

Broadband lasing and nonlinear conversion of radiation from $\text{LiF} : F_2^+$ and $\text{LiF} : F_2^-$ colour centre lasers

V V Fedorov, P G Zverev, T T Basiev

Abstract. Broadband $\text{LiF}:F_2^+$ and $\text{LiF}:F_2^-$ colour centre lasers are studied theoretically and experimentally. The cavities of these lasers ensure spatial wavelength selection. The lasers generate nanosecond pulses in the near-infrared range with a spectrum wider than 1300 cm^{-1} . As a result of optimisation of the optical layout and selection of proper nonlinear crystals, the broadband laser radiation with a spectral width of more than 1300 cm^{-1} is efficiently and simultaneously converted into the second harmonic in a nonlinear LiIO_3 crystal and into the fourth harmonic, in a nonlinear BBO crystal.

Keywords: colour centres, harmonic generation, broadband lasing.

1. Introduction

A narrow spectral lasing line is a characteristic feature of laser radiation. However, recently it has become necessary to build sources of collimated high-intensity radiation with a broad lasing spectrum or with a certain discrete spectral set of lasing lines, which can be used for scientific and technological purposes. Usually, the competition of modes in the active element with homogeneously broadened luminescence bands narrows the output radiation spectrum, which proves to be substantially narrower than a luminescence band. A possible way to achieve broadband lasing is to use cavities with spatial dispersion [1–3]. In such a laser, the lasing modes with different wavelengths propagate in different parts of the active element, which removes the competition between the modes.

LiF crystals with F_2^+ and F_2^- colour centres have attracted much interest as elements for broadband lasers because they produce highly efficient tunable lasing in broad spectral ranges ($0.85\text{--}1.1 \mu\text{m}$ for F_2^+ colour centres and $1.04\text{--}1.28 \mu\text{m}$ for F_2^- colour centres [4, 5]).

In this paper, we studied a broadband LiF colour centre laser that generates pulses with a spectral width close to that of the luminescence spectrum. The laser also provides the

efficient doubling and quadrupling of the frequency of broadband infrared radiation.

2. Principle of operation of a broadband laser

The high concentration of active centres in the dye solution in the cavity of a broadband dye laser [1] allows one to achieve spatial dispersion by focusing the laser radiation in a thin layer of the dye. In colour centre crystal lasers operating at room temperature, the active element is usually several centimetres long [4]. Hence, to achieve broadband lasing, a special cavity is required with spatial dispersion that extends over the entire length of the active element. The schematic of such a laser is shown in Fig. 1. The laser cavity consists of the input dichroic mirror 1, the diffraction grating 5, which operates in the autocollimation regime, the intracavity lens 3, and the diaphragm 4. The laser operates as follows: the beams propagating in the active element parallel to the optical axis of the system are focused by lens 3, while the beams that propagate at a distance from the optical axis are incident on the diffraction grating (after passing through the lens) at different angles θ . As a result, the autocollimation condition for each beam is satisfied at

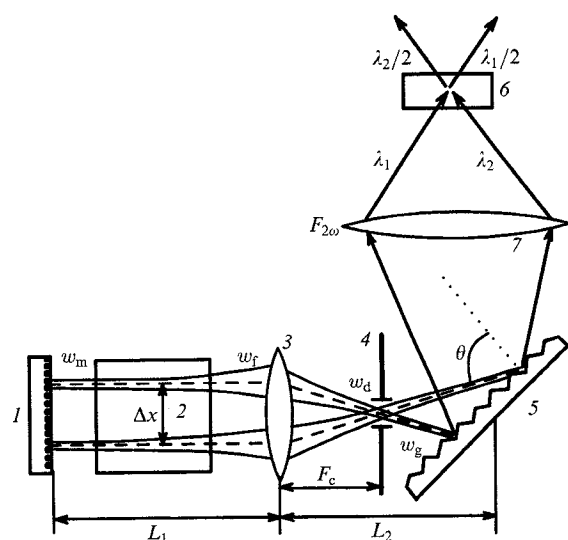


Figure 1. Optical schematic of the cavity of a broadband laser with a frequency doubler: (1) input dichroic mirror; (2) active element; (3) intracavity lens; (4) diaphragm; (5) diffraction grating operating in the autocollimation regime; (6) nonlinear crystal; (7) frequency doubler lens.

V V Fedorov, P G Zverev, T T Basiev Laser Materials and Technologies Research Center of General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Ul. Vavilova 38, 119991, GSP-1 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 135-0318; fax (7-095) 135-0270; e-mail: zverev@lst.gpi.ru

Received 14 November 2000
Kvantovaya Elektronika 31 (4) 285–289 (2001)
Translated by E M Yankovsky

different radiation wavelengths, which are determined by the relation

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad (1)$$

where d is the grating period; m is the diffraction order; θ is the autocollimation angle; λ is the laser beam wavelength. The diaphragm 4 removes the 'skew' beams propagating in the active element at an angle to the optical axis of the cavity. In such a cavity, the optical paths of the beams with different wavelengths are spatially separated within the active element, which eliminates their competition and permits lasing with the spectral width close to that of luminescence.

To provide broadband lasing of $\text{LiF} : F_2^+$ and $\text{LiF} : F_2^-$ lasers with a 1200-mm^{-1} diffraction grating operating in the first diffraction order ($m = 1$) in the range from $\lambda_1 = 0.87 \mu\text{m}$ to $\lambda_2 = 1.1 \mu\text{m}$ and from $\lambda_1 = 1.1 \mu\text{m}$ to $\lambda_2 = 1.25 \mu\text{m}$, respectively, one should excite in the active element the region of the width

$$\Delta x \approx F_c \tan[\theta(\lambda_2) - \theta(\lambda_1)], \quad (2)$$

where F_c is the focal length of the intracavity lens. For instance, to achieve broadband lasing of the $\text{LiF} : F_2^+$ laser in the $0.87\text{--}1.1\text{-}\mu\text{m}$ range at $F_c = 50 \text{ mm}$, the width Δx of the excited region within the active element should be 8.5 mm , while for the $\text{LiF} : F_2^-$ laser operating in the $1.1\text{--}1.25\text{-}\mu\text{m}$ range, it should be 6.4 mm .

The dispersion $dx/d\lambda$ of wavelengths in the active element is determined by the dispersion $d\theta/d\lambda$ of the diffraction grating:

$$\frac{dx}{d\lambda} = F_c \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (3)$$

Using the intracavity lens with $F_c = 50 \text{ mm}$ one has the dispersion $dx/d\lambda = 3.6 \mu\text{m} \text{ \AA}^{-1}$ for the $\text{LiF} : F_2^+$ laser and $4.1 \mu\text{m} \text{ \AA}^{-1}$ for the $\text{LiF} : F_2^-$ laser.

To study the spectral resolution of a broadband laser, we estimate the size of its fundamental TEM_{00} mode in the Gaussian approximation [6]. Consider a cavity with equal arms with respect to the intracavity lens ($L_1 = L_2 = L$) (Fig. 1). The distribution of the fundamental-mode field in this cavity is symmetric with respect to lens 3, and the dimensions of the waists on the flat mirror (w_m) and the diffraction grating (w_d) are the same:

$$w_m^2 = w_d^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \left(\frac{2F - L}{L} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Dimensions of the mode on the lens (w_f) and the diaphragm (w_d) are

$$w_f^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \left[\frac{4F^2}{(2F - L)L} \right]^{1/2}, \quad w_d^2 = w_m^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda(L - F)}{\pi w_m^2} \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

In order to select modes with different wavelengths, diaphragm 4 is placed in the focal plane of lens 3. For a cavity of a broadband laser with parameters close to those of the real dimensions of the model ($L = 80 \text{ mm}$ and $F_c = 50 \text{ mm}$), we have (for $\lambda = 1 \mu\text{m}$)

$$w_m = 113 \mu\text{m}, \quad w_f = 253 \mu\text{m}, \quad w_d = 141 \mu\text{m}. \quad (6)$$

Figure 1 shows that it is preferable to place the active medium close to mirror 1, because there the size of the fundamental-mode waist and, hence, the spectral overlap of modes with different wavelengths are minimal. The spectral resolution of a broadband laser can be estimated from equation (3) as the ratio of the size $2w_m$ of the fundamental-mode spot on the mirror to the wavelength dispersion $dx/d\lambda$ in the active element. Estimates of the spectral width of the fundamental lasing mode for broadband $\text{LiF} : F_2^+$ and $\text{LiF} : F_2^-$ lasers yield

$$\delta\lambda_{F_2^+} = \frac{2w_m}{FD} \approx 63 \text{ \AA}, \quad \delta\lambda_{F_2^-} = \frac{2w_m}{FD} \approx 55 \text{ \AA}. \quad (7)$$

Thus, lasing of the broadband lasers under study (the width of the spectrum is 230 nm for the $\text{LiF} : F_2^+$ laser and 150 nm for the $\text{LiF} : F_2^-$ laser) can be treated as simultaneous lasing of 40 and 30 independent lasers, respectively.

3. Conversion of radiation from broadband colour-centre crystal lasers into the visible and UV range

In Ref. [7], frequency doubling of radiation with a spectral width of about 10 nm was obtained in a nonlinear crystal by compensating the angular matching dispersion using a prism. The spectral width of the output radiation from the $\text{LiF} : F_2^+$ and $\text{LiF} : F_2^-$ colour centre lasers exceeds 100 nm . The frequency doubling in such a broad spectral range requires special optimisation, i.e., the matching of the angular dispersion of the output from a broadband laser with the angular matching dispersion of a nonlinear crystal.

One of the possible ways of optimising is to change the angular magnification of lens 7 (Fig. 1). In the linear approximation, the required angular magnification Γ of the optical system is given by the expression

$$\Gamma = \frac{d\theta/d\lambda}{d\alpha/d\lambda}, \quad (8)$$

where $d\alpha/d\lambda$ is the phase-matching angle dispersion at the entrance to the nonlinear crystal; $d\theta/d\lambda$ is the dispersion of the output radiation of the broadband laser. This scheme operates efficiently only in crystals with phase-matching of the ooe or eeo type.

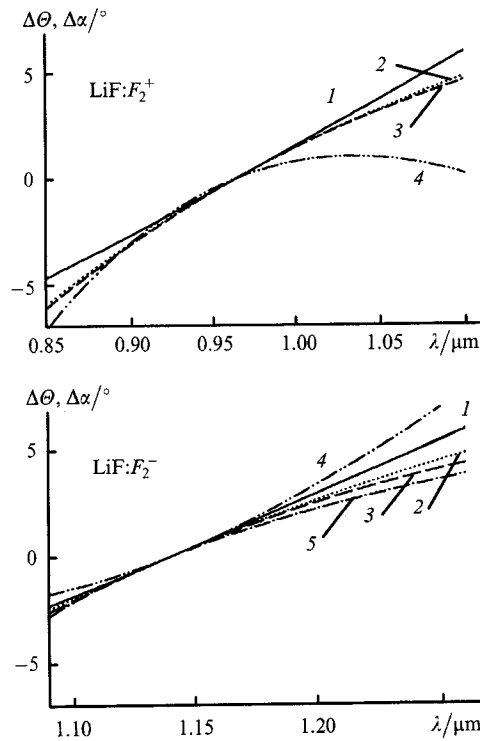
The optimal nonlinear crystal was selected by calculating the spectral dependence of the phase-matching angles for different crystals [8]. It was assumed that the crystal is cut for normal incidence of radiation at a wavelength corresponding to the middle of the spectral range of lasing (at $0.965 \mu\text{m}$ for the $\text{LiF} : F_2^+$ laser and at $1.14 \mu\text{m}$ for the $\text{LiF} : F_2^-$ laser).

Table 1 lists the calculated phase-matching angles α_0 with respect to the optical axis of the crystal for wavelengths of 965 and $1.14 \mu\text{m}$, the angular matching dispersion $d\alpha/d\lambda$ outside the crystal, the nonlinearity coefficient D_{eff} , and the widths of the spectral ($\Delta\lambda$), angular ($\Delta\alpha$), and temperature (ΔT) phase-matching for some crystals.

Fig. 2 presents the calculated dispersion curves for the angle of incidence of the radiation from broadband $\text{LiF} : F_2^+$ and $\text{LiF} : F_2^-$ lasers on the nonlinear crystal (solid curves) and the phase-matching angles in KDP, BBO, LiNbO_3 , and LiIO_3 crystals recalculated with allowance for optimal angular magnification Γ .

Table 1. Parameters of nonlinear crystals (1-cm long) used for frequency doubling of broadband LiF:F₂⁺ and LiF:F₂⁻ lasers, and the calculated widths of the spectral ($\Delta\lambda$), angular ($\Delta\alpha$), and temperature (ΔT) phase-matchings [8].

Crystal	$\alpha_0/^\circ$		$d\alpha/d\lambda/^\circ \mu\text{m}^{-1}$		$\Delta\lambda/\text{nm}$	$\Delta\alpha/\text{mrad}$	$\Delta T/^\circ\text{C}$	$D_{\text{eff}}/10^{-12} \text{ m V}^{-1}$
	0.965 μm	1.14 μm	0.965 μm	1.14 μm				
KDP	41.4	41.7	11	15	28.3	1.7	25.1	0.29
LiIO ₃	33.5	27.9	75	45	0.7	0.6	–	2.75
LiNbO ₃	–	69.3	–	240	0.3	3.1	1.1	5.32
BBO	24.5	22.8	33	17	2.1	0.52	39.8	1.69–2.1

**Figure 2.** Calculated dispersion dependences for the angle of incidence $\Theta = 90^\circ - \Delta\theta$ of the radiation from broadband LiF : F₂⁺ and LiF : F₂⁻ lasers on the nonlinear crystal (1) and for the phase-matching angle $\alpha = \Delta\alpha + \alpha_0$ for frequency doubling in the LiIO₃ (2), BBO (3), KDP (4), and LiNbO₃ (5) crystals.

Among the nonlinear crystals considered, LiNbO₃ has the largest nonlinearity coefficient ($D_{\text{eff}} = 5.32 \times 10^{-12} \text{ m V}^{-1}$). This crystal exhibits a strong nonlinear dependence of the phase-matching angle on the wavelength, which makes it possible to obtain 90° phase-matching by decreasing the wavelength to $1.05 \mu\text{m}$. Hence, this crystal is suitable only for doubling the output frequency of the LiF : F₂⁻ laser. However, the strong nonlinearity leads to a substantial discrepancy between the angular matching curves and the wavelength dependence of the angle of incidence of the radiation from a broadband laser on the nonlinear crystal (angular mismatch). The dispersion dependence of the

phase-matching angle of the KDP crystal has a flat maximum around $1.05 \mu\text{m}$. As a result, strong angular mismatch was observed for the LiF : F₂⁺ laser.

The KDP crystal has the smallest nonlinearity coefficient ($D_{\text{eff}} = 0.29 \times 10^{-12} \text{ m V}^{-1}$) among the crystals we studied. The spectral dependences of the phase-matching angles for the LiIO₃ and BBO crystals are similar (Fig. 2) when the angular magnifications Γ are optimal ($\Gamma_{\text{BBO}} = 0.8$ and $\Gamma_{\text{LiIO}_3} = 1.8$ for the $0.87\text{--}1.1\text{-}\mu\text{m}$ range, and $\Gamma_{\text{BBO}} = 0.4$ and $\Gamma_{\text{LiIO}_3} = 1$ for the $1.1\text{--}1.25\text{-}\mu\text{m}$ range). The LiIO₃ crystal has a somewhat better angular matching and a larger nonlinearity coefficient ($D_{\text{eff}} = 2.75 \times 10^{-12} \text{ m V}^{-1}$) compared to the BBO crystal ($D_{\text{eff}} = (1.69\text{--}2.1) \times 10^{-12} \text{ m V}^{-1}$). Thus, among the crystals we examined the LiIO₃ crystal proved to be the best for frequency doubling of the infrared radiation emitted by a broadband laser.

The broadband radiation produced in the visible region can be converted into the UV range by doubling its frequency once more. After the frequency doubling in a nonlinear crystal with the ooe phase-matching, the polarisation of the second-harmonic radiation lies in the diffraction plane of the grating. For further conversion of the radiation to the fourth harmonic, the polarization of the second harmonic of the broadband radiation should be rotated 90° using, for example, an optically active quartz crystal.

Table 2 lists the parameters of the KDP and BBO crystals used for conversion of broadband radiation to the fourth harmonic. These crystals have approximated the same spectral dependences of the phase-matching angle. The width of angular matching in KDP is twice as large as in BBO, but the latter has a nonlinearity coefficient that is three times as large as that of the former and ensures better angular matching. In view of this, BBO is the most efficient nonlinear crystal for generating the fourth harmonic from a broadband laser.

4. Experimental results

We studied broadband LiF : F₂⁺ and LiF : F₂⁻ lasers whose output radiation frequency was doubled and quadrupled. The schematic of this laser is similar to that shown in Fig. 1. Cylindrical lenses with focal lengths $F_c = 30$ and 50 mm were used as the intracavity lens. The 1200-mm^{-1} diffraction grating operated in the autocollimation regime in the first diffraction order. The pump radiation was focused in the vertical plane by a cylindrical lens with

Table 2. Calculated parameters of nonlinear crystals (1-cm long) used for the fourth harmonic generation of a broadband LiF:F₂⁻ laser, and the widths of the spectral ($\Delta\lambda$), angular ($\Delta\alpha$), and temperature (ΔT) phase-matchings [8].

Crystal	$\alpha_0/^\circ$	$d\alpha/d\lambda/^\circ \mu\text{m}^{-1}$	$\Delta\lambda/\text{nm}$	$\Delta\alpha/\text{mrad}$	$\Delta T/^\circ\text{C}$	$D_{\text{eff}}/10^{-12} \text{ m V}^{-1}$
KDP	76.6	30	0.13	1.6	1.2	0.45
BBO	47.4	41	0.07	0.16	5.4	1.29–1.62

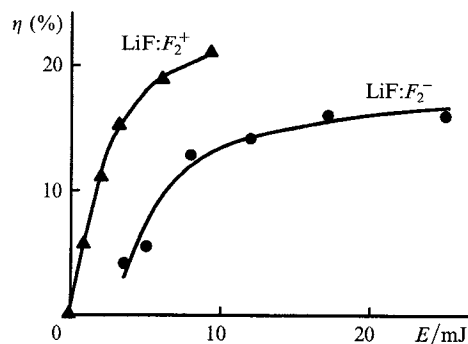


Figure 3. Dependences of the efficiency η of broadband lasing of LiF:F_2^+ and LiF:F_2^- crystal lasers on the pump laser energy E .

$F_c = 120$ mm and was coupled to the cavity through a dichroic mirror. The spectrum of the broadband radiation was detected (per lasing pulse) by a BM-25 polychromator coupled with a diode array or a digital camera. The averaged lasing spectra were recorded with an MDR-23 monochromator coupled with a photodiode, and a gated integrator. The active elements used in the experiments were LiF crystals 4-cm long cut at the Brewster angle. The high concentration of stable laser-active F_2^- and F_2^+ colour centres in LiF crystals was produced upon irradiation of the crystals.

A pulsed 1.047- μm Q -switched $\text{Nd}^{3+} : \text{YLiF}$ laser operating with a pulse repetition rate of 10–50 Hz was used to excite the broadband $\text{LiF} : F_2^-$ laser. The absorption coefficient of the $\text{LiF} : F_2^-$ crystal at the pump wavelength was $K_{1.047} = 0.7 \text{ cm}^{-1}$. In Ref. [9], it was shown that pumping by a $\text{Nd}^{3+} : \text{YLiF}$ laser (with a shorter wavelength), provides the efficiency of the $\text{LiF} : F_2^-$ laser that is twice as high as upon pumping by a $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ laser. The dependence of the overall energy efficiency of the broadband $\text{LiF} : F_2^-$ laser on the pump energy is shown in Fig. 3. The maximum efficiency, equal to 16%, was reached at a pump energy equal to $E = 25$ mJ and transverse dimensions of the pumped region equal to 8 mm \times 1 mm. Fig. 4a shows the experimental spectrum of broadband lasing of the $\text{LiF} : F_2^-$ laser with a width of more than 0.15 μm in the near-infrared range (1.08–1.23 μm). The radiation of the broadband laser represents a continuous fan of laser beams diverging in the horizontal plane and propagating in accordance with the autocollimation condition (1). By using cylindrical lenses, we were able to compensate for the angular divergence of these beams and to collimate the output radiation to a single beam with a divergence of about 1 mrad.

As noted above, the generation of different frequencies in the active element is spatially separated, so that, using spatial modulation of the pump radiation, one can change the broadband lasing spectrum [10]. We placed in front of the input mirror a periodic mask (grid) with a shadow region of 80 μm and its repetition period of 400 μm . In this case, the output radiation represents a set of spectral lines (Fig. 4b) with a period equal to that of the mask multiplied by the spectral dispersion of lasing wavelengths in the active element. The maximum number of equidistant lines obtained with this mask was 15, covering the spectral range from 1.095 to 1.23 μm .

To double the broadband lasing frequency, we used a nonlinear LiIO_3 crystal 20-mm long with ends with anti-reflection coatings, cut for frequency doubling at 1.064 μm . Matching of the angular synchronism dispersion and the

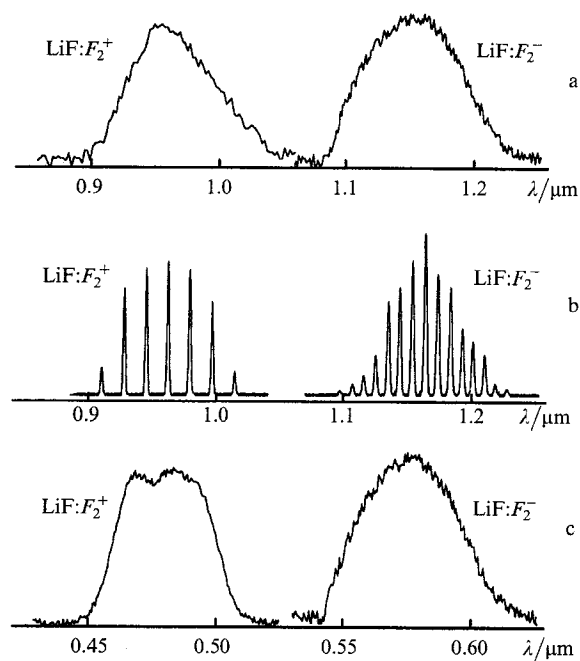


Figure 4. Spectra of pulses generated by LiF:F_2^+ and LiF:F_2^- lasers in the broadband (a) and multifrequency (b) regimes, and the second-harmonic spectra of the broadband lasers (c).

spectral dependence of the angle of incidence of radiation on the nonlinear crystal was achieved using the spherical lens 7 with $F_{2\omega} = 50$ mm. Selection of the proper angular magnification of the lens provided a 12% overall conversion efficiency of broadband infrared radiation to the second harmonic. The emission spectrum of the second harmonic in the visible (green–yellow–red) spectral region (0.545–0.615 μm) is shown in Fig. 4c.

Fig. 5 presents fragments of the second-harmonic emission spectra recorded in the multifrequency lasing regime at different pump pulse energies. The linewidth in the visible range was 0.38 nm for the pump energy $E = 14$ mJ and 1.4 nm for the pump energy $E = 25$ mJ. The increase in the linewidth can be explained by the increase in the inversion and gain, especially in the mask's half-shadow region, and by the increase in the SHG efficiency in the wings of the spectral lines.

Tight focusing of radiation into the nonlinear crystal provided not only the efficient frequency doubling but also

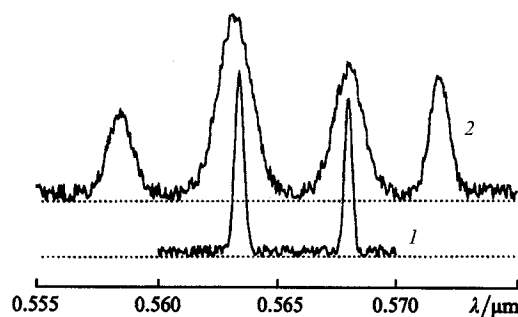


Figure 5. Fragments of the second-harmonic spectra of multifrequency lasing of the LiF:F_2^- laser for pump pulse energies equal to 14 mJ (1) and 25 mJ (2).

generation of the sum frequencies from various spectral regions of multifrequency lasing, which doubled the number of lines in the second-harmonic lasing spectrum (Fig. 6).

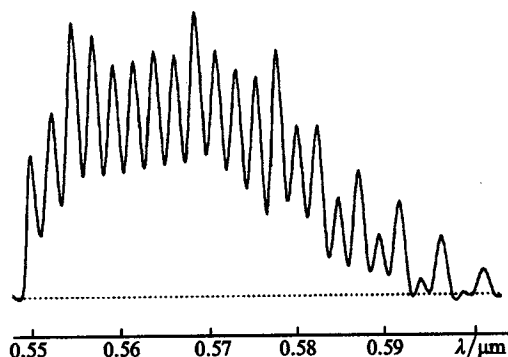


Figure 6. Emission spectrum of sum frequencies upon multifrequency lasing of the $\text{LiF} : F_2^-$ laser.

In this paper, we studied the emission from a broadband laser based on a LiF crystal with stabilised F_2^+ colour centres [11]. The laser was excited by second-harmonic radiation ($\lambda = 0.66 \mu\text{m}$) of a $\text{Nd}^+ : \text{YAG}$ laser ($\lambda = 1.32 \mu\text{m}$). The maximum pump radiation energy was 15 mJ at a pulse repetition rate of 10 Hz. The absorption coefficient of the investigated crystals at the maximum of the F_2^+ band was $K_{0.61} = 2.5 - 3 \text{ cm}^{-1}$. The optical scheme of the cavity of the broadband laser was similar to that of the $\text{LiF} : F_2^-$ laser. The intracavity lens had a focal length of 30 mm.

Upon excitation of the $\text{LiF} : F_2^-$ laser by the pump laser at $0.66 \mu\text{m}$ with a pulse energy of 12 mJ, broadband lasing in the $0.89 - 1.04 \mu\text{m}$ region was observed (Fig. 4a). The maximum efficiency of the broadband laser amounted to 20% at $E = 9 \text{ mJ}$ (Fig. 3). Spatial modulation of the pump radiation by a periodic mask resulted in the multifrequency lasing with the spectrum shown in Fig. 4b. The SHG efficiency of radiation from a $\text{LiF} : F_2^+$ laser in a LiIO_3 crystal was 12%, and the broadband second-harmonic emission covered the blue-green spectral region from 0.45 to $0.51 \mu\text{m}$.

The broadband second-harmonic spectrum of a $\text{LiF} : F_2^+$ laser is shown in Fig. 4c.

We also generated fourth harmonic from the broadband $\text{LiF} : F_2^-$ laser. To do this, we used the BBO ($5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$) and KDP ($15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$) crystals. To achieve the ooe phase-matching after doubling, we employed a quartz $\lambda/2$ -plate for $\lambda = 0.575 \mu\text{m}$ to rotate the polarisation plane. The broadband second-harmonic emission was focused by a spherical lens with $F_{2\omega} = 70 \text{ mm}$ into the nonlinear crystal. The maximum conversion efficiency to the fourth harmonic of visible light was obtained in the BBO crystal and reached 7%.

5. Conclusions

We demonstrated broadband and multifrequency lasing in LiF crystals with F_2^- and F_2^+ colour centres combined along with frequency doubling and quadrupling. The width of the lasing spectra amounted to $0.13 \mu\text{m}$ in the region from 1.1 to $1.23 \mu\text{m}$ for the $\text{LiF} : F_2^-$ laser and $0.12 \mu\text{m}$ in the region from 0.9 to $1.02 \mu\text{m}$ for the $\text{LiF} : F_2^+$ laser, while the

frequency conversion efficiency in these lasers was as high as 16 and 20%, respectively.

The matching of the spectral dependences of the angle of incidence of broadband radiation on the nonlinear crystal and of the phase-matching angle allowed us to achieve the efficient SHG in a nonlinear LiIO_3 crystal. Broadband and multifrequency radiation was generated in the $0.55 - 0.615 \mu\text{m}$ region for the $\text{LiF} : F_2^-$ laser and in the $0.45 - 0.51 \mu\text{m}$ region for the $\text{LiF} : F_2^+$ laser, with an overall conversion efficiency of 12%. Using the BBO crystal, we converted broadband visible radiation to the UV range with a 7% efficiency.

References

1. Danailov M B, Christov I P *Opt. Commun.* **73** 235 (1989)
2. Basiev T T, Zverev P G, Fedorov V V *Tezisy Vsesoyuznoi Konferentsii 'Optika Lazeroi'* (Abstracts of Papers of the All-Union Conference on Laser Optics) (Leningrad: 1993), vol. 1, p. 79
3. Zverev P G, Basiev T T, Fedorov V V, Mirov S B *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **2379** 54 (1995)
4. Basiev T T, Mirov S B *Room Temperature Tunable Color Center Laser* (Chur, Switzerland: Harwood Academic Press, 1994)
5. Basiev T T, Konyushkin V A, Mirov S B, Ter-Mikirtychev V V *Kvantovaya Elektron.* **19** 145 (1992) [*Sov. J. Quantum Electron.* **22** 128 (1992)]
6. Kogel'nik G, Li T, in: *Spravochnik po lazeram* (Laser Handbook) Ed. By A M Prokhorov (Moscow: Sovetskoe radio, 1978) Vol. 2, p. 21
7. Volosov V D, Kalintsev A Ya *Kvantovaya. Elektron.* **3** 798 (1976) [*Sov. J. Quantum Electron.* **6** 434 (1976)]
8. Dmitriev V G., Gurzadyan G G, Nikogosyan D N *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer-Verlag, Springer Series in Optical Sciences, 1991), vol. 64
9. Basiev T T, Zverev P G, Papashvili A G, Fedorov V V *Kvantovaya. Elektron.* **24** 591 (1997) [*Quantum Electron.* **27** 574 (1997)]
10. Basiev T T, Zverev P G, Fedorov V V, Mirov S B *Appl. Opt.* **36** 2515 (1997)
11. Basiev T T, Ermakov I V, Fedorov V V, Konyushkin V A, Zverev P G *Materialy konferentsii 'Tverdotel'nye prestraivaemye lazery'* (Proc. of Conf. on Solid-State Tunable Lasers) (Minsk: Institute of Molecular and Atomic Physics, 1994), p. 64

ЛАЗЕРЫ

PACS 42.55.Rz; 42.60.Lh; 42.65.Ky

Широкополосная генерация и нелинейное преобразование излучения лазеров на кристаллах LiF с F_2^+ - и F_2^- -центрами окраски

В.В.Федоров, П.Г.Зверев, Т.Т.Басиев

Теоретически и экспериментально исследованы широкополосные лазеры на кристаллах LiF с F_2^+ - и F_2^- -центрами окраски, резонаторы которых обладают пространственной селекцией длин волн. Получена импульсная лазерная генерация наносекундной длительности в ближнем ИК диапазоне с шириной спектра более 1300 см^{-1} . В результате оптимизации оптической схемы и выбора соответствующих нелинейных кристаллов получено одновременное эффективное преобразование широкополосного излучения со спектральной шириной более 1300 см^{-1} во вторую гармонику в одном нелинейном кристалле LiIO_3 и в четвертую – в одном кристалле ВВО.

Ключевые слова: центры окраски, генерация гармоник, широкополосная генерация.

1. Введение

Узкая спектральная линия генерации – одна из характерных черт лазерного излучения. Однако в последнее время для ряда научных и технических целей возникла необходимость в создании источников узконаправленного высокоинтенсивного излучения с широким спектром генерации или с определенным дискретным спектральным набором линий генерации. Обычно конкуренция мод в активном элементе с однородно-уширенными полосами люминесценции приводит к сужению спектра выходного излучения, который оказывается значительно уже полосы люминесценции. Одним из возможных методов получения широкополосной генерации является использование резонаторов с пространственной дисперсией [1–3]. В таком лазере моды генерации с разными длинами волн распространяются в различных частях активного элемента, что устраняет конкуренцию между ними.

Кристаллы LiF с F_2^+ - и F_2^- -центрами окраски (ЦО) представляют большой интерес для широкополосных лазеров, поскольку позволяют получать высокоэффективную перестраиваемую генерацию в широких спектральных диапазонах (0.85–1.1 мкм при использовании F_2^+ -ЦО и 1.04–1.28 мкм для F_2^- -ЦО [4, 5]).

В настоящей работе исследован широкополосный лазер на кристаллах LiF с ЦО, позволяющий получать импульсы излучения со спектром, близким по ширине к спектру полосы люминесценции и реализовать эффективное удвоение и учетверение частоты широкополосного ИК излучения.

2. Принцип работы широкополосного лазера

В резонаторе широкополосного лазера на красителе [1] высокая концентрация активных центров в растворе красителей позволяла осуществлять пространственную

дисперсию за счет фокусировки излучения в тонкий слой красителя. В лазерах на кристаллах с ЦО, работающих при комнатной температуре, длина активного элемента обычно составляет несколько сантиметров [4]. Поэтому для реализации широкополосной генерации необходимо создание специального резонатора с пространственной дисперсией по всей длине активного элемента. Принципиальная схема такого лазера представлена на рис. 1. Резонатор лазера образован входным дихроичным зеркалом 1 и дифракционной решеткой 5, работающей в автоколлимационном режиме. В состав резонатора также входят внутрирезонаторная линза 3 и диафрагма 4. Принцип работы лазера заключается в следующем: лучи, распространяющиеся в активном элементе параллельно оптической оси системы, фокусируются линзой 3; при этом лучи, находящиеся на некотором расстоянии

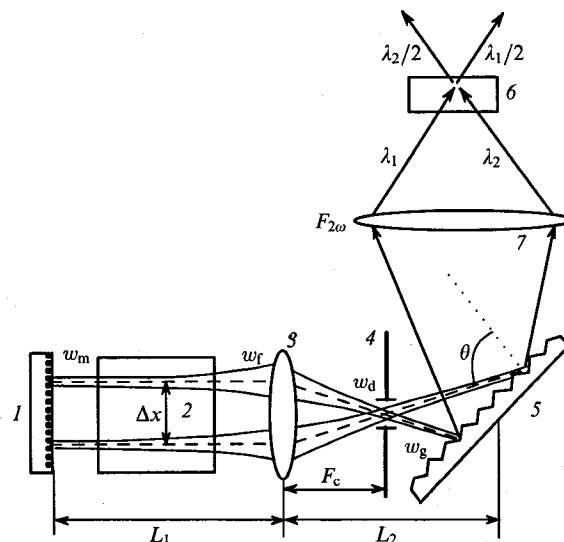


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема резонатора широкополосного лазера с удвоителем частоты:

1 – входное дихроичное зеркало; 2 – активный элемент; 3 – внутрирезонаторная линза; 4 – диафрагма; 5 – дифракционная решетка, работающая в автоколлимационном режиме; 6 – нелинейный кристалл; 7 – линза удвоителя частоты.

от оптической оси, после прохождения линзы падают на дифракционную решетку под различными углами θ . В результате для каждого луча условие автоколлимации будет выполняться на различных длинах волн излучения, определяемых соотношением

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad (1)$$

где d – период дифракционной решетки; m – порядок дифракции; θ – угол автоколлимации; λ – длина волны генерации для данного луча. Диафрагма 4 устраняет «косые» лучи, распространяющиеся в активном элементе под некоторым углом к оптической оси резонатора. В таком резонаторе оптические пути излучения с разными длинами волн пространственно разнесены в активном элементе, что устраняет их конкуренцию между собой и позволяет получать генерацию со спектром, близким по ширине к спектру люминесценции.

Для того чтобы обеспечить широкополосную генерацию лазеров на LiF:F_2^+ и LiF:F_2^- с дифракционной решеткой 1200 штр./мм, работающей в первом порядке дифракции ($m = 1$) в диапазонах от $\lambda_1 = 0.87$ мкм до $\lambda_2 = 1.1$ мкм и от $\lambda_1 = 1.1$ мкм до $\lambda_2 = 1.25$ мкм соответственно, необходимо возбудить в активном элементе область шириной

$$\Delta x \approx F_c \tan[\theta(\lambda_2) - \theta(\lambda_1)], \quad (2)$$

где F_c – фокусное расстояние внутрирезонаторной линзы. Так, для обеспечения широкополосной генерации LiF:F_2^+ -лазера в диапазоне длин волн 0.87–1.1 мкм при $F_c = 50$ мм ширина рабочей области активного элемента Δx должна составлять 8.5 мм, а для LiF:F_2^- -лазера, работающего в диапазоне 1.1–1.25 мкм, она должна равняться 6.4 мм.

Дисперсия длин волн в активном элементе $dx/d\lambda$ определяется дисперсией дифракционной решетки $d\theta/d\lambda$:

$$\frac{dx}{d\lambda} = F_c \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (3)$$

При использовании внутрирезонаторной линзы с $F_c = 50$ мм дисперсия $dx/d\lambda = 3.6$ мкм/Å для LiF:F_2^+ -лазера и 4.1 мкм/Å для LiF:F_2^- -лазера.

Для исследования спектрального разрешения широкополосного лазера оценим размер его основной TEM_{00} -моды в гауссовом приближении [6]. Рассмотрим резонатор с одинаковыми плечами относительно внутрирезонаторной линзы ($L_1 = L_2 = L$) (рис.1). Распределение поля основной моды в нем будет симметрично относительно линзы 3, а размеры перетяжек на плоском зеркале (w_m) и дифракционной решетке (w_g) будут равны друг другу:

$$w_m^2 = w_g^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \left(\frac{2F - L}{L} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Размеры моды на линзе (w_f) и диафрагме (w_d) будут равны соответственно

$$w_f^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \left[\frac{4F^2}{(2F - L)L} \right]^{1/2}, \quad w_d^2 = w_m^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda(L - F)}{\pi w_m^2} \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

Для селекции мод с различными длинами волн в фокальную плоскость линзы 3 помещается диафрагма 4. Для резонатора широкополосного лазера с параметра-

ми, близкими к реальным размерам макета ($L = 80$ мм, $F_c = 50$ мм), при $\lambda = 1$ мкм имеем

$$w_m = 113 \text{ мкм}, \quad w_f = 253 \text{ мкм}, \quad w_d = 141 \text{ мкм}. \quad (6)$$

Из рис.1 видно, что активную среду лазера лучше располагать рядом с зеркалом 1, т. к. в этом месте размер перетяжки основной моды, а следовательно, и спектральное перекрытие мод с разными длинами волн будут минимальны. Спектральное разрешение широкополосного лазера может быть оценено из уравнения (3) как отношение размера пятна основной моды на зеркале $2w_m$ к дисперсии длин волн в активном элементе $dx/d\lambda$. Оценки спектральной ширины основной моды генерации для широкополосных лазеров на LiF:F_2^+ и LiF:F_2^- дают

$$\delta\lambda_{F_2^+} = \frac{2w_m}{FD} \approx 63 \text{ Å}, \quad \delta\lambda_{F_2^-} = \frac{2w_m}{FD} \approx 55 \text{ Å}. \quad (7)$$

Таким образом, генерацию исследуемых широкополосных лазеров (ширина спектра равна 230 нм для LiF:F_2^+ -лазера и 150 нм для LiF:F_2^- -лазера) можно рассматривать как одновременную генерацию 40 и 30 независимых лазеров соответственно.

3. Преобразование излучения широкополосных лазеров на ЦО в видимый и УФ диапазоны спектра

В работе [7] была реализована схема удвоения частоты излучения со спектральной шириной около 10 нм в одном нелинейном кристалле при компенсации дисперсии углового синхронизма призмой. Ширина полос генерации F_2^+ - и F_2^- -ЦО в кристалле LiF превышает 100 нм. Удвоение такого широкого спектрального диапазона требует специальной оптимизации, т. е. согласования угловой дисперсии выходного излучения широкополосного лазера и дисперсии углового синхронизма нелинейного кристалла.

Один из возможных способов оптимизации заключается в изменении углового увеличения линзы 7 (рис.1). В линейном приближении требуемый коэффициент углового увеличения Γ оптической системы можно получить из соотношения

$$\Gamma = \frac{d\theta/d\lambda}{d\alpha/d\lambda}, \quad (8)$$

где $d\alpha/d\lambda$ – дисперсия угла синхронизма на входе в нелинейный кристалл; $d\theta/d\lambda$ – дисперсия выходного излучения широкополосного лазера. Рассматриваемая схема эффективно работает только в кристаллах с синхронизмом типа ооо и еео.

Для выбора оптимального нелинейного кристалла проводились расчеты спектральных зависимостей углов синхронизма для различных кристаллов [8]. Предполагалось, что кристалл вырезан для нормального падения излучения на длине волны, соответствующей середине спектрального диапазона генерации ($\lambda_0 = 0.965$ мкм для LiF:F_2^+ -лазера и 1.140 мкм для LiF:F_2^- -лазера).

В табл.1 представлены расчетные углы синхронизма α_0 по отношению к оптической оси кристалла для длин волн 0.965 и 1.140 мкм, угловая дисперсия синхронизма вне кристалла $d\alpha/d\lambda$, коэффициент нелинейности D_{eff} и ширины спектрального ($\Delta\lambda$), углового ($\Delta\alpha$) и температурного (ΔT) синхронизмов для некоторых кристаллов.

Табл.1. Параметры нелинейных кристаллов (длиной 1 см) для удвоения частоты широкополосных лазеров на LiF:F_2^+ и LiF:F_2^- и расчетные ширины спектрального ($\Delta\lambda$), углового ($\Delta\alpha$) и температурного (ΔT) синхронизмов [8].

Кристалл	α_0 (угл. град.)		$d\alpha/d\lambda$ (угл. град./мкм)		$\Delta\lambda$ (нм)	$\Delta\alpha$ (мрад)	ΔT (°C)	D_{eff} (10^{-12} м/В)
	0.965 мкм	1.14 мкм	0.965 мкм	1.14 мкм				
KDP	41.4	41.7	11	15	28.3	1.7	25.1	0.29
LiIO_3	33.5	27.9	75	45	0.7	0.6	—	2.75
LiNbO_3	—	69.3	—	240	0.3	3.1	1.1	5.32
BVO	24.5	22.8	33	17	2.1	0.52	39.8	1.69–2.1

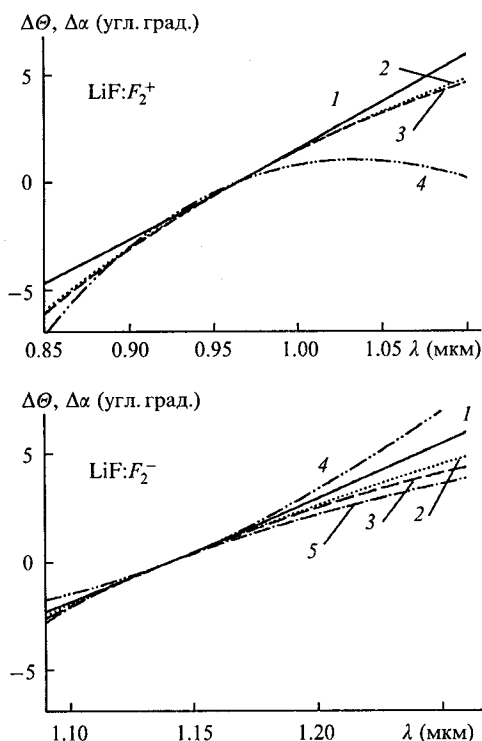


Рис.2. Расчетные дисперсионные зависимости угла падения $\theta = 90^\circ - \Delta\theta$ излучения широкополосных LiF:F_2^+ - и LiF:F_2^- -лазеров на нелинейный кристалл (1) и угла синхронизма $\alpha = \Delta\alpha + \alpha_0$ для удвоения частоты в кристаллах LiIO_3 (2), BVO (3), KDP (4) и LiNbO_3 (5).

На рис.2 приведены расчетные дисперсионные зависимости угла падения излучения LiF:F_2^+ - и LiF:F_2^- -лазеров на нелинейный кристалл (сплошные кривые) и расчетные кривые угла синхронизма в кристаллах KDP, BVO, LiNbO_3 , LiIO_3 , пересчитанные с учетом оптимального коэффициента углового увеличения Γ .

Из рассмотренных нелинейных кристаллов наибольшим коэффициентом нелинейности обладает кристалл LiNbO_3 ($D_{\text{eff}} = 5.32 \cdot 10^{-12}$ м/В). Этот кристалл имеет сильно нелинейную зависимость угла синхронизма от длины волны, что позволяет реализовать 90-градусный синхронизм при уменьшении длины волны до 1.05 мкм. Поэтому этот кристалл подходит только для удвоения частоты генерации LiF:F_2^- -лазера, однако сильная нелинейность приводит к заметному расхождению между кривыми углового синхронизма и зависимостью угла падения излучения широкополосного лазера на нелинейный кристалл от λ (угловому рассогласованию). Дисперсионная зависимость угла синхронизма кристалла KDP обладает пологим максимумом в области 1.05 мкм. В результате для LiF:F_2^+ -лазера наблюдается сильное угловое рассогласование.

Кристалл KDP имеет наименьший коэффициент нелинейности ($D_{\text{eff}} = 0.29 \cdot 10^{-12}$ м/В) среди рассматриваемых

кристаллов. Спектральные зависимости углов синхронизма для кристаллов LiIO_3 и BVO имеют близкую форму (рис.2) при оптимальных коэффициентах углового увеличения Γ ($\Gamma_{\text{BVO}} = 0.8$ и $\Gamma_{\text{LiIO}_3} = 1.8$ для диапазона 0.87–1.1 мкм; $\Gamma_{\text{BVO}} = 0.4$ и $\Gamma_{\text{LiIO}_3} = 1$ для диапазона 1.1–1.25 мкм). Кристалл LiIO_3 имеет несколько лучшее угловое согласование, а также больший коэффициент нелинейности ($D_{\text{eff}} = 2.75 \cdot 10^{-12}$ м/В) по сравнению с кристаллом BVO ($D_{\text{eff}} = (1.69 - 2.1) \cdot 10^{-12}$ м/В). Таким образом, среди рассмотренных материалов LiIO_3 является наилучшим нелинейным кристаллом для удвоения частоты ИК излучения широкополосного лазера.

Получив широкополосное излучение в видимой области спектра, можно преобразовать его в УФ диапазон путем последующего удвоения частоты. После удвоения частоты в нелинейном кристалле с оо-синхронизмом поляризация излучения второй гармоники будет лежать в плоскости дифракции решетки. Для последующего преобразования излучения в четвертую гармонику необходимо повернуть на 90° поляризацию второй гармоники широкополосного излучения, с помощью, например, кристалла кварца, обладающего оптической активностью.

В табл.2 представлены параметры кристаллов KDP и BVO, используемых для преобразования широкополосного излучения в четвертую гармонику. Кристаллы KDP и BVO имеют примерно одинаковые спектральные зависимости угла синхронизма. Ширина углового синхронизма в KDP в два раза больше, чем в кристалле BVO, однако кристалл BVO имеет в три раза больший нелинейный коэффициент и обеспечивает лучшее угловое согласование. В связи с этим BVO является наиболее эффективным нелинейным кристаллом для получения четвертой гармоники широкополосного лазера.

Табл.2. Расчетные параметры нелинейных кристаллов (длиной 1 см) для получения четвертой гармоники широкополосного лазера на LiF:F_2^- и ширины спектрального ($\Delta\lambda$), углового ($\Delta\alpha$) и температурного (ΔT) синхронизмов [8].

Кристалл	α_0 (угл. град.)	$d\alpha/d\lambda$ (угл. град./мкм)	$\Delta\lambda$ (нм)	$\Delta\alpha$ (мрад)	ΔT (°C)	D_{eff} (10^{-12} м/В)
KDP	76.6	30	0.13	1.6	1.2	0.45
BVO	47.4	41	0.07	0.16	5.4	1.29–1.62

4. Экспериментальные результаты

В данной работе исследовался широкополосный лазер на кристалле LiF с F_2^+ - и F_2^- -ЦО с удвоением и учетверением частоты генерации. Схема широкополосного лазера была аналогична представленной на рис.1. В качестве внутривибрационной линзы использовались цилиндрические линзы с фокусным расстоянием $F_c = 30$ и 50 мм. Дифракционная решетка (1200 штр./мм) работала в автоколлимационном режиме в 1-м порядке дифрак-

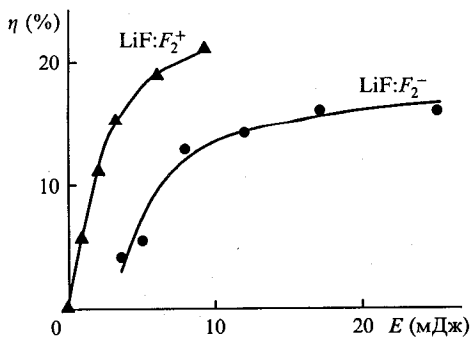


Рис.3. Зависимости эффективности η широкополосной генерации лазеров на кристаллах LiF:F_2^- и LiF:F_2^+ от энергии E излучения лазеров накачки.

ции. Излучение накачки фокусировалось в вертикальной плоскости с помощью цилиндрической линзы с $F_c = 120$ мм и вводилось в резонатор через дихроичное зеркало. Спектр широкополосного излучения регистрировался (за один импульс генерации) полихроматором ВМ-25 и линейкой фотодиодов или цифровой фотокамерой. Усредненные спектры генерации записывались с помощью монохроматора МДР-23, фотодиода и стробируемого интегратора. В экспериментах в качестве активного элемента использовались кристаллы LiF длиной 4 см, вырезанные под углом Брюстера. При радиационной обработке в кристаллах LiF создавалась высокая концентрация лазерноактивных стабильных F_2^- и F_2^+ -ЦО.

Для возбуждения широкополосного LiF:F_2^- -лазера применялся импульсный $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ -лазер ($\lambda = 1.047$ мкм), работающий в режиме модуляции добротности с частотой повторения импульсов 10–50 Гц. Кристалл LiF:F_2^- имел коэффициент поглощения на длине волны накачки $K_{1,047} = 0.7 \text{ см}^{-1}$. В работе [9] было показано, что при накачке $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$ -лазером с меньшей длиной волны КПД LiF:F_2^- -лазера в два раза выше, чем при накачке излучением $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера. Зависимость общего энергетического КПД широкополосного лазера на LiF:F_2^- от энергии накачки представлена на рис.3. Максимальный КПД, равный 16%, был получен при энергии накачки $E = 25$ мДж и поперечных размерах накачиваемой области 8×1 мм. На рис.4,а показан экспериментальный спектр широкополосной генерации LiF:F_2^- -лазера шириной более 0.15 мкм в ближнем ИК диапазоне (1.08–1.23 мкм). Излучение широкополосного лазера представляет собой непрерывный веер расходящихся в горизонтальной плоскости лазерных пучков, распространяющихся в соответствии с условием автоколлимации (1). С помощью цилиндрических линз нам удалось скомпенсировать эту угловую расходимость и сколлимировать выходное излучение в одном пучке с расходимостью около 1 мрад.

Как отмечалось выше, генерация различных частот в активном элементе пространственно разнесена, поэтому, используя пространственную модуляцию излучения накачки, можно изменять спектр широкополосной генерации лазера [10]. В эксперименте перед входным зеркалом резонатора устанавливалась периодическая маска (сетка) с размером области тени 80 мкм и периодом ее повторения 400 мкм. В этом случае выходное излучение представляло собой набор спектральных линий (рис.4,б) с периодом, равным периоду маски, умноженному на спектральную дисперсию длин волн генерации в актив-

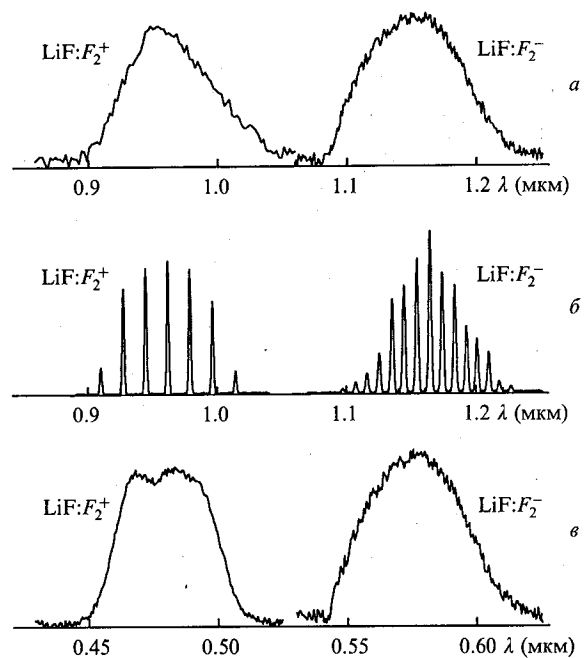


Рис.4. Спектры импульсов генерации лазеров на кристаллах LiF:F_2^+ и LiF:F_2^- в широкополосном (а) и многочастотном (б) режимах, а также спектры второй гармоники широкополосных лазеров (в).

ном элементе. Максимальное число эквидистантных линий, полученных с данной маской, равнялось 15, что охватывало спектральный диапазон от 1.095 до 1.23 мкм.

Для удвоения частоты широкополосной генерации использовался нелинейный кристалл LiIO_3 длиной 20 мм с просветленными торцами, вырезанный для удвоения частоты излучения с $\lambda = 1.064$ мкм. Согласование дисперсии углового синхронизма и спектральной зависимости угла падения излучения на нелинейный кристалл осуществлялось с помощью сферической линзы 7 с $F_{2\omega} = 50$ мм. Подбор углового увеличения линзы позволил получить интегральную эффективность преобразования широкополосного ИК излучения во вторую гармонику 12%. Спектр излучения второй гармоники, полученный в видимой (зелено-желто-красной) области спектра (0.545–0.615 мкм), представлен на рис.4,в.

На рис.5 приведены фрагменты спектра излучения второй гармоники в многочастотном режиме при изменении энергии в импульсе накачки. Ширина линии в видимом диапазоне составила 0.38 нм для энергии накачки $E = 14$ мДж и 1.4 нм – для $E = 25$ мДж. Увеличение ши-

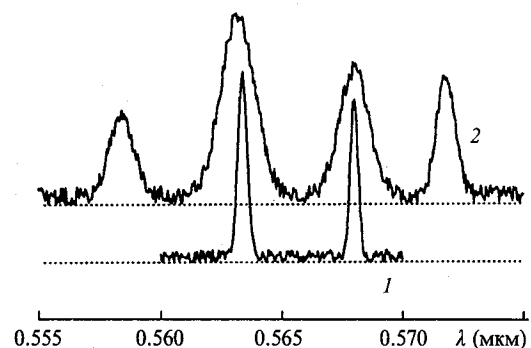


Рис.5. Фрагменты спектров второй гармоники многочастотной генерации LiF:F_2^- -лазера при энергии в импульсе накачки 14 (1) и 25 мДж (2).

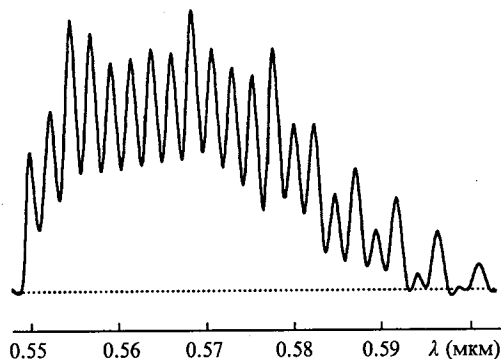


Рис.6. Спектр генерации суммарных частот при многочастотной генерации LiF: F_2^- -лазера.

рины спектра можно объяснить ростом инверсии и коэффициента усиления, особенно в области полутени маски, и увеличением эффективности удвоения частоты на крыльях спектральных линий.

При жесткой фокусировке в нелинейный кристалл было реализовано не только эффективное удвоение частоты излучения, но и генерация суммарных частот от различных спектральных участков при многочастотной генерации, что приводило к удвоению числа линий в спектре генерации второй гармоники (рис.6).

В настоящей работе также исследовалась генерация широкополосного лазера на кристалле LiF со стабилизированными F_2^+ -ЦО [11] при возбуждении излучением второй гармоники ($\lambda = 0.66$ мкм) от Nd³⁺:YAG-лазера ($\lambda = 1.32$ мкм). Максимальная энергия излучения накачки составляла 15 мДж при частоте следования импульсов 10 Гц. Коэффициент поглощения исследуемых кристаллов в максимуме полосы F_2^+ -ЦО $K_{0.61} = 2.5 - 3$ см⁻¹. Оптическая схема резонатора широкополосного лазера была аналогична схеме LiF: F_2^- -лазера. Использовалась внутрирезонаторная линза с $F_c = 30$ мм.

При возбуждении исследуемого лазера излучением лазера накачки ($\lambda = 0.66$ мкм) с энергией в импульсе 12 мДж была получена широкополосная генерация LiF: F_2^+ -лазера в области 0.89–1.04 мкм (рис.4,а). Максимальный КПД широкополосного лазера составил 20% при $E = 9$ мДж (рис.3). Пространственная модуляция излучения накачки периодической маской позволила получить многочастотную генерацию со спектром, представленным на рис.4,б. При удвоении частоты излучения LiF: F_2^+ -лазера в кристалле LiIO₃ было получено широкополосное излучение в сине-зеленой области спектра 0.45–0.51 мкм с интегральной эффективностью преобразования 12%. Широкополосный спектр второй гармоники излучения LiF: F_2^+ -лазера представлен на рис.4,в.

В работе также была получена четвертая гармоника широкополосного LiF: F_2^- -лазера. Для этого использова-

лись кристаллы ВВО (5 × 7 × 10 мм) и KDP (15 × 15 × 30 мм). Для реализации оо-синхронизма после удвоения частоты для поворота поляризации использовалась кварцевая пластина $\lambda/2$ для $\lambda = 0.575$ мкм. Широкополосное излучение второй гармоники фокусировалось сферической линзой с $F_{2\omega} = 70$ мм в нелинейный кристалл. Максимальная эффективность преобразования в четвертую гармонику видимого излучения была получена в кристалле ВВО и достигала 7%.

5. Выводы

В результате проведенных исследований продемонстрирована возможность получения широкополосной и многочастотной генерации лазеров на кристалле LiF с F_2^- - и F_2^+ -ЦО с удвоением и учетверением частоты. Ширина спектров генерации достигала 0.13 мкм (1.10–1.23 мкм) для LiF: F_2^- -лазера и 0.12 мкм (0.9–1.02 мкм) для LiF: F_2^+ -лазера, а эффективность преобразования частоты этих лазеров составляла до 16 и 20% соответственно.

Согласование спектральных зависимостей угла падения широкополосного излучения на нелинейный кристалл и угла синхронизма позволило осуществить эффективное удвоение частоты такого излучения в одном нелинейном кристалле LiIO₃. Получено широкополосное и многочастотное излучение в области 0.55–0.615 мкм для LiF: F_2^- -лазера и в области 0.45–0.51 мкм для LiF: F_2^+ -лазера с интегральной эффективностью преобразования 12%. При помощи кристалла ВВО реализовано преобразование широкополосного видимого излучения в УФ диапазон с эффективностью 7%.

1. Danailov M.B., Christov I.P. *Optics Comms*, **73**, 235 (1989).
2. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Федоров В.В. *Тез.Всес.конф. «Оптика лазеров»* (Л., 1993, т. 1, с. 79).
3. Zverev P.G., Basiev T.T., Fedorov V.V., Mirov S.B. *Proc.SPIE*, **2379**, 54 (1995).
4. Basiev T.T., Mirov S.B. *Room temperature tunable color center laser* (Chur, Switzerland, Harwood Academic Press, 1994).
5. Басиев Т.Т., Коношкин В.А., Милов С.Б., Тер-Микиртычев В.В. *Квантовая электроника*, **19**, 145 (1992).
6. Когельник Г., Ли Т. В кн.: *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова (М., Сов. радио, 1978, т. 2, с. 21).
7. Волосов В.Д., Калинин А.Я. *Квантовая электроника*, **3**, 798 (1976).
8. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of nonlinear optical crystals* (Berlin, Springer-Verlag, Springer Series in Optical Sciences, 1991, v. 64).
9. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Папашвили А.Г., Федоров В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 591 (1997).
10. Basiev T.T., Zverev P.G., Fedorov V.V., Mirov S.B. *Appl.Optics*, **36**, 2515 (1997).
11. Басиев Т.Т., Ермаков И.В., Федоров В.В., Коношкин В.А., Зверев П.Г. *Матер.конф. «Твердотельные перестраиваемые лазеры»* (Минск, изд-е Ин-та молекулярной и атомной физики, 1994, с. 64).