

Широкополосная генерация разностной частоты среднего ИК диапазона в ниобате лития, легированном MgO с концентрацией 5 мол. %, с периодической или аperiodической доменной структурой*

Цзяньдун Чжан, Цзянь Цзянь, Кай Ван, Сюань Сяо, Сяю Юй, Цзусин Чжан

Теоретически исследована широкополосная генерация разностной частоты (ГРЧ) среднего ИК диапазона в периодически поляризованном кристалле ниобате лития, легированном MgO с концентрацией 5 молекулярных процентов, на основе фазового квазисинхронизма (ФКС) с согласованием групповых скоростей (СГС) волны накачки и холостой волны для ее-взаимодействия. Вблизи центральной длины волны 3.4 мкм при фиксированной длине волны сигнального излучения 1.550 мкм (или длине волны излучения накачки 1.064 мкм) ширина полосы генерации составляет 282.3 нм (35.4 нм), а требуемый период доменной структуры равен 30.26 мкм (30.25 мкм). Предложен метод расширения полосы ФКС ГРЧ с плоской вершиной, обеспечивающий СГС на длине волны холостого излучения в ниобате лития того же состава с аperiodической доменной структурой. Эта структура была оптимизирована с помощью генетического алгоритма, регулирующего ее параметры. Показано, что в условиях СГС при фиксированной длине волны сигнального излучения 1.550 мкм максимальная ширина полосы для холостой волны составляет 1045.9 нм, а при фиксированной длине волны накачки 1.064 мкм она равна 96.6 нм. Обсуждается также компромисс между расширением спектра генерации и снижением приведенного эффективного коэффициента нелинейности и, следовательно, эффективности преобразования в разностную частоту.

Ключевые слова: широкополосная генерация разностной частоты, согласование групповых скоростей, кристалл с аperiodической доменной структурой.

1. Введение

Лазеры среднего ИК диапазона широко используются в трассовом газоанализе и спектроскопии, при оптическом зондировании и обнаружении химических соединений [1, 2]. Частотный диапазон генерации лазеров среднего ИК диапазона перекрывает области характеристического поглощения ряда наиболее важных молекулярных газов между 3 и 5 мкм. В 2016 году Масаши Абе с сотрудниками [3] получили ширину полосы излучения более 100 нм для длины волны холостого излучения 3.3 мкм при фазовом квазисинхронизме (ФКС), используя технику генерации разностной частоты (ГРЧ) в кристалле LiNbO₃ с периодической доменной структурой (periodically poled lithium niobate, PPLN) в качестве нелинейного кристалла. Этот источник затем применялся при оценке температурной зависимости поглощающей способности газообразного метана. Таким образом, метод ГРЧ перспективен с точки зрения расширения спектральной полосы холостого излучения [4]. Однако для нормальных кристаллов с пе-

риодической доменной структурой ширина полосы ФКС для холостой волны составляет только 1–10 см⁻¹ [5]. Следовательно, для ряда приложений требуется расширение полосы ФКС нелинейных кристаллов с доменной структурой, используемых в лазерных источниках среднего ИК диапазона.

Ранее уже были предложены некоторые подходы к увеличению ширины полосы ФКС для холостой волны, такие как фазовая модуляция [6], chirпирование [7], согласование групповых скоростей (СГС) [8, 9]. Кроме того, был экспериментально получен диапазон ФКС-перестройки длины волны холостого излучения 3300–3478 нм за счет дисперсии показателя преломления нелинейного кристалла при использовании волоконного лазера в качестве основного источника накачки [10]. Можно добавить, что эффективным методом увеличения ширины полосы ФКС для холостой волны при ГРЧ является управляемое изменение градиента температуры [11, 12]. Однако при увеличении ширины полосы генерации холостой волны сложно сохранить плоскую вершину спектральной зависимости эффективности преобразования.

В настоящей работе продолжено теоретическое исследование широкополосной ГРЧ в условиях ФКС (ФКС ГРЧ) в кристалле PPLN LiNbO₃:MgO (концентрация 5 мол. %) с СГС сигнальной волны (волны накачки) и холостой волны при условии, что длина волны сигнального излучения (накачки) фиксирована, и с использованием дисперсии показателя преломления нелинейного кристалла. Затем мы предлагаем метод расширения плоской вершины спектральной характеристики ФКС ГРЧ для холостой волны на основе применения кристалла с аperiodической инверсией доменов. В нашем исследовании для оптимизации аperiodической доменной структуры использу-

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

Jiandong Zhang, Kai Wang, Xuan Xiao, Siyao Yu. School of Opto-electronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications Nanjing 210023, China

Jian Jiang, Zuxing Zhang. School of Opto-electronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications Nanjing 210023, China; Advanced Photonics Technology Laboratory, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China; e-mail: jiangjian@njupt.edu.cn, zxzhang@njupt.edu.cn

Поступила в редакцию 13 июля 2017 г., после доработки – 12 декабря 2017 г.

ется генетический алгоритм [13]. Оптимизация достигается подбором распределения противоположно ориентированных доменов и длины волны накачки (сигнального излучения) при фиксированной длине волны сигнального излучения (накачки). Обсуждается также снижение приведенного эффективного коэффициента нелинейности и эффективности преобразования.

2. Теория широкополосной ФКС ГРЧ

Использование ФКС – важный метод преобразования частоты [14, 15]. Что касается ГРЧ, то в приближении слабого сигнала эффективность преобразования в холостую волну при ФКС пропорциональна функции $[\sin(\Delta k_{\text{QOM}}L/2)/(\Delta k_{\text{QOM}}L/2)]^2$ [16], где L – длина нелинейного кристалла;

$$\Delta k_{\text{QPM}} = \Delta k - \mathbf{G} = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} - 1/\Lambda \right) \quad (1)$$

– полная фазовая расстройка; Δk – фазовая расстройка; \mathbf{G} – обратный вектор доменной структуры кристалла; Λ – период доменной структуры нелинейного кристалла, обеспечивающей ФКС (для краткости именуемый ниже периодом ФКС); $\lambda_{p,s,i}$ и $n_{p,s,i}$ – длины волн накачки, сигнальной и холостой волн и показатели преломления соответственно. Здесь $\lambda_{p,s,i}$ должны удовлетворять хорошо известному закону сохранения энергии: $1/\lambda_p - 1/\lambda_s - 1/\lambda_i = 0$.

Дифференцируя Δk_{QPM} (1) по частоте холостой волны ω_i при фиксированной частоте сигнальной волны ω_s , получаем

$$\frac{d\Delta k_{\text{QPM}}}{d\omega_i} = \frac{d\Delta k}{d\omega_i} - \frac{d(2\pi/\Lambda)}{d\omega_i},$$

причем первый член в этом выражении можно представить в виде [17]

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta k}{d\omega_i} &= \frac{d(k_p - k_s - k_i)}{d\omega_i} = \frac{dk_p}{d\omega_i} - \frac{dk_i}{d\omega_i} \\ &= \frac{dk_p}{d\omega_p} - \frac{dk_i}{d\omega_i} = \frac{1}{v_{gp}} - \frac{1}{v_{gi}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где v_{gp} и v_{gi} – групповые скорости волны накачки и холостой волны соответственно. Условию СГС $v_{gp} = v_{gi}$ можно удовлетворить в спектральной области, где Δk_{QPM} имеет экстремум, $d\Delta k_{\text{QPM}}/d\omega_i = 0$, и возможно получение ФКС ГРЧ в широкой области длин волн.

Предположим, что все волны распространяются вдоль оси z , тогда уравнения для трех связанных волн имеют вид [18]

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = -\frac{i\omega_p d_{33}}{n_p c} \tilde{d}(z) E_s^* E_i \exp(-i\Delta k z), \quad (3a)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = -\frac{i\omega_s d_{33}}{n_s c} \tilde{d}(z) E_p^* E_i \exp(-i\Delta k z), \quad (3b)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} = -\frac{i\omega_i d_{33}}{n_i c} \tilde{d}(z) E_p E_s \exp(i\Delta k z), \quad (3в)$$

где E_t ($t = p, s, i$) – огибающая напряженности электрического поля; d_{33} – коэффициент нелинейности; $\tilde{d}(z)$ принимает значения ± 1 и характеризует ориентацию каждого

поляризованного домена; $\Delta k = k_i - k_s - k_p$. В приближении заданной накачки проинтегрируем формулу (3в) по длине кристалла L и получим выражение

$$E_i(z=L) = \frac{i\omega_i}{n_i c} d_{33} E_p E_s L d(\lambda), \quad (4)$$

где

$$d(\lambda) = \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{d}(z) \exp(i\Delta k z) dz.$$

Таким образом, для эффективности ГРЧ имеем соотношение

$$\begin{aligned} \eta_{\text{DFG}} &= \frac{8\pi^2 d_{33}^2 L^2 I_p}{n_p n_s n_i \lambda_i^2 c \epsilon_0} \left| \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{d}(z) \exp(i\Delta k z) dz \right|^2 \\ &= \frac{8\pi^2 d_{33}^2 L^2 I_p}{n_p n_s n_i \lambda_i^2 c \epsilon_0} |d_{\text{reff}}(\lambda)|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где I_p – интенсивность накачки. Для упрощения задачи проектирования нелинейного кристалла с аперидической доменной структурой рассмотрим отдельно последний член

$$d_{\text{reff}}(\lambda) = \left| \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{d}(z) \exp(i\Delta k z) dz \right|$$

в формуле (5), который с точностью до постоянного множителя определяет эффективность ГРЧ и называется приведенным эффективным коэффициентом нелинейности [19]. Если нелинейный кристалл разделить на N частей (блоков) равной длины ΔL [20], то

$$\begin{aligned} d_{\text{reff}}(\lambda) &= \left| \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{d}(z) \exp(i\Delta k z) dz \right| \\ &= \frac{1}{L} \left| \sum_{q=0}^{N-1} \tilde{d}(z) \int_{z_q}^{z_{q+1}} \exp(i\Delta k z) dz \right| \\ &= \frac{1}{L} \left| \sum_{q=0}^N \tilde{d}(z) \frac{\exp(i\Delta k z_{q+1}) - \exp(i\Delta k z_q)}{i\Delta k} \right| \\ &= \frac{1}{L\Delta k} \left| \sum_{q=0}^N \tilde{d}(z) [\exp(i\Delta k z_{q+1}) - \exp(i\Delta k z_q)] \right|. \end{aligned} \quad (6)$$

Границы каждого блока соответствуют координатам z_q и z_{q+1} ($q = 0, 1, 2, 3, \dots, N$). Желаемая структура аперидического кристалла получается оптимизацией $\tilde{d}(z)$, после чего эффективность преобразования для ФКС ГРЧ можно получить путем подстановки $\tilde{d}(z)$ в выражение (5).

3. Моделирование и обсуждение результатов

При моделировании использовался кристалл длиной 10 мм. Показатели преломления $n_{p,s,i}$ являются функцией длины волны и температуры; эту зависимость можно рассчитать по формуле Селлмейера [21]. Ширина полосы ФКС ГРЧ для холостой волны определяется как полная спектральная ширина нормированной эффективности преобразования на уровне половины ее максимума.

На рис. 1,а для ГРЧ по схеме ее в условиях ФКС показаны расстройка групповых скоростей и период ФКС как функции длины волны холостого излучения при фикси-

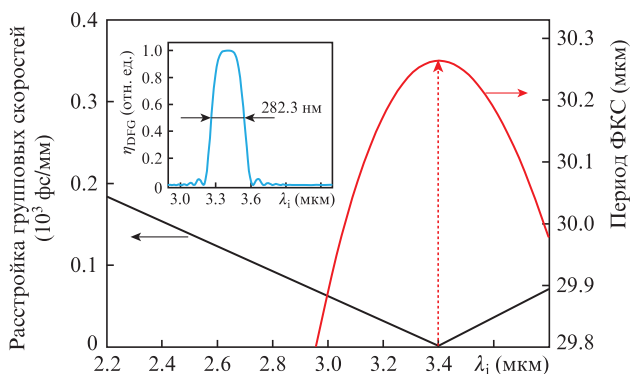


Рис.1. Расстройка групповых скоростей и период ФКС в зависимости от длины волны холостого излучения λ_i для еее-ФКС. На вставке – нормированная эффективность преобразования η_{DFG} при ГРЧ на длине волны, обеспечивающей СГС.

рованной длине волны сигнального излучения 1.550 мкм и температуре 120°C. Из рис.1 видно, что обеспечивающая СГС длина волны холостого излучения равна 3.403 мкм. Соответствующий период доменной структуры составляет 30.26 мкм, что следует из оценки по формуле

$$\Lambda = 1/(n_p/\lambda_p - n_s/\lambda_s - n_i/\lambda_i).$$

Затем из функции

$$[\sin(\Delta k_{QOM}L/2)/(\Delta k_{QOM}L/2)]^2$$

рассчитывается ширина полосы ФКС ГРЧ на длине волны, обеспечивающей СГС. Как показано на вставке на рис.1, на длине волны 3.403 мкм может быть получена полоса синхронизма шириной 282.3 нм.

На рис.2 показано изменение фазовой расстройки в зависимости от длины волны холостого излучения при температурах $T = 60^\circ\text{C}$, 120°C и 180°C . На вставках – нормированная эффективность преобразования при соответствующей температуре и фиксированном периоде ФКС $\Lambda = 30.26$ мкм. Горизонтальная пунктирная линия, отвечающая $\Delta k_{QPM} = 0$, является касательной к кривой фазовой расстройки на длине волны 3.403 мкм при температуре 120°C (кривая 1), где эффективность преобразования может быть получена при одновременном удовлетворении условий ФКС и СГС (см. вставку II на рис.2). Очевидно, что при изменении температуры кривая 1 сдвинет-

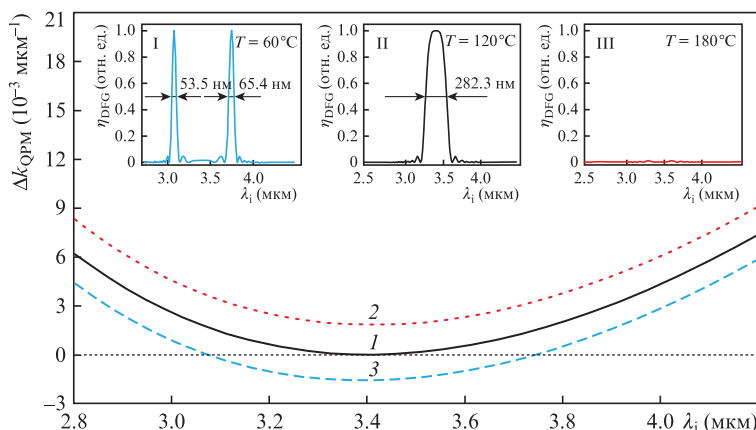


Рис.2. Фазовая расстройка как функция длины волны холостого излучения λ_i при температурах $T = 60^\circ\text{C}$ (2), 120°C (1) и 180°C (3). На вставках – нормированная эффективность преобразования η_{DFG} при ГРЧ для соответствующих температур. Период ФКС $\Lambda = 30.26$ мкм.

ся вверх (кривая 2) или вниз (кривая 3). Кривая 3, которая соответствует фазовой расстройке при $T = 60^\circ\text{C}$, пересекает горизонтальную линию при длинах волн 3.074 и 3.747 мкм и при одинаковом значении $\Delta k = 0.2076$ мкм⁻¹, где в нелинейном кристалле обеспечиваются условия ФКС ($\Delta k_{QPM} = \Delta k - 2\pi/\Lambda = 0$) без СГС. Таким образом, на этих двух длинах волн могут быть получены две полосы ФКС ГРЧ с ширинами 53.5 и 65.4 нм (см. вставку I на рис.2). Однако, когда температура становится выше 120°C , горизонтальная линия больше не пересекается с кривой фазовой расстройки (кривая 2). В этой ситуации не выполняется ни условие ФКС, ни условие СГС, и эффективность преобразования почти равна нулю (см. вставку III на рис.2).

Из приведенных выше данных следует, что широкая полоса ГРЧ достигается при длине волны 3.403 мкм и температуре 120°C за счет собственных дисперсионных свойств исследуемого кристалла, а при постепенном понижении температуры полоса усиления холостой волны делится на две полосы. Теперь рассчитаем ширину полосы для длины волны холостого излучения λ_i , немного большей 3.403 мкм (рис.3). Расчеты показывают, что ширина полосы уменьшается с убыванием температуры, например, когда температура равна 100°C , 60°C и 20°C , ширина полосы составляет 109.3, 65.4 и 53.2 нм соответственно (см. вставку на рис.3).

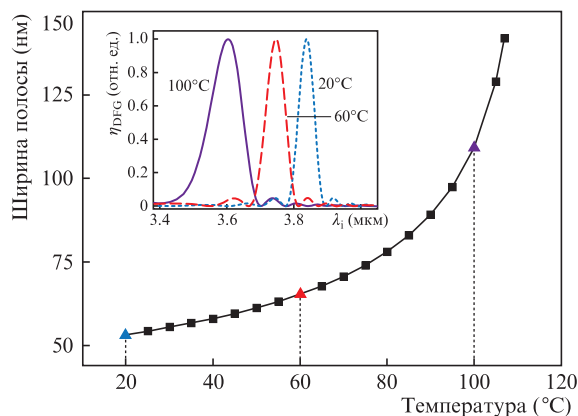


Рис.3. Ширина полосы синхронизма при отстройке длины волны λ_i от длины волны, обеспечивающей СГС, как функция температуры. На вставке – нормированная эффективность преобразования η_{DFG} при ГРЧ в этих условиях для различных температур.

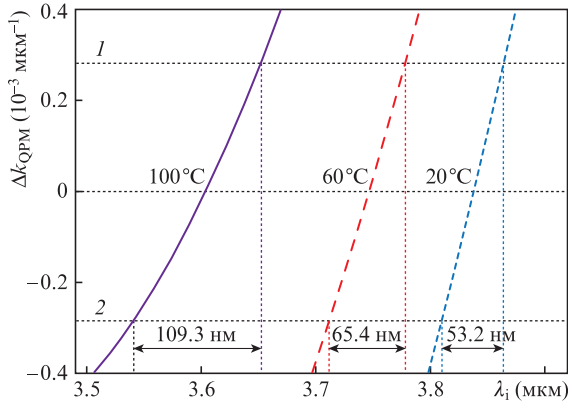


Рис.4. Зависимости фазовой расстройки при ФКС от длины волны холостого излучения λ_i при различных температурах.

Причины расширения полосы рассмотрены ниже. На рис.4 приведена фазовая расстройка как функция длины волны холостого излучения при различных температурах, когда длина волны сигнального излучения равна 1.550 мкм. Видно, что область фазовой расстройки, соответствующая полной ширине на полувысоте функции $[\sin(\Delta k_{QOM}L/2)/(\Delta k_{QOM}L/2)]^2$, расположена между пунктирными горизонтальными линиями 1 и 2, которые соответствуют $\Delta k_{QPM} = \pm 0.2783 \times 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$. Поскольку линии 1 и 2 находятся достаточно близко друг к другу, зависимость фазовой расстройки от длины волны в этом интервале можно приближенно рассматривать как прямую линию. Чем меньше температура кристалла, тем ближе эта прямая к вертикали, и, следовательно, ширина полосы должна уменьшаться с уменьшением температуры.

На рис.5 показаны эффективность преобразования и период ФКС как функции длины волны холостого излучения при длине волны накачки, равной 1.064 мкм. Период ФКС, который требуется для широкополосной ГРЧ при длине волны холостого излучения 3.403 мкм, составляет 30.25 мкм при температуре 120°C. В этом случае ширина полосы ФКС ГРЧ равна 35.4 нм.

Таким образом, возможность появления подходящих векторов обратной решетки кристалла с периодической доменной структурой определяется температурой и периодом ФКС, что приводит к существенному ограничению полосы ГРЧ. Для решения данной проблемы мы спроектировали кристалл с аperiodической структурой инверсно поляризованных доменов, которая обеспечивает компенсацию расстройки волновых векторов и, следовательно, эффективно расширяет полосы ФКС ГРЧ. С этой целью

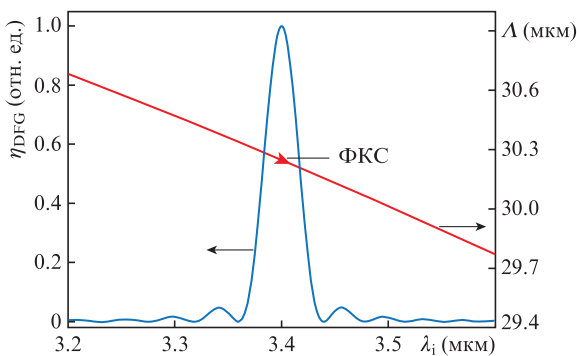


Рис.5. Нормированная эффективность преобразования η_{DFG} при ГРЧ и период ФКС Λ как функции длины волны холостого излучения λ_i .

аperiodическая структура кристалла проектируется с помощью генетического алгоритма (ГА) [22, 23].

Кристалл длиной около 10 мм делится на 3333 однородных домена одинаковой ширины (3 мкм). Алгоритм необходим для нахождения оптимальной структуры из 2^{3333} вариантов. Схема алгоритма такова. Сгенерированная случайным образом начальная популяция $P(0)$ состоит из $J = 200$ индивидов. Каждый индивид содержит 3333 гена, выраженных через два бинарных значения $-\tilde{d}(z) = \pm 1$, где 1 соответствует домену, поляризованному положительно, а -1 – поляризованному отрицательно. Таким образом, каждый индивид представляет собой одну аperiodическую структуру. На втором шаге алгоритма для оптимизации функции распределения доменов $\tilde{d}(z)$ с помощью ГА в качестве целевой функции выбирается полный приведенный эффективный коэффициент нелинейности

$$\sum_{j=1}^M d_{\text{reff}}(\lambda_j) = \sum_{j=1}^M \left| \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{d}(z) \exp(i\Delta k z) dz \right|,$$

где M – выбранное нами число длин волн накачки (сигнального излучения), а Δk вычисляется согласно проектируемым длинам волн. Одновременно для получения максимальной эффективности и уплощения вершины ее спектральной характеристики вводится функция приспособленности

$$\sigma_{\text{fit}} = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \left[d_{\text{reff}}(\lambda_j) - \frac{\sum_{j=1}^M d_{\text{reff}}(\lambda_j)}{M} \right]^2}.$$

Чем меньше величина σ_{fit} , тем больше степень приспособленности. Далее посредством последовательности стандартных операций ГА, таких как отбор, скрещивание и мутации, производимых над популяцией $P(Q)$, генерируется потомство Φ . На следующем шаге формируется новая популяция $P(Q + 1)$ путем замены некоторых индивидов в $P(Q)$ на потомство Φ с помощью функции отбора $\text{reins}()$ ГА. Процесс продолжается до тех пор, пока максимальное число поколений Q не достигнет 500. Наконец, почти оптимальная аperiodическая структура $\tilde{d}(z)$ получается путем декодирования индивида с максимальной степенью приспособленности в конечном поколении.

Схема доменов полученного таким способом кристалла показана на рис.6. Границы раздела доменов параллельны плоскости xu , для того чтобы использовать максимальный коэффициент нелинейности d_{33} . Падающий свет распространяется вдоль оси z , а направление поляризации совпадает с осью y . Стрелками показаны направления поляризации вверх или вниз, выбор которых оптимизируется с помощью ГА для нахождения наилучшего распределения модулированного коэффициента нелинейности. Эффективность преобразования получается постановкой функции $\tilde{d}(z)$ оптимальной структуры доменов в формулу (5).

Нормированная эффективность преобразования и фазовая расстройка Δk как функции длины волны холостого излучения при фиксированной длине волны сигнального излучения 1.55 мкм приведены на рис.7,а. Длина волны накачки выбрана равной 1.150 мкм. Результаты моделирования показывают, что на длинах волн холостого излучения 2.598 и 4.457 мкм имеются полосы ФКС ГРЧ с ширинами 15.1 и 24.6 нм соответственно, т. к. этим длинам волн соответствует одно и то же значение $\Delta k = 0.2198 \text{ мкм}^{-1}$. Такие же результаты моделирования можно наблюдать при

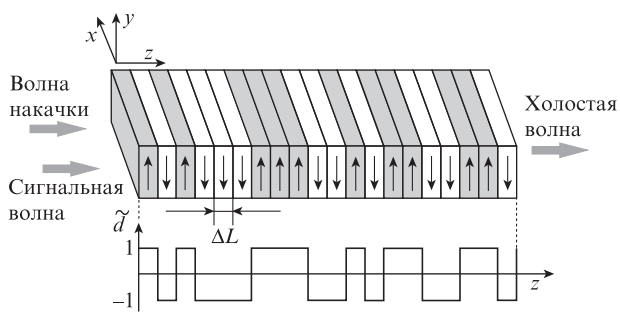


Рис.6. Схема доменов кристалла, найденная с помощью ГА.

двух заданных длинах волн накачки – 0.971 и 1.150 мкм. Мы выбрали для длины волны накачки значение 1.065 мкм по той причине, что на этой длине волны групповая скорость такая же, как и на длине волны 3.403 мкм. Из рис.7,б видно, что в рассматриваемом случае можно получить полосы ФКС ГРЧ с шириной 280.6 нм, почти такой же как и для стандартного периодического кристалла.

Если выбрать две длины волны накачки, 1.065 мкм и 1.150 мкм, то можно получить три полосы ФКС ГРЧ шириной 15.2, 24.5 и 279.5 нм, но только для двух наперед заданных длин волн сигнального излучения. Дальнейшее

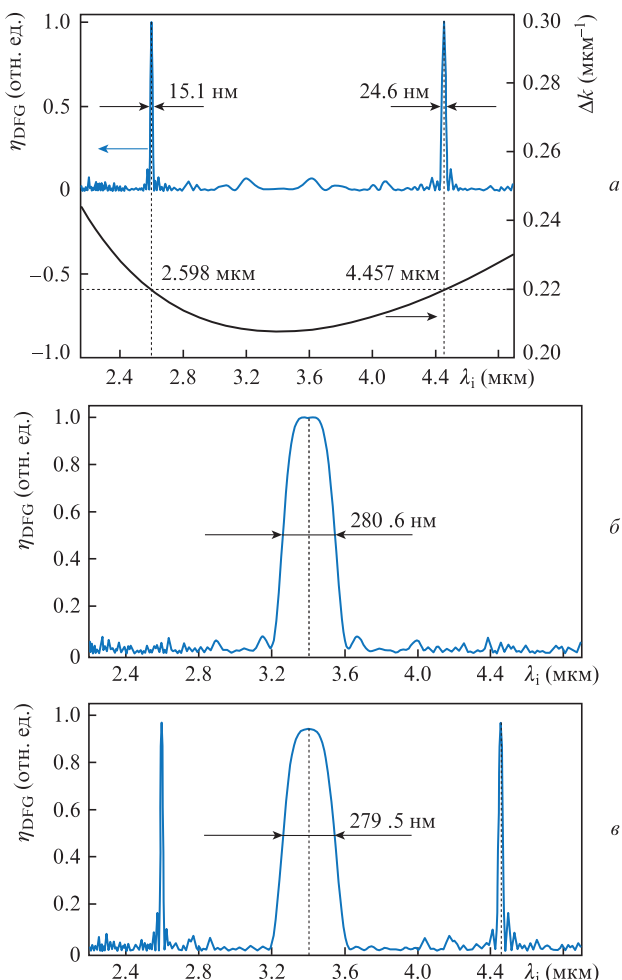


Рис.7. Нормированная эффективность преобразования в аперидическом доменном кристалле при фиксированной длине волны накачки 1.150 мкм и фазовая расстройка как функции длины волны холостого излучения λ_i (а), а также нормированная эффективность преобразования при накачке на длине волны 1.065 мкм (б) или при одновременной накачке на длинах волн 1.065 и 1.150 мкм (в).

моделирование проводилось при фиксированной длине волны накачки 1.065 мкм и дополнительной накачке излучением с немного большей длиной волны. По сравнению со вставкой на рис.1 видно, что использование структуры с аперидически инвертированными доменами значительно расширяет выбор возможных обратных векторов для одновременного протекания множества параметрических процессов, что позволяет эффективно расширить полосу ФКС ГРЧ.

На рис.8 показаны результаты моделирования при одновременной накачке на длине волны 1.065 мкм и на большей длине волны, постепенно сдвигающейся к этому значению. Видно, что для холостой волны без узкие полосы фазового синхронизма становятся шире и шире по мере приближения длины волны дополнительной накачки к 1.065 мкм из-за уменьшающегося наклона $\Delta k(\lambda)$. Эти изменения хорошо видны на рис.8,а–в. Когда длина волны дополнительной накачки уменьшается до 1.085 мкм, обе длины волны холостого излучения достаточно сближаются и формируется широкая полоса ФКС ГРЧ с шириной 532.8 нм, показанная на рис.8,г.

Для того чтобы еще расширить полосу ФКС ГРЧ, следующее моделирование будет проводиться при длинах волн накачки 1.065 и 1.085 мкм и при дополнительной накачке на длинах волн, превышающих 1.085 мкм на величину, кратную 3 нм. На рис.9 показана широкополосная ФКС ГРЧ с добавлением 1, 3, 6 и 9 волн накачки. Соответствующие ширины полосы ФКС ГРЧ равны 555.3, 739.8, 837.5 и 1045.9 нм, причем максимальный приведенный эффективный коэффициент нелинейности $d_{\text{eff}}(\lambda)$ уменьшается, составляя 0.2373, 0.2117, 0.1762 и 0.1533 соответственно. Из рис.9 хорошо видно, что эффективность преобразования уменьшается по мере расширения полосы генерации. Для периодически поляризованной структуры эффективный коэффициент нелинейности есть $2d_{33}/\pi$, а соответствующее значение эффективного коэффициента нелинейности для максимальной (1045.9 нм) ширины

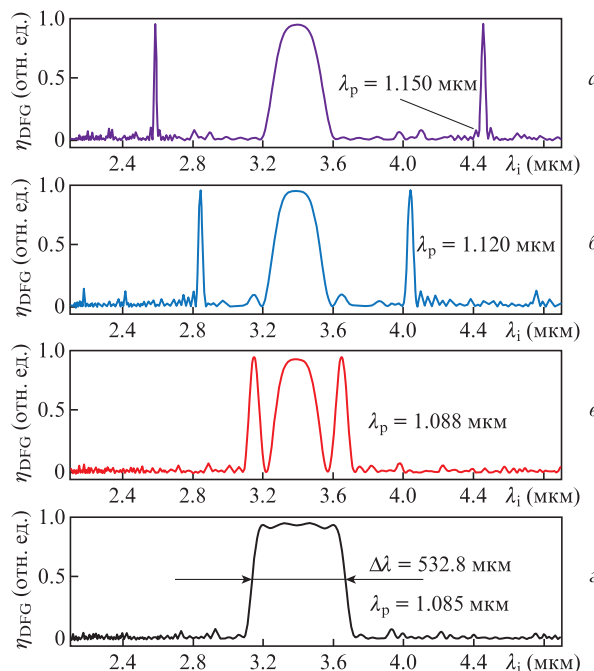


Рис.8. Нормированная эффективность преобразования в холостую волну при фиксированной длине волны накачки 1.065 мкм и постепенно уменьшающейся длине волны дополнительной накачки.

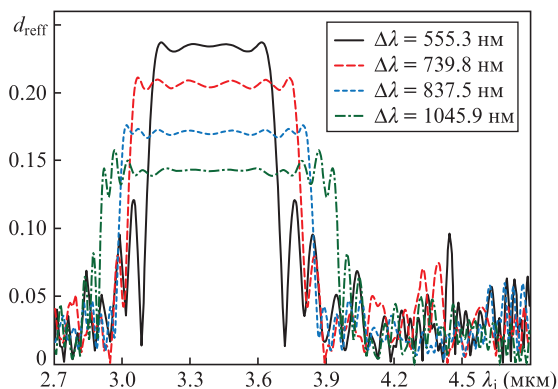


Рис.9. Приведенный эффективный коэффициент нелинейности при накачке на длинах волн 1.065 и 1.085 мкм и добавлении 1, 3, 6 и 9 волн накачки с длинами волн, последовательно увеличивающимися на 3 нм от значения 1.085 мкм.

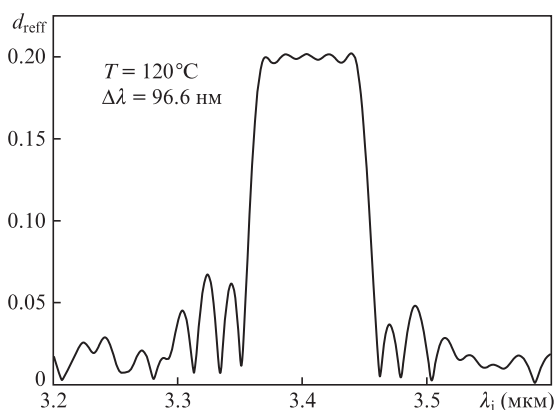


Рис.10. Приведенный эффективный коэффициент нелинейности для холостой волны при длине волны накачки, равной 1.064 мкм, и сигнального излучения в виде набора излучений с разными длинами волн.

полосы – $d_{\text{eff}}(\lambda)d_{33} = 0.1533 d_{33}$. В этом случае отношение эффективностей преобразования для периодически и аperiodически поляризованных структур исследуемого кристалла есть $(2d_{33}/\pi)^2/(d_{\text{eff}}d_{33})^2 \approx 17.25$. Ширина полосы генерации увеличивается примерно в 3.7 раза, а эффективность преобразования снижается до 5.8%.

Нами также была проведена оптимизация аperiodической структуры в случае фиксированной длины волны накачки (1.064 мкм) и использования сигнального излучения в виде набора излучений с различными длинами волн (по аналогии с предыдущим рассмотрением при фиксированной длине волны сигнального излучения). Максимальная ширина полосы для аperiodического доменного кристалла составила 96.6 нм при $d_{\text{eff}}(\lambda) = 0.2021$ (рис.10). По сравнению с периодической структурой, ширина полосы увеличилась в 2.73 раза, а эффективность преобразования понизилась до 10.08%.

4. Заключение

Нами теоретически проанализирован процесс широкополосной ГРЧ среднего ИК диапазона в кристалле ниобата лития с периодически поляризованными доменами, допированном MgO с концентрацией 5 мол. %. Рассмотрен случай, когда реализуется ФКС при СГС волны накачки и холостой волны при ее-взаимодействии. Полоса генерации шириной 282.3 нм с центром на длине волны 3.403 мкм

получена при периоде структуры 30.26 мкм для температуры 120°C в случае сигнального излучения на длине волны 1.550 мкм. Рассчитана эффективность преобразования при различных температурах и этом периоде структуры. При длине волны накачки 1.064 мкм ширина полосы генерации составляет 96.6 нм вблизи 3.403 мкм при периоде структуры 30.25 мкм. Рассмотрен метод расширения полосы ФКС ГРЧ с плоской вершиной вблизи длины волны холостого излучения, обеспечивающей СГС, на основе аналогичного кристалла с аperiodической доменной структурой. Оптимальная аperiodическая структура получалась с помощью ГА. Результаты моделирования показывают, что наибольшая ширина полосы ФКС ГРЧ для холостой волны при фиксированной длине волны сигнального излучения 1.550 мкм (или длины волны накачки 1.064 мкм) составляет 1045.9 нм (96.6 нм) вблизи длины волны 3.4 мкм, что в 3.7 (2.73) раза больше, чем для периодической структуры. Однако по сравнению с периодической структурой, эффективность преобразования при этом снижается до 5.8% (10.08%) .

Настоящая работа была поддержана Фондом естественных наук институтов высшего образования провинции Цзянсу (Китай) (грант № 14KJB140010), Фондом Нанкинского университета телекоммуникации и средств связи (Китай) (грант № NY213029), Специальным проектом для поддержки профессоров провинции Цзянсу (грант № RK002STP14001) и проектом «Шесть групп талантов» провинции Цзянсу (2015-XCL-023).

- Zhou S., Han Y.L., Li B.C. *Appl. Phys. B*, **122**, 187 (2016).
- Northern J.H., O'Hagan S., Fletcher B., Gras B., Ewart P., Kim C.S., Kim M., Merritt C.D., Bewley W.W., Canedy C.L., Abell J., Vurgafman I., Meyer J.R. *Opt. Lett.*, **40**, 4186 (2015).
- Abe M., Nishida Y., Tadanaga O., Tokura A., Takenouchi H. *Opt. Lett.*, **41**, 1380 (2016).
- Андреев А.Л., Андреева Т.В., Компанец И.Н. *Квантовая электроника*, **41** (10), 881 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (10), 881 (2011)].
- Chang J.H., Mao Q.H., Feng S.J., Gao X.M., Xu C.Q. *Opt. Lett.*, **35**, 3486 (2010).
- Li B.H., Xu Y.G., Zhu H.F., Lin F.K., Li Y.F. *Phys. Rev. A*, **91**, 023827 (2015).
- Yang J., Hu X.P., Xu P., Lv X.J., Zhang C., Zhao G., Zhou H.J., Zhu S.N. *Opt. Express*, **18**, 14717 (2010).
- Lee K.J., Yoon C.S., Rotermund F. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, 1264 (2005).
- Yu N.E., Ro J.H., Cha M., Kurimura S., Taira T. *Opt. Lett.*, **27**, 1046 (2002).
- Jiang J., Chang J.H., Feng S.J., Wei L., Mao Q.H. *Opt. Express*, **18**, 4740 (2010).
- Lee Y.L., Shin W., Yu B.A., Jung C., Noh Y.C., Ko D.K. *Opt. Express*, **18**, 7678 (2010).
- Chang J.H., Yang Z.B., Sun Q. *Optik*, **126**, 1123 (2015).
- Lai J.Y., Liu Y.J., Wu H.Y., Chen Y.H., Yang S.D. *Opt. Express*, **18**, 5328 (2010).
- Zondy J.-J., Bonnin C., Lupinski D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1675 (2003).
- Zondy J.-J., Bonnin C., Lupinski D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1695 (2003).
- Yanagawa T., Kanbara H., Tadanaga O., Asobe M., Suzuki H., Yumoto J. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 161106 (2005).
- Prakash O., Lim H.H., Kim B.J., Pandiyan K., Cha M., Rhee B.K. *Appl. Phys. B*, **92**, 535 (2008).
- Shao G.H., Wu Z.J., Chen J.H., Xu F., Lu Y.Q. *Phys. Rev. A*, **88**, 063827 (2013).
- Gu B.Y., Dong B.Z., Zhang Y., Yang G.Z. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2175 (1999).
- Lu M., Chen X.F., Chen Y.P., Xia Y.X. *Appl. Opt.*, **46**, 4138 (2007).
- Gayer Q., Sacks Z., Galun E., Arie A. *Appl. Phys. B*, **91**, 343 (2008).
- Haupt R.L., Haupt S.E. *Practical Genetic Algorithms* (New York: Wiley Press, 2004).
- Conforti M., Baronio F., DeAngelis C., Sanna G., Pierleoni D., Bassi P. *Opt. Commun.*, **281**, 1693 (2008).