

# 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  $1300 \text{ см}^{-1}$ . В результате оптимизации оптической схемы и выбора соответствующих нелинейных кристаллов получено одновременное эффективное преобразование широкополосного излучения со спектральной шириной более  $1300 \text{ см}^{-1}$  во вторую гармонику в одном нелинейном кристалле  $\text{LiIO}_3$  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

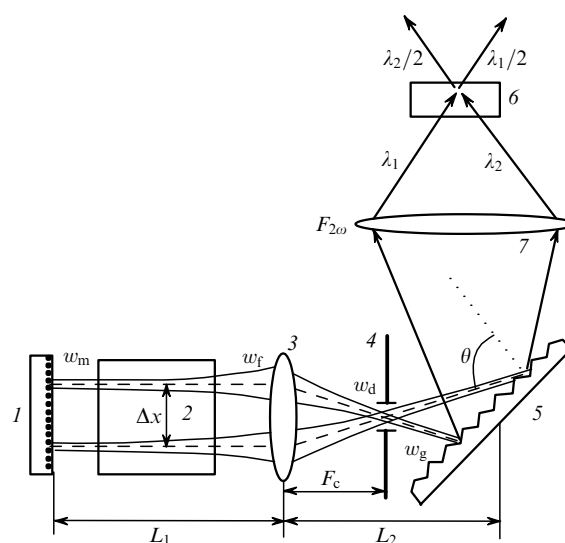


Рис.1. Принципиальная оптическая схема резонатора широкополосного лазера с удвоителем частоты:

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  $\theta$ . 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;  $\theta$  – угол автоколлимации;  $\lambda$  – 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  $\text{LiF:F}_2^+$  и  $\text{LiF:F}_2^-$  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  $\text{LiF:F}_2^+$ -лазера в диапазоне длин волн 0.87–1.1 мкм при  $F_c = 50$  мм ширина рабочей области активного элемента  $\Delta x$  должна составлять 8.5 мм, а для  $\text{LiF:F}_2^-$ -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  $\text{LiF:F}_2^+$ -лазера и 4.1 мкм/Å для  $\text{LiF:F}_2^-$ -лазера.

Для исследования спектрального разрешения широкополосного лазера оценим размер его основной ТЕМ<sub>00</sub>-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  $\text{LiF:F}_2^+$  и  $\text{LiF:F}_2^-$  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  $\text{LiF:F}_2^+$ -лазера и 150 нм для  $\text{LiF:F}_2^-$ -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  $\Gamma$  оптической системы можно получить из соотношения

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

где  $dx/d\lambda$  – 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  $\text{LiF:F}_2^+$ -лазера и 1.140 мкм для  $\text{LiF:F}_2^-$ -лазера).

В табл.1 представлены расчетные углы синхронизма  $\alpha_0$  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  $D_{\text{eff}}$  и ширины спектрального ( $\Delta\lambda$ ), углового ( $\Delta\alpha$ ) и температурного ( $\Delta T$ ) 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 ( $\Delta T$ ) синхронизмов [8].

| Кристалл           | $\alpha_0$ (угл. град.) |          | $d\alpha/d\lambda$ (угл. град./мкм) |          | $\Delta\lambda$ (нм) | $\Delta\alpha$ (мрад) | $\Delta T$ (°C) | $D_{\text{eff}}$ ( $10^{-12}$ 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 <sub>3</sub>  | 33.5                    | 27.9     | 75                                  | 45       | 0.7                  | 0.6                   | –               | 2.75                               |
| LiNbO <sub>3</sub> | –                       | 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                           |

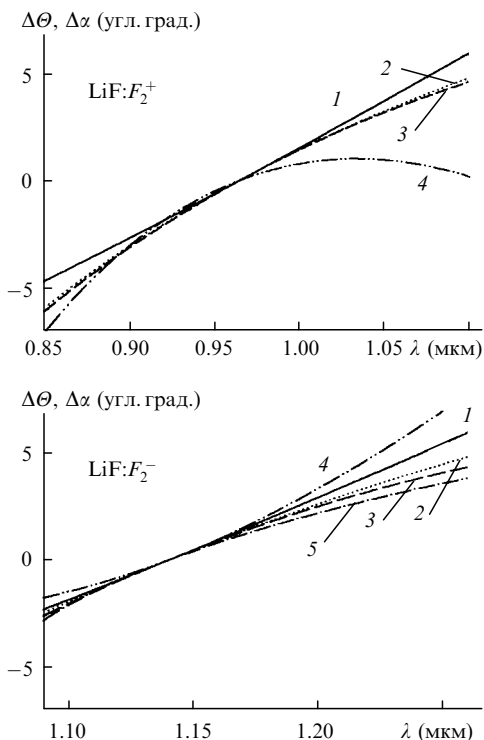


Рис.2. Расчетные дисперсионные зависимости угла падения  $\theta = 90^\circ - \Delta\theta$  излучения широкополосных LiF: $F_2^+$ - и LiF: $F_2^-$ -лазеров на нелинейный кристалл (1) и угла синхронизма  $\alpha = \Delta\alpha + \alpha_0$  для удвоения частоты в кристаллах LiIO<sub>3</sub> (2), BVO (3), KDP (4) и LiNbO<sub>3</sub> (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<sub>3</sub>, LiIO<sub>3</sub>, пересчитанные с учетом оптимального коэффициента углового увеличения  $\Gamma$ .

Из рассмотренных нелинейных кристаллов наибольшим коэффициентом нелинейности обладает кристалл LiNbO<sub>3</sub> ( $D_{\text{eff}} = 5.32 \cdot 10^{-12}$  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  $\lambda$  (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<sub>3</sub> и BVO имеют близкую форму (рис.2) при оптимальных коэффициентах углового увеличения  $\Gamma$  ( $\Gamma_{\text{BVO}} = 0.8$  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<sub>3</sub> 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<sub>3</sub> 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 ооe-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 ( $\Delta T$ ) синхронизмов [8].

| Кристалл | $\alpha_0$ (угл. град.) | $d\alpha/d\lambda$ (угл. град./мкм) | $\Delta\lambda$ (нм) | $\Delta\alpha$ (мрад) | $\Delta T$ (°C) | $D_{\text{eff}}$ ( $10^{-12}$ 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-

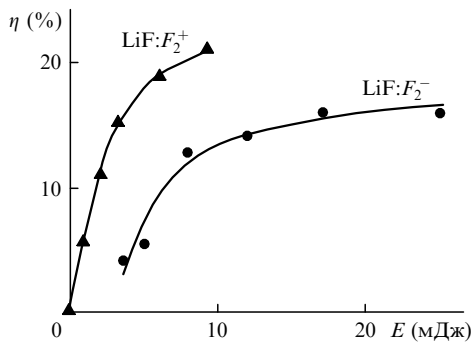


Рис.3. Зависимости эффективности  $\eta$  широкополосной генерации лазеров на кристаллах  $\text{LiF:F}_2^-$  и  $\text{LiF:F}_2^+$  от энергии  $E$  излучения лазеров накачки.

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  $\text{LiF:F}_2^-$ -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  $\text{LiF:F}_2^-$  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  $\text{LiF:F}_2^-$ -лазера в два раза выше, чем при накачке излучением  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера. Зависимость общего энергетического КПД широкополосного лазера на  $\text{LiF:F}_2^-$  от энергии накачки представлена на рис.3. Максимальный КПД, равный 16%, был получен при энергии накачки  $E = 25$  мДж и поперечных размерах накачиваемой области  $8 \times 1$  мм. На рис.4,а показан экспериментальный спектр широкополосной генерации  $\text{LiF:F}_2^-$ -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-

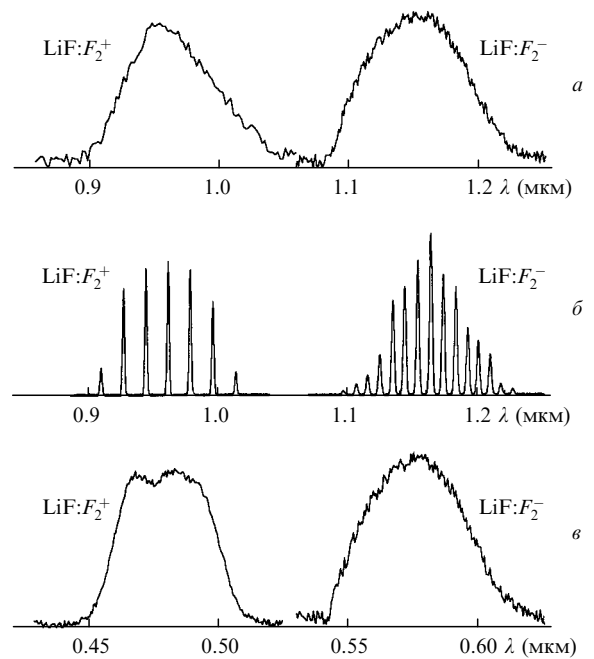


Рис.4. Спектры импульсов генерации лазеров на кристаллах  $\text{LiF:F}_2^+$  и  $\text{LiF:F}_2^-$  в широкополосном (а) и многочастотном (б) режимах, а также спектры второй гармоники широкополосных лазеров (в).

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  $\text{LiIO}_3$  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  $r$  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-

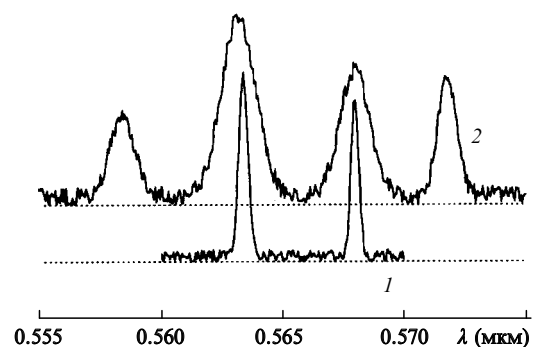


Рис.5. Фрагменты спектров второй гармоники многочастотной генерации  $\text{LiF:F}_2^-$ -лазера при энергии в импульсе накачки 14 (1) и 25 мДж (2).

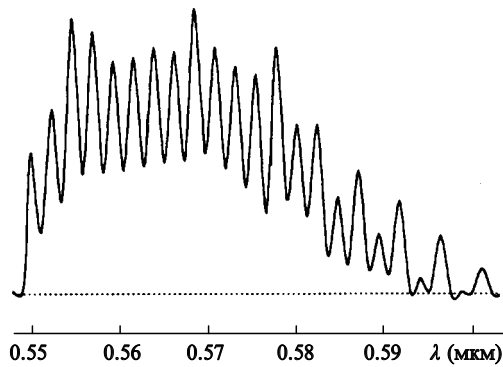


Рис.6. Спектр генерации суммарных частот при многочастотной генерации LiF: $F_2^-$ -лазера.

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 Nd<sup>3+</sup>: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<sup>-1</sup>. Оптическая схема резонатора широкополосного лазера была аналогична схеме LiF: $F_2^-$ -лазера. Использовалась внутррезонаторная 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 LiIO<sub>3</sub> 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 ( $5 \times 7 \times 10$  мм) и KDP ( $15 \times 15 \times 30$  мм). Для реализации ооe-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 LiIO<sub>3</sub>. 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., Конюшкин 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., Конюшкин В.А., Зверев П.Г. *Матер.конф.«Твердотельные перестраиваемые лазеры»* (Минск, изд-е Ин-та молекулярной и атомной физики, 1994, с. 64).