (Minsk, Inst. of Molecular and Atomic Physics of the Academy of Sciences of Belarus, 1994, p.64).