

УДК 621.373 : 535+535.2 : 548.0

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ РАЗЛИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН НАКАЧКИ В КРИСТАЛЛАХ КЛАССОВ 6,4,6 m , 4 m , 622 и 422 ПРИ ВЕКТОРНОМ СИНХРОНИЗМЕ

Бокуть Б. В., Добржанский Г. Ф., Казак Н. С., Лугина А. С.,
Надененко А. В.

Предложен метод осуществления нелинейного преобразования частоты в кристаллах перечисленных классов при $oe-e$ и $ee-o$ видах векторного взаимодействия, для которых, как считалось, эффективный коэффициент нелинейного взаимодействия равен нулю. Рассчитаны параметры процесса генерации второй гармоники в йодате лития для различных экспериментальных условий. Экспериментально показано, что в $LiIO_3$ эффективность преобразования в этом случае сравнима с обычно использовавшимися $oo-e$ или $oe-o$ видами векторного и коллинеарного синхронизма.

Одноосные кристаллы классов 6,4,6 m , 4 m обычно используют для преобразования частоты в области их прозрачности, если осуществляется нелинейное взаимодействие двух обыкновенных и одной необыкновенной волн (I тип взаимодействия волн). Для видов взаимодействия, в которых участвуют две необыкновенные и одна обыкновенная волны (II тип взаимодействия), эффективный коэффициент нелинейного взаимодействия $d_{эфф}$, в соответствии с [1], обращается в нуль как для коллинеарного, так и для векторного фазового синхронизма. При работе вблизи края полосы поглощения кристаллов, когда нарушаются условия Клейнмана, в них можно осуществлять второй тип взаимодействия волн [2, 3], однако величина $d_{эфф}$ существенно (на порядок и более) меньше $d_{эфф}$ для первого типа. В данной работе исследована возможность осуществления нелинейного взаимодействия двух необыкновенных и одной обыкновенной волн в кристаллах указанных классов, когда выполняются условия Клейнмана, при векторном фазовом синхронизме за счет определенного выбора взаимного пространственного расположения волновых векторов взаимодействующих волн и оптической оси кристалла. Эффективный коэффициент нелинейного взаимодействия становится в этом случае отличным от нуля и сравнимым с $d_{эфф}$ для первого типа взаимодействия. Максимальный эффект достигается, если плоскость, содержащая волновые векторы взаимодействующих волн (обозначим ее Q), перпендикулярна плоскости R , в которой расположены оптическая ось Z кристалла и волновой вектор преобразованного излучения. Подобная геометрия эксперимента, рассматриваемая далее в работе как для I, так и для II типа взаимодействия волн, приводит к существенно отличающимся от приведенных в [1] выражениям для $d_{эфф}$, рассчитанным нами для всех классов кристаллов.

Сравнение полученных выражений с приведенными в [1, 2] показывает, что рассматриваемая геометрия позволяет дополнительно осуществить типы нелинейного взаимодействия, ранее невозможные из-за равенства нулю $d_{эфф}$.

В частности, в кристалле $LiIO_3$, относящемся к классу 6, выражения для эффективного коэффициента нелинейного взаимодействия (при генерации второй гармоники) имеют следующий вид:

для коллинеарного $oo-e$ вида взаимодействия волн

$$d_{эфф} = \chi_{15} F_1,$$

где

$$F_1 = \sin \theta', \quad \operatorname{tg} \theta' = \frac{n_{2o}^2}{n_{2e}^2} \operatorname{tg} \theta,$$

θ — угол фазового синхронизма; n_{1o} , n_{1e} , n_{2o} , n_{2e} — главные значения обыкновенного (индекс o) и необыкновенного (индекс e) показателей преломления на основной (индекс 1) и удвоенной (индекс 2) частотах соответственно.

При генерации второй гармоники с использованием векторного синхронизма для $oo-e$ вида взаимодействия волн

$$d_{\text{эфф}} = \chi_{15} \cdot F_2,$$

где

$$F_2 = \sin \theta'_2 \cdot \cos \delta, \quad \operatorname{tg} \theta'_2 = \frac{n_{2o}^2}{n_{2e}^2} \operatorname{tg} \theta_2,$$

θ_2 — угол между оптической осью кристалла и волновым вектором второй гармоники, δ — угол между проекциями волновых векторов волн основной частоты на плоскость XOY . Для $oe-e$ вида векторного взаимодействия волн

$$d_{\text{эфф}} = -\chi_{15} \cdot F_3,$$

где

$$F_3 = \sin \theta'_{1e} \cos \theta'_2 \cdot \sin \delta_o + \cos \theta'_{1e} \cdot \sin \theta'_2 \cdot \sin (\delta_o + \delta_e).$$

Здесь θ_{1e} — угол между осью Z и волновым вектором необыкновенной волны частоты ω ; δ_o и δ_e — углы между проекциями волновых векторов соответ-

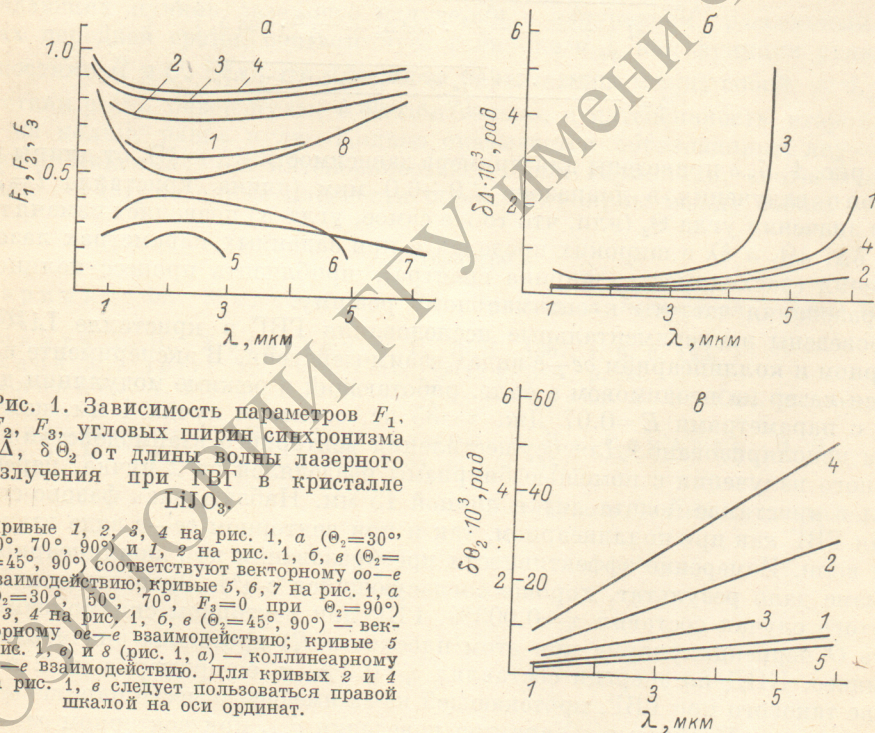


Рис. 1. Зависимость параметров F_1 , F_2 , F_3 , угловых ширин синхронизма $\Delta\theta_1$, $\Delta\theta_2$ от длины волны лазерного излучения при ГВГ в кристалле LiIO_3 .

Кривые 1, 2, 3, 4 на рис. 1, а ($\theta_2 = 30^\circ, 50^\circ, 70^\circ, 90^\circ$) и 1, 2 на рис. 1, б, в ($\theta_2 = 45^\circ, 90^\circ$) соответствуют векторному $oo-e$ взаимодействию; кривые 5, 6, 7 на рис. 1, а ($\theta_2 = 30^\circ, 50^\circ, 70^\circ, F_3 = 0$ при $\theta_2 = 90^\circ$) и 3, 4 на рис. 1, б, в ($\theta_2 = 45^\circ, 90^\circ$) — векторному $oe-e$ взаимодействию; кривые 5 (рис. 1, в) и 8 (рис. 1, а) — коллинеарному $oo-e$ взаимодействию. Для кривых 2 и 4 на рис. 1, в следует пользоваться правой шкалой на оси ординат.

ственно обыкновенной и необыкновенной волн основной частоты и проекцией волнового вектора второй гармоники.

Результаты численного расчета функций F_1 , F_2 , F_3 , выполненного для LiIO_3 в спектральной области $0.9 \div 6.0$ мкм (при некоторых фиксированных значениях θ_2) для векторного синхронизма, приведены на рис. 1, а. Из них следует, что при определенных условиях $oo-e$ вид векторного взаимодействия волн сравним по эффективности с $oo-e$ видами коллинеарного и векторного взаимодействий.

Проведен численный расчет для рассматриваемых случаев процесса ГВГ угловой и частотной ширин синхронизма. В случае коллинеарного $oo-e$ вида

взаимодействия волн для угловой и частотной ширин синхронизма использовались выражения из [4].

Для векторного $oo-e$ вида взаимодействия имеем (плоскость Q перпендикулярна плоскости R)

$$\begin{aligned}\delta\Theta_2 &= \frac{2.7832\lambda}{\pi l \sin 2\Theta_2 (N_{2e})^3 \left[\frac{1}{n_{2o}^2} - \frac{1}{n_{2e}^2} \right]}, \\ \delta\lambda &= \frac{2.7832\lambda}{\pi l \left[\frac{\partial N_{2e}}{\partial \lambda_2} - 2 \cos \frac{\Delta}{2} \frac{\partial n_{1o}}{\partial \lambda} \right]}, \\ \delta\Delta &= \frac{2.7832\lambda}{\pi l \cdot n_{1o} \cdot \sin \frac{\Delta}{2}},\end{aligned}$$

где λ — длина волны лазерного излучения, Δ — угол между волновыми векторами волн основной частоты, $N_{ie} = \frac{n_{io} \cdot n_{ie}}{\sqrt{n_{io}^2 + (n_{ie}^2 - n_{io}^2) \cos^2 \Theta_2}}$.

В случае векторного $oe-e$ вида взаимодействия волн названные параметры определяются из выражений

$$\begin{aligned}\delta\Theta_2 &= \frac{2.7832\lambda}{\pi l \left[2 \frac{\partial N_{2e}}{\partial \Theta_2} - \frac{\partial N_{1e}}{\partial \Theta_{1e}} \cdot \frac{\sin \Theta_2 \cdot \cos^2 \Delta_e}{\sin \Theta_{1e}} \right]}, \\ \delta\lambda &= \frac{2.7832\lambda}{\pi l \left[\frac{\partial N_{2e}}{\partial \lambda_2} - \frac{\partial N_{1e}}{\partial \lambda} \cdot \cos \Delta_e - \frac{\partial n_{1o}}{\partial \lambda} \cdot \cos \Delta_o \right]}, \\ \delta\Delta &= \frac{2.7832 \cdot \lambda \sqrt{N_{1e}^2 + 2N_{1e}n_{1o} \cos \Delta + n_{1o}^2}}{\pi l N_{1e} n_{1o} \sin \Delta}.\end{aligned}$$

На рис. 1, б, в приведены для примера зависимости $\delta\Delta$ и $\delta\Theta_2$ от длины волны лазерного излучения в диапазоне $0.9 \div 6.0$ мкм (длина кристалла $l=2$ см). Выбор значения угла Θ_2 (или, что то же самое, угла Δ) позволяет изменять значения $\delta\Delta$, $\delta\Theta_2$ и $\delta\lambda$ в широких пределах и при заданных параметрах лазерного излучения (расходимость, ширина спектра), приблизить процесс нелинейного преобразования частоты к оптимальному режиму.

Проведены экспериментальные исследования ГВГ в кристалле LiIO_3 при векторном и коллинеарном $oe-e$ видах взаимодействия. В эксперименте использовался лазер на неодимовом стекле, работающий в режиме модуляции добротности с параметрами $E=0.07$ Дж, $\tau=35$ нс, сечением пучка 4 мм, излучение лазера неполяризовано. Для осуществления векторного взаимодействия пучок лазерного излучения с помощью бипризмы разделялся на 2 пучка, пересекающихся в кристалле йодата лития длиной 15 мм. Наблюдалась фазово-согласованная ГВГ как при коллинеарном, так и при векторном $oe-e$ виде взаимодействия волн. Измерение эффективности преобразования при коллинеарном синхронизме дало результат, хорошо согласующийся с [3]. Энергетический КПД для этого случая составил $\eta=0.003\%$. ГВГ при векторном синхронизме (плоскость Q перпендикулярна при этом плоскости R) протекала значительно эффективнее, КПД по энергии составлял $\eta=0.2\%$, т. е. примерно на 2 порядка больше такового при ГВГ, протекающей из-за имеющего место нарушения правил симметрии Клеймана. Характер поведения $d_{\text{эфф}}$ при векторном $oe-e$ виде взаимодействия в зависимости от взаимного расположения плоскостей R и Q удобно демонстрировать, используя метод, примененный для изучения векторного синхронизма в кристаллах других классов в работах Г. В. Кривошекова и В. И. Строганова (см., например, [5]). Метод заключается в наблюдении углового распределения второй гармоники, получаемой в результате нелинейного взаимодействия пучка излучения основной частоты с частично рассеянным на дефектах передней рабочей грани нелинейного кристалла излучением той же частоты. С этой целью в нелинейный кристалл направлялись два пучка неполяризованного излучения неодимового лазера, пересекающиеся внутри кристалла под углом $\Delta=4^\circ 20'$. Два пересекающихся пучка нелинейно взаимодействуют

между собой, а также с излучением, рассеянным на дефектах передней грани кристалла. Динамика изменения углового распределения излучения второй гармоники при повороте нелинейного кристалла, вызывающего изменение угла Θ_2 , показана на рис. 2.

Распределение интенсивности второй гармоники в двух маленьких кольцах на рис. 2, б, возникающих при $oe-e$ виде векторного взаимодействия каждого

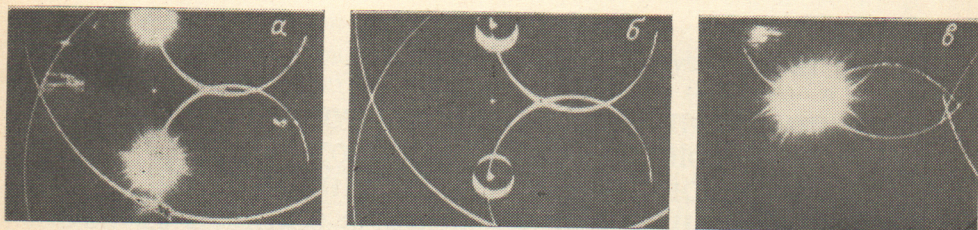


Рис. 2. Динамика изменения углового распределения интенсивности гармоники при повороте нелинейного кристалла.

а — два ярких (верхнее и нижнее) пятна соответствуют ГВГ при прохождении каждого из пучков основной частоты через кристалл для $oe-e$ вида коллинеарного фазово-согласованного взаимодействия волн ($\Theta_2 = 41^\circ 15'$); б — маленькие верхние и нижнее кольца — результат векторного фазово-согласованного $eo-e$ взаимодействия каждого из пучков с рассеянным излучением; в — центральное яркое пятно соответствует фазово-согласованной ГВГ при $oe-e$ векторном взаимодействии между собой двух пучков основной частоты

из падающих пучков лазерного излучения с излучением, рассеянным на дефектах передней грани, соответствует величине $d_{эфф}$ как функции угла между плоскостями R и Q . Если эти плоскости параллельны между собой, то $d_{эфф}$, в соответствии с [1], равен нулю, а следовательно, и интенсивность второй гармоники на кольце равна нулю. Кольцо оказывается образованным двумя полу дугами с максимальной интенсивностью второй гармоники, соответствующей случаю, когда указанные плоскости перпендикулярны между собой.

Литература

- [1] Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М.: Мир, 1976.
- [2] Бокуть Б. В., Хаткевич А. Г. ЖПС, 1967, т. 6, с. 192.
- [3] Okada M., Ieiri S. Phys. Lett., 1971, v. 34A, p. 63.
- [4] Калинин А. Г., Волосов В. Д., Андреев Р. Б. Опт. и спектр., 1973, т. 35, в. 1, с. 167.
- [5] Кривошеков Г. В., Строганов В. И., Самарин В. И., Тарасов В. М. Опт. и спектр., 1973, т. 34, в. 2, с. 347.

Поступило в Редакцию 12 апреля 1982 г.