

В. И. Самарин (Сочи, СГУТиКД). Сведение проявлений объемных апертурных факторов второй гармоники лазерного излучения, сфокусированного в нелинейный кристалл, к абберационно-фазовой интерференционной модели.

В сильно сфокусированном в нелинейный кристалл лазерном излучении на частоте ω возбуждение излучения на частоте гармоники 2ω наиболее эффективно в направлениях выполнения векторного синхронизма $k_1 + k_2 = k$, где при $\omega \rightarrow e$ типе взаимодействия k_1 и k_2 — волновые векторы для обыкновенных лучей лазерного излучения в отрицательном нелинейном кристалле, k — волновой вектор для необыкновенного луча второй гармоники [1]. По этой причине на распределении интенсивности плоскополяризованной второй гармоники в дальнем поле сказываются различные сдвиги фаз волн взаимодействующих излучений, возникающих как из-за оптической разности хода световых лучей лазерного излучения до точки пересечения в кристалле, так и из-за конечного объема области их взаимодействия, т. е. пространственной протяженности «источника» второй гармоники, что при значительных интенсивностях лазерного излучения еще более усугубляется вследствие возникновения в кристалле фотоиндуцированной неоднородности показателя преломления (фотоэлектрическая, фототепловая и др. наведенные рефракции).

Для реализации векторного синхронизма апертура лазерного излучения предполагается достаточно большой, поэтому влиянием дифракции лазерного излучения на нелинейные процессы можно пренебречь, и в этом случае, как известно, все многообразие фазовых сдвигов лучевой оптики описывается геометрическими абберациями (первичными абберациями Зейделя). Поэтому все возникающие фазовые сдвиги взаимодействующих в нелинейном кристалле излучений можно моделировать геометрическими абберациями, которые присвоим линзе, фокусирующей коллимированное когерентное излучение большой апертуры в нелинейный кристалл. Для учета всех абберационно-фазовых искажений следует считать, что фиктивный точечный источник, «порождающий» коллимированное лазерное излучение, лежит не на оптической оси системы, а отклонен от нее на величину h по координатной оси x (начало координат предполагается на оптической оси системы в центре фокусирующей линзы, ось z направлена вдоль оптической оси системы).

Вследствие анизотропии показателя преломления для необыкновенного луча гармоники приведенное условие векторного синхронизма выполняется для конусообразного пучка направлений вектора k , причем для каждого фиксированного направления k векторы k_1 и k_2 образуют в первом приближении относительно достаточно малого угла между ними боковую поверхность круглого конуса, угол раствора которого (угол между k_1 и k_2) зависит от направления k , т. е. при фиксированном направлении в кристалле вектора k соответствующие пары лучей лазерного излучения с волновыми векторами k_1 и k_2 в «мнимом изображении» будут исходить из диаметрально противоположных точек определенной окружности s радиуса $R(k)$ в плоскости фокусирующей линзы (предполагается, что оптическая ось системы достаточно отклонена от направления одномерного синхронизма и вся поверхность линзы является рабочей). Поскольку поле электромагнитной волны гармоники, возбуждаемой в области фокуса линзы при выполнении условий синхронизма, пропорционально произведению полей $E_1(\omega)$ и $E_2(\omega)$ лучевых потоков лазерного излучения с фазовыми составляющими $\exp\{i\Phi_1\}$ и $\exp\{i\Phi_2\}$, где Φ_1 и Φ_2 — накопленные «абберационные» фазовые сдвиги волн лазерного излучения с фиксированной парой векторов k_1 и k_2 , то полное поле $E(k)$ на частоте 2ω для фиксированного вектора k определяется вкладом всех пар диаметрально противоположных лучей, выходящих из окружности s . Задание в плоскости линзы полярными координатами ρ и φ центра окружности s равносильно заданию направления вектора k , а, следовательно, и направления распространения излучения на частоте 2ω с интенсивностью $I(\rho, \varphi) \sim |\oint \exp\{i\Phi_1 + i\Phi_2\} ds|^2$. Используя фазовые поправки первичных аббераций [2], получим: $I(\rho, \varphi) \sim |\oint \exp\{-i[A(\rho_1^4 +$

$\rho_2^4)/4 + Bh^2(h_1^2 + h_2^2) + Ch^2(\rho_1^2 + \rho_2^2)/2 - Dh^3(h_1 + h_2) - Eh(\rho_1^2 h_1 + \rho_2^2 h_2)]\} ds|^2$, где A, B, C, D, E — коэффициенты сферической аберрации, астигматизма, кривизны поля, дисторсии и комы соответственно; ρ_1 и ρ_2 — длины полярных векторов ρ_1 и ρ_2 в плоскости линзы, определяющих диаметрально противоположные точки окружности s относительно центра этой окружности; h_1 и h_2 — проекции векторов ρ_1 и ρ_2 на ось x . Если отсчитывать полярный угол φ от направления оси x и ввести угол α между полярным вектором ρ и вектором R , начало которого в центре окружности s , а конец при движении по часовой стрелке описывает эту окружность, то получим [3]: $ds = R d\alpha$ и

$$I(\rho, \varphi) \sim \left| \int_0^\pi \exp\{i[-2A\rho^2 R^2 \cos^2 \alpha - 2Bh^2 R^2 \cos^2(\alpha - \varphi)] + 4Eh\rho R^2 \cos(\alpha - \varphi)\} d\alpha \right|^2 \\ \sim J_0^2(M),$$

где $M = (\rho^4 m_1^2 + m_2^2 + \rho^2 m_3^2 - 2\rho m_3(\rho^2 m_1 + m_2) \cos \varphi + 2\rho^2 m_1 m_2 \cos(2\varphi))^{1/2}$, $m_1 = AR^2$, $m_2 = Bh^2 R^2$, $m_3 = 2EhR^2$, $J_0(M)$ — значение функции Бесселя первого рода нулевого порядка в точке M . Приведенные теоретические выводы подтверждаются экспериментально [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966, 424 с.
2. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970, 856 с.
3. *Кривошеев Г. В., Самарин В. И.* Влияние аберраций формирующей оптической системы на нелинейное преобразование лазерного излучения. — Оптика и спектроскопия, 1980, т. 48, в. 5, с. 963–967.
4. *Строганов В. И., Тарасов В. М., Самарин В. И.* Взаимодействие световых лучей в сильно сфокусированном пучке. — Оптика и спектроскопия, 1972, т. 32, в. 4, с. 834–836.