

## НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

# Температурная ширина синхронизма для преобразования частоты в кристалле ВВО

С.Г.Гречин, И.А.Муравьев, Д.Г.Кочиев

*Представлены результаты теоретических исследований, показывающие, что в кристалле ВВО во всем диапазоне прозрачности имеются направления с не критичными по температуре взаимодействиями для трехволновых процессов. Все процессы с фазовым синхронизмом для преобразования частоты (генерация гармоник, суммарных и разностных частот, параметрическая генерация) являются критичными по температуре, но могут быть реализованы с рекордно большой величиной температурной ширины синхронизма (до  $150^\circ\text{C}\cdot\text{см}$ ).*

**Ключевые слова:** нелинейный кристалл, ВВО ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ), преобразование частоты, фазовый синхронизм, температурная ширина.

## 1. Введение

Одноосный отрицательный кристалл ВВО ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ) [1, 2] заслуженно имеет широкое практическое применение для самых различных задач. Его отличают большой диапазон прозрачности (0.19–3.5 мкм), высокое оптическое качество, небольшая величина потерь, большие значения коэффициента эффективной нелинейности и порога разрушения [3, 4]. Наибольшее применение кристалл ВВО находит для формирования ультрафиолетового (УФ) излучения при генерации четвертой и пятой гармоник излучения лазеров с  $\text{Nd}^{3+}$ - и  $\text{Yb}^{3+}$ -активированными кристаллическими и волоконными активными средами [5–9]. Также он достаточно широко используется при параметрической генерации для формирования излучения от УФ до ближнего инфракрасного (ИК) диапазона длин волн с различными режимами работы [10–14]. Проведенные в [15–17] исследования показали, что ВВО перспективен для задач формирования ТГц излучения. Оптимальное сочетание электрооптических и акустооптических параметров кристалла ВВО позволяет использовать его в качестве как модулятора добротности при генерации излучения в квазинепрерывном режиме с высокой частотой следования импульсов [18–22], так и модулятора с высоким контрастом [23].

Основной объем экспериментальных исследований фазосинхронных свойств был выполнен для видимого и УФ диапазонов длин волн. При этом недостаточное внимание уделялось определению дисперсии температурных производных показателей преломления и температурных

ширин синхронизма, особенно в области ближнего ИК диапазона. Значения температурных ширин синхронизма в кристалле ВВО составляют единицы-десятки  $^\circ\text{C}\cdot\text{см}$  [4], что позволяет простыми методами обеспечить температурную стабилизацию кристалла. Однако при формировании излучения с высокой средней мощностью дисперсия коэффициента поглощения приводит к тому, что в кристалле формируется неоднородное распределение температуры с перепадом по длине кристалла и в направлении от центра к краю по сечению. Это дает значительное ограничение на достижимые уровни средней мощности. Для параметрических генераторов большие изменения температуры в области взаимодействия приводят к увеличению ширины спектра излучения и ограничивают стабильность длины волны при формировании одночастотного излучения.

Целью настоящей работы является определение температурных ширин синхронизма кристалла ВВО для всех возможных процессов преобразования частоты, и тех из них, для которых температурная ширина имеет максимальную величину.

## 2. Фазосинхронные и нелинейные свойства кристалла ВВО

Для дальнейшего рассмотрения основного вопроса приведем данные о комбинации длин волн, для которых выполняется условие фазового синхронизма всех возможных процессов преобразования, реализации не критичного по углу и частоте синхронизма, достижимые значения коэффициента эффективной нелинейности и др. Расчеты выполнялись с использованием уравнений Селлмейера и дисперсии термооптических коэффициентов из [24], коэффициентов тензора нелинейной восприимчивости  $d_{ij}$  [4].

На рис.1 показаны распределения коэффициента эффективной нелинейности  $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$  и направлений фазового синхронизма  $\theta_{\text{pm}}(\varphi)$  для генерации второй гармоники излучения с длиной волны 1.0642 мкм. Области темно-красного цвета соответствуют максимальным значениям

С.Г.Гречин, Д.Г.Кочиев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: GrechinSG@kapella.gpi.ru

И.А.Муравьев. Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Россия, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5, корп. 1

Поступила в редакцию 9 марта 2023 г., после доработки – 8 апреля 2023 г.

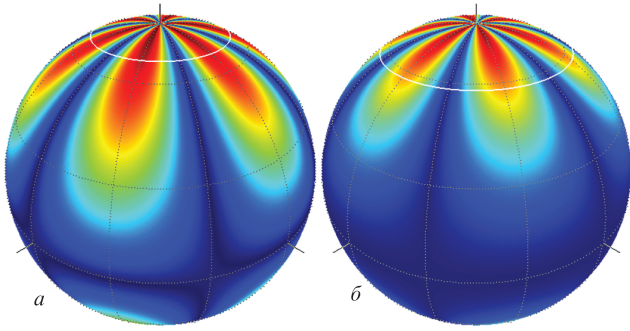


Рис.1. Распределения коэффициента эффективной нелинейности и направлений фазового синхронизма 1-го (а) и 2-го (б) типов.

$d_{\text{eff}}$ . При таком характере распределения  $d_{\text{eff}}(\varphi, \theta)$  ни для одного процесса преобразования невозможно получить не критичный по углу синхронизм при  $\theta_{\text{pm}} = 90^\circ$ .

Результаты функциональных возможностей кристалла ВВО удобно представить в виде распределения углов

синхронизма  $\theta_{\text{pm}}$  и показателя качества FOM (Figure of Optical Merit,  $\text{FOM} = d_{\text{eff}}^2 / (n_1 n_2 n_3)$ , где  $n_i$  – показатели преломления для взаимодействующих волн) от длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  [25]. На рис.2 приведены распределения углов синхронизма 1-го и 2-го типов взаимодействия  $\theta_{\text{pm}}(\lambda_1, \lambda_2)$  для всех возможных процессов преобразования частоты. Для 2-го типа взаимодействия (рис.2,б) распределения представлены для еое- и оое-синхронизмов, т.к. они являются взаимно дополняющими при установленном соотношении между длинами волн  $\lambda_1 \geq \lambda_2 > \lambda_3$ . Шкала цветов соответствует значениям углов синхронизма, изолинии распределений – некоторым фиксированным значениям углов  $\theta_{\text{pm}}$ . Биссектриса на графике соответствует случаю генерации второй гармоники ( $\lambda_1 = \lambda_2$ ). Сплошные черные линии на рис.2 показывают значения длины волны  $\lambda_3$ , которая однозначно связана с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  ( $1/\lambda_3 = 1/\lambda_1 + 1/\lambda_2$ ). Пунктирная линия соответствует комбинации длин волн генерации третьей гармоники.

На рис.3, в дополнение к рис.2, в аналогичной форме представлены распределения для FOM ( $\lambda_1, \lambda_2$ ). Значения

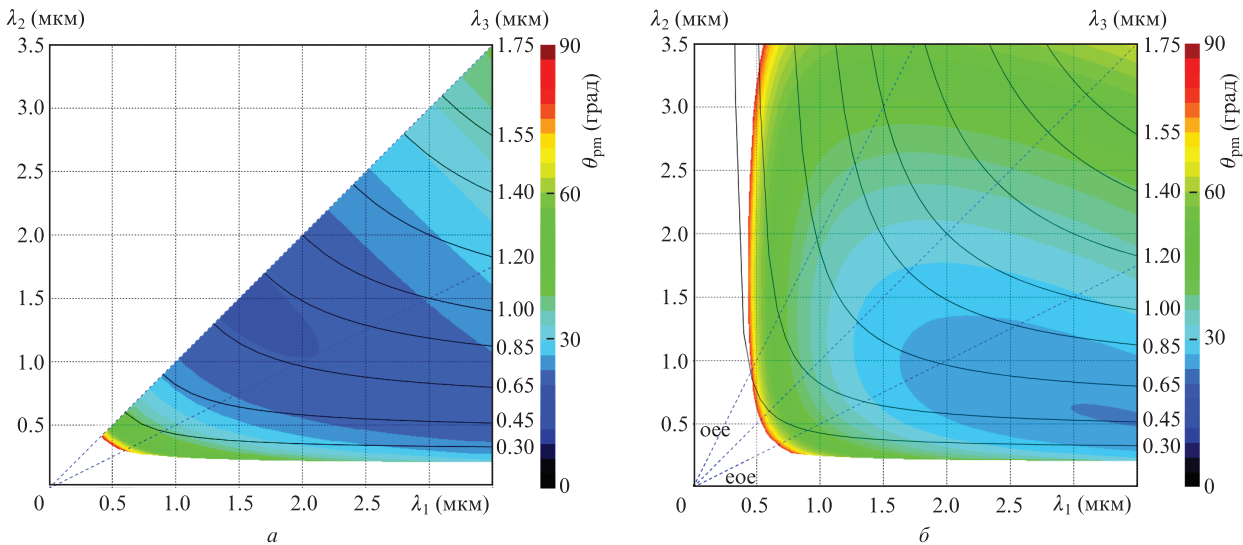


Рис.2. Распределения углов синхронизма  $\theta_{\text{pm}}(\lambda_1, \lambda_2)$  1-го (а) и 2-го (б) типов взаимодействия для всех трехволновых процессов преобразования частоты.

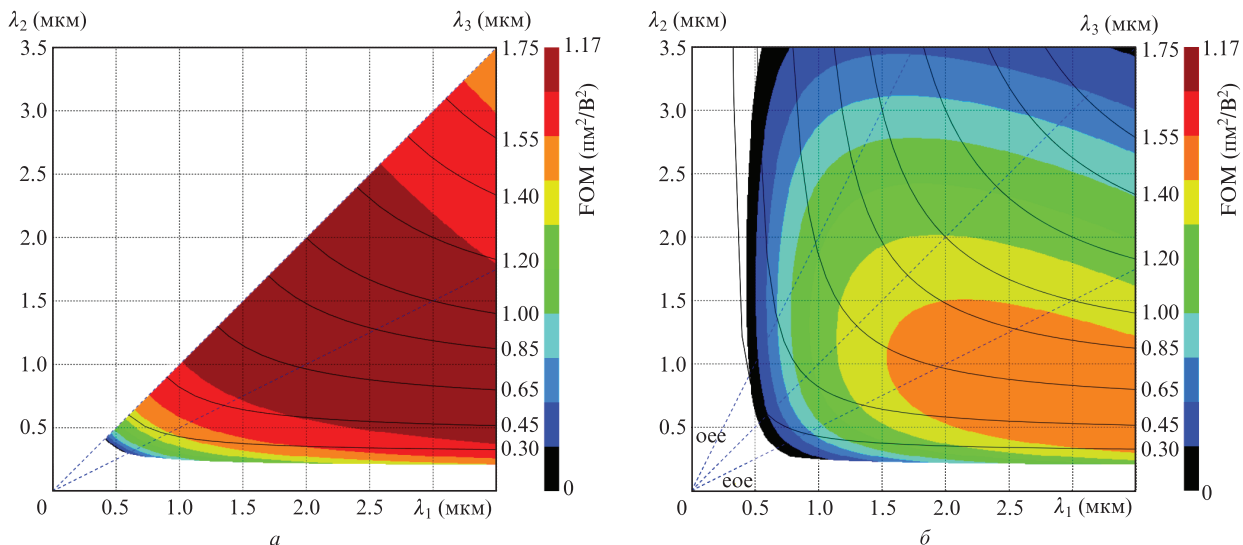


Рис.3. Распределения показателя качества FOM ( $\lambda_1, \lambda_2$ ) взаимодействий 1-го (а) и 2-го (б) типов для всех трехволновых процессов преобразования частоты.

ФОМ определяются максимальной величиной  $d_{\text{eff}}$  вдоль направлений фазового синхронизма (при оптимальном значении угла  $\varphi_{\text{pm}}$ ).

Из полученных результатов следует:

1. Минимальная длина волны излучения  $\lambda_3 = 0.19$  мкм может быть получена при генерации суммарных частот  $\lambda_1 = 3.5$  мкм и  $\lambda_2 = 0.2$  мкм для синхронизмов типа ооо и еое (рис.2). Коэффициент  $d_{\text{eff}}$  этого процесса равен 1.88 пм/В (для ооо) и 1.55 пм/В (для еое) (рис.3).

2. Для всех типов взаимодействия режим не критично по частоте синхронизма для генерации второй гармоники имеет место при  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1.5$  мкм, что соответствует минимальному значению угла  $\theta_{\text{pm}}$  на рис.2. При этом будет получен максимально возможный коэффициент  $d_{\text{eff}}$ , равный 2.1 пм/В (рис.3).

3. При накачке на  $\lambda_3 = 0.65-0.75$  мкм угол синхронизма практически не изменяется в широком спектральном диапазоне (рис.2), что соответствует возможности генерации разностной частоты излучения с широким спектром; также при такой длине волны накачки может быть получен большой диапазон перестройки по  $\lambda_1$  при небольшой перестройке по углу.

4. Параметрическая генерация с максимальным коэффициентом  $d_{\text{eff}}$  возможна при накачке в диапазоне длин волн 0.5–1.3 мкм; наиболее эффективен для этого процесса 1-й тип синхронизма (рис.3).

### 3. Температурные ширины синхронизма

В табл.1 приведены результаты экспериментальных измерений температурных ширин синхронизма для различных процессов преобразования частоты при комнатной температуре. Их значения изменяются более чем в 70 раз от УФ до ИК диапазона длин волн. Такое большое изменение ставит вопрос о том, какая температурная ширина может быть получена для всех возможных процессов преобразования частоты во всем диапазоне прозрачности кристалла?

Табл.1. Температурные ширины синхронизма.

Тип	$\lambda_1$ (мкм)	$\lambda_2$ (мкм)	$\lambda_3$ (мкм)	$\theta$ (град)	$2\Delta T$ (°C·см)	Литература
ооо	1.0642	0.2660	0.21280	51.1	1.5	[24]
ооо	0.5321	0.5321	0.26605	47.3	3.8	[26]
ооо	0.5321	0.5321	0.2660	47.6	3.8	[24]
еое	1.0642	0.3547	0.2660	46.6	4	[24]
ооо	1.0642	0.3547	0.2660	40.3	4.9	[24]
ооо	1.0642	0.5321	0.35473	58.4	9.9	[26]
ооо	1.0642	0.5321	0.35470	59.7	11.2	[24]
еое	1.0642	0.5321	0.35470	38.5	13.1	[24]
еое	1.0642	0.5321	0.35473	38.4	13.3	[26]
ооо	1.0642	0.5321	0.35470	31.3	15	[24]
ооо	1.0642	0.5321	0.35473	31.1	15.1	[26]
ооо	1.0642	1.0642	0.5321	22.8	37	[27]
еое	1.0642	1.0642	0.5321	32.4	38.3	[26]
еое	1.0642	1.0642	0.5321	32.7	45.2	[24]
ооо	1.0642	1.0642	0.5321	22.7	51.8	[26]
ооо	1.0642	1.0642	0.5321	22.8	58.4	[24]
еое	1.6180	1.0642	0.6420	26.5	73.5	[24]
еое	1.5380	1.0642	0.6290	27.2	73.7	[24]
ооо	1.5380	1.0642	0.6290	20.6	96.5	[24]
ооо	1.6180	1.0642	0.6420	20.5	106.5	[24]

Наиболее точные выражения для  $dn_i(\lambda)/dT$  даны в [24], они определены для диапазона длин волн 0.195–1.618 мкм. Поэтому приведенные ниже результаты расчетов температурных ширин для длин волн до 3.5 мкм являются экстраполяцией имеющихся данных и требуют экспериментального подтверждения. Ширины синхронизма определяются допустимой величиной волновой расстройки, которая вызвана изменением направления распространения ( $\varphi, \theta$ ), длин волн ( $\lambda_i$ ) или температуры ( $T$ ):

$$\Delta k = \Delta k_0 + \left[ \frac{d\Delta k}{dp} \Delta p + \frac{1}{2} \frac{d^2 \Delta k}{dp^2} \Delta p^2 + \dots + \frac{1}{m!} \frac{d^m \Delta k}{dp^m} \Delta p^m \right] = 0, \quad (1)$$

где  $p - \varphi, \theta, \lambda_i, T$ .

Большие значения ширин синхронизма могут быть достигнуты в не критичном режиме, когда  $d\Delta k/dp = 0$ . Этот режим можно получить по любому из параметров  $p$ . Если по углам и длине волны реализуется не критичный процесс второго порядка, то по температуре принципиально возможно получение не критичного процесса 5-го–7-го порядков [28]. Анализ возможности режима не критичного по температуре синхронизма удобно проводить, определив дополнительный параметр – направления не критичных по температуре взаимодействий (НКТВ) [29]. НКТВ определяют направления (угол  $\theta_T$ ), вдоль которых

$$\frac{d\Delta k(\theta_T)}{dT} = 2\pi \left[ \frac{1}{\lambda_3} \frac{dn_3(\lambda_3)}{dT} - \frac{1}{\lambda_2} \frac{dn_2(\lambda_2)}{dT} - \frac{1}{\lambda_1} \frac{dn_1(\lambda_1)}{dT} \right] = 0 \quad (2)$$

безотносительно того, есть в этом направлении фазовый синхронизм или нет. На этом этапе мы не учитываем анизотропию коэффициентов линейного расширения, т.к. рассмотрение направлено на процессы преобразования частоты, для которых температурное изменение длины среды несущественно при выполнении условия фазового синхронизма.

Существование направлений НКТВ несложно определить по аналогии с определением направлений фазового синхронизма (угол  $\theta_{\text{pm}}$ ). Угол синхронизма находится из условия

$$\Delta k(\theta_{\text{pm}}) = 2\pi \left[ \frac{n_3(\lambda_3)}{\lambda_3} - \frac{n_2(\lambda_2)}{\lambda_2} - \frac{n_1(\lambda_1)}{\lambda_1} \right] = 0. \quad (3)$$

При генерации второй гармоники для ооо-взаимодействия условие фазового синхронизма выполняется при  $n_x(\lambda/2) > n_x(\lambda) > n_z(\lambda/2)$ , т.е. на отрезке  $n_x(\lambda/2) - n_z(\lambda/2)$  имеется значение  $n_e(\theta_{\text{pm}}, \lambda/2) = n_x(\lambda)$  (рис.4).

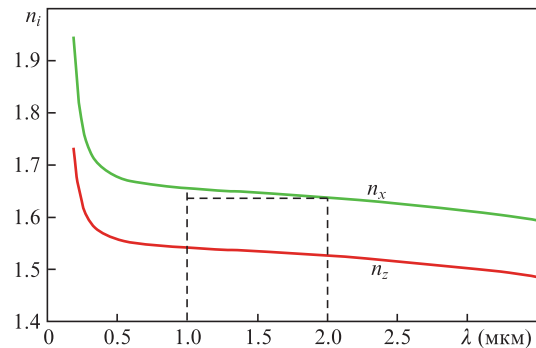


Рис.4. Дисперсия показателей преломления.

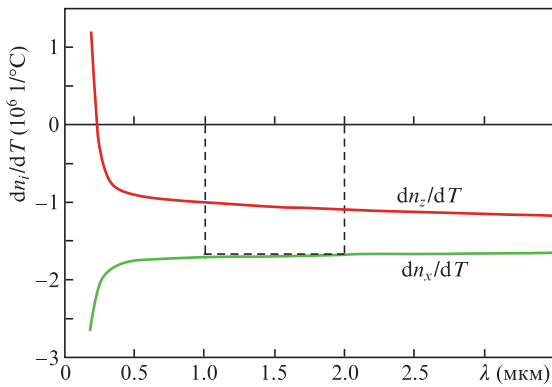


Рис.5. Дисперсия  $dn_i(\lambda)/dT$ .

Аналогично можно определить направления НКТВ из (2). Из характера зависимостей  $dn_i(\lambda)/d\lambda$  от длины волны (рис.5) следует, что для синхронизма типа оое всегда выполняется условие  $dn_x(\lambda/2)/dT < dn_x(\lambda)/dT < dn_z(\lambda/2)/dT$ . Это соответствует тому, что в кристалле ВВО режим НКТВ существует во всем диапазоне прозрачности. Малость дисперсии  $dn_i(\lambda)/d\lambda$  в большей части диапазона прозрачности показывает, что направлениям НКТВ со-

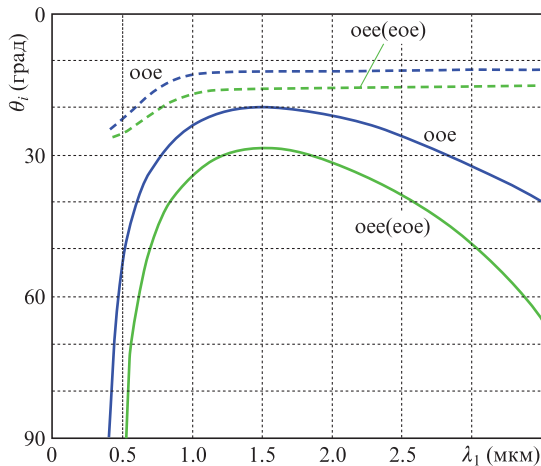


Рис.6. Дисперсия углов синхронизма (сплошные кривые) и НКТВ (штриховые кривые) для генерации 2-й гармоники.

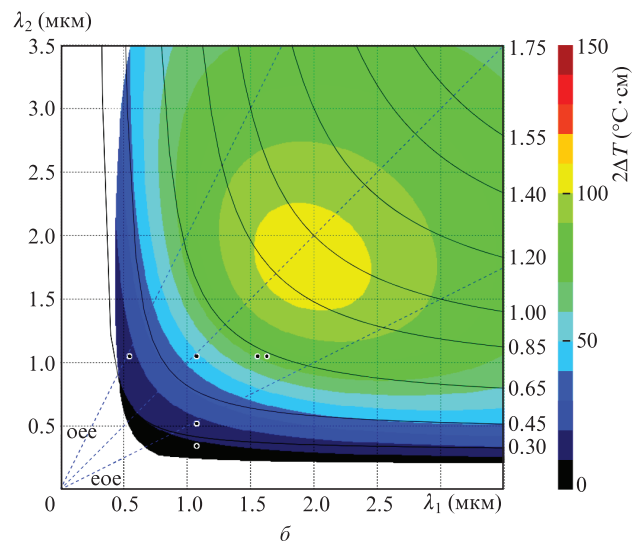
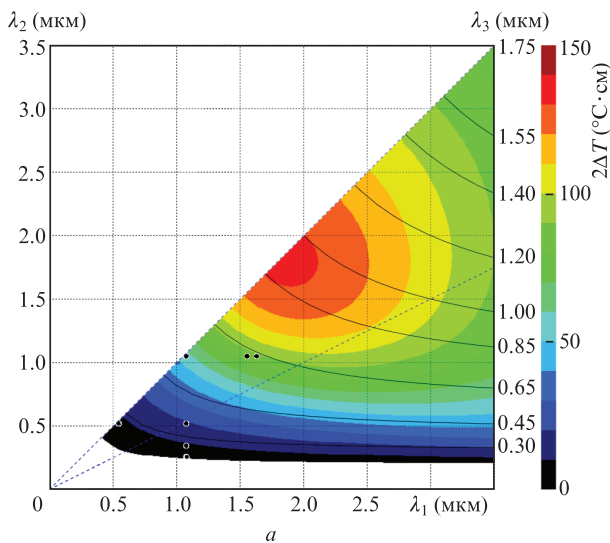


Рис.7. Температурные ширины синхронизма 1-го (а) и 2-го (б) типов для всех трехволновых процессов преобразования частоты.

ответствуют небольшие значения углов  $\theta_T$ . Также из-за малости дисперсии  $dn_i(\lambda)/dT$  в длинноволновой части диапазона прозрачности кристалла угол  $\theta_T$  будет изменяться слабо. Аналогичная ситуация имеет место для второго типа взаимодействия при генерации второй гармоники и всех процессов преобразования частоты.

В общем случае в направлениях НКТВ волновая расстройка  $\Delta k \neq 0$ , но процесс распространения волн термостабилен. При  $\theta_T = \theta_{pm}$  имеет место не критичный по температуре синхронизм (НКТС). Температурная ширина синхронизма будет определяться температурными производными  $n_i(\lambda)$  второго и более высокого порядка. По своему характеру зависимости  $n_i(\lambda)$  (рис.4) и  $dn_i(\lambda)/dT$  (рис.5) значительно различаются. На рис.6 приведены зависимости углов синхронизма ( $\theta_{pm}$ ) и НКТВ ( $\theta_T$ ) от длины волны для генерации второй гармоники. Как отмечалось выше, из-за небольшой величины дисперсии  $dn_i(\lambda)/dT$  угол  $\theta_T < \theta_{pm}$  во всем диапазоне прозрачности кристалла и для всех процессов преобразования частоты. Это означает, что в кристалле существуют направления с НКТВ, но не может быть получен режим НКТС. Таким образом, синхронизм является критичным по температуре для всех процессов преобразования частоты, и температурная ширина  $2\Delta T$  линейно зависит от длины кристалла. (Здесь и далее для ширин синхронизма приводится коэффициент 2, т.к. положительная и отрицательная полуширины могут значительно отличаться по величине.)

В работе [30] анализ функциональных возможностей кристаллов с НКТС выполнен при вычислении показателя FOM ( $d_{eff}$ ) для направлений, вдоль которых имеет место равенство (2). В отсутствие режима НКТС можно представить результаты в форме, аналогичной приведенной на рис.2 и 3, для температурных ширин вдоль направлений фазового синхронизма с максимальной величиной  $d_{eff}$ . Эти распределения  $2\Delta T(\lambda_1, \lambda_2)$  для различных процессов преобразования частоты приведены на рис.7; там же точками отмечены комбинации длин волн  $\lambda_i$ , для которых были измерены температурные ширины синхронизма (см. табл.1).

Как видно из рис.7, при генерации гармоник и суммарных частот в достаточно большом диапазоне длин волн температурная ширина синхронизма превышает  $100 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{см}$ . Максимальной величины ( $2\Delta T = 148 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{см}$ )

температурная ширина достигает для 1-го типа синхронизма при генерации второй гармоники на длине волны 1.8 мкм. Это значение  $2\Delta T$  может быть получено также при параметрической генерации с накачкой на длине волны 0.9 мкм в режиме, близком к вырожденному. При параметрической генерации с накачкой на длине волны 1.06 мкм возможно формирование излучения в диапазоне длин волн 2.1–3.2 мкм с температурной шириной синхронизма не менее  $100\text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{см}$ . Для 2-го типа синхронизма (рис.7,б) максимальная величина температурной ширины меньше, чем для первого. Но и здесь максимальное значение  $2\Delta T$  может быть больше  $100\text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{см}$  в области длин волн  $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1.8$  мкм как для ое-, так и для еое-взаимодействия. Необходимо отметить, что близкие к этим значения  $2\Delta T$  могут быть получены при параметрической генерации в кристалле КТР (КТiOPO<sub>4</sub>), но эта среда имеет большую величину поглощения, чем ВВО. У кристалла LiNbO<sub>3</sub> для аналогичных процессов температурная ширина существенно меньше.

При формировании излучения с минимальной длиной волны  $\lambda_3$  (как при генерации второй гармоники, так и – суммарной частоты) температурная ширина имеет небольшое значение. При параметрической генерации это может быть использовано для температурной перестройки длины волны.

Сравнение результатов, приведенных на рис.7, с результатами на рис.2 и 3 показывает, что процесс преобразования с наибольшей температурной шириной синхронизма будет иметь место для некритичных по частоте процессов, для которых показатель FOM (или  $d_{\text{eff}}$ ) имеет наибольшую величину. Это дает возможность формирования импульсов фемтосекундной длительности с высоким уровнем средней мощности излучения.

#### 4. Заключение

На основании опубликованных данных для дисперсии  $n_i(\lambda)$  и  $dn_i(\lambda)/dT$  ( $i = 1, 2, 3$ ) приведены результаты расчетов для температурной ширины синхронизма всех возможных трехволновых процессов преобразования частоты в кристалле ВВО. Показано, что все процессы являются критичными по температуре, но возможно получение температурных ширин синхронизма  $2\Delta T$  не менее  $100\text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{см}$ . Максимальная величина  $2\Delta T$  может быть получена для некритичного по частоте синхронизма, при котором также будет достигаться максимальное значение коэффициента эффективной нелинейности  $d_{\text{eff}}$ .

Важно отметить, что данные для  $dn_i(\lambda)/dT$  главных значений показателей преломления определены в диапазоне длин волн 0.195–1.618 мкм. Для установления достоверности приведенных результатов расчетов необходимо определение зависимостей этих параметров во всем диапазоне прозрачности кристалла, а также измерение температурных ширин синхронизма.

1. Chen C., Wu B., You G., Jiang A., Huang Y., in *Dig. Tech. Papers XIII IQEC* (Santa Clara, CA, USA, 1984, paper MCC5).
2. Chen C.T., Wu B.C., Jiang A.D., You G.M. *Sci. Sin., Ser. B*, **28** (3), 235 (1985). DOI: 10.1360/yb1985-28-3-235.

3. Nikogosyan D.N. *Appl. Phys. A*, **52**, 359 (1991). DOI: 10.1007/BF00323647.
4. Nikogosyan D.N. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey* (New York: Springer, 2005).
5. Kumar S.C., Asals J.C., Bautista E.S., Devi K., Ebrahahim-Zadeh M. *Opt. Lett.*, **40** (10), 2397 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.002397.
6. Cui Z., Sun M., Liu D., Zhu J. *Opt. Express*, **30** (24), 43354 (2022). DOI: 10.1364/OE.474513.
7. Chu Y., Zhang X., Chen B., Wang J., Yang J., Jiang R., Hu M. *Opt. Laser Technol.*, **134**, 106657 (2021). DOI: 10.1016/j.optlastec.2020.106657.
8. Possmayer Th., Tilmann B., Maia L.J.Q., et al. *Opt. Lett.*, **47** (7), 1826 (2022). DOI: 10.1364/OL.450908.
9. Kaneda Y., Tago T., Sasa T., Sasaura M., Nakao H., Hirohashi J., Furukawa Y. *Opt. Express*, **27** (6), 8021 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.008021.
10. Кондратюк Н.В., Шагов А.А., Демидчик К.Л., Юркин А.М., Кох А.Е. *Квантовая электроника*, **30**, 253 (2000) [*Quantum Electron.*, **30**, 253 (2000)]. DOI: 10.1070/QE2000v030n03ABEH001697.
11. Gloster L.A.W., Jiang Z.X., King T.A. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **30**, 2961 (1994). DOI: 10.1109/3.362709.
12. Wu Sh., Kapinus V., Blake G.A. *Proc. SPIE*, **5337**, 102 (2004). DOI: 10.1117/12.547976.
13. Rao C.S., Kundu S., Ray A.K. *Opt. Laser Technol.*, **138**, 106878 (2021). DOI: 10.1016/j.optlastec.2020.106878.
14. Zhang J., Ma J., Lu T., Wang J., Zhu X., Chen W. *Laser Phys. Lett.*, **18** (2), 025001 (2021). DOI: 10.1088/1612-202X/abd3f9.
15. Estacio E., Saito S., Nakazato T., Furukawa Y., Sarukura N., Cadatal M., Pham M.H., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091116 (2008). DOI: 10.1063/1.2890727.
16. Lubenko D.M., Lansky G.V., Nikolaev N.A., Sandabkin E.A., Losev V.F., Andreev Yu.M. *Proc. SPIE*, **11322**, 113222C (2019). DOI: 10.1117/12.2554152.
17. Jang D., Kim K.-Y. *Opt. Express*, **28** (14), 21220 (2020). DOI: 10.1364/OE.398268.
18. Ebberts C.A. *Appl. Phys. Lett.*, **52** (23), 1948 (1988). DOI: 10.1063/1.99585.
19. Goodno G.D., Guo Z., Miller R.J.D., Montgomery J.W., Adhav S.R., Adhav R.S. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (13), 1575 (1995). DOI: 10.1063/1.113675.
20. Roth M., Tseitlin M., Angert N. *Glass Phys. Chem.*, **31** (1), 86 (2005). DOI: 10.1007/s10720-005-0028-6.
21. Nickel D., Stolzenburg Ch., Beyertt A., Giesen A., Häußermann J., Butze F., Leitner M. *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 033111 (2005). DOI: 10.1063/1.1867052.
22. Bai Y., Chen X.M., Lu B.L., Ren Z.Y., Bai J.T. *Laser Phys.*, **22**, 393 (2012). DOI: 10.1134/S1054660X12020016.
23. Degl'Innocenti R., Majkic A., Vorburger P., Poberaj G., Günter P., Döbeli M. *Appl. Phys. Lett.*, **91** (5), 051105 (2007). DOI: 10.1063/1.2761484.
24. Kato K., Umemura N., Mikami T. *Proc. SPIE*, **7582**, 1L (2010). DOI: 10.1117/12.841913.
25. Андреев Ю.М., Арапов Ю.Д., Гречин С.Г. и др. *Квантовая электроника*, **46** (1), 33 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (1), 33 (2016)]. DOI: 10.1070/QE2016v046n01ABEH015893.
26. Eimerl D., Davis L., Velsko S., Graham E.K., Zaikin A. *J. Appl. Phys.*, **62** (5), 1968 (1987). DOI: 10.1063/1.339536.
27. Chen C. *Laser Focus World*, **25** (11), 129 (1989).
28. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Изв. РАН. Сер. Физич.*, **66** (8), 1103 (2002). [*Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Ser. Physics*, **66** (8), 1205 (2002)].
29. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **34** (6), 461 (2004) [*Quantum Electron.*, **34** (6), 461 (2004)]. DOI: 10.1070/QE2004v034n05ABEH002704.
30. Gagarskiy S., Grechin S., Druzhinin P., Kato K., Kochiev D., Nikolaev P., Umemura N. *Crystals*, **8** (10), 386 (2018). DOI: 10.3390/cryst8100386.