

ОПТИМИЗАЦИЯ ПОЛОЖЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА ПРИ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

© 2016 г. Н. Р. Белашенков, канд. физ.-мат. наук; М. В. Иночкин, канд. физ.-мат. наук

Университет ИТМО, Санкт-Петербург

E-mail: belashenkov@gmail.com, m_inochkin@mail.ru

Рассмотрено влияние положения нелинейного кристалла внутри лазерного резонатора на внутрирезонаторную генерацию второй гармоники. Показано, что при расположении нелинейного кристалла на оптимальном расстоянии от концевого двухволнового зеркала лазерного резонатора возможно увеличить максимальную мощность излучения второй гармоники почти в два раза. Величина оптимального расстояния зависит от типа концевого зеркала. Отмечены эффекты, маскирующие преимущества оптимального расположения нелинейного кристалла при проведении экспериментов по внутрирезонаторной генерации второй гармоники мощного лазерного излучения. Описаны способы экспериментального определения оптимального положения нелинейного кристалла внутри резонатора.

Ключевые слова: внутрирезонаторная генерация второй гармоники, фазовая дисперсия, лазеры.

Коды OCIS: 140.3515.

Поступила в редакцию 03.12.2015.

Введение

Разработка твердотельных лазерных систем с преобразованием частоты генерируемого излучения в нелинейных кристаллах сопряжена с решением ряда сложных технических проблем, одной из которых является обеспечение условий наибольшей эффективности генерации второй гармоники (ГВГ). Известно, что техника внутрирезонаторного преобразования излучения, в частности, внутрирезонаторная генерация второй гармоники (ВР ГВГ) позволяет обеспечить существенно более высокие коэффициенты преобразования, чем внerezонаторные методы. Это связано с тем, что внутри лазерного резонатора достигается значительно более высокая интенсивность излучения основной гармоники. Кроме того, эффективная длина взаимодействия волн в нелинейном кристалле увеличивается вдвое за счет двойного прохода по нему излучения обеих гармоник за один обход резонатора. Однако это происходит не всегда, а лишь при тщательном выполнении ряда условий, исследованию которых посвящена настоящая работа. Следует отметить, что достижение максимальных значений коэффициентов преобразования при ВР ГВГ при-

обретает особую значимость при проектировании и разработке лазерных систем с предельно высоким выходом излучения второй гармоники на порогах разрушения нелинейных кристаллов.

Несмотря на большое число работ, посвященных ВР ГВГ, лишь в немногих из них, например [1–5], изучается проблема второго прохода нелинейного кристалла. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследована ВР ГВГ в импульсном лазере на ИАГ:Nd с учетом фазовых соотношений волн гармоник при двойном проходе нелинейного кристалла.

Теория двухпроходовой ГВГ

Рассмотрим укороченные уравнения для “медленных” амплитуд первой A_1 и второй A_2 гармоник в нелинейном кристалле длиной L

$$\begin{aligned} i \frac{dA_1}{dz} &= \chi A_2 A_1^* \exp(-i\Delta k z); \\ i \frac{dA_2}{dz} &= \chi A_1^2 \exp(i\Delta k z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь z – координата вдоль направления распространения света в кристалле, $\Delta k = 2k_1 - k_2$ – волновая расстройка синхронизма для этого

направления, k_1 и k_2 – волновые числа первой и второй гармоник, а χ – коэффициент нелинейной связи волн, пропорциональный свертке компонентов тензора нелинейной восприимчивости второго порядка для выбранной поляризации и направления распространения света в кристалле.

Разложим “медленные” комплексные амплитуды первой и второй гармоник на вещественные амплитуды a_1 и a_2 и фазы ϕ_1 и ϕ_2

$$\begin{aligned} A_1 &= a_1 \exp(i\phi_1); \\ A_2 &= a_2 \exp(i\phi_2). \end{aligned} \quad (2)$$

Разделяя вещественные и мнимые части из (1), получим уравнения

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dz} &= -\chi a_1 a_2 \sin \psi; & \frac{da_2}{dz} &= \chi a_1^2 \sin \psi; \\ \frac{d\phi_1}{dz} &= -\chi a_2 \cos \psi; & \frac{d\phi_2}{dz} &= -\chi a_1^2 \cos \psi, \end{aligned} \quad (3)$$

где введена обобщенная фаза:

$$\psi = 2\phi_1 - \phi_2 + \Delta k z. \quad (4)$$

Как известно из работы [1], система уравнений (3) обладает двумя интегралами. Первый интеграл представляет собой закон сохранения энергии

$$a_1^2(z) + a_2^2(z) = I = \text{const}_z, \quad (5)$$

где I – интенсивность излучения на входе в кристалл. Интеграл (5) позволяет исключить из уравнений (3) амплитуду a_1 и получить второй интеграл уравнений (3) в виде¹:

$$\cos \psi(z) = \frac{C_0 - \Delta_1 a_2^2(z)}{a_2(z)[I - a_2^2(z)]}, \quad (6)$$

где приведенная расстройка $\Delta_1 = \Delta k/2\chi$, а постоянная интегрирования C_0 определяется значениями амплитуды второй гармоники $a_2(0)$ и обобщенной фазы $\psi(0)$ на входе в кристалл

$$C_0 = \Delta_1 a_2^2(0) + a_2(0)[I - a_2^2(0)] \cos \psi(0). \quad (7)$$

Интегралы (5) и (6) позволяют свести четыре вещественных уравнения (3) к двум:

$$\begin{aligned} \frac{da_2}{dz} &= \chi(I - a_2^2) \sin \psi; \\ \frac{d\psi}{dz} &= \Delta k \left(\frac{1}{2} + \frac{a_2^2}{I - a_2^2} \right) + \chi \left(1 - \frac{2a_2^2}{I - a_2^2} \right) \frac{C_0}{a_2^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

¹ Полученное здесь выражение (6) отличается от выражения (2.4.5) из монографии [1], где соответствующий интеграл приведен с очевидными опечатками.

которые удобны для проведения численных расчетов с заданными начальными условиями $a_2(0)$ и $\psi(0)$.

Для нахождения амплитуды второй гармоники будем использовать уравнения (7) и (8) с соответствующими начальными условиями. Для первого (индекс I) прохода начальные условия имеют вид: $a_{2,I}(0) = 0$ и $\psi_I(0) = \pi/2$, что обеспечивает максимальный инкремент нарастания интенсивности ВГ. Результаты расчетов зависимости эффективности однократной ГВГ $\eta_I = (a_{2,I}(L))^2/I$ при входной интенсивности $I = 1,5$ МВт/см² для разных волновых расстроек Δk в кристалле КТР длиной $L = 5$ мм приведены на рис. 1 (кривая 1).

Начальные условия для второго (индекс II) прохода взяты в виде $a_{2,II}(0) = a_{2,I}(L)$, где правая часть является результатом численного решения уравнений (8) на первом проходе, и $\psi_{II}(0) = \psi_I(L) + \Delta\psi$, где $\psi_I(L)$ – результат решения (8) на первом проходе, а $\Delta\psi$ – добавка к обобщенной фазе перед вторым проходом, возникающая из-за дисперсии воздуха и концевого зеркала. Результаты расчетов эффективности ГВГ в двухпроходовой схеме $\eta_{II} = (a_{2,II}(L))^2/I$ представлены на рис. 1 (кривые 2–5). Из рис. 1 видно, что для любого значения $\Delta\psi$ можно получить значительное преобразование во ВГ за счет подходящей разъюстировки кристалла Δk . Для оптимального значения $\Delta\psi = 0$ максимум ВГ достигается в точном синхронизме: $\Delta k = 0$ (рис. 1, кривая 2, “лучший” случай). При этом максимальный коэффициент преобразования во ВГ на двух проходах оказывается почти в 4 раза выше, чем на одном проходе. Для других значений $\Delta\psi$ максимум ВГ оказывается ниже и наблюдается при ненулевых расстрой-

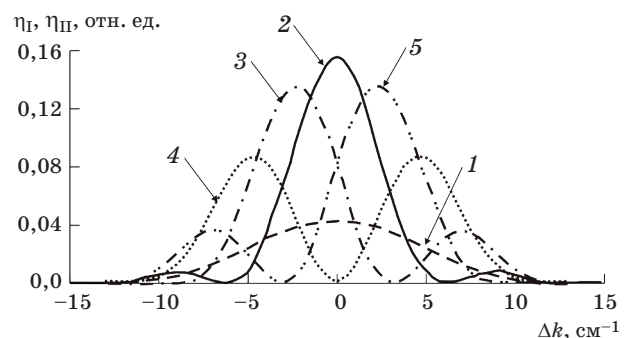


Рис. 1. Теоретическая зависимость эффективности второй гармоники от величины волновой расстройки Δk для однократного прохода (1) и для двойного прохода при $\Delta\psi$, равной 0 (2), $\pi/2$ (3), π (4), $3\pi/2$ (5).

ках синхронизма Δk . В предельном “худшем” случае $\Delta\psi = \pi$ при $\Delta k \approx \pm 4,8 \text{ см}^{-1}$ наблюдаются два симметричных побочных максимума (рис. 1, кривая 4). Максимальный коэффициент преобразования во ВГ в этом случае оказывается почти в 2 раза меньше, чем для оптимальной фазовой добавки $\Delta\psi = 0$. Таким образом, можно сделать вывод, что правильный выбор фазовых условий для второго прохода должен играть важную роль при получении максимально возможных значений выходной мощности и энергии при внутриврезонаторной ГВГ.

Эксперимент

Схема экспериментальной установки для исследований ВР ГВГ показана на рис. 2. В экспериментах использовался активный элемент 2 ИАГ:Nd (1%) с размерами $\varnothing 6 \times 100 \text{ мм}$ в одноламповом диффузном отражателе. Блок накачки обеспечивал прямоугольные импульсы мощности накачки, амплитуду и длительность которых можно было менять в широких пределах. Резонатор лазера был образован зеркалами 1 и 4. Для генерации ВГ использовался просветленный с обоих торцов кристалл КТР 5 длиной 5 мм с вырезкой под синхронизм II-го типа. Выпуск излучения ВГ из резонатора осуществлялся через угловое дихроичное зеркало 3. В процессе экспериментов изменяли расстояние Z между нелинейным кристаллом 5 и двухволновым

вым концевым зеркалом резонатора 4. Для точного контроля угловой расстройки кристалла 5 измеряли положение отраженного блика ВГ на вспомогательном экране 7, который находился на расстоянии 800 мм от кристалла 5.

Для увеличения интенсивности излучения на нелинейном кристалле в резонаторе лазера размещался акустооптический модулятор 6, частота модуляции которого изменялась в диапазоне 100–150 кГц. Для определения интенсивности внутриврезонаторного лазерного излучения I , падающего на нелинейный кристалл 5, измерялась интенсивность лазерного излучения I_{out} , выходящего через полупрозрачное зеркало 1. Внутриврезонаторная интенсивность рассчитывалась при известном коэффициенте отражения R_1 зеркала 1 на длине волны 1064 нм по формуле

$$I = I_{\text{out}} \frac{\sqrt{R_1}}{1 - R_1}. \quad (9)$$

Для того, чтобы изменение эффективности преобразования во ВГ при перемещениях и юстировках нелинейного кристалла 5 не влияло заметным образом на интенсивность внутриврезонаторного лазерного излучения коэффициент отражения зеркала 1 выбирался достаточно низким $R_1 \approx 0,8$. Мощность накачки и параметры акустооптической модуляции выбирались таким образом, чтобы интенсивность лазерного излучения на нелинейном кристалле в эксперименте не превышала $1,5 \text{ МВт/см}^2$.

Экспериментальные перестроечные кривые для “худшего” и “лучшего” расположения нелинейного кристалла 5 относительно двухволнового зеркала 4 приведены на рис. 3. Здесь по

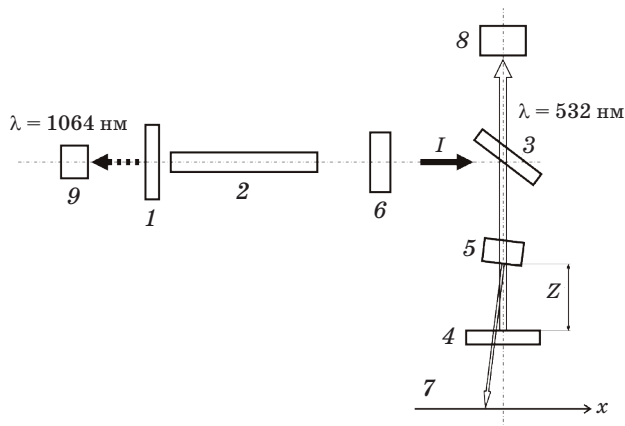


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по исследованию ВР ГВГ. 1 – выходное зеркало с коэффициентом отражения $R_1 = 80\%$ ($\lambda = 1064 \text{ нм}$), 2 – активный элемент ИАГ:Nd ($\varnothing 6 \times 100 \text{ мм}$), 3 – дихроичное зеркало ($\lambda = 532 \text{ нм}/1064 \text{ нм}$), 4 – возвратное зеркало ($\lambda = 532 \text{ нм}$ и $\lambda = 1064 \text{ нм}$), 5 – кристалл ГВГ, 6 – акустооптический модулятор, 7 – вспомогательный экран, 8, 9 – измерители мощности излучения.

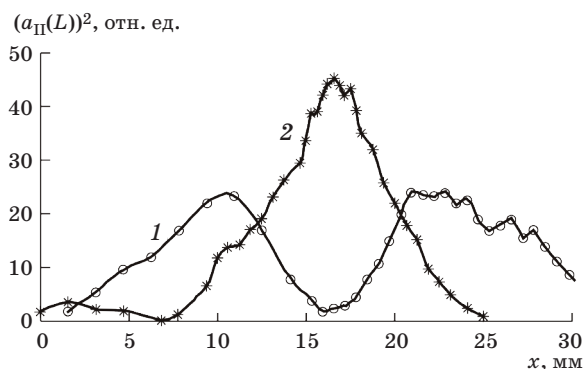


Рис. 3. Экспериментальная зависимость выходной энергии ВР ГВГ от угловой разъюстировки нелинейного кристалла для разных расстояний между кристаллом и двухволновым зеркалом Z : кривая 1 – $Z = 70 \text{ мм}$, кривая 2 – $Z = 38 \text{ мм}$.

оси абсцисс отложена величина углового положения кристалла 5 относительно оптической оси резонатора, характеризующая величину угловой расстройки Δk , а по оси ординат – измеренная с помощью измерителя 8 мощность ВГ в относительных единицах. Для “худших” позиций кристалла характерно наличие двух симметричных побочных максимумов ВГ (можно сравнить кривую 4 на рис. 1 с кривой 1 на рис. 3). Для двухволнового зеркала 4 LDMW-1064-532-0-100-BK (SpectralOptics) эти позиции находятся на расстояниях 70 мм и 135 мм от зеркала. Расстояние между “худшими” позициями $135 - 70 = 65$ мм соответствует периоду двойного набега обобщенной фазы в воздухе [6, 7]. “Лучшие” позиции для расположения нелинейного кристалла определяются как позиции точно посередине между “худшими” позициями. В частности, две ближайшие к двухволновому зеркалу “лучшие” позиции соответствуют расстояниям $Z_{\max} = 70 \pm (65/2)$ мм. Ближайшее “лучшее” положение нелинейного кристалла относительно двухволнового зеркала LDMW-1064-532-0-100-BK соответствует расстоянию $Z_{\max} \approx 38$ мм (рис. 3, кривая 2). Как видно из рис. 3, при достаточно малом влиянии процесса ВР ГВГ на интенсивность внутрирезонаторного излучения максимальная эффективность преобразования во ВГ для “лучших” позиций действительно может почти вдвое превышать максимальную эффективность преобразования для “худших” позиций.

Зависимости, аналогичные показанным на рис. 3, описаны в работах [4, 5]. Следует отметить, что эффективность ГВГ при синхронизме II типа существенно зависит от соотношения амплитуд s - и f -поляризационных компонентов лазерного излучения в нелинейном кристалле. Поскольку двухосный кристалл представляет собой толстую фазовую пластину, то при угловой юстировке нелинейного кристалла происходит изменение состояния поляризации внутрирезонаторного излучения, и это может влиять на эффективность ВР ГВГ. По этой причине мы контролировали соотношение интенсивностей s - и f -компонентов лазерного излучения. В наших экспериментах не наблюдали изменения соотношения интенсивностей этих компонентов при перестройках нелинейного кристалла, показанных на рис. 3.

Изрезанность и сужение пиков перестроенных кривых в максимуме преобразования во ВГ (рис. 3) указывают на явное влияние процес-

сов насыщения преобразования во ВГ, которое характерно для лазерных систем с достаточно широким угловым спектром [5, 8]. Причина этого явления – аномально сильное фазовое самовоздействие лазерного излучения на квадратичную нелинейность кристаллов при расстройке синхронизма ВГ – была обнаружена и исследована в работе [9]. Здесь следует отметить, что коммерческие лазерные системы с ВР ГВГ из экономических соображений, как правило, работают в режиме многомодовой генерации. В наших экспериментах лазер также был многомодовым с расходимостью около 6 мрад, что сопоставимо с шириной углового синхронизма нелинейного кристалла КТР (14 мрад·см). Наличие широкого углового спектра лазерного излучения и связанное с этим насыщение преобразования во ВГ является еще одной причиной, по которой разница ВР ГВГ для “лучших” и “худших” положений нелинейного кристалла может оказаться не такой заметной в многомодовых лазерах. Подобный эффект влияния ширины углового спектра можно увидеть также при анализе экспериментальных данных работ [4, 5]. При запирании лазерного резонатора заменой полупрозрачного зеркала 1 (рис. 2) на зеркало с высоким коэффициентом отражения происходит значительное увеличение внутрирезонаторной интенсивности I и усиление эффектов насыщения преобразования во ВГ. При этом процессы ВР ГВГ начинают оказывать существенное обратное влияние на генерацию лазерного излучения. Рассмотрим это подробнее.

Взаимное влияние интенсивности внутрирезонаторного лазерного излучения и ВР ГВГ

При фиксированной интенсивности лазерного излучения I и фиксированном угловом положении нелинейного кристалла ($\Delta k = 0$) в теории должна наблюдаться контрастная картина зависимости эффективности ВГ от обобщенной фазы $\Delta\psi$ (рис. 4, кривая 1). Как видно из рис. 1, для каждого $\Delta\psi$ можно найти свое угловое положение нелинейного кристалла, соответствующее максимуму ВГ. Поэтому для фиксированной интенсивности внутрирезонаторного излучения контрастность зависимости эффективности ВГ от обобщенной фазы $\Delta\psi$ может быть существенно снижена оптимальной юстировкой кристалла по Δk для каждого $\Delta\psi$

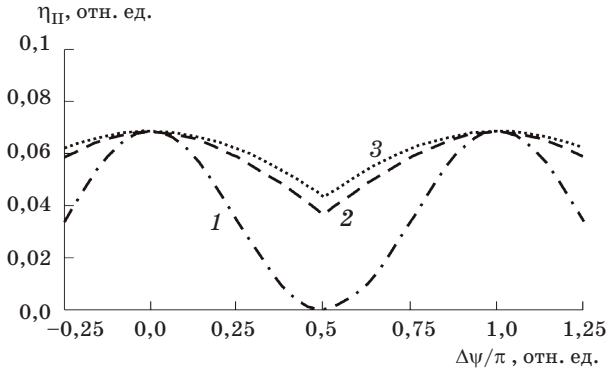


Рис. 4. Коэффициент преобразования во ВГ в зависимости от добавки обобщенной фазы перед вторым проходом нелинейного кристалла $\Delta\psi$. Кристалл установлен в положение $\Delta k = 0$ (1), кристалл настраивается в максимум ВР ГВГ по Δk при постоянной интенсивности внутрирезонаторного лазерного излучения I (2), кристалл настраивается в максимум ВР ГВГ по Δk с учетом изменения интенсивности внутрирезонаторного лазерного излучения I (3).

(рис. 4, кривая 2). В реальном лазере внутрирезонаторная интенсивность может существенно изменяться при вариациях эффективности внутрирезонаторной ГВГ, поскольку выход ВГ является одним из основных видов потерь в таких лазерах. Для расчета внутрирезонаторной интенсивности лазерного излучения I_{in} , насыщающей активную среду, рассмотрим стационарные решения балансных уравнений для населенности верхнего лазерного уровня N_2

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 \frac{I_{\text{in}}}{E_s} - \frac{N_2}{T_1} + R_{\text{pump}} = 0. \quad (10)$$

Здесь учтены скорость накачки R_{pump} , скорость спонтанного распада верхнего уровня $1/T_1$ и вынужденные переходы под действием интенсивности внутрирезонаторного лазерного излучения I_{in} . В выражение (10) входит плотность энергии насыщения активной среды $E_s = \hbar\nu/\sigma$, которая определяется энергией кванта лазерного излучения $\hbar\nu$ и сечением вынужденного излучения активатора σ .

Интенсивность излучения на входе в нелинейный кристалл ГВГ I пропорциональна насыщающей интенсивности внутрирезонаторного излучения I_{in}

$$I = \frac{I_{\text{in}}}{1 + R_{\text{eq}}}. \quad (11)$$

где R_{eq} – коэффициент отражения эквивалентного выходного зеркала, с которым можно ассо-

циировать вывод энергии из резонатора посредством ВР ГВГ. R_{eq} рассчитывается исходя из эффективности преобразования во ВГ

$$R_{\text{eq}} = 1 - (a_{2,\Pi}(L))^2 / I, \quad (12)$$

где $a_{2,\Pi}(L)$ – амплитуда второй гармоники после второго прохода нелинейного кристалла, рассчитанная с использованием уравнений (8), как было описано выше.

С помощью порогового условия

$$2l_a \sigma N_2 = \ln \left(\frac{1}{R_{\text{eq}} T_{\text{in}}} \right), \quad (13)$$

в котором l_a – длина активного элемента, а T_{in} – пропускание всех внутрирезонаторных компонентов при обходе резонатора, из уравнения (10) можно исключить N_2 и I_{in} и получить выражение для интенсивности излучения на входе в кристалл ВГ в виде

$$I = \left(\frac{R_{\text{pump}} 2\sigma l_a}{\ln \left(\frac{1}{R_{\text{eq}} T_{\text{in}}} \right)} - \frac{1}{T_1} \right) \frac{E_s}{1 + R_{\text{eq}}}. \quad (14)$$

Выражения (12) и (14) образуют замкнутую систему уравнений для определения интенсивности излучения на входе в нелинейный кристалл и интенсивности второй гармоники на выходе лазера. При этом эффективность ГВГ за двойной проход нелинейного кристалла рассчитывается с помощью уравнений (8), как это было описано выше.

Результаты расчета внутрирезонаторной интенсивности лазерного излучения в нелинейном кристалле I (рис. 5, кривая 1) и соответствующую

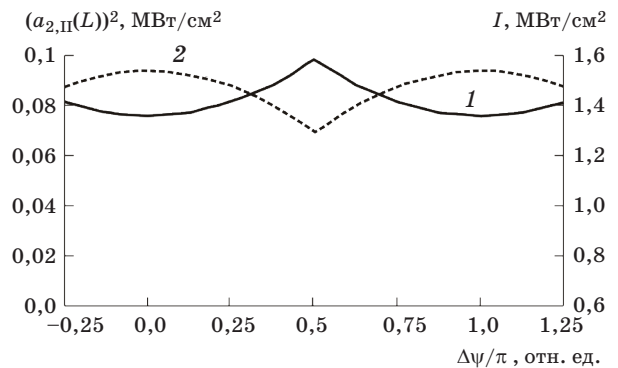


Рис. 5. Интенсивность внутрирезонаторного лазерного излучения I и интенсивность излучения ВГ в зависимости от добавки обобщенной фазы перед вторым проходом нелинейного кристалла $\Delta\psi$. Интенсивность внутрирезонаторного лазерного излучения I (1), выходная интенсивность ВГ (2).

щего коэффициента преобразования во ВГ для разных величин добавки к обобщенной фазе $\Delta\psi$ (рис. 4, кривая 3) дают возможность найти зависимость выходной интенсивности ВГ $(a_{2,\Pi}(L))^2$ от обобщенной фазы (рис. 5, кривая 2). Параметры для расчета выбраны следующим образом: нелинейный кристалл – КТР с ГВГ II-го типа, длина кристалла $L = 5$ мм, $T_{in} = 0,9$, а скорость накачки фиксирована и соответствует величине, необходимой для создания интенсивности лазерного излучения на нелинейном кристалле $1,5$ МВт/см² в максимуме ВР ГВГ. Из рис. 4 видно, что изменение интенсивности внутрирезонаторного лазерного излучения из-за процессов ВР ГВГ приводит к небольшому сглаживанию зависимости эффективности ВР ГВГ от $\Delta\psi$ (рис. 4, кривые 2 и 3).

Изменение интенсивности второй гармоники при вариациях добавки к обобщенной фазе перед вторым проходом нелинейного кристалла $\Delta\psi$ приводит к значительным противофазным изменениям интенсивности внутрирезонаторного лазерного излучения I (рис. 5, кривая 1). Поскольку наблюдаемая в экспериментах выходная мощность ВГ является произведением двух противофазных зависимостей (эффективности ГВГ и внутрирезонаторной интенсивности лазерного излучения I), то наблюдаемая разница интенсивности выходящего излучения ВГ $(a_{2,\Pi}(L))^2$ для “лучших” и “худших” положений нелинейного кристалла при этом оказывается еще менее заметной (рис. 5, кривая 2).

Дополнительное сглаживание этой зависимости может происходить из-за процессов насыщения ГВГ, в том числе вследствие фазового самовоздействия лазерного излучения на квадратичной нелинейности кристалла ВГ [9]. В результате эффект влияния положения нелинейного кристалла на ВР ГВГ оказывается на практике зачастую не замечен, когда экспериментаторы удовлетворяются нахождением локального максимума ВР ГВГ и не настраивают оптимальным образом положение кристалла относительно концевого зеркала. Здесь надо отметить, что повышение интенсивности внутрирезонаторного излучения в “худших” положениях кристалла ВГ может привести к его оптическому пробую, в то время как сдвигом того же кристалла в “лучшую” позицию можно обеспечить значительно более высокую максимальную мощность ВГ без разрушения внутрирезонаторных компонентов.

Способы экспериментального определения оптимального расположения нелинейного кристалла

Для экспериментального определения оптимальных позиций нелинейного кристалла внутри резонатора можно предложить два способа.

Первый способ – прямой и основан на том, что при установке нелинейного кристалла в “лучшую” позицию максимум преобразования точно соответствует волновому синхронизму ($\Delta k = 0$). Для реализации этого способа в схеме на рис. 2 зеркало 1 заменяется на зеркало с высоким коэффициентом отражения, а дополнительное полупрозрачное выходное зеркало на плоскопараллельной подложке располагается между зеркалом 3 и нелинейным кристаллом 5. Измеритель мощности 8 размещается между кристаллом 5 и зеркалом 4, и кристалл 5 настраивается в положение точного синхронизма на максимум ГВГ. После этого дополнительное выходное зеркало убирается, а измеритель мощности 8 перемещается в положение, указанное на рис. 2. После этого нелинейный кристалл можно смещать вдоль оптической оси, не меняя углового положения, и добиваться максимума ВГ. Основным недостатком указанного способа состоит во влиянии различного рода юстировочных ошибок на процесс нахождения абсолютного максимума ВГ. Кроме того, интенсивность внутрирезонаторного излучения как правило во много раз превышает интенсивность внerezонаторного излучения, которое использовалось при первичной настройке нелинейного кристалла в фазовый синхронизм. В результате поглощения более мощного излучения (в том числе излучения ВГ) может произойти существенный дополнительный разогрев нелинейного кристалла, что вызовет потерю первоначально найденного фазового синхронизма.

По этим причинам авторы рекомендуют другой, более надежный косвенный метод нахождения оптимальной позиции нелинейного кристалла, свободный от указанных выше недостатков. Этот метод основан на том, что в “худшем” положении нелинейного кристалла юстировочные кривые имеют два симметричных побочных максимума. Сдвиг кристалла из “худшего” положения вдоль оптической оси в ту или иную стороны приводит к росту левого или правого побочного максимума (рис. 1). Это свойство позволяет надежно и сравнительно быстро определить “худшую” позицию (расстояние Z_{min}) нелинейного кристалла относи-

тельно возвратного зеркала 4. Согласно данным работ [6, 7] для этого достаточно просканировать расстояние от зеркала 4 в пределах 65 мм. “Лучшие” позиции нелинейного кристалла после этого можно определить из соотношения $Z_{\max} = Z_{\min} \pm (65/2)$ мм.

Как показано в работе [7], по величине вносимой обобщенной фазы все двухволновые зеркала можно условно разделить на 6 типов. Соответственно для зеркала каждого типа будет иметь место свое оптимальное расположение нелинейного кристалла. Понятно, что такое исследование надо делать только один раз для неизвестных зеркал.

Заключение

Таким образом, в работе показано, что юстировка нелинейного кристалла на максимум ГВГ позволяет существенно сгладить “резонансную”

зависимость эффективности ВР ГВГ от величины обобщенной фазы перед обратным проходом. Однако это сглаживание достигается, в том числе за счет значительного увеличения интенсивности внутрирезонаторного лазерного излучения. В результате наблюдаемый контраст зависимости мощности ВР ГВГ от величины добавки к обобщенной фазе перед обратным проходом оказывается менее 30%. В то же время реальный контраст по эффективности ВР ГВГ может превышать 90%. Это показывает, насколько важен оптимальный выбор фазовых условий для второго прохода. Неудачный выбор фазы может почти вдвое снизить мощность ВГ, максимально достижимую для данного кристалла.

В заключение авторы выражают признательность Хлопонину Л.В. за помощь при проведении экспериментов и Беззубику В.В. за помощь при написании данной работы.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика: Генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
2. *Акулов В.А., Каблуков С.И., Бабин С.А.* Удвоение частоты излучения перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристаллах КТР с синхронизмом в плоскостях XY и YZ // Квантовая электроника. 2012. Т. 42(2). С. 120–124.
3. *Stankov K., Jethwa J.* A new mode-locking technique using non-linear mirror // Optical Communication. 1988. V. 66. P. 41–44.
4. *Волосов В.Д., Карпенко Н.Е., Крылов В.Н., Рыжков А.И., Стрижевский В.Л.* Фазовые эффекты при ВРГВГ // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 46. № 1. С. 119–126.
5. *Волосов В.Д., Калинин А.Г., Крылов В.Н.* Фазовые эффекты в двухпроходном удвоителе частоты // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 1. С. 13–18.
6. *Yarborough T.M., Falk T., Hitz G.* Enhancement of second harmonic generation by utilizing the dispersion of air // Appl. Phys. Letts. 1971. V. 18. P. 70–73.
7. *Иночкин М.В., Беззубик В.В.* Влияние фазовой дисперсии оптических покрытий на внутрирезонаторную генерацию второй гармоники лазерного излучения // Оптический журнал. 2014. Т. 81(10). С. 13–19.
8. *Ветров К.В., Волосов В.Д., Калинин А.Г.* К вопросу о характере процесса генерации гармоник при сильном энергообмене // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 45(8). С. 1389–1397.
9. *Белашенков Н.Р., Гагарский С.В., Иночкин М.В.* О нелинейной рефракции света при генерации второй гармоники // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66(6). С. 1383–1386.