

УДК 535.42

ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ С РАДИАЛЬНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

П.А. Хило¹, Н.А. Хило², О.И. Проневич¹

¹Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого

²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси

GENERATION OF BESSEL LIGHT BEAMS OF THE SECOND HARMONIC IN CRYSTALS WITH RADIAL-PERIODICALLY NONLINEARITY

P.A. Khilo¹, N.A. Khilo², O.I. Pronevich¹

¹P.O. Sukhoi Gomel State Technical University

²B.I. Stepanov Institute of Physics of NAS Belarus

Предложена и исследована схема генерации второй гармоники бesselевых световых пучков в квадратично-нелинейных кристаллах с радиально-периодической структурой доменов. Рассмотрен тип взаимодействия, когда падающий бesselев световой пучок радиально или азимутально поляризован. Получена система укороченных уравнений для амплитуд поля основной частоты и поля второй гармоники. Численно исследованы интегралы перекрытия, характеризующие эффективность генерации второй гармоники.

Ключевые слова: бesselев световой пучок, система укороченных уравнений, интеграл перекрытия, генерация второй гармоники, квадратично-нелинейный кристалл.

The generation of the second harmonic of Bessel light beams in quadratic-nonlinear crystals with radial-periodically domain structure was proposed and investigated. The type of interaction when the incident Bessel beam radially or azimuthally polarized is considered. A system of truncated equations for the field amplitudes of the fundamental and second harmonic fields is achieved. Numerically investigated The overlap integrals describing the efficiency of second harmonic generation were numerically investigated.

Keywords: Bessel beam, system of reduced equations, overlap integral, second-harmonic generation, quadratic nonlinear crystal.

Введение

Среды с регулярными доменными структурами представляют значительный интерес для реализации эффектов квазисинхронного нелинейно-оптического взаимодействия и устройств управления параметрами лазерного излучения [1]. Одноосные периодически поляризованные кристаллы, в которых могут быть сформированы высококачественные периодические структуры, привлекательны для решения таких задач благодаря высоким значениям коэффициента нелинейной оптической восприимчивости второго порядка, в частности, компоненты d_{33} . Как известно, эффективность генерации второй гармоники критически зависит от выполнения условий фазового синхронизма и обычно их реализуют за счет анизотропии кристаллов. Кроме того, для выполнения фазового синхронизма при нелинейно-оптическом преобразовании важна поляризация взаимодействующих волн (тип I или тип II взаимодействия), взаимная ориентация волновых векторов взаимодействующих волн (коллинеарное или неколлинеарное взаимодействие), тип нелинейной среды (в частности, класс симметрии кристалла) и т. д. Для изотропных нелинейных кристаллов или для геометрий взаимодействия в анизотропных кристаллах, для которых

реализация традиционного фазового синхронизма невозможна, широко используются квазисинхронные взаимодействия в высокотехнологичных кристаллах с периодической модуляцией нелинейной восприимчивости. При этом обычно рассматривается геометрия взаимодействия, в которой световые пучки основной и удвоенной частоты распространяются вдоль (или под малым углом) к направлению вектора модуляции нелинейной восприимчивости [2]. В работе [3] исследован новый тип периодической структуры с радиальной модуляцией нелинейной восприимчивости для квазисинхронного преобразования частоты световых волн, а в [4] была показана возможность генерации радиально-поляризованного БСП удвоенной частоты при падении на периодически-поляризованный нелинейный кристалл гауссова пучка, распространяющегося вдоль оптической оси кристалла.

1 Теория метода и расчет нелинейной поляризации для кристалла с радиально-периодической структурой доменов

В работе предложена и исследована схема квазисинхронной генерации радиально поляризованного БСП удвоенной частоты в квадратично-нелинейных кристаллах с радиально-поляризованной

структурой доменов при неколлинеарном взаимодействии двух необыкновенных волн, распространяющихся под углом β к оптической оси \vec{c} одноосного кристалла класса $4mm$ ($\vec{c} \parallel$ оси Z). Аналитически и численно показано, что данная геометрия позволяет реализовать квазисинхронное $ee-e$ взаимодействие в условия поперечного фазового синхронизма и генерировать вторую гармонику в форме радиально поляризованного бесселева пучка, задействовав при этом максимальную компоненту тензора нелинейной поляризации d_{33} кристалла, превышающую d_{31} в несколько раз.

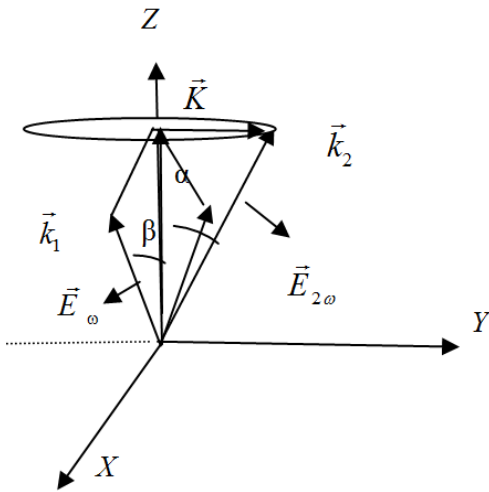


Рисунок 1.1 – Геометрия взаимодействия \vec{E}_ω , $\vec{E}_{2\omega}$, \vec{k}_1 , \vec{k}_2 – векторы поляризации и волновые векторы волны основной и удвоенной частоты соответственно, K – волновой вектор периодически поляризованного кристалла

Рассчитаем нелинейную поляризацию для кристалла класса $4mm$ с радиально-периодической структурой доменов. Матрица d_{ij} для кристалла данного класса имеет вид

$$d_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Ненулевые составляющие тензора квадратичной восприимчивости χ , соответствующие (1.1), равны

$$\chi_{xxz} = \chi_{xxx} = \chi_{yyz} = \chi_{yyz} = d_{15}; \quad \chi_{zxx} = \chi_{zyy} = d_{31}; \quad \chi_{zzz} = d_{33}. \quad (1.2)$$

С учетом (1.2) запишем составляющие НЛ поляризации на удвоенной частоте:

$$\begin{aligned} P_{2x} &= \chi_{xxx} E_{ex} E_{ez} + \chi_{xzx} E_{ez} E_{ex}, \\ P_{2y} &= \chi_{yyz} E_{ez} E_{ey} + \chi_{yyz} E_{ey} E_{ez}, \\ P_{2z} &= \chi_{zyy} E_{ey} E_{ez} + \chi_{zzz} E_{ez} E_{ez}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Из геометрии задачи следует что $P_{2x} = 0$, так как $E_{ex} = 0$, $P_{2y} = 0$ так первое и второе слагаемые

в (1.3) имеют противоположные знаки и ненулевая компонента вектора нелинейной поляризации равна

$$P_{2z} = d_{31} E_{ey}^2(\omega) + d_{33} E_{ez}^2(\omega). \quad (1.4)$$

В рассматриваемых кристаллах с радиальной симметричной периодической модуляцией тензора нелинейной восприимчивости компоненты тензора d_{ij} могут быть представлены в форме $d_{ij}(\rho) = d_{ij}^{ef}(\cos 2\pi\rho / \Lambda)$, где $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ поперечная радиальная компонента, Λ – период круговой модуляции, $d_{ij}^{ef} = 2d_{ij} / m\pi$. Предполагаем, что необыкновенные волны основной частоты ω распространяются под углом β к оптической оси (рисунок 1.1) и в результате векторного взаимодействия возбуждают нелинейную поляризацию P_{2z} , которая является источником для генерации волны второй гармоники. Поскольку ориентация вектора нелинейной поляризации направлена вдоль оси Z , то волна второй гармоники может генерироваться только за счет неколлинеарного взаимодействия с волнами основной частоты вдоль направления, определяемого следующими условиями фазового синхронизма

$$2\vec{k}_1 + m\vec{K} = \vec{k}_2, \quad (1.5)$$

где K – модуль волнового вектора периодической структуры, m – целое число. Из соотношения (1.5) получим условия продольного

$$2k_1 \cos \beta = k_2 \cos \alpha \quad (1.6)$$

и поперечного фазового синхронизма

$$mK = k_2 \sin \alpha \quad (1.7)$$

где α – угол между осью Z и направлением распространения волны второй гармоники (рисунок 1.1). Как следует из (1.7), выполнение условия поперечного фазового синхронизма при заданном периоде модуляции нелинейной восприимчивости достигается изменением угла генерации второй гармоники, при этом подстройка под продольный синхронизм (1.6) осуществляется изменением направления распространения волны основной частоты. В частности, для кристалла ниобата калия лития ($K_3Li_2Nb_5O_{15}$) для первой Фурье-компоненты радиально-периодической модуляции нелинейности при угле $\alpha = 5^\circ$ период модуляции составляет порядка 2.5 мкм, что легко достижимо современными методами поляризации доменной структуры кристаллов. Так как геометрия взаимодействия имеет азимутальную симметрию, следовательно, излучение волны второй гармоники не должно зависеть от азимутального угла ϕ и должно иметь форму концентрического конуса с углом конусности α , как показано на рисунке 1.1.

Запишем вектор нелинейной поляризации (1.4) в виде

$$\begin{aligned} P_{2z} &= (d_{31} E_e^2(\omega) \cos^2(\beta) + \\ &+ d_{33} E_e^2(\omega) \sin^2(\beta)) \exp i(2k_{ez}z). \end{aligned}$$

Характерной особенностью данного выражения является то, что проекция вектора нелинейной поляризации на удвоенной частоте не зависит от азимутального угла φ , при этом поле второй гармоники удовлетворяет следующему волновому уравнению

$$\left[\nabla^2 + \frac{\varepsilon}{c^2} (2\omega)^2 \right] E_{2\omega,z} = \frac{-4\pi}{c^2} (2\omega)^2 P_{2z}. \quad (1.8)$$

Как известно, в общем случае при распространении вдоль оптической оси бesselева пучка собственными модами кристалла, т. е. не изменяющими свой профиль из-за влияния анизотропии, являются ТЕ и ТН-моды, которые применительно к плоским волнам называются обыкновенной (o) и необыкновенной (e). Векторы электрического поля данных волн могут быть записаны в виде

$$\vec{E}^{(o)} = A_o (\vec{c}_+ J_{m-1}(qr) + \vec{c}_- J_{m+1}(qr)) \times \exp(im\varphi + ik_{o,z}z), \quad (1.9)$$

$$\vec{E}^{(e)} = A_e \left[\vec{c}_+ J_{m-1}(qr) - \vec{c}_- J_{m+1}(qr) - \frac{2iq\varepsilon_o}{k_{ez}\varepsilon_e} J_m(qr)\vec{e}_z \right] \exp(im\varphi + ik_{e,z}z), \quad (1.10)$$

где $\vec{c}_\pm = (\vec{e}_r \pm i\vec{e}_\varphi)$ – векторы циркулярной поляризации в цилиндрических координатах

$$k_{o,z} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_o - q^2},$$

$$k_{e,z} = (n_o/n_e) \sqrt{k_0^2 \varepsilon_e - q^2}.$$

Так как в результате нелинейно-оптического процесса генерируется $E_{2\omega,z}$ компонента ТН-волны второй гармоники, то из (1.10) получим

$$E_{2\omega,z}^{(e)}(r,t) = A_e J_m(qr) \exp(ik_{e,z}^{2\omega} z + im\varphi), \quad (1.11)$$

где $q = k_2 \sin \alpha$, а множитель $2iq\varepsilon_o / k_{ez}^{2\omega} \varepsilon_e^{2\omega}$ внесен в амплитуду. Выражение (1.11) является точным решением волнового уравнения, а соответствующее ему приближенное решение равно

$$E_{2\omega,z}(\rho, z) = A_2(z) \frac{J_m(q_2\rho)}{\sqrt{W(q_2)}} \exp[ik_{ez}^{2\omega} z + im\varphi]. \quad (1.12)$$

Для удобства дальнейшего анализа, в (1.12) введен нормировочный множитель

$$W(q_2) = 2\pi \int_0^R J_m^2(q_2\rho) \rho d\rho.$$

Будем предполагать, что нелинейное взаимодействие приводит в первую очередь к z -модуляции скалярной амплитуды A_2 в формуле (1.12). В то же время, z – составляющую модовой функции $\vec{e}_m^{(e)}(\rho, \varphi)$, будем считать неизменной, причем отметим, что все плоскотоволновые компоненты БСП генерируются в одинаковых условиях продольного и поперечного синхронизмов вследствие цилиндрической симметрии задачи, обусловленной возникающей нелинейной поляризацией

вдоль оси Z и распространением пучка вдоль оптической оси кристалла.

Для получения укороченных уравнений, описывающих процесс генерации второй гармоники радиально-поляризованного БСП, подставляем в уравнение Гельмгольца решение в виде (1.12) с зависящей от z амплитудой A_2 . Поскольку нелинейная поляризация P_{2z} не зависит от азимутального угла φ , то в (1.12) полагаем $m = 0$, т. е., считаем, что генерируется $E_{2\omega,z}$ компонента радиально-поляризованного пучка нулевого порядка.

Используя формулы (1.12), (1.8) получим укороченное уравнение для амплитуды поля второй гармоники

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = i\delta A_1^2(z)g(q), \quad (1.13)$$

где

$$g(q) = \frac{1}{\sqrt{W(q)}} \int_0^{R_b} J_0(q\rho) \cos(K\rho) \rho d\rho$$

– интеграл перекрытия, характеризующий эффективность генерации второй гармоники,

$$A_1 = \sqrt{2\pi P_\omega / n_\omega c} \int_0^{R_b} \rho d\rho$$

– нормированная амплитуда волны основной частоты, P_ω – мощность волны основной частоты,

$$K = 2\pi/\Lambda,$$

R_b – радиус бesselева пучка,

$$\delta = \frac{4\pi(2\omega)^2}{c^2 2k_{2z}} (d_{31}^{ef} \cos\beta + d_{33}^{ef} \sin\beta).$$

Отметим, что угол падения волн основной частоты β выбирался так, чтобы обеспечить выполнение поперечного синхронизма при учете первой Фурье-компоненты радиально-периодической модуляции нелинейности, при этом также обеспечивалось выполнение условия продольного синхронизма.

2 Результаты расчетов

На рисунке 2.1 приведен график зависимости интеграла перекрытия от соотношения поперечных компонент волновых векторов генерируемого бesselева пучка q и поперечной периодической структуры K при разных углах конуса генерируемой второй гармоники для кристалла ниобата калия лития ($K_3Li_2Nb_5O_{15}$). Как следует из графиков, максимальное значение интеграла перекрытия достигается при выполнении условия поперечного фазового синхронизма при генерации бesselева пучка второй гармоники $q = K$, не зависит от угла конуса генерируемой гармоники, а сам максимум сужается при увеличении угла α генерируемого бesselева пучка.

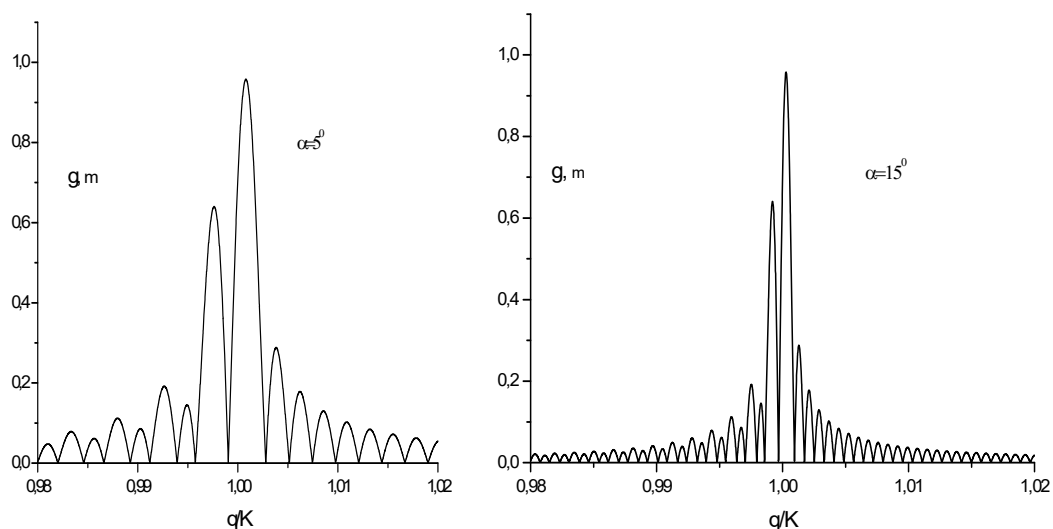


Рисунок 2.1 – Зависимость интеграла перекрытия g от соотношения поперечных компонент волновых векторов генерируемого бesselового пучка q и поперечной периодической структуры K для кристалла ниобата калия лития ($K_3Li_2Nb_5O_{15}$) при ($\lambda = 1.06$ мкм, $n_o = 2.208$, $n_{e2o} = 2.197$, $n_{o2o} = 2.238$)

Заключение

В работе предложена новая схема генерации бesselовых световых пучков второй гармоники на основе неколлинеарного взаимодействия волн основной частоты в кристаллах с радиально-периодической структурой доменов. Аналитически и численно показано, что данная геометрия позволяет реализовать квазисинхронное $ee-e$ взаимодействие в условиях поперечного фазового синхронизма и генерировать вторую гармонику в форме радиально поляризованного бesselового пучка, задействовав при этом максимальную компоненту тензора нелинейной поляризации d_{33} кристалла, превышающую d_{31} в несколько раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Quasi-phase-matched second harmonic generation – tuning and tolerances* / M.M. Fejer [et al.] // IEEE J. Quantum Electron. – 1992. – Vol. 28. – P. 2631–2654.
2. Хило, П.А. Генерация второй гармоники эллиптическими бesselовыми световыми пучками в периодически поляризованных нелинейных средах / П.А. Хило, Е.С. Петрова // ЖПС. – 2005. – Т. 72, № 6. – С. 752–755.
3. *Annular symmetry nonlinear frequency converters* / D. Kasimov [et al.] // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, № 20. – P. 9371–9376.
4. *Generation of Bessel beams by parametric frequency doubling in annular nonlinear periodic structures* / S. Saltiel [et al.] // Optics Express. – 2007. – Vol. 15, № 7. – P. 4133–4138.

Поступила в редакцию 08.07.16.