

Temporal and spectral characteristics of a tunable LiF : F_2^- colour-centre crystal laser

T T Basiev, P G Zverev, A G Papashvili, V V Fedorov

Abstract. A theoretical and experimental investigation was made of the temporal and spectral characteristics of a tunable LiF crystal laser with F_2^- colour centres. The temporal profiles of the output pulses overlapped considerably the pump laser pulses because of a large amplification cross section. A study was made of the influence of a change in the pump laser wavelength on the spectral and oscillation characteristics of the LiF : F_2^- laser.

1. Introduction

Tunable lasers based on LiF crystals containing F_2^- colour centres (CCs) are efficient and reliable sources of tunable near-IR (1.08–1.29 μm) radiation [1, 2]. These CCs have large ($\sim 7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$) absorption and luminescence cross sections [3] with the band half-width in excess of 140 nm and a small Stokes shift ($\sim 1500 \text{ cm}^{-1}$). Consequently, at room temperature these bands overlap strongly in the region of the zero-phonon line (1.04 μm). One of the advantages of LiF : F_2^- lasers is that they can be excited by neodymium lasers whose emission wavelength lies in the region of the overlap of the absorption and luminescence bands of the F_2^- CCs.

We used kinetic equations in a theoretical investigation and also studied experimentally the temporal and spectral characteristics of an LiF : F_2^- laser. Broadening of the spectral range and a strong rise of the lasing efficiency as a result of pumping with short-wavelength radiation were predicted theoretically and confirmed experimentally. A comparison was made of the oscillation characteristics of the LiF : F_2^- laser pumped by Q -switched lasers emitting at various wavelengths: 1.064 μm (Nd³⁺ : YAG); 1.079 μm (Nd³⁺ : YAlO₃); 1.047 μm (Nd³⁺ : YLiF₄).

2. Oscillation kinetics of the LiF : F_2^- laser

We shall consider kinetics of the buildup of oscillations in a Q -switched LiF : F_2^- laser. We shall adopt a point model in which the population inversion and the output and pump radiation intensities in the active element are described by quantities averaged over the cavity length and over a transverse coordinate [4]. Excitation of the F_2^- CCs by pump radiation can be described by the following model [1]. The pump radiation absorbed in a wide spectral band transfers

CCs from the ground electronic state (1) to an excited state (2). A strong electron–phonon interaction then induces rapid relaxation between vibrational sublevels in a time interval of 10^{-12} – 10^{-13} s and this is followed by radiative relaxation from the upper electronic state ($2 \rightarrow 1$) as a result of stimulated and spontaneous emission processes. The room-temperature lifetime τ_2 of the F_2^- CCs in the excited state is 55 ns. Since the nonradiative relaxation time is considerably shorter than all the other characteristic time constants, the distribution between the vibrational levels in each of the electronic states can be regarded as steady.

It follows that the system can be described fully by the rate equations for the CC concentration in the ground (N_1) and excited (N_2) electronic states. Since the total concentration of the active CCs remains constant, i.e. $N_1 + N_2 = N$, the lasing rate equations can be written as follows:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\{[\sigma_{21}(v_L) + \sigma_{12}(v_L)]I_L + [\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)]I_p + \tau_2^{-1}\}N_2 + [\sigma_{21}(v_p)I_p + \sigma_{12}(v_L)I_L]N, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I_L}{\partial t} = t_{\text{cav}}^{-1}I_L \{2IN_2[\sigma_{21}(v_L) + \sigma_{12}(v_L)] - 2IN\sigma_{12}(v_L) - \beta_{\text{act}} - \beta_{\text{pass}}\}, \quad (2)$$

where $\sigma_{12}(v_p)$ and $\sigma_{12}(v_L)$ are the absorption cross sections at the frequencies of the pump v_p and lasing (output) v_L frequencies; $\sigma_{21}(v_p)$ and $\sigma_{21}(v_L)$ are the corresponding luminescence cross sections; I_p and I_L are the power densities (intensities) of the pump and output radiations (photons $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) averaged over the cavity; τ_2 is the excited-state lifetime; t_{cav} is the cavity round-trip time; l is the length of the active element; $\beta_{\text{act}} = \ln(1/R)$ are the distributed active losses; R is the reflection coefficient of the output mirror; $\beta_{\text{pass}} = 2lk_{\text{pass}}$ are the passive losses in the cavity, governed primarily by parasitic (passive) absorption (k_{pass}) in the crystal.

Since the excited-state lifetime is considerably longer than the duration (10–30 ns) of the pulses from a Q -switched pump laser, spontaneous decay of the excited state can be ignored. The solution of the system of equations (1), (2), valid for pulsed nanosecond pumping, can be represented in the form of three successive temporal stages of oscillation buildup. In the first stage the large absorption cross section results in bleaching of the active element at the pump laser wavelength; in the second, the growth of oscillations is exponential; and in the third, this growth is quasi-steady. We shall now consider in greater detail kinetics of the growth of oscillations and the time delay between the output and pump pulses, which is an important characteristic of the operation of a CC laser in a variety of applications and is governed by the total duration of the first two oscillation-growth stages [5].

T T Basiev, P G Zverev, A G Papashvili, V V Fedorov Institute of General Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 117942 Moscow

Received 18 February 1997

Kvantovaya Elektronika 24 (7) 591–595 (1997)

Translated by A Tybulewicz

Rapid bleaching of the operational channel of the active element by the pump radiation occurs during the first stage. During this stage there is as yet no growth of oscillations and the intensity I_L in Eqn (1) can be ignored. The solution then gives the maximum saturated CC concentration in the excited state:

$$N_2^{\text{sat}}(v_p) = \xi^{\text{sat}}(v_p)N = \frac{N\sigma_{12}(v_p)}{\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)}, \quad (3)$$

where $\xi^{\text{sat}}(v_p) = \sigma_{12}(v_p)/[\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)]$ is the specific concentration of the excited CCs, reached on saturation. The parameters $\sigma_{12}(v_p)$, $\sigma_{21}(v_p)$, and ξ^{sat} , calculated in accordance with Refs [2, 6] for the F₂-CCs in an LiF crystal, are listed in Table 1 for several typical emission wavelengths of pump lasers. We can see that when pumping is provided by an Nd³⁺:YAP laser ($\lambda_p = 1.079 \mu\text{m}$), the fraction ξ^{sat} of the excited CCs is only 16% of the total CC concentration, but it rises to 26% if pumping is by an Nd³⁺:YAG laser ($\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$) and to 43% for an Nd³⁺:YLiF₄ laser ($\lambda_p = 1.047 \mu\text{m}$).

It follows that simple replacement of an Nd³⁺:YAP pump laser with an Nd³⁺:YLiF₄ laser, which shifts λ_p by just 32 nm, increases by a factor of 2.7 the saturated concentration of the CCs in the excited state. A further shift of λ_p in the direction of shorter wavelengths towards the maximum absorption band ($\lambda_p = 1.029$ and $0.97 \mu\text{m}$) increases the effective concentration of the excited CCs to 62% and 97%, respectively. The pump laser wavelength thus plays an important role in increasing the efficiency of lasers with wide electronic–vibrational absorption and luminescence bands characterised by a moderate Stokes shift.

Additional irradiation of LiF: F₂⁻ crystals does not result in unlimited increase in the concentration of the active centres, because when the maximum saturated F₂⁻ CC concentration is reached, further irradiation simply increases the parasitic losses at the output wavelength as a result of formation of colloidal CCs.

The duration t_1 of the first stage can be estimated from the energy and the time at which the number of the pump photons exceeds the number of the excited CCs in the operating region of the active element under saturation conditions. For a pump pulse of constant intensity I_p this time is $t_1 = N_2^{\text{sat}}/I_p$. Growth of oscillations during the second stage occurs at the maximum constant amplification, from the spontaneous noise level I_L^{sp} to an intensity I_L at which the probability of stimulated radiative transitions under the action of the generated radiation becomes comparable with the probability of excitation of the CCs by the pump radiation. At this stage the output intensity can be found from Eqn (2) on the assumption that N_2 is constant and equal to N_2^{sat} :

$$I_L(v_L, v_p) = I_L^{\text{sp}}[RK^2(v_L, v_p)\exp(-2I\beta_{\text{pass}})]^{t_2/t_{\text{cav}}}, \quad (4)$$

where t_2/t_{cav} is the effective number of round trips through the cavity;

$$K(v_L, v_p) = \exp\{[\sigma_{21}(v_L) + \sigma_{12}(v_L)]N_2^{\text{sat}}(v_p)l - \sigma_{12}(v_L)Nl\} \quad (5)$$

is the unsaturated gain in the active medium at the output wavelength for a given v_p . It follows from expression (3) for N_2^{sat} that

$$K(v_L, v_p) = \exp[\sigma^{\text{eff}}(v_L, v_p)Nl], \quad (6)$$

where $\sigma^{\text{eff}}(v_L, v_p) = [\sigma_{21}(v_L)\sigma_{12}(v_p) - \sigma_{12}(v_p)\sigma_{21}(v_p)]/[\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)]$ is the effective lasing cross section governing the small-signal gain at v_L when the crystal is bleached by pumping at v_p .

The spectral dependence of $\sigma^{\text{eff}}(v_L, v_p)$ on the lasing wavelength is plotted in Fig. 1 for various pump wavelengths. A shift of λ_p to shorter wavelengths increases strongly σ^{eff} and the gain of the active medium, which makes it possible to broaden the lasing range of LiF: F₂⁻. At $\lambda_p \lesssim 980$ nm the value of $\sigma^{\text{eff}}(v_L, v_p)$ is extremely high, equal to $\sigma_{21}(v_L)$ and independent of v_p . It follows from expressions (3)–(6) that the oscillation-growth time during the second stage is

$$t_2 = t_{\text{cav}} \frac{\ln[I_L(v_L, v_p)] - \ln I_L^{\text{sp}}}{2Nl\sigma^{\text{eff}} + \ln R - \beta_{\text{pass}}}. \quad (7)$$

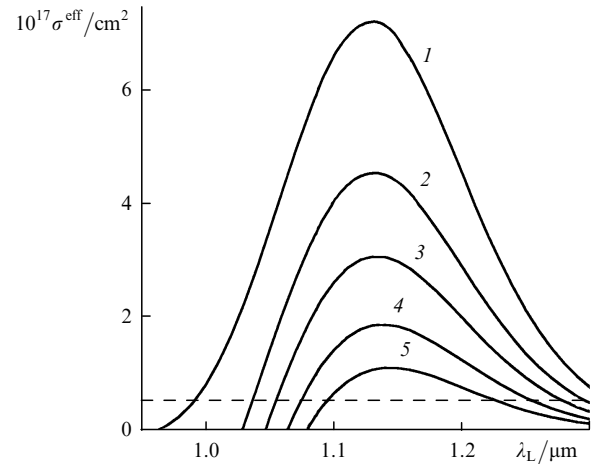


Figure 1. Spectral dependences of the effective amplification cross section of a LiF crystal containing F₂ colour centres excited by InGaAs (980 nm, 1), Yb³⁺:YAG (1.029 μm , 2), Nd³⁺:YLiF₄ (1.047 μm , 3), Nd³⁺:YAG (1.064 μm , 4), and Nd³⁺:YAP (1.079 μm , 5) pump lasers. The horizontal dashed line represents the cavity losses assumed in the calculations.

It is evident from the above formula that this time is directly proportional to the optical length of the cavity. An increase in the reflection coefficient of the output mirror

Table 1. Absorption and luminescence cross sections, specific concentration of excited F₂⁻ colour centres reached on saturation, and effective gain cross section at the maximum of $\sigma_{\text{max}}^{\text{eff}}$ of an LiF crystal pumped by lasers emitting at various wavelengths [1, 2, 6].

Pump laser	$\lambda/\mu\text{m}$	$10^{17}\sigma_{12}(v_p)/\text{cm}^2$	$10^{17}\sigma_{21}(v_p)/\text{cm}^2$	$\xi^{\text{sat}}(v_p) = N_2/N$	$10^{17}\sigma_{\text{max}}^{\text{eff}}(v_p)/\text{cm}^2$
Diode	0.95–0.98	7.4	~0.2	~0.97	7.2
Yb ³⁺ :YAG	1.029	3.9	2.4	0.62	4.6
Nd ³⁺ :YLiF ₄	1.047	2.7	3.6	0.43	3.1
Nd ³⁺ :YAG	1.064	1.7	4.8	0.26	1.9
Nd ³⁺ :YAP	1.079	1.1	5.8	0.16	1.1

increases feedback in the cavity and consequently reduces the oscillation-growth time, whereas an increase in the passive losses has the opposite effect.

During the third stage the oscillation process becomes quasi-steady. Its efficiency is $\eta = (v_L/v_p)[\beta_{act}/(\beta_{act} + 2l\beta_{pass})](1 - T_p)$, where the first factor represents the Stokes shift between the pump and output wavelengths, the second is equal to the ratio of the output power to all the power emitted at the lasing wavelength, and the third is the ratio of the absorbed power at the pump wavelength to the pump power incident on the active element, i.e. it determines the pump absorption efficiency [7, 8].

This description of the quasi-steady stage ignores the influence of the difference between the spontaneous relaxation and superradiance losses on the lasing efficiency. The transmission T_p of the active element at the pump wavelength can be found from the steady-state condition. The gain at the lasing wavelength in one round trip through the cavity should then be equal to the losses, i.e. $RK^2 \exp(-2\beta l) = 1$. The steady-state condition and Eqn (2) can then be used to find the average steady-state inversion in a longitudinally pumped active element and, by substituting it in the above expression for η , to find the lasing efficiency during the quasi-steady stage:

$$\eta = \frac{v_L}{v_p} \frac{\beta_{act}}{\beta_{act} + 2l\beta_{pass}} \left\{ 1 - \exp \left[-2Nl\sigma_{12}(v_p) + \frac{\sigma_{12}(v_p) + \sigma_{21}(v_p)}{\sigma_{12}(v_L) + \sigma_{21}(v_L)} [\beta_{act} + \beta_{pass} + 2Nl\sigma_{12}(v_L)] \right] \right\}. \quad (8)$$

It is evident from the above expression that there are optimal active losses corresponding to the maximum lasing efficiency and that they depend on the passive losses and on the pump absorption coefficient. Fig. 2 shows the calculated tuning curves of an LiF:F₂⁻ laser during the quasi-steady stage, plotted for various reflection coefficients of the output coupler when pumping was provided by an Nd³⁺:YAG laser. The numerical values of the parameters of the active element used in the calculations were those found in real experiments (described in the following section).

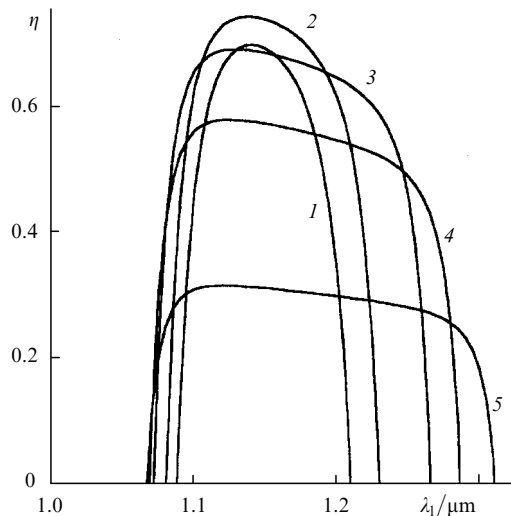


Figure 2. Calculated tuning curves of the lasing efficiency η of a tunable LiF:F₂⁻ laser pumped with Nd³⁺:YAG laser radiation (1.064 μm), plotted for output-coupler reflection coefficients 10% (1), 20% (2), 50% (3), 70% (4), and 90% (5).

It follows from Fig. 2 that there is an optimal range (10%–50%) of the reflection coefficient R of the output mirror and the higher this coefficient, the wider the tuning range. When this coefficient rises above 50%, there is a considerable fall of the efficiency at the maximum and some broadening of the tuning range.

Fig. 3 gives the theoretical tuning curves of an LiF:F₂⁻ laser with $R = 20\%$ excited by different pump lasers. We can see that pumping at a shorter wavelength broadens significantly the spectral range of lasing and increases the efficiency. The use of an Nd³⁺:YLiF₄ pump laser is optimal, but it is possible that even shorter pump wavelengths would broaden further the lasing spectrum, particularly in the direction of shorter wavelengths.

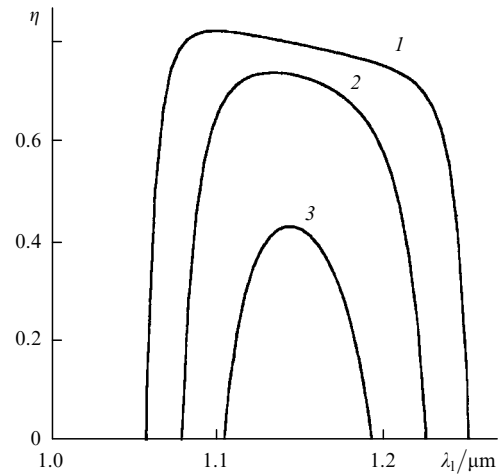


Figure 3. Calculated tuning curves of the lasing efficiency η of an LiF:F₂⁻ laser with an output coupler with $R = 20\%$, pumped with Nd³⁺:YLiF₄ (1.047 μm , 1), Nd³⁺:YAG (1.064 μm , 2), and Nd³⁺:YAP (1.079 μm , 3) lasers.

3. Results and discussion

The temporal and oscillation characteristics of an LiF:F₂⁻ laser were investigated in a selective cavity of the MALSAN-203 laser [9], formed by a plane mirror and a diffraction grating, the latter operating in the autocollimation regime. In the lasing wavelength range (1.08–1.29 μm) a dichroic input mirror had the reflection coefficient close to 100% and the transmission at the pump wavelength was 90%. The efficiency of diffraction by the grating (1200 lines mm^{-1}) in the autocollimation regime was about 20% and the zeroth diffraction order was used to couple out radiation from the cavity. The active element was an LiF:F₂⁻ crystal, 8 cm long and cut at the Brewster angle. The absorption coefficient of the F₂⁻ CCs was 0.51 cm^{-1} at the wavelength 1.064 μm . The parasitic (passive) losses k_{pass} at the luminescence band maximum were 0.024 cm^{-1} . The total concentration of the F₂⁻ CCs, estimated from $N = K(v_p)/\sigma_{12}(v_p)$, was $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The pump sources were Q-switched Nd³⁺:YAG and Nd³⁺:YLiF₄ crystal lasers with an output energy up to 40 mJ per pulse of 20 ns duration. The output pulses were detected with an LFD-2A photodiode and a Tektronix TDS 350 oscilloscope. The temporal resolution of the system was about 1 ns at the leading edge.

Fig. 4a shows typical pump (curve 1) and output (2–4) pulses of our tunable LiF:F₂⁻ laser pumped with the

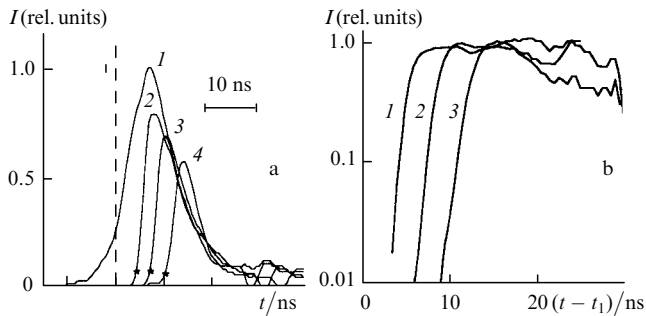


Figure 4. Oscillograms of the pump (1) and output (2–4) pulses of our tunable LiF:F₂⁻ laser at wavelengths 1.15 μm (2), 1.19 μm (3), and 1.1 μm (4) (a), and intensities of the output pulses normalised to the pump pulse intensity (b). The vertical dashed line identifies the moment of bleaching of the active element.

Nd³⁺:YAG laser ($W_p = 27$ mJ). The pump radiation excited the F₂⁻ CCs in a region of the active element with a transverse cross section $S = 0.1$ cm². The pump energy needed to bleach the operating channel of the active element was estimated to be 1.2 mJ. For a pump pulse shown in this figure, the first stage of oscillation growth ended when the pump intensity ratio was about 20% of its maximum, corresponding to about 5% of the total energy per pulse. This moment is identified by a dashed line in Fig. 4a.

Fig. 4b shows the temporal growth of output pulses normalised to the pump pulse intensity. The second (exponential) and third (quasi-steady) stages can be seen clearly. The differences between the gain at various output wavelengths altered slightly the slope of the curves in Fig. 4b and consequently resulted in different oscillation delays. The experimental results on lasing kinetics were thus in qualitative agreement with the model based on three independent oscillation stages.

The dependence of the time delay (t_2) of the second stage on the lasing wavelength is plotted in Fig. 5. The duration of this stage was measured from the moment of complete bleaching of the operating channel (dashed line in Fig. 4a) to the moment when the output intensity reached 10% of its maximum. These moments are identified by asterisks in Fig. 4a. The continuous curve in Fig. 5 is the result of calculations based on formula (7) with the parameters $R = 20\%$ and $I_L/I_L^{(0)} = 10^{10}$, for the cavity round-trip time 1.6 ns. The shortest delay, amounting to 4 ns at the centre of the tuning range, exceeded 12 ns at its ends (for wavelengths shorter than 1.1 μm and longer than 1.21 μm). However, it should be pointed out that the important time for efficient nonlinear mixing of various laser frequencies was not t_2 , but the time overlap of the maxima of the output and pump pulses. The experimentally determined delay between these maxima (open circles) was 2–8 ns in the spectral range 1.1–1.21 μm, which was less than the duration of the pump pulses, and this delay corresponded to a good temporal overlap of these pulses with tunable output pulses.

We investigated the dependence of the oscillation delay time on the pump energy provided by an Nd³⁺:YLiF₄ laser characterised by a higher gain (as pointed out above). The pump laser energy was 34 mJ and was reduced by neutral filters. Fig. 6 gives the dependences of the delay of the output pulses at 0.1 of the maximum intensity (black dots on a continuous curve) and at the maximum (open circles, dashed curve), and also of the lasing efficiency at 1.14 μm on the

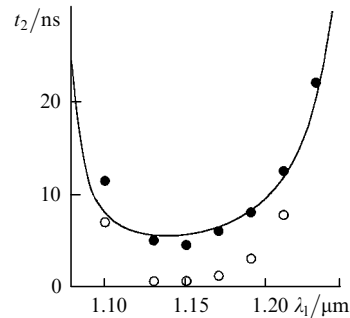


Figure 5. Theoretical (curve) and experimental (points) dependences of the oscillation growth time t_2 of our LiF:F₂⁻ laser during the second stage on the output (lasing) wavelength. The open circles represent the experimentally determined time delay between the maxima of the output and pump pulses.

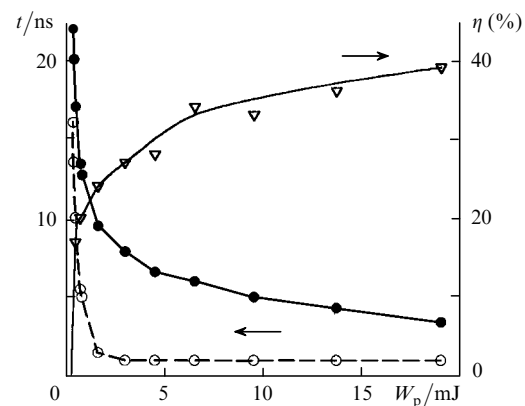


Figure 6. Pump-energy dependences of the efficiency of our tunable LiF:F₂⁻ laser at the 1.14 μm wavelength pumped with an Nd³⁺:YLiF₄ laser (triangles), and also of the time delay t of the output relative to the pump pulses at 0.1 of the maximum (black dots) and at the maximum (open circles).

pump energy. The experimental curves consisted of two main parts: the first corresponding to low pump energies (close to the lasing threshold) and the second corresponding to a considerable excess above the threshold. In the first part an increase in the pump energy reduced strongly the oscillation delay from 22 to 10 ns and increased the lasing efficiency to 20%; the active element was then bleached only at the end of a pump pulse. In the second part of these curves the lasing efficiency reached saturation. A small reduction in the oscillation delay time (at 0.1 level) was due to a reduction in the bleaching time of the active medium with increase in the pump energy. The delay between the maxima of the output and pump pulses at pump energies in excess of 4 mJ was practically constant and amounted to about 2 ns.

As shown in Fig. 1, shortening the pump wavelength increased the effective amplification cross section in the long-wavelength wing of the absorption band. The dashed line in Fig. 1 is the cross section at which the gain of the active medium became equal to the cavity losses. The replacement of Nd³⁺:YAG with Nd³⁺:YLiF₄ as the pump laser should not only increase the efficiency of the LiF:F₂⁻ laser, but also widen the tuning range [10]. Fig. 7 shows the tuning curves of the LiF:F₂⁻ laser excited by these pump sources. In both cases the energies of the pump pulses and their durations were the same and amounted to 30 mJ and 20 ns,

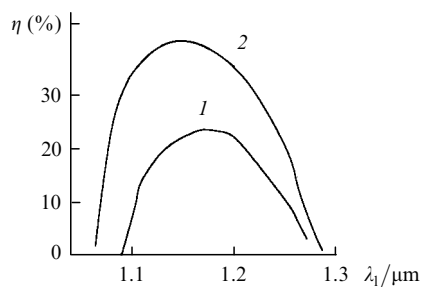


Figure 7. Experimental tuning curves of our $\text{LiF}:F_2^-$ laser in the optical system of the MALSAN-203 laser, pumped with $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ (1) and $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ (2) lasers.

respectively. The use of the $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ laser increased the oscillation efficiency from 20% to 39% and broadened the emission spectrum from 1.09–1.27 μm to 1.065–1.29 μm . The efficiency of the $\text{LiF}:F_2^-$ laser was measured in the MALSAN-203 commercial laser head; the observed improvement in the parameters was in good agreement with the above analysis and indicated that a further increase in the efficiency and also broadening of the emission spectrum should result from pumping with shorter wavelengths, for example with an $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ laser ($\lambda_p = 1.029 \mu\text{m}$) or an InGaAs semiconductor laser ($\lambda_p = 0.98 \mu\text{m}$).

4. Conclusions

A theoretical analysis was made of the kinetics of growth and of the efficiency of oscillation of an $\text{LiF}:F_2^-$ laser pumped by neodymium lasers emitting at various wavelengths. The results of these experiments showed that, because of the large amplification cross section, the output pulses of the tunable $\text{LiF}:F_2^-$ laser were delayed by just 2–8 ns relative to the pump pulses, which was considerably less than the usual pump pulse duration. This ensured a good overlap of the output and pump pulses and efficient mixing of the output and pump frequencies resulting in broadening of the spectral tuning range of the $\text{LiF}:F_2^-$ laser in the visible and IR ranges.

An analysis of the spectral dependences showed that one of the ways of increasing the efficiency of the tunable MALSAN-203 $\text{LiF}:F_2^-$ laser and widening its spectral range was the use of pump sources emitting at shorter wavelengths. For example, an $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ crystal laser emitting at 1.047 μm increased the efficiency of the $\text{LiF}:F_2^-$ laser in a dispersive system to 40% and broadened the tuning range to 1.07–1.29 μm . The results indicated a possible improvement in a number of parameters of the $\text{LiF}:F_2^-$ laser by the use of an $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ laser ($\lambda_p = 1.029 \mu\text{m}$) or an InGaAs semiconductor laser ($\lambda_p = 0.98 \mu\text{m}$) as the pump sources.

Acknowledgements. This work was partly supported financially by the State Committee on Scientific and Technical Policy of the Russian Federation, as part of the ‘Optics. Laser Physics’ and ‘Solid-State Lasers’ Programmes, and also by EPSCOR-NSF grants (OSR-9450570 and OSR-

9550480).

References

1. Basiev T T, Mirov S B *Room Temperature Tunable Color Center Lasers* (Laser Science and Technology Series, Vol. 16) (New York: Gordon and Breach; Chur, Switzerland: Harwood Academic, 1993)
2. Gellermann W, Muller A, Wandt D, Wilk S, Luty F J. *Appl. Phys.* **61** 1297 (1987)
3. Grigorov V A, Martynovich E F *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* **8** 341 (1982) [*Sov. Tech. Phys. Lett.* **8** 147 (1982)]
4. Cherednichenko O B, Lysoř B G, Mikhaïlov L K, Kopylov S B *Perestraivaemye Lazery na Krasitelyakh i Ikh Primenenie* (Tunable Dye Lasers and Their Applications) (Moscow: Radio i Svyaz, 1991)
5. Stepanov B I (Ed.) *Metody Rascheta Opticheskikh Kvantovykh Generatorov* (Laser Design Methods) (Minsk: Nauka i Tekhnika, 1966)
6. Lupei A, Florea V, Dascalu T, Lupei V *Opt. Commun.* **79** 309 (1990)
7. Anan'ev Yu A *Opticheskie Rezonatory i Problemy Raskhodimosti Lazernogo Izlucheniya* (Optical Cavities and the Problem of Divergence of Laser Radiation) (Moscow: Nauka, 1979)
8. Martynovich E F, Grigorov V A, Grobovskii V E, Mysovskii S N *Zh. Prikl. Spektrosk.* **39** (3) 419 (1983) [*J. Appl. Spectrosc.* **39** 1033 (1983)]
9. Basiev T T, Zverev P G, Karpushko F V, et al. *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* **54** 1450 (1990)
10. Basiev T T, Zverev P G, Mirov S B, Papashvili A G, Fedorov V V, Russian Federation Patent No. RU2023333, appl. 4 December 1991, in *Byull. Izobret.* (21) 160 (1994)

Временные и спектральные характеристики перестраиваемого лазера на кристалле LiF с F_2^- -центрами окраски

Т.Т.Басиев, П.Г.Зверев, А.Г.Папашвили, В.В.Федоров

Теоретически и экспериментально исследованы временные и спектральные характеристики перестраиваемого лазера на кристалле LiF с F_2^- -центрами окраски. Установлено, что вследствие большого сечения усиления импульсы генерации хорошо перекрываются во времени с импульсами лазера накачки. Исследовано влияние изменения длины волны лазера накачки на спектральные и генерационные характеристики LiF: F_2^- -лазера.

Ключевые слова: выходные характеристики, твердотельный лазер, центры окраски F_2^- .

Введение

Перестраиваемые лазеры на основе кристаллов LiF с F_2^- -центрами окраски (ЦО) являются эффективным и надежным источником перестраиваемого излучения в ближнем ИК диапазоне (1.08–1.29 мкм) [1, 2]. Эти ЦО имеют большое сечение поглощения и люминесценции ($\sim 7 \cdot 10^{-17}$ см²) [3] с полушириной полос свыше 140 нм и небольшим стоксовым сдвигом (~ 1500 см⁻¹). В результате при комнатной температуре эти полосы сильно перекрываются в области бесфоновой линии (1.04 мкм). Одним из достоинств LiF: F_2^- -лазера является возможность использовать для его возбуждения неодимовые лазеры, длина волны генерации которых попадает в область перекрытия полос поглощения и люминесценции F_2^- -ЦО.

В настоящей работе теоретически в рамках кинетических уравнений и экспериментально исследованы временные и спектральные характеристики LiF: F_2^- -лазера. Теоретически предсказаны и экспериментально обнаружены расширение спектрального диапазона и резкий рост эффективности генерации при накачке коротковолновым излучением. Проведено сравнение генерационных характеристик LiF: F_2^- -лазера при возбуждении лазерами, работающими в режиме модуляции добротности с различными длинами волн генерации, – YAG:Nd³⁺-(1.064 мкм), YAlO₃:Nd³⁺-(1.079 мкм) и YLiF₄:Nd³⁺-лазерами (1.047 мкм).

1. Динамика генерации LiF: F_2^- -лазера

Рассмотрим динамику развития генерации LiF: F_2^- -лазера, работающего в режиме модуляции добротности. Воспользуемся точечной моделью, в рамках которой инверсия населенности и интенсивность излучения генерации и накачки в активном элементе описываются величинами, усредненными по длине резонатора и поперечной координате [4]. Возбуждение F_2^- -ЦО под действием излучения накачки можно описать исходя из следующей

модели [1]. Излучение накачки, поглощаемое в широкой спектральной полосе, вызывает переход ЦО из основного электронного состояния 1 в возбужденное состояние 2. Затем вследствие сильного электрон-фононного взаимодействия имеет место быстрая релаксация по колебательным подуровням за время 10^{-12} – 10^{-13} с и далее – излучательная релаксация с верхнего электронного состояния (2 → 1), происходящая вследствие как вынужденного испускания, так и спонтанных процессов. Время жизни F_2^- -ЦО в возбужденном состоянии τ_2 при комнатной температуре составляет 55 нс. Поскольку время безызлучательной релаксации значительно меньше всех остальных характерных времен, то распределение по колебательным подуровням в каждом электронном состоянии можно считать стационарным.

Таким образом, система полностью описывается балансными уравнениями для концентрации ЦО в основном (N_1) и возбужденном (N_2) электронных состояниях. С учетом того, что полная концентрация активных ЦО остается неизменной, т.е. $N_1 + N_2 = N$, балансные уравнения для лазерной генерации можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\{[\sigma_{21}(v_g) + \sigma_{12}(v_g)]I_g + [\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)]I_p + \tau_2^{-1}\}N_2 + [\sigma_{21}(v_p)I_p + \sigma_{12}(v_g)I_g]N, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I_g}{\partial t} = t_{\text{cav}}^{-1}I_g\{2lN_2[\sigma_{21}(v_g) + \sigma_{12}(v_g)] - 2lN\sigma_{12}(v_g) - \beta_{\text{act}} - \beta_{\text{pas}}\}, \quad (2)$$

где $\sigma_{12}(v_p)$ и $\sigma_{12}(v_g)$ – сечения поглощения на частотах излучения накачки v_p и генерации v_g ; $\sigma_{21}(v_p)$ и $\sigma_{21}(v_g)$ – соответствующие сечения люминесценции; I_p и I_g – усредненные по резонатору плотности мощности излучения накачки и генерации с размерностью фотон/см²·с; τ_2 – время жизни возбужденного состояния; t_{cav} – время обхода излучения по резонатору; l – длина активного

элемента; $\beta_{\text{act}} = \ln(1/R)$ – распределенные активные потери; R – коэффициент отражения выходного зеркала; $\beta_{\text{pas}} = 2lk_{\text{pas}}$ – пассивные потери в резонаторе, которые в основном определяются паразитным поглощением в кристалле k_{pas} .

Поскольку время жизни возбужденного состояния значительно больше характерной длительности импульсов лазера накачки, работающего в режиме модулированной добротности (10–30 нс), то спонтанным распадом возбужденного состояния можно пренебречь. Решение системы уравнений (1), (2) при импульсном наносекундном возбуждении может быть представлено в виде трех последовательных временных этапов развития генерации. На первом этапе вследствие большого сечения поглощения происходит просветление активного элемента на длине волны лазера накачки, на втором идет экспоненциальное развитие генерации, третий этап соответствует квазистационарному режиму развития генерации. Рассмотрим более подробно динамику развития генерации, а также временную задержку между импульсами генерации и накачки, которая является важной характеристикой работы лазера на ЦО для различных приложений и определяется суммарной длительностью первых двух этапов развития генерации [5].

В течение первого этапа происходит быстрое просветление рабочего канала активного элемента под действием излучения накачки. При этом генерация еще не успевает развиться и интенсивностью I_g в уравнении (1) можно пренебречь. В этом случае решение дает максимальную насыщенную концентрацию ЦО в возбужденном состоянии

$$N_2^{\text{sat}}(v_p) = \xi^{\text{sat}}(v_p)N = \frac{N\sigma_{12}(v_p)}{\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)}, \quad (3)$$

где $\xi^{\text{sat}}(v_p) = \sigma_{12}(v_p)/[\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)]$ – удельная концентрация возбужденных ЦО, достигаемая при насыщении. Параметры $\sigma_{12}(v_p)$, $\sigma_{21}(v_p)$ и ξ^{sat} , вычисленные в соответствии с [2, 6] для F_2^- -ЦО в кристалле LiF для некоторых характерных длин волн излучения лазерной накачки, представлены в таблице. Видно, что в случае накачки YAP:Nd³⁺-лазером ($\lambda_p = 1.079$ мкм) доля возбужденных ЦО ξ^{sat} может составлять лишь 16 % общей концентрации ЦО, для накачки YAG:Nd³⁺-лазером ($\lambda_p = 1.064$ мкм) она возрастает до 26 %, а для YLiF₄:Nd³⁺-лазера ($\lambda_p = 1.047$ мкм) – до 43 %.

Таким образом, простая замена YAP:Nd³⁺-лазера накачки лазером на YLiF₄:Nd³⁺, приводящая к сдвигу λ_p всего на 32 нм, увеличивает насыщенную концентрацию

Сечения поглощения и люминесценции, удельная концентрация возбужденных F_2^- -ЦО, достигаемая при насыщении, и эффективное сечение усиления в максимуме $\sigma_{\text{max}}^{\text{ef}}$ в кристалле LiF при возбуждении лазерами накачки с разными длинами волн генерации [1, 2, 6].

Лазер накачки	λ (мкм)	$\sigma_{12}(v_p)$ (10 ⁻¹⁷ см ²)	$\sigma_{21}(v_p)$ (10 ⁻¹⁷ см ²)	$\xi^{\text{sat}}(v_p)$ = N_2/N	$\sigma_{\text{max}}^{\text{ef}}(v_p)$ (10 ⁻¹⁷ см ²)
Диод	0.95–0.98	7.4	~0.2	~0.97	7.2
YAG:Yb ³⁺	1.029	3.9	2.4	0.62	4.6
YLiF ₄ :Nd ³⁺	1.047	2.7	3.6	0.43	3.1
YAG:Nd ³⁺	1.064	1.7	4.8	0.26	1.9
YAP:Nd ³⁺	1.079	1.1	5.8	0.16	1.1

цию ЦО в возбужденном состоянии в 2.7 раза. Дальнейший сдвиг λ_p в коротковолновую область к максимуму полосы поглощения ($\lambda_p = 1.029$ и 0.97 мкм) увеличивает эффективную концентрацию возбужденных ЦО до 62 и 97 % соответственно. Таким образом, видно, что длина волны лазера накачки играет важную роль в повышении эффективности генерации лазеров с широкими электронно-колебательными полосами поглощения и люминесценции при умеренном стоксовом сдвиге.

Необходимо отметить, что дополнительное облучение кристаллов LiF с F_2^- -ЦО не ведет к неограниченному повышению концентрации их активных центров, поскольку после достижения максимальной насыщенной концентрации F_2^- -ЦО дальнейшее облучение вызывает только рост паразитных потерь на длине волны генерации за счет образования коллоидных ЦО.

Длительность первого этапа генерации t_1 можно оценить по энергии и времени, когда число фотонов накачки превысит число возбужденных ЦО в рабочей области активного элемента при насыщении. Для импульса накачки с постоянной интенсивностью I_p время $t_1 = N_2^{\text{sat}}/I_p$. На втором этапе происходит развитие генерации при максимальном постоянном усилении от уровня спонтанных шумов I_g^{sp} до такой интенсивности I_g , при которой вероятностью вынужденных излучательных переходов под действием излучения генерации становится сравнимой с вероятностью возбуждения ЦО под действием излучения накачки. На этом этапе интенсивность генерации можно получить из уравнения (2), полагая концентрацию N_2 постоянной и равной N_2^{sat} :

$$I_g(v_g, v_p) = I_g^{\text{sp}}[RK^2(v_g, v_p) \exp(-2l\beta_{\text{pas}})]^{t_2/t_{\text{cav}}}, \quad (4)$$

где t_2/t_{cav} – эффективное число обходов резонатора;

$$K(v_g, v_p) = \exp\{[\sigma_{21}(v_g) + \sigma_{12}(v_g)]N_2^{\text{sat}}(v_p)l - \sigma_{12}(v_g)Nl\} \quad (5)$$

– ненасыщенный коэффициент усиления в активной среде на длине волны генерации при заданном v_p . Используя выражение (3) для N_2^{sat} , получаем

$$K(v_g, v_p) = \exp[\sigma^{\text{ef}}(v_g, v_p)Nl], \quad (6)$$

где $\sigma^{\text{ef}}(v_g, v_p) = [\sigma_{21}(v_g)\sigma_{12}(v_p) - \sigma_{12}(v_g)\sigma_{21}(v_p)]/[\sigma_{21}(v_p) + \sigma_{12}(v_p)]$ – эффективное сечение генерации, определяющее усиление слабого сигнала на v_g при просветлении кристалла накачкой с v_p .

Спектральная зависимость $\sigma^{\text{ef}}(v_g, v_p)$ от длины волны генерации для различных длин волн накачки показана на рис.1. Видно, что сдвиг λ_p в коротковолновую область приводит к резкому увеличению σ^{ef} и коэффициента усиления активной среды, обеспечивая возможность расширения диапазона генерации LiF:F₂⁻-лазера. Для $\lambda_p \lesssim 980$ нм значение $\sigma^{\text{ef}}(v_g, v_p)$ оказывается предельно высоким, совпадающим с $\sigma_{21}(v_g)$ и не зависящим от v_p . Исходя из формул (3) – (6) время развития генерации на втором этапе

$$t_2 = t_{\text{cav}} \frac{\ln[I_g(v_g, v_p)] - \ln I_g^{\text{sp}}}{2Nl\sigma^{\text{ef}} + \ln R - \beta_{\text{pas}}}. \quad (7)$$

Из формулы (7) видно, что длительность развития генерации на этом временном участке прямо пропорциональна оптической длине резонатора. Увеличение коэф-

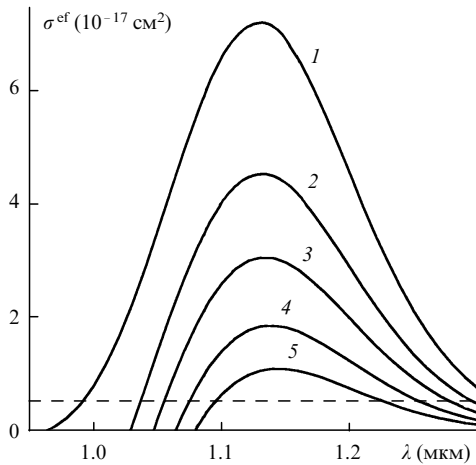


Рис.1. Спектральная зависимость эффективного сечения усиления в кристалле LiF с F_2^- -ЦО при возбуждении InGaAs-(980 нм; 1), YAG:Yb³⁺- (1.029 мкм; 2), YLiF₄:Nd³⁺- (1.047 мкм; 3), YAG:Nd³⁺- (1.064 мкм; 4) и YAP:Nd³⁺-лазерами накачки (1.079 мкм; 5). Штриховая линия – потери в резонаторе лазера, использованные в расчетах.

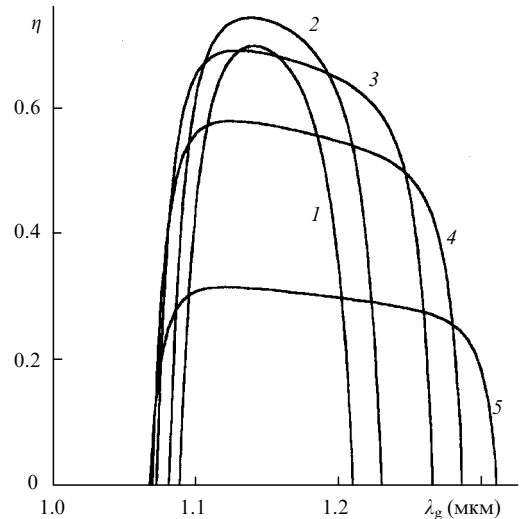


Рис.2. Расчетные перестроечные кривые КПД генерации η перестраиваемого LiF: F_2^- -лазера при накачке излучением YAG:Nd³⁺-лазера (1.064 мкм) для коэффициентов отражения выходного зеркала 10 (1), 20 (2), 50 (3), 70 (4) и 90 % (5).

коэффициента отражения выходного зеркала приводит к увеличению обратной связи в резонаторе и, как следствие, к уменьшению времени развития генерации, тогда как рост пассивных потерь дает противоположный результат.

На третьем этапе генерация выходит на квазистационарный режим. Ее эффективность $\eta = (v_g/v_p)[\beta_{act}/(\beta_{act} + 2l\beta_{pas})](1 - T_p)$, где первый множитель характеризует стоксов сдвиг между длиной волны накачки и генерации, второй равняется отношению выходной мощности излучения ко всей излученной мощности на длине волны генерации, а третий – отношению поглощенной мощности на длине волны накачки, к мощности накачки, падающей на активный элемент, т.е. определяет эффективность поглощения накачки [7, 8].

При данном рассмотрении квазистационарного режима генерации не учитывалось влияние потерь, связанных с процессами спонтанной релаксации и суперлюминесценции, на эффективность генерации. Пропускание активного элемента T_p на длине волны накачки можно определить из условия стационарности. В этом случае усиление на длине волны генерации за обход по резонатору должно равняться потерям, т.е. $RK^2 \exp(-2\beta l) = 1$. В результате для продольной накачки, воспользовавшись условием стационарности, из уравнения (2) можно найти усредненную стационарную инверсию в активном элементе и, подставив ее в приведенное выше выражение для η , определить эффективность генерации на квазистационарном этапе как

$$\eta = \frac{v_g}{v_p} \frac{\beta_{act}}{\beta_{act} + 2l\beta_{pas}} \left\{ 1 - \exp \left[-2Nl\sigma_{12}(v_p) + \frac{\sigma_{12}(v_p) + \sigma_{21}(v_p)}{\sigma_{12}(v_g) + \sigma_{21}(v_g)} [\beta_{act} + \beta_{pas} + 2Nl\sigma_{12}(v_g)] \right] \right\}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что существуют оптимальные активные потери, соответствующие максимальному КПД лазера, которые зависят от пассивных потерь и коэффициента поглощения излучения накачки. На рис.2 представлены расчетные перестроечные кривые генерации LiF: F_2^- -лазера в квазистационарном режиме для разных коэффициентов отражения выходного зеркала при накачке излучением

ем YAG:Nd³⁺-лазера. Численные значения параметров активного элемента, использованные в вычислениях, соответствовали реальным условиям эксперимента (представлены в следующем разделе). Из рис.2 следует, что существует интервал оптимальных коэффициентов отражения выходного зеркала (10–50%), причем чем больше R , тем шире область перестройки генерации лазера. Рост коэффициента отражения свыше 50% приводит к заметному падению КПД в максимуме, при некотором расширении области перестраиваемой генерации.

На рис.3 представлены теоретические перестроечные кривые для LiF: F_2^- -лазера с $R = 20\%$ при возбуждении разными лазерами накачки. Видно, что при накачке с более короткой длиной волны заметно расширяется спектральный диапазон генерации и повышается КПД. Использование YLiF₄:Nd³⁺-лазера оказывается оптимальным, хотя возможно, что применение еще более коротковолновых лазеров накачки будет способствовать дальнейшему расширению спектра генерации, особенно в коротковолновую область.

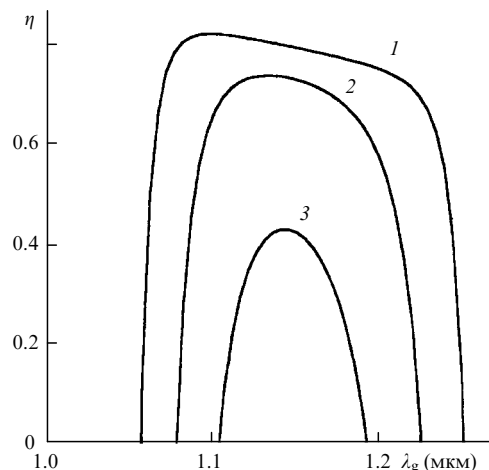


Рис.3. Расчетные перестроечные кривые КПД генерации η LiF: F_2^- -лазера с выходным зеркалом с $R = 20\%$ при возбуждении YLiF₄:Nd³⁺- (1.047 мкм; 1), YAG:Nd³⁺- (1.064 мкм; 2) и YAP:Nd³⁺-лазерами (1.079 мкм; 3).

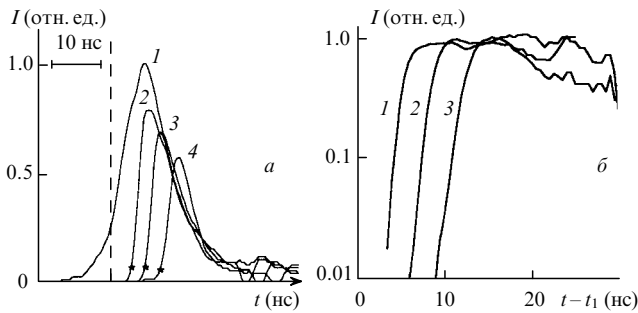


Рис.4. Осциллограммы импульсов накачки (1) и генерации (2–4) перестраиваемого LiF:F_2^- -лазера на длинах волн 1.15 (2), 1.19 (3) и 1.1 мкм (4) (а), а также интенсивности импульсов генерации, нормированные на интенсивность импульса накачки (б); штриховой линией отмечен момент просветления активного элемента.

2. Результаты и их обсуждение

Временные и генерационные характеристики LiF:F_2^- -лазера исследовались в селективном резонаторе лазера «МАЛСАН-203» [9], образованном плоским входным зеркалом и дифракционной решеткой, которая работала в автоколлимационном режиме. Входное дихроичное зеркало имело коэффициент отражения в области генерации (1.08–1.29 мкм), близкий к 100 %, пропускание на длине волны накачки составляло 90 %. Эффективность дифракции решеткой (1200 штр./мм) в автоколлимационном режиме была около 20 %, нулевой порядок дифракции использовался для вывода излучения из резонатора. Активный элемент представлял собой кристалл LiF с F_2^- -ЦО длиной 8 см, вырезанный под углом Брюстера. Коэффициент поглощения F_2^- -ЦО в нем на длине волны 1.064 мкм равнялся 0.51 см^{-1} .

Паразитные потери в максимуме полосы люминесценции k_{pas} равнялись 0.024 см^{-1} . Общая концентрация F_2^- -ЦО, оцененная по формуле $N = K(v_p)/\sigma_{12}(v_p)$, составила $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В качестве источников накачки использовались лазеры с активными элементами на основе кристаллов YAG:Nd^{3+} и $\text{YLiF}_4:\text{Nd}^{3+}$, работающие в режиме модуляции добротности, с энергией в импульсе генерации до 40 мДж и длительностью импульсов 20 нс. Импульсы регистрировались лавинным фотодиодом ЛФД-2А и осциллографом Тектроникс TDS 350. Временное разрешение системы регистрации по переднему фронту было около 1 нс.

На рис.4,а показаны типичные импульсы накачки (кривая 1) и генерации (2–4) перестраиваемого LiF:F_2^- -лазера с накачкой YAG:Nd^{3+} -лазером ($W_p = 27 \text{ мДж}$). Излучение накачки возбуждало F_2^- -ЦО в области активного элемента с поперечным сечением $S = 0.1 \text{ см}^2$. По оценкам, энергия накачки, необходимая для просветления рабочего канала активного элемента, составила 1.2 мДж. Для импульса накачки данной формы первый этап развития генерации заканчивается, когда интенсивность накачки достигает примерно 20 % ее максимальной величины, что соответствует примерно 5 % общей энергии в импульсе. Этот момент отмечен штриховой линией на рис.4,а.

Временная картина развития импульсов генерации, нормированных по интенсивности на импульс накачки, показана на рис.4,б. Хорошо видны вторая и третья стадии развития генерации – стадия экспоненциального роста и квазистационарная. Различия в коэффициентах усиления на разных длинах волн генерации приводят к небольшому изменению наклона кривых на рис.4,б и, соот-

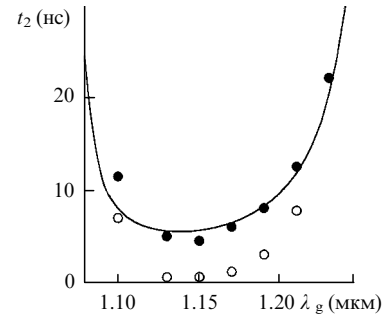


Рис.5. Теоретическая (кривая) и экспериментальная (точки) зависимости времени t_2 развития генерации LiF:F_2^- -лазера на втором этапе от длины волны генерации; светлые точки – экспериментально измеренные временные задержки между максимумами импульсов генерации и накачки.

ветственно, к разным задержкам в развитии генерации. Таким образом, экспериментальные результаты по динамике лазерной генерации качественно соответствуют модели, основанной на рассмотрении трех независимых этапов развития генерации.

Зависимость временной задержки второго этапа развития генерации (t_2) от ее длины волны дана на рис.5. Длительность этапа измерялась от момента полного просветления рабочего канала (штриховая линия на рис.4,а) до момента достижения интенсивностью генерации 10 % от своего максимума. Эти моменты отмечены звездочками на рис.4,а. Сплошная кривая на рис.5 является результатом вычислений по формуле (7) с параметрами $R = 20 \%$, $I_g/I_g^{(0)} = 10^{10}$ и временем обхода резонатора 1.6 нс. Видно, что минимальная задержка, равная 4 нс в центре диапазона перестройки, превышает 12 нс на его краях (для длин волн короче 1.1 мкм и длинее 1.21 мкм).

Однако необходимо отметить, что для эффективного нелинейного смешения различных лазерных частот существенно не время t_2 , а временное перекрытие максимумов импульсов генерации и накачки. Экспериментально измеренная задержка между этими максимумами (светлые точки) для спектрального диапазона 1.1–1.21 мкм находится в интервале 2–8 нс, что меньше длительности импульса накачки и соответствует его хорошему временному перекрытию с импульсами перестраиваемой генерации.

Мы исследовали зависимость времени задержки генерации от энергии накачки при возбуждении $\text{YLiF}_4:\text{Nd}^{3+}$ -

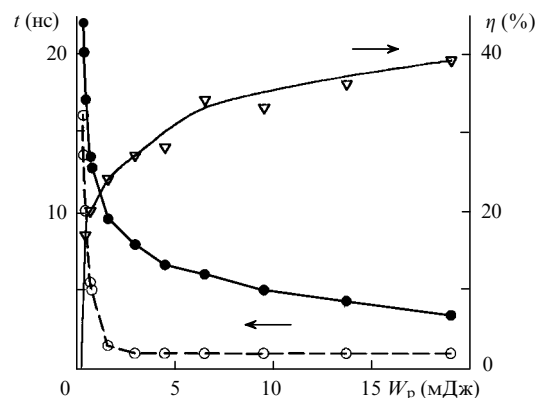


Рис.6. Энергетические зависимости КПД перестраиваемой генерации LiF:F_2^- -лазера на длине волны 1.14 мкм при накачке $\text{YLiF}_4:\text{Nd}^{3+}$ -лазером (треугольники), а также временной задержки t импульса генерации по отношению к накачке по уровню 0.1 (темные кружки) и по максимуму (светлые кружки).

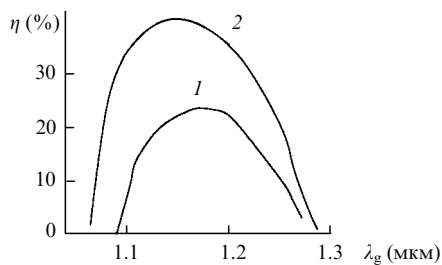


Рис.7. Экспериментальные перестроечные кривые LiF: F_2^- -лазера в оптической схеме лазера «МАЛСАН-203» при возбуждении YAG: Nd^{3+} - (1) и YLiF $_4$: Nd^{3+} -лазерами (2).

лазером накачки, обеспечивающим, как отмечено выше, более высокий коэффициент усиления. Энергия лазера накачки составляла 34 мДж и ослаблялась с помощью нейтральных фильтров. На рис.6 показаны зависимости задержки импульса генерации по уровню 0.1 (темные кружки, сплошная кривая) и по максимуму (светлые кружки, штриховая линия), а также эффективности генерации на длине волны 1.14 мкм от энергии накачки.

На экспериментальных кривых можно выделить два основных участка: первый соответствует малой энергии накачки, близкой к порогу генерации, второй – значительному превышению порога. На первом участке с ростом энергии накачки задержка генерации быстро уменьшается от 22 до 10 нс и эффективность генерации увеличивается до 20 %, а просветление активной среды происходит только к концу возбуждающего импульса. На втором участке кривая эффективности генерации выходит на насыщение. Небольшое уменьшение времени задержки генерации (по уровню 0.1) связано с уменьшением времени просветления активной среды с увеличением энергии накачки. При этом задержка между максимумами импульсов генерации и накачки при энергии накачки свыше 4 мДж остается практически постоянной и составляет около 2 нс.

Как показано на рис.1, укорочение длины волны накачки на длинноволновом крыле линии поглощения приводит к увеличению эффективного сечения усиления. Штриховой линией показано сечение, при котором коэффициент усиления в активной среде становится равным потерям использованного резонатора. Видно, что замена YAG: Nd^{3+} -лазера накачки на YLiF $_4$: Nd^{3+} -лазер должна приводить не только к увеличению эффективности LiF: F_2^- -лазера, но и к расширению диапазона перестройки [10].

На рис.7 даны перестроечные кривые LiF: F_2^- -лазера при возбуждении этими источниками накачки. В обоих случаях энергии импульсов накачки и их длительности были одинаковыми и составляли 30 мДж и 20 нс соответственно. Видно, что переход к YLiF $_4$: Nd^{3+} -лазеру накачки приводит к увеличению эффективности генерации от 20 до 39 % и к расширению спектра генерации от 1.09–1.27 мкм до 1.065–1.29 мкм. Для измерения эффективности генерации LiF: F_2^- -лазера использовалась схема коммерческого лазера «МАЛСАН-203»; полученное улучшение параметров хорошо соответствует проведенному выше анализу и позволяет предсказать дальнейшее повышение КПД и расширение спектра генерации при переходе к более коротковолновой накачке, например с использованием YAG:Yb $^{3+}$ -лазера ($\lambda_g = 1.029$ мкм) или полупроводникового InGaAs-лазера ($\lambda_g = 0.98$ мкм).

Выводы

Теоретически рассмотрена динамика развития и эффективность генерации LiF: F_2^- -лазера под действием накачки неодимовыми лазерами с различными длинами волн генерации. Результаты проведенных экспериментов показали, что благодаря большому сечению усиления импульсы генерации перестраиваемого LiF: F_2^- -лазера задерживаются относительно импульсов накачки только на 2–8 нс, что значительно меньше обычных длительностей импульсов накачки. Это обеспечивает их хорошее временное перекрытие и позволяет получать эффективное смешение частот генерации и накачки с целью расширения спектральной перестройки LiF: F_2^- -лазера в видимом и ИК диапазонах спектра.

Анализ спектральных зависимостей показал, что одним из путей повышения эффективности генерации перестраиваемого LiF: F_2^- -лазера «МАЛСАН-203» и расширения его спектрального диапазона является использование более коротковолновых источников накачки. Так, например, лазер на кристалле YLiF $_4$: Nd^{3+} , работающий на длине волны 1.047 мкм, позволяет увеличить эффективность генерации LiF: F_2^- -лазера в дисперсионной схеме до 40 % и расширить диапазон перестраиваемых длин волн до 1.07–1.29 мкм. Полученные результаты позволяют рассчитывать на улучшение ряда параметров LiF: F_2^- -лазера при использовании YAG:Yb $^{3+}$ -лазера ($\lambda_g = 1.029$ мкм) или полупроводникового InGaAs-лазера ($\lambda = 0.98$ мкм) в качестве источника накачки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ГКНТП РФ в рамках программ «Оптика. Лазерная физика» и «Твердотельные лазеры», а также благодаря финансированию по грантам EPSCOR-NSF OSR-9450570 и OSR-9550480).

1. Basiev T.T., Mirov S.B. *Room temperature tunable color center lasers. Laser science and technology books series* (Gordon and Breach Science Publishers/Harwood Academic Publishers, v.16, 1993).
2. Gellermann W., Muller A., Wandt D., Wilk S., Luty F. *J. Appl. Phys.*, **61**, 1297 (1987).
3. Григоров В.А., Мартынович Е.Ф. *Письма в ЖТФ*, **8**, 341 (1982).
4. Чередниченко О.Б., Лысой Б.Г., Михайлов Л.К., Копылов С.Б. *Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение* (М., Радио и связь, 1991).
5. *Методы расчета оптических квантовых генераторов*. Под ред. Б.И.Степанова (Минск, Наука и техника, 1966).
6. Lupei A., Florea V., Dascalu T., Lupei V. *Optics Comms*, **79**, 309 (1990).
7. Аняньев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблемы расходимости лазерного излучения* (М., Наука, 1979).
8. Мартынович Е.Ф., Григоров В.А., Гробовский В.Е., Мысовский С.Н. *ЖПС*, **39**, № 3, 419 (1983).
9. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Карпушко Ф.В. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **54**, 1450 (1990).
10. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Миров С.Б., Папашвили А.Г., Федоров В.В. Патент РФ RU2023333. *БИ*, № 21, 160 (1994).

T.T.Basiev, P.G.Zverev, A.G.Papashvili, V.V.Fedorov. **Temporal and spectral characteristics of a tunable LiF: F_2^- colour-centre crystal laser.**

A theoretical and experimental investigation was made of the temporal and spectral characteristics of a tunable LiF crystal laser with F_2^- colour centres. The temporal profiles of the output pulses overlapped considerably the pump laser pulses because of a large amplification cross section. A study was made of the influence of a change in the pump laser wavelength on the spectral and oscillation characteristics of the LiF: F_2^- laser.