

## О СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ РАСХОДЯЩЕМся ВОЗБУЖДЕНИИ

В. Д. Волосов и А. Г. Калинин

Теоретически и экспериментально изучено влияние ширины спектра и угловой расходимости возбуждающего излучения на характеристики второй гармоники, генерируемой в кристалле  $\text{LiJO}_3$  лазером на неодимовом стекле. Построена математическая модель, позволявшая численными методами получить спектральную ширину и энергию излучения второй гармоники для важного в практическом отношении случая. Экспериментальные результаты имеют хорошее согласие с теоретическими, что подтверждает правильность выбранной модели.

Преобразование частоты излучения лазеров во вторую гармонику является одним из наиболее широко используемых способов получения когерентного оптического излучения в видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Генерация излучения второй гармоники (ГВГ) с заданными параметрами (угловое и спектральное распределение, энергетика) требует изучения взаимного влияния параметров нелинейных кристаллов и лазерного излучения на процесс преобразования частоты. В настоящее время вопросам изучения генерации второй гармоники посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [1-6]. Однако при исследовании процесса ГВГ широкополосными лазерами с конечной угловой расходимостью типа лазеров на красителях, либо на неодимовом стекле с большим числом продольных и поперечных мод результаты экспериментов сильно отличаются от теоретических оценок [7-9].

При удвоении частоты широкополосного, расходящегося лазерного излучения наряду с процессом генерации второй гармоники спектрально-угловых компонент излучения эффективно происходят процессы частотного сложения, а также двумерные взаимодействия различных компонент [1, 10]. Результирующее спектрально-угловое распределение преобразованного излучения будет определяться дисперсионными свойствами нелинейного кристалла и статистическими свойствами излучения лазера.

В настоящем сообщении обсуждается методика расчета спектрально-углового распределения и энергетических характеристик излучения второй гармоники при возбуждении широкополосным расходящимся излучением. Экспериментально исследована зависимость ширины спектральной линии второй гармоники и КПД преобразования в кристалле  $\text{LiJO}_3$  от ширины спектра возбуждающего излучения лазера на неодимовом стекле.

Рассмотрим нелинейный кристалл длиной  $l$ , на который нормально к его входной грани по направлению синхронизма удвоения центральной частоты  $\omega_0$  падает пучок слабо расходящегося возбуждающего излучения. Полагая, что диаметр пучка не изменяется на длине кристалла и достаточно велик, чтобы можно было пренебречь влиянием апертуры, для спектрально-углового распределения плотности мощности излучения второй гармоники в приближении заданного поля можно записать [1, 6]

$$S_2(\omega, \mathbf{k}, l) = c_3^2 l^2 \int \dots \int S_1(\omega', \mathbf{k}') S_1(\omega'', \mathbf{k}'') \times \\ \times \text{sinc}^2\left(\frac{l \Delta}{2}\right) \delta(\omega - \omega' - \omega'') \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \mathbf{k}'') d\omega' d\omega'' d\mathbf{k}' d\mathbf{k}'' \quad (1)$$

Здесь  $S_i$  — спектрально-угловая плотность мощности излучений,  $\sigma_3$  — коэффициент, определяемый нелинейностью среды. Выражение (1) соответствует генерации гармоники излучением со статистически независимыми фазами компонент излучения, распределенных на интервале  $[0, 2\pi]$ . Такая модель лазерного излучения вполне справедлива для источников типа лазера на неодимовом стекле, работающем без спектральных и угловых селектирующих элементов, а также для некоторых лазеров на красителях. В (1) учитываются процессы перекрестного сложения различных спектральных компонент, а также двумерные взаимодействия за счет расходимости пучков.  $\Delta = k - k' - k''$  — фазовая расстройка.

Спектральное и угловое распределение второй гармоники определяются соответственно как

$$S_2^{\omega}(\omega, l) = \iint S_2(\omega, \mathbf{k}, l) d\mathbf{k}' d\mathbf{k}'' \quad (2)$$

и

$$S_2^{\mathbf{k}}(\mathbf{k}, l) = \iint S_2(\omega, \mathbf{k}, l) d\omega' d\omega'' \quad (3)$$

а средняя мощность преобразованного излучения равна

$$w_2 = \int \dots \int S_2(\omega, \mathbf{k}, l) d\omega' d\omega'' d\mathbf{k}' d\mathbf{k}'' \quad (4)$$

Для анализа зависимости мощности второй гармоники от параметров возбуждающего излучения и нелинейной среды представим ее в виде

$$w_2 = \sigma_3^2 w_1^2 l^2 F(D_{\omega}, D_{\theta}, l) \quad (5)$$

Здесь  $w_1$  — средняя мощность возбуждающего излучения. Функция  $F$  определяется дисперсионными характеристиками нелинейной среды и видом спектрально-углового распределения возбуждающего излучения.  $D_{\omega}$  и  $D_{\theta}$  — спектральная и угловая полуширины распределения плотности мощности, являющиеся интегральными параметрами лазерного излучения, чаще всего используемые на практике.

При численных экспериментах спектрально-угловое распределение возбуждающего излучения считалось гауссовским

$$S_1(\omega, \mathbf{k}) = w_1 \exp \left\{ 4 \ln 2 \left[ \frac{(\omega - \omega_0)^2}{D_{\omega}^2} + \frac{(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2}{k_0^2 D_{\theta}^2} \right] \right\} \quad (6)$$

Рассматривалось взаимодействие типа  $oo-e$  в отрицательных одноосных кристаллах. Значение фазовой расстройки  $\Delta$  определялось из выражения

$$\Delta = k_2(\theta, \omega) - k_1(\theta_1, \omega_1) \cos(\theta - \theta_1) - k_1(\theta_2, \omega_2) \cos(\theta - \theta_2), \quad (7)$$

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad (8a)$$

$$\theta = \arcsin \frac{k_1(\theta_1, \omega_1) \sin \theta_1 + k_1(\theta_2, \omega_2) \sin \theta_2}{\sqrt{k_1^2(\theta_1, \omega_1) + 2k_1(\theta_1, \omega_1)k_1(\theta_2, \omega_2) \cos(\theta_2 - \theta_1) + k_1^2(\theta_2, \omega_2)}} \quad (8b)$$

Рассматривалась ситуация, соответствующая экспериментальному исследованию ГВГ лазером на неодимовом стекле с центральной длиной волны излучения  $\lambda_0 = 1060$  нм в кристалле  $\text{LiJO}_3$ , показатели преломления которого заимствованы из работы [10]. На рис. 1 показаны зависимости ширины спектра второй гармоники  $\Delta \nu_{\text{ВГ}}$  от ширины спектра  $D_{\omega}$  (А) и угловой расходимости  $D_{\theta}$  (Б) возбуждающего излучения для различных длин нелинейного кристалла. Анализ зависимостей, представленных на рис. 1, показывает, что спектральная ширина преобразованного излучения насыщается с ростом ширины спектра возбуждающего излучения и для плоских волн ( $D_{\theta} = 0$ ) [1, 10]

$$\Delta \nu_{\text{ВГ}}^{\text{нас.}} = \frac{5.56}{K_{\lambda} l} \quad (9)$$

Наличие расходимости у возбуждающего излучения приводит к приросту  $\Delta\nu_{\text{ВГ}}$ , пропорциональному расходимости излучения и длине кристалла. При  $D_{\omega} \rightarrow 0$  (независимо от расходимости)

$$\Delta\nu_{\text{ВГ}} = \sqrt{2} D_{\omega}. \quad (10)$$

На рис. 2 представлена зависимость функции  $F$  от ширины спектра возбуждающего излучения при различных его расходимостях и разных

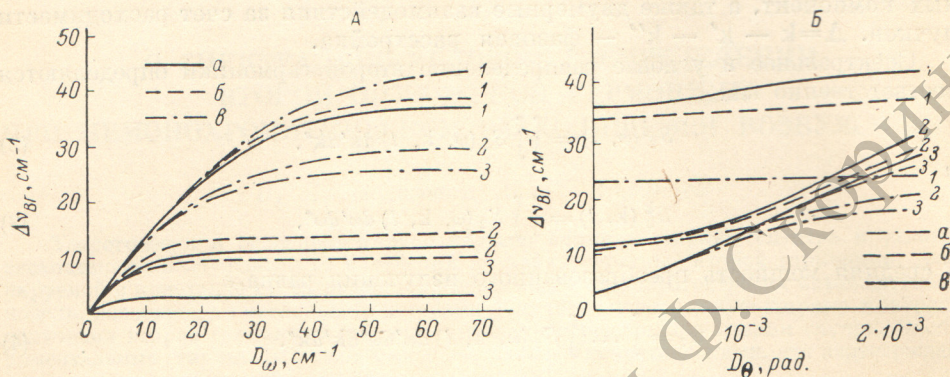
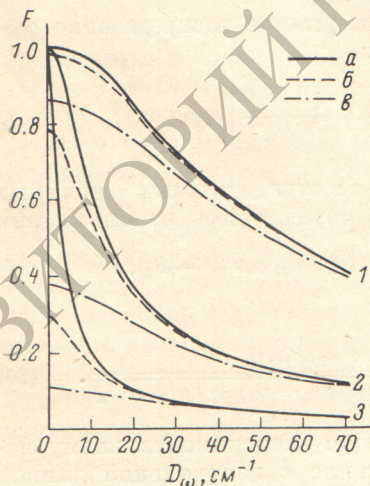


Рис. 1. Зависимость спектральной полуширины второй гармоники  $\Delta\nu_{\text{ВГ}}$  от полуширины спектра (А) и угловой расходимости (Б) возбуждающего излучения.

Длина кристалла  $l = 0.25$  см (1), 1.0 см (2), 4.0 см (3); расходимость излучения (Б): а —  $D_{\theta} = 0$ , б —  $D_{\theta} = 7 \cdot 10^{-4}$  рад, ε —  $D_{\theta} = 2.1 \cdot 10^{-3}$ ; ширина спектра (А): а —  $D_{\omega} = 20$  см $^{-1}$ , б —  $D_{\omega} = 40$  см $^{-1}$ , ε —  $D_{\omega} = 60$  см $^{-1}$ .

длинах нелинейного кристалла. При  $D_{\omega} \leq \Delta\nu_{\text{ВГ}}$ , основным фактором, приводящем к снижению эффективности преобразования при заданной ширине спектра, является расходимость возбуждающего излучения. Анализ зависимостей, приведенных на рис. 2, и выражения (5) показывает, что



в приближении заданного поля оптимальная длина нелинейного кристалла  $l_{\text{опт.}} > 4$  см для диапазонов значений  $D_{\omega}$  и  $D_{\theta}$ , использованных в расчетах. Поскольку в экспериментах с широкополосными лазерами КПД преобразования не превышает обычно 10%, т. е. приближение заданного поля оправдывается, для получения максимальной энергии второй гармоники в кри-

Рис. 2. Зависимость функции  $F$  от ширины спектра возбуждающего излучения.

Длина кристалла  $l = 0.25$  см (1), 1.0 см (2), 4.0 см (3). Расходимость излучения: а —  $D_{\theta} = 0$ , б —  $D_{\theta} = 7 \times 10^{-4}$  рад, ε —  $D_{\theta} = 2.1 \cdot 10^{-3}$  рад.

сталле  $\text{LiJO}_3$  следует использовать кристаллы с длинами  $\approx 4$  см (с учетом поглощения в среде). Спектральная яркость излучения гармоники  $w_2/\Delta\nu_{\text{ВГ}}$  может возрасти, если при увеличении ширины спектра  $D_{\omega}$  возбуждающего излучения его спектральная яркость остается неизменной. Если  $w_1 = \text{const}$  при увеличении  $D_{\omega}$ , то спектральная яркость гармоники падает, особенно при наличии расходимости излучения, несмотря на существенную роль процессов сложения частот.

Экспериментально исследовалась генерация второй гармоники неодимового лазера с регулируемой спектральной полосой излучения в кристалле

$\text{LiIO}_3$ . Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Задающим генератором 1 служит промышленный лазер типа ИТ-181 с введенным в резонатор поляризатором. На выходе однопроходового усилителя 2 энергия излучения составляла 6...8 Дж при длительности импульса  $\sim 50$  нс и угловой расходимости 0.004 рад. После телескопа 3 кратностью 4.5 излучение пропускать через монохроматор, образованный дифракционными решетками 4 (75 штр/мм, автоколлимационный режим в 22 порядке спектра)

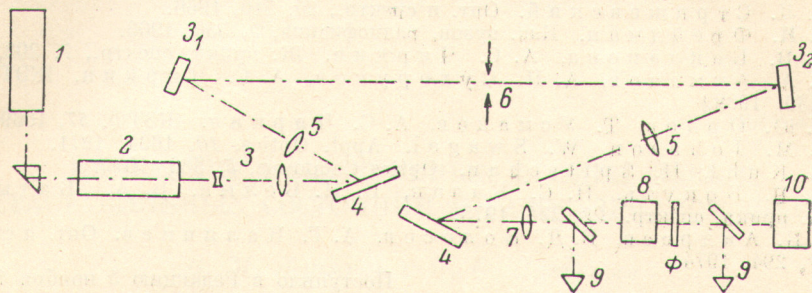
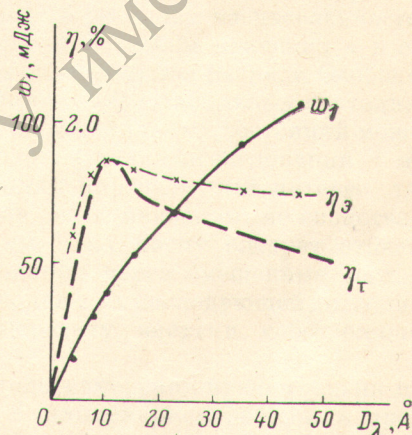


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

и двумя линзами 5 с фокусами по 2100 мм, в общем фокусе которых помещена щель 6. Изменяя ширину и положение щели, варьировали ширину спектра и центральную длину волны излучения, попадающего на нелинейный кристалл 8. Цилиндрическая линза 7 с фокусом 350 мм поджимала пучок по плоскости некритичного синхронизма. Небольшим разворотом цилиндрической линзы вокруг оси пучка можно было управлять расходимостью излучения в плоскости главного сечения кристалла. В экспериментах расходимость излучения была  $\sim 0.0008$  рад, а кристалл был выведен из фокуса линзы. Распределение излучения по углу и спектру было близко к гауссовскому. Энергия излучения основной частоты на входе в нелинейный кристалл и энергия второй гармоники на его выходе контролировалась калори-

Рис. 4. Экспериментальные зависимости энергии основного излучения и к. п. д. преобразования во вторую гармонику от ширины спектра основного излучения.



метрами 9, а спектр излучения регистрировался интерферометром Фабри—Перо 10. В экспериментах использовался кристалл  $\text{LiIO}_3$  длиной 40 мм.

Зависимость энергии основного излучения на входе в нелинейный кристалл представлена на рис. 4 как функция ширины спектра при центральной частоте, соответствующей максимуму в спектральном распределении. Здесь же представлена зависимость КПД преобразования  $\eta_e$  во вторую гармонику. Пользуясь формулой (5), графическим представлением функции  $F$  на рис. 2 и экспериментальной зависимостью  $w_1$  на рис. 4, авторы построили функцию КПД преобразования  $\eta_t$ . Как видно из рис. 4, имеется хорошее соответствие в поведении  $\eta_e$  и  $\eta_t$ . Экспериментальные значения полуширины спектра второй гармоники, усредненные по нескольким наблюдениям, показаны точками на рис. 1, А. Здесь также наблюдается соответствие с теоретическими результатами.

Таким образом, теоретически и экспериментально изучено влияние ширины спектра и угловой расходимости на характеристики преобразования излучения во вторую гармонику при немонахроматическом расходящемся возбуждении. Хорошее совпадение экспериментальных результатов

с теоретическими свидетельствами о правильности выбора модели, описывающей процесс ГВГ для рассмотренного типа лазеров.

В заключение авторы благодарят В. И. Сахарова за большую помощь в проведении экспериментов.

#### Литература

- [1] С. А. Ахманов, А. С. Чиркин. Статистические явления в нелинейной оптике. Изд. МГУ, М., 1970.
- [2] В. Л. Стрижевский. Опт. и спектр., 20, 516, 1966.
- [3] Г. И. Фрейдман. Изв. вузов, радиофизика, 9, 550, 1966.
- [4] В. В. Бакланова, А. С. Чиркин. Ж. прикл. спектр., 7, 202, 1967.
- [5] С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, А. С. Чиркин. ЖЭТФ, 55, 1430, 1968.]
- [6] Р. Ю. Орлов, Т. Усманов, А. С. Чиркин. ЖЭТФ, 57, 1069, 1969.
- [7] F. M. Johnson, W. Swagel. Appl. Optics, 10, 1624, 1971.
- [8] J. Kuhl, H. Spitschan. Optics Communs, 5, 382, 1972.
- [9] Б. В. Бокуть, Н. С. Казак, В. Н. Белый, В. А. Батырев. Ж. прикл. спектр., 22, 224, 1975.
- [10] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов, А. Г. Калинин. Опт. и спектр., 37, 294, 1974.

Поступило в Редакцию 5 ноября 1979 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины