

ВЛИЯНИЕ АБЕРРАЦИЙ ФОРМИРУЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НА НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. В. Кривошеков и В. И. Самарин

Проведен теоретический анализ влияния первичных aberrаций формирующей оптической системы на процесс возбуждения суммарных частот лазерного излучения. Показано, что при генерации второй гармоники сфокусированным излучением изменение эффективности преобразования и искажение выходного сигнала вызывают сферическая aberrация, кома и астигматизм. Рассчитаны интерференционные картины на частоте второй гармоники при учете фазового вклада aberrаций сферической линзовой системы.

Аберрационные несовершенства линзовых систем, используемых для формирования лазерного пучка, приносят фазовые искажения, что должно сказываться на эффективности нелинейного процесса и качестве передачи информационного сигнала при его преобразовании в другую область спектра. Этим могут объясняться, например, существенные расхождения экспериментальных и расчетных данных при реализации оптимальной фокусировки в случае возбуждения суммарных частот. При высоких интенсивностях излучения могут возникнуть наведенные aberrации оптической системы [1].

В данной работе проведен теоретический анализ влияния первичных aberrаций (aberrаций Зайделя) оптической системы на процесс возбуждения суммарных частот $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ при фокусировке лазерного излучения в нелинейный одноосный кристалл. Экспериментальные исследования выполнены в [2].

При векторном взаимодействии световых волн для излучения большой угловой апертуры основной вклад в поле на частоте ω_3 , распространяющееся в фиксированном направлении, дают лучи, удовлетворяющие условиям векторного синхронизма для волновых векторов: $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3$. Следовательно, соответствующие пары лучей накачки будут образовывать коническую поверхность вокруг каждого направления распространения суммарной частоты, исходя из диаметрально противоположных точек направляющей конуса. При этом на частоте ω_3 возникает многолучевая интерференция.

Для идеальной оптики при $oo \rightarrow e$ типе взаимодействия пространственно когерентного света в геометрическом приближении соответствующие лучи сходятся в фокусе системы, выходя из окружности S радиусом R_s , лежащей на опорной сфере Гаусса — волновом фронте у выходной линзы L формирующей системы (рис. 1), пересчитанном с учетом преломления светового конуса на входной грани нелинейного кристалла. При этом интенсивность преобразованного излучения, возбуждаемого в фокусе сходящегося пучка при апертурных углах, достаточных для выполнения векторного синхронизма, должна иметь «колоколообразное» распределение, конкретный вид которого определяется распределением интенсивности реального пучка возбуждающего излучения.

Проведем расчет влияния aberrаций сферической оптики, формирующей пучок, падающий нормально к оптической оси нелинейного кристалла. Пусть R — радиус опорной сферы Гаусса, а q — расстояния от этой сферы до точки пересечения волновых фронтов P по лучам, взаимодействующим в синхронизме. Точка P в общем случае лежит в фокальной области оптической системы (на рис. 1 P изображена в фокальной плоскости). В случае преобразования лазерного излучения с высокой степенью коллимированности объект можно с хорошей точностью принять за точечный, помещенный в фокус дополнительной линзы, поэтому следует положить, что поперечный размер фокального пятна изображения будет много меньше фокусного расстояния оптической системы R . При этом условии для определения поля накачки в фокальной области справедливо приближение Дебая [3]. Тогда, учитывая вклад абберационных фазовых

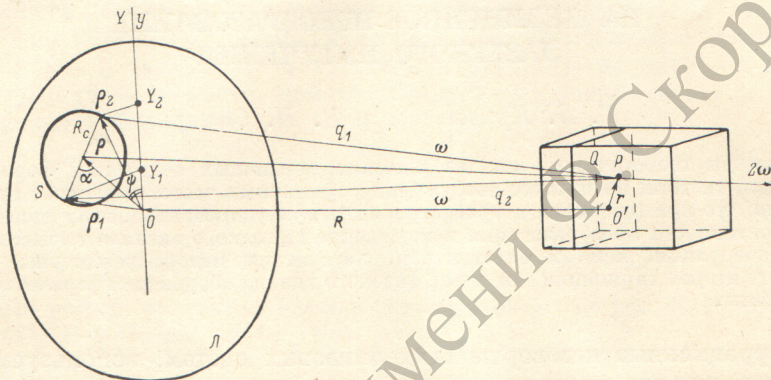


Рис. 1. Схема векторного взаимодействия лучей лазерного излучения, формируемого сферической оптической системой большой угловой апертуры.

компонент, постоянный в пространстве изображения на всей длине распространения волн, поле E_3 , возбуждаемое в результате взаимодействия каждой пары соответствующих синхронизму лучей, пропорционально

$$E_3(P) \sim \frac{A_1 A_2}{q_1 q_2 R^2} \exp[i\Phi_1 + i\Phi_2 - i(k_1 + k_2 - k_3)r] = \frac{A_1 A_2}{q_1 q_2 R^2} \exp[i(\Phi_1 + \Phi_2)], \quad (1)$$

где A_1/R и A_2/R — амплитуды полей E_1 и E_2 на частотах лазерного излучения ω_1 и ω_2 у поверхности линзы L , r — радиус-вектор точки P в плоскости Q , перпендикулярной оси оптической системы OO' .

Полное поле E_3 , распространяющееся в фиксированном направлении, определяется вкладом всех лучей, выходящих из окружности S (рис. 1), незначительно деформированной из-за несовпадения P с O' . Фиксация в плоскости линзы L полярными координатами ρ и ϕ центра окружности S равносильна заданию направления распространения излучения на частоте ω_3 . Таким образом, интенсивность на суммарной частоте в данном направлении $I_3(\rho, \phi)$ будет определяться как

$$I_3(\rho, \phi) \sim \left| \oint E_3 ds \right|^2. \quad (2)$$

Для упрощения расчетов рассмотрим случай генерации второй гармоники ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\omega_3 = 2\omega$). Вводя отклонение Y эффективного точечного источника лазерного излучения (объекта) от оси оптической системы и используя зависимости фазовых поправок первичных aberrаций [3], представим (2) в виде

$$I_3(\rho, \phi) \sim \left| \oint_S \frac{1}{q_1 q_2} \exp \left\{ -i \left[\frac{B}{4} (\rho_1^2 + \rho_2^2) + CY^2 (Y_1^2 + Y_2^2) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{D}{2} Y^2 (\rho_1^2 + \rho_2^2) - EY^3 (Y_1 + Y_2) - FY (\rho_1^2 Y_1 + \rho_2^2 Y_2) \right] \right\} ds \right|^2, \quad (3)$$

где B, C, D, E, F — коэффициенты соответственно сферической аберрации, астигматизма, кривизны поля, дисторсии и комы; ρ_1 и ρ_2 — абсолютные значения радиусов-векторов в плоскости линзы L , определяющих лучи накачки, выходящие из диаметрально противоположных точек окружности S ; Y_1 и Y_2 — проекции векторов ρ_1 и ρ_2 на направление отклонения Y рассматриваемого «точечного источника» от оси оптической системы.

Обозначив через α угол между полярным вектором ρ и вектором R_c , обтекающим в плоскости линзы L окружность S , и отсчитывая ψ от направления Y , можно записать следующие равенства:

$$\left. \begin{aligned} \rho_1^2 &= \rho^2 + R_c^2 - 2\rho R_c \cos \alpha; \quad \rho_2^2 = \rho^2 + R_c^2 + 2\rho R_c \cos \alpha, \\ Y_1 &= \rho \cos \psi - R_c \cos(\alpha - \psi); \quad Y_2 = \rho \cos \psi + R_c \cos(\alpha - \psi). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Значения q_1 и q_2 в знаменателе (3), так же как в [3], заменим для всей фокальной области аберрационного пятна на R и вынесем из-под интеграла, пренебрегая медленным изменением множителя $(q_1 \cdot q_2)^{-1}$ относительно сильно осциллирующей экспоненты. Если угол между направлением распространения второй гармоники и осью OO' мал, то (3) сводится к интегралу по α в пределах $0 \leq \alpha < \pi$

$$I_3(\rho, \psi) \sim \left| \int_0^\pi \exp \{ i [-2B\rho^2 R_c^2 \cos^2 \alpha - 2CY^2 R_c^2 \cos(\alpha - \psi) + 4FY\rho R_c^2 \cos(\alpha - \psi) \cos \alpha] \} d\alpha \right|^2,$$

что после ряда преобразований [4] и интегрирования дает зависимость

$$I_3(\rho, \psi) \sim J_0^2(M), \quad (5)$$

где

$$M = [\rho^4 m_1^2 + m_2^2 + \rho^2 m_3 + 2\rho m_3 (\rho^2 m_1 + m_2) \cos \psi + 2\rho^2 m_1 m_2 \cos 2\psi]^{1/2}, \quad (6)$$

$m_1 = -BR_c^2$, $m_2 = -CY^2 R_c^2$, $m_3 = 2FYR_c^2$; $J_0(M)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Таким образом, при фокусировке лазерного излучения сферической системой линз в условиях выполнения векторного синхронизма на интенсивность второй гармоники оказывают влияние сферическая аберрация, кома и астигматизм. При значительном различии частот ω_1 и ω_2 могут проявиться все виды аберраций Зайделя в силу дисперсии аберрационных коэффициентов.

Из (5) и (6) можно определить уравнение изолиний распределения интенсивности преобразованного излучения. Нулевые значения I_3 будут определяться геометрическим местом нулей функции Бесселя $J_0(M)$. Соответствующие значения аргументов M_0 в пренебрежении вклада комы ($m_3 \approx 0$), согласно (6), будут определять уравнение семейства кривых

$$\rho^4 m_1^2 + 2\rho^2 m_1 m_2 \cos 2\psi + m_2^2 - M_0^2 = 0, \quad (7)$$

откуда для радиуса-вектора ρ имеем

$$\rho^2 = -\frac{m_2}{m_1} \cos 2\psi \pm \sqrt{\frac{m_2^2}{m_1^2} \cos^2 2\psi + [(M_0^2 - m_2^2)/m_1^2]}. \quad (8)$$

При $m_2/m_1 < 0$ (8) описывает овалы Кассини. Совокупность кривых (рис. 2, а) определяет структуру интенсивности, полученную экспериментально в [2, 4].

В случае соосности линз всей оптической системы ($Y=0$) остается вклад только сферической аберрации. При этом $M_0 = |m_1| \rho^2$, т. е. распределение I_3 принимает вид системы концентрических колец (рис. 2, б), радиус которых для достаточно больших M_0 растёт $\sim \sqrt{\pi [n + (3/4)]}$, где целые числа $n \gg 1$.

Рассмотрим теперь интерференционную картину гармоник при фокусировке лазерного излучения вдоль направления одномерного синхронизма одноосного кристалла. В этом случае эффективно работает только половина фокусирующей линзы, поскольку векторный синхронизм реализуется только для углов распространения гармоник, больших угла коллинеарного синхронизма, отсчитываемого от оптической оси кристалла [5].

Диаметр линзы L , ограничивающий соответствующую область для определенности, примем за ось y (рис. 1). Ось x направим в область реализации векторного синхронизма (она будет лежать в плоскости, проходящей через направление одномерного синхронизма и оптическую ось кристалла). Для рассматриваемой задачи теперь существенно учитывать зависимость $R_c(\rho, \psi)$, где ψ , как и прежде, будет отсчитываться от оси y .

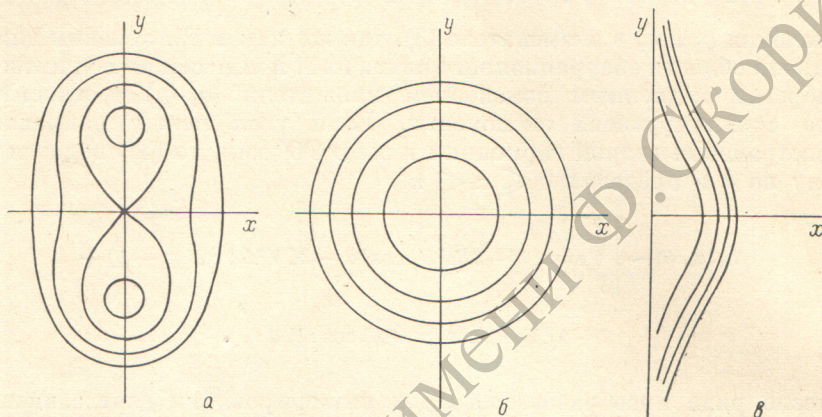


Рис. 2. Рассчитанные структуры гармоник, возбуждаемой в одноосном кристалле в сильно сфокусированном пучке лазерного излучения при учете aberrаций формирующей оптики.

Для изображения основных особенностей распределения интенсивности преобразованного излучения при расчете кривых рис. 2, а параметр m_2 приравнивался значению второго корня функции Бесселя $M_0 = 5.5201$.

Из [5] следует, что величина R_c от y не зависит, а вдоль оси x в области одномерного синхронизма можно аппроксимационно задать параболическую зависимость $R_c^2(x) = ax$, где a — численный коэффициент, определяемый материалом кристалла. В полярных координатах имеем

$$R_c^2 = a\rho \sin \psi, \quad (9)$$

где $0 \leq \psi \leq \pi$. Если $\rho \rightarrow 0$, значение R_c также стремится к нулю. Формулы (3)–(7) с учетом (9) остаются справедливыми и в данном случае.

Таким образом, пренебрегая вкладом комы, как и раньше, из (7) и (9) получим геометрическое место точек нулевых значений интенсивности гармоник

$$a^2 \rho^2 \sin^2 \psi [(B\rho^2 + CY^2)^2 - 4BCY^2 \rho^2 \sin^2 \psi] = M_0^2. \quad (10)$$

Исследование семейства кривых (10) показывает, что их форма качественно совпадает со структурой, полученной экспериментально в [2]. Аналогичные кривые реализуются при наличии только сферической aberrации оптической системы (рис. 2, в)

$$\rho^3 \sin \psi = M_0/(aB). \quad (11)$$

Согласно (11), минимальные значения $\rho_{\min} = \sqrt[3]{M_0/(aB)}$ при $\psi = \pi/2$. Точки перегиба кривых лежат на лучах $\psi = \pi/6$ и $5\pi/6$ для всех значений M_0 , a и B .

Таким образом, показано, что aberrации оптической системы, формирующей лазерное излучение, могут как понизить эффективность нелинейного процесса, так и внести искажения в структуру информационного

сигнала при преобразовании частоты. Рассмотренное широкоугольное векторное взаимодействие излучения в нелинейном кристалле может быть использовано как достаточно простой метод экспериментального определения аберрационных коэффициентов линзовых систем.

Литература

- [1] Ю. И. Кружилин. Квант. электрон., 2, 1084, 1975.
- [2] В. И. Строганов, В. М. Тарасов, В. И. Самарин. Опт. и спектр., 32, 834, 1972.
- [3] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1973.
- [4] Г. В. Кривошеков, В. И. Самарин, В. И. Строганов. В сб.: Нелинейные процессы в оптике, вып. 3, 320. Изд. ИФП СО АН СССР, Новосибирск, 1973.
- [5] Г. В. Кривошеков, В. И. Строганов, В. И. Самарин, В. М. Тарасов. Опт. и спектр., 34, 347, 1973.

Поступило в Редакцию 23 апреля 1979 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф.Скоринны