

## Некритичная по температуре генерация третьей гармоники в кристалле LBO

С.Г.Гречин, В.Г.Дмитриев, В.А.Дьяков, **В.И.Прялкин**

*Теоретически и экспериментально исследована некритичная по температуре генерация третьей гармоники в кристалле LBO при компенсации температурного ухода направления фазового синхронизма за счет термодформации кристалла. Экспериментально в кристалле LBO длиной 14.1 мм получена ширина температурной кривой синхронизма, равная 73 °С для ГТГ излучения с  $\lambda = 1.064$  мкм.*

**Ключевые слова:** генерация третьей гармоники, преобразование частоты, синхронизм, ширина температурной кривой синхронизма, термодформационные изменения.

Возможность реализации некритичных по температуре взаимодействий волн при преобразовании частоты лазерного излучения представляет несомненный научный и практический интерес. Как правило, преобразованные частоты являются весьма критичным к изменению температуры кристалла, что проявляется в сильной температурной зависимости волновой расстройки  $\Delta k(T)$ , которая, в свою очередь, обусловлена значительным влиянием тепловых воздействий и самовоздействий [1, 2]. В результате при генерации, например, второй (ГВГ) и третьей (ГТГ) гармоник, суммарной и разностной частот нелинейный кристалл необходимо термостабилизировать, что, однако, не может полностью исключить сильное отрицательное влияние тепловых самовоздействий из-за наличия тепловых неоднородностей по сечению кристалла. Решение этой проблемы лежит в возможности реализации некритичных по температуре режимов преобразования частоты, для которых равна нулю, по крайней мере, первая производная волновой расстройки по температуре ( $d\Delta k/dT = 0$ ). Конечная ширина температурной кривой (так называемая температурная ширина) синхронизма  $\Delta T_{\text{pm}}$  при этом определяется второй и более высокими температурными производными волновой расстройки.

Возможность реализации некритичной по температуре ГВГ в кристалле КТР была продемонстрирована теоретически и экспериментально в работах [3, 4]. Экспериментально для sff-взаимодействия в кристалле КТР длиной 7.7 мм получена ширина температурной кривой синхронизма  $\Delta T_{\text{pm}} = 210$  °С.

Нарушение фазового синхронизма при изменении температуры определяется в общем случае действием

трех механизмов: температурного изменения показателей преломления, термодформацией кристалла и нарушением коллинеарности взаимодействия (см., напр., [5, 6]). Определенную роль могут играть также упругооптические изменения показателей преломления, опосредованно связанные с тепловыми воздействиями [7]. Следует отметить, что если влияние прямого температурного изменения показателей преломления исследовано достаточно детально [1], то термодформационные изменения кристалла как целого, проявляющиеся, например, в повороте его граней вследствие анизотропии коэффициентов линейного расширения, изучены недостаточно.

В работах [5, 6] было показано, что в кристаллах, имеющих большие коэффициенты линейного расширения и их большую анизотропию, температурная ширина синхронизма при преобразовании частоты в значительной степени зависит от способа крепления кристалла, что обусловлено влиянием термодформационных изменений. В [6] в кристалле LBO длиной 5.33 мм с ssf-взаимодействием в плоскости  $xu$  для излучения лазера на  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  (1064.2 нм + 532.1 нм) при ГТГ получены температурные ширины кривой синхронизма (на полувысоте) 32.2 и 10.6 °С при прижме кристалла к основанию держателя боковой и входной гранями соответственно. Эти результаты соответствуют случаю критичного по температуре синхронизма ( $d\Delta k/dT \neq 0$ ).

Настоящая статья является развитием работ [5, 6] в плане исследования возможности реализации некритичного по температуре режима ГТГ излучения лазера на  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  (1064.2 нм + 532.1 нм) в кристалле LBO с использованием механизма термодформационных изменений кристалла при различных способах его крепления для компенсации ухода направления синхронизма, связанного с температурными изменениями показателей преломления. Нарушение коллинеарности и влияние упругооптических изменений показателей преломления в кристалле LBO малы, и ими можно пренебречь [6].

В плоскости  $xu$  ( $\theta_{\text{pm}} = 90^\circ$ ) при нагревании кристалла температурные изменения показателей преломления приводят к изменению направления фазового синхронизма, определяемого углом  $\varphi_{\text{pm}}$ , относительно оси  $x$ . При этом  $d\varphi_{\text{pm}}/dT = -0.155$  угл. мин/°С.

С.Г.Гречин. НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э.Баумана, Россия, 107005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5; e-mail: gera@mx.bmstu.ru

В.Г.Дмитриев. ФГУП «НИИ "Полос" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: vgdmitr@orc.ru

В.А.Дьяков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dva@crystal.ilc.msu.ru

Поступила в редакцию 16 декабря 2003 г.

Изменение направления распространения излучения, обусловленное влиянием термдеформационных изменений граней, различно при разных способах крепления кристалла. Для рассматриваемой задачи при прижиге входной грани кристалла к основанию держателя отклонение направления излучения внутри кристалла определяется производной  $d\Delta\varphi^{(1)}/dT = +0.3316$  угл. мин/°C, а при прижиге боковой гранью – производной  $d\Delta\varphi^{(2)}/dT = -0.0796$  угл. мин/°C.

Полная угловая расстройка  $\Delta\varphi_s$  определяется угловой разностью направлений фазового синхронизма и распространения излучения. Очевидно, что величина расстройки зависит от способа крепления кристалла. В плоскости  $xу$  выражение для расстройки имеет вид

$$\frac{d\Delta\varphi_s^{(j)}}{dT} = \frac{d\varphi_{pm}}{dT} - \frac{d\Delta\varphi^{(j)}}{dT}. \quad (1)$$

При нагревании кристалла термдеформационный поворот направления распространения излучения обеспечивает в общем случае частичную компенсацию поворота направления фазового синхронизма, если оба слагаемых в правой части (1) имеют одинаковые знаки. Если при этом выполняется равенство  $d\Delta\varphi^{(j)}/dT = d\varphi_{pm}/dT$ , то происходит полная компенсация температурного изменения направления фазового синхронизма, т. е. реализуется полностью не критичный по температуре синхронизм ( $d\Delta k/dT = 0$ ) для всех действующих в кристалле тепловых процессов. Однако для рассматриваемого кристалла LBO имеем  $d\Delta\varphi_s^{(1)}/dT = +0.487$  угл. мин/°C и  $d\Delta\varphi_s^{(2)}/dT = +0.0754$  угл. мин/°C, т. е. в обоих случаях крепления кристалла реализуется критичный по температуре синхронизм. Наибольшая температурная ширина синхронизма будет достигнута при прижиге боковой грани кристалла к основанию держателя, что и было продемонстрировано в работе [6].

Все приведенные выше данные относились к режиму, при котором оба направления – распространения излучения и синхронизма – лежат в плоскости  $xу$ . Как было показано в [4, 8], направление не критичного по температуре синхронизма может находиться и не в главных плоскостях кристалла. Направления не критичных по температуре взаимодействий (обусловленные только температурным изменением показателей преломления) в пространстве углов  $\varphi$  и  $\theta$  образуют конические поверхности четвертого порядка, подобные направлениям фазового синхронизма [9]. На рис.1 для ГТГ (1064.2 нм + 532.1 нм) в кристалле LBO представлены направления фазового синхронизма (тонкие линии) и температурные ширины синхронизма (переменные по плотности почернения широкие полосы) для двух типов взаимодействия: ssf (рис.1, а) и fsf (рис.1, б). Черная область соответствует максимальной температурной ширине 50 °C и более, а центральная (средняя) линия этой области – бесконечной температурной ширине синхронизма. В соседних областях, характеризующихся различной степенью почернения, ширины температурного синхронизма различаются на 10 %.

Из этих результатов следует, что для ssf-взаимодействия в LBO имеется направление ( $\varphi = 39.3^\circ$  и  $\theta = 74.8^\circ$ ), вдоль которого эти кривые пересекаются. Последнее соответствует наличию одновременно как фазового синхронизма, так и наибольшей температурной ширины синхронизма (рис.1, а). Это и есть режим не критичного по температуре синхронизма ( $d\Delta k/dT = 0$ ), который реали-

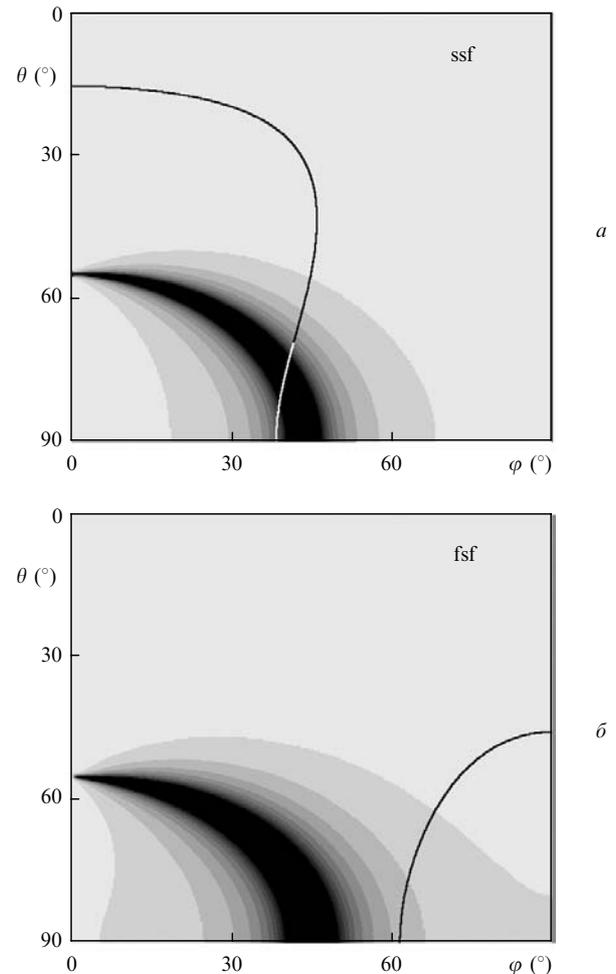


Рис.1. Температурные ширины синхронизма для ssf- (а) и fsf-взаимодействий (б) и направления фазового синхронизма (тонкие линии). Область черного цвета – температурная ширина 50 °C и более.

зуется в том случае, когда можно пренебречь термдеформационными изменениями кристалла как целого. Найденное направление не лежит в плоскости  $xу$ , где достигим также не критичный по углу синхронизм. Однако, как показали расчеты, существует длина волны излучения, отличная от 1064.2 нм, для которой точка пересечения кривых будет лежать в плоскости  $xу$ . Для fsf-взаимодействия не критичная по температуре ГТГ излучения с длиной волны 1064.2 нм не реализуется во всем диапазоне углов фазового синхронизма (рис.1, б).

Для кристаллов с большими коэффициентами линейного расширения и, главное, с большой анизотропией этих коэффициентов необходимо учитывать термдеформационные изменения кристалла как целого, т. е. поворот его граней при изменении температуры. При этом, как следует из (1), не критичный по температуре синхронизм реализуется при  $d\Delta\varphi^{(2)}/dT = d\varphi_{pm}/dT$ . Однако по температурному изменению показателей преломления синхронизм будет критичным, т. к. в этом случае  $d\varphi_{pm}/dT < 0$ . Поскольку в плоскости  $xу$  для кристалла LBO выполняется неравенство  $d\Delta\varphi^{(2)}/dT > d\varphi_{pm}/dT$ , то можно найти такое направление фазового синхронизма, для которого  $d\Delta\varphi^{(2)}/dT = d\varphi_{pm}/dT$ , т. е. реализуется полностью не критичный по температуре синхронизм с учетом действия всех тепловых процессов (температурного изменения показателей преломления и термдеформаци-

онных изменений). В настоящее время нет полных данных по температурным производным показателей преломления  $dn_i/dT$  для различных частот во всем диапазоне прозрачности кристалла LBO (в работе [10] эти величины приводятся для  $\lambda = 632.8$  нм), а имеющиеся дисперсионные зависимости  $dn_i/dT$  дают ограниченную точность (см., напр., [2, 6]). Отсутствие данных о вторых производных  $d^2n_i/dT^2$  не позволяет рассчитать точную температурную ширину для некритичного режима. По этим причинам полученные количественные результаты следует рассматривать как предварительные.

Коэффициенты линейного расширения и температурные производные показателей преломления являются функциями температуры. Поэтому при изменении температуры соотношение между  $d\Delta\varphi^{(j)}/dT$  и  $d\varphi_{\text{pm}}/dT$  будет изменяться. На рис.2 представлена температурно-угловая зависимость температурной ширины фазового синхронизма для ГТГ ssf-типа в кристалле LBO в плоскости  $xu$  с учетом действия двух рассмотренных выше тепловых механизмов. Нелинейная зависимость параметров среды от температуры приводит к тому, что с уменьшением температуры кристалла, в частности при отрицательных температурах, температурная ширина синхронизма  $\Delta T_{\text{pm}}$  несколько возрастает. В центре широкой черной полосы она равна бесконечности, т. е. синхронизм является некритичным по температуре ( $d\Delta k/dT = 0$ ).

Подобный характер зависимости  $\Delta T_{\text{pm}}$  от температуры кристалла был получен в работе [11], где экспериментально реализован температурно-стабильный режим ГТГ излучения лазера на YLF: Nd<sup>3+</sup> (1047 нм + 523.5 нм) в кристалле LBO (но в [11] не приводятся данные о способах крепления кристалла и его длине). Температурная ширина синхронизма в [11] увеличивалась от 12 до 67 °C·см при уменьшении температуры кристалла от 60 °C до нуля.

Экспериментальная проверка полученных выше результатов проводилась для ГТГ в кристалле LBO длиной 14.1 мм, выращенном на физическом факультете МГУ им. М.В.Ломоносова. Кристалл был вырезан под углами  $\varphi = 39^\circ$ ,  $\theta = 75^\circ$  (ssf-взаимодействие). Измерения для ГТГ излучения с  $\lambda = 1064.2$  нм проводились в режиме, соответствующем приближению заданного поля (энер-

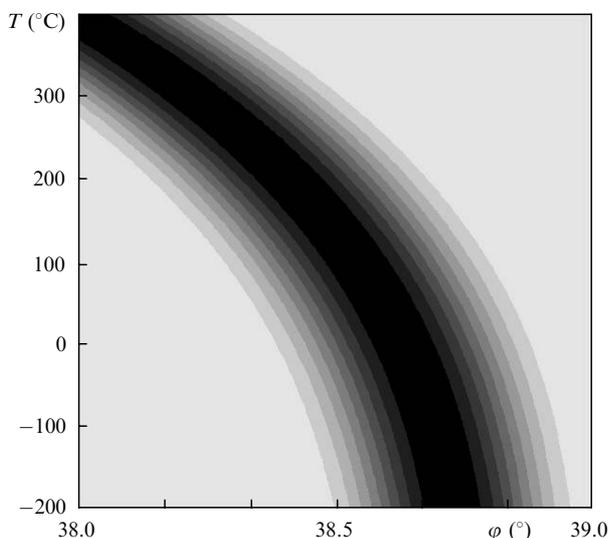


Рис.2. Температурно-угловая зависимость температурной ширины фазового синхронизма при ГТГ в кристалле LBO.

гия излучения 10 мДж, средняя мощность излучения 12 мВт). Точность установки температуры была не хуже 0.1 °C, а скорость ее изменения – не более 300 °C/ч. На рис.3 представлена экспериментальная зависимость относительной интенсивности третьей гармоники  $I_3$  от превышения  $\Delta T$  температуры кристалла относительно комнатной, т. е. температурная кривая синхронизма. Характер кривой показывает, что получен режим некритичного по температуре синхронизма; ширина температурной кривой по полувысоте составляет 73 °C. Очевидно, что полная ширина кривой больше 73 °C, т. к. часть этой кривой лежит в области отрицательных температур (возможность охлаждения кристалла во время проведения измерений отсутствовала). Таким образом, из полученных результатов следует, что некритичное по температуре преобразование частоты можно получить не только при охлаждении кристалла, как это было сделано в [10], но и при более высоких температурах при выборе оптимального среза и способа крепления кристалла.

Из рис.3 следует, что расстояние между первым и вторым нулями кривой синхронизма (показаны стрелками) составляет 15 °C. Это означает, что максимуму кривой синхронизма на рис.3 должно соответствовать изменение температуры  $\Delta T = 48$  °C в предположении, что эта кривая имеет вид  $\text{sinc } x^2$  (первый нуль кривой синхронизма должен отстоять от максимального значения на 36.3 °C, второй – на 51.3 °C). Кривая синхронизма  $\text{sinc } x^2$ , соответствующая основному вкладу второй производной по температуре для разности показателей преломления, показана на рис.3 сплошной линией. Правая ветвь расчетной кривой полностью согласуется с результатами измерений. Это означает, что первая температурная производная разности показателей преломления равна нулю и определяющий вклад дает вторая производная. Однако в диапазоне температур 0–50 °C эффективность преобразования практически не меняется. Поскольку коэффициенты линейного расширения достаточно слабо зависят от температуры, то можно отметить, что результаты, приведенные на рис.3, в области температур 0–50 °C, очевидно, соответствуют случаю, когда равна нулю разность температурных производных показателей преломления не только первого и второго, но и более высоких порядков. В этом случае зависимость температурной ширины синхронизма от длины кристалла не является корневой.

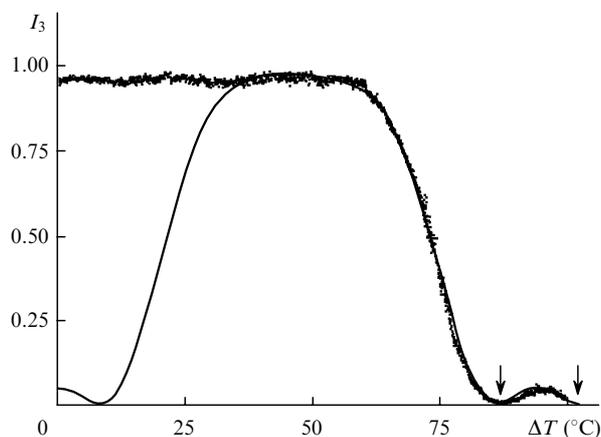


Рис.3. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная кривая) температурные кривые синхронизма при ГТГ в кристалле LBO.

Подводя итоги, можно отметить следующее. Процесс ГТГ в кристалле LBO является критичным по температуре, если принимать во внимание только температурную зависимость показателей преломления. Существует направление, в котором обеспечивается нечувствительность взаимодействия лишь для разности показателей преломления. Однако в этом направлении отличен от нуля вклад термодформационных изменений кристалла, приводящих к отстройке от направления фазового синхронизма. Полная нечувствительность процесса преобразования к температуре может быть обеспечена компенсирующим действием термодформационных поворотов при надлежащем выборе способа крепления кристалла. При ГТГ излучения лазера на  $YAG: Nd^{3+}$  в кристалле LBO длиной 14.1 мм получена температурная ширина синхронизма не менее  $73^\circ C$ . В кристаллах с небольшим вкладом термодформационных изменений нечувствительный по температуре синхронизм реализуется при нечувствительной по температуре разности температурных производных для показателей преломления взаимодействующих волн ( $d\Delta n_i/dT = 0$ ).

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 00-02-17857 и 00-02-17269. Результаты расчетов

получены с использованием справочно-расчетного программного комплекса LID-FC (<http://www.bmstu.ru/~lid>).

1. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Радио и связь, 1982; 2-е изд-е. М.: Наука, Физматлит, 2004).
2. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook on Nonlinear Optical Crystals* (Berlin, New York: Springer, 1991, 1996, 1999).
3. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **25**, 963 (1998).
4. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **26**, 77 (1999).
5. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66**, 1103 (2002).
6. Grechin S.G., Dmitriev V.G., D'yakov V.A., Pryalkin V.I. *Opt. Commun.* (2004) (submitted for publishing).
7. Дмитриев В.Г., Юрьев Ю.В. *Квантовая электроника*, **25**, 249; 1028 (1998).
8. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Дьяков В.А., Прялкин В.И. *Квантовая электроника*, **34**, 461 (2004).
9. Гречин С.Г., Гречин С.С., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 377 (2000).
10. Tang Y., Cui Y., Dunn M.H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 638 (1995).
11. Deki K., Yokota T., Sakuma J., Ohsako Y. *Tech. Dig. CLEO 2000* (San Francisco, 2000, CTuA16, pp 148–149).