

Алгоритм Гершберга – Сакстона: экспериментальная реализация и модификация для задачи формирования многомодового лазерного излучения

И.В.Ильина, Т.Ю.Черезова, А.В.Кудряшов

Предложена оригинальная методика расчета формирования с помощью биморфного зеркала в дальней зоне заданных распределений интенсивности для исходного многомодового по поперечным индексам излучения. Методика основана на алгоритме Гершберга – Сакстона с заменой фазовой функции в плоскости управляемого элемента функцией, учитывающей распределение как интенсивностей, так и фаз каждой из мод. Обсуждаются численные результаты формирования пучка с супергауссовым распределением интенсивности третьего порядка из пучков, представляющих собой сумму двух или четырех низших поперечных мод. Приводятся экспериментальные результаты использования традиционного алгоритма Гершберга – Сакстона для формирования заданного распределения интенсивности для одномодового лазерного излучения с помощью жидкокристаллического модулятора.

Ключевые слова: алгоритм Гершберга – Сакстона, формирование заданного распределения интенсивности лазерного излучения, биморфное зеркало, жидкокристаллический модулятор.

1. Введение

Широкое использование лазеров в современных промышленных технологиях [1, 2] (лазерная обработка материалов, лазерная литография и печать), медицине [3], химии [4, 5], навигационных, информационных и локационных системах [6] выдвинуло на передний план задачу оптимизации параметров лазерного излучения. Требования, предъявляемые к лазерному излучению, сильно различаются и зависят от конкретной задачи. Так, например, в процессе резки металла, как правило, необходима возможно более «острая» фокусировка светового пучка на поверхности металла [7]. При лазерной термообработке материалов основное требование состоит в обеспечении равномерного распределения интенсивности по сечению пучка [8]. Кроме того, поскольку существенным фактором, влияющим на возможность и эффективность проведения подобных технологических процессов, является мощность лазерного излучения, использование лазерных установок, работающих в режиме многомодовой генерации, зачастую имеет преимущества. Таким образом, управление пространственной структурой (т. е. профилем интенсивности) многомодового лазерного излучения представляет особый практический интерес.

Одним из наиболее распространенных способов формирования заданного профиля интенсивности лазерного излучения является использование специальных оптических фазовых элементов или систем. В настоящее время существует много как аналитических [9–11], так и чис-

ленных [12] методов расчета фазовых элементов. Численные методы более универсальны, поскольку, в отличие от аналитических, позволяют решать сложные, нетривиальные задачи формирования профиля интенсивности. Среди имеющихся численных методов следует выделить итерационный алгоритм Гершберга – Сакстона [13], обладающий рядом преимуществ: простотой реализации, достаточной скоростью и точностью. В соответствии с этим алгоритмом фазовая функция оптического элемента вычисляется по поперечным распределениям интенсивности, заданным в определенных плоскостях системы (входной и выходной). Подробная схема алгоритма приводится в разд.2 настоящей работы. Однако методика вычисления фазовой функции в данном алгоритме изначально предназначалась для одномодового лазерного излучения и механизм ее вычисления для многомодового излучения не был определен. В опубликованных к настоящему времени работах [12, 14, 15] алгоритм Гершберга – Сакстона также используется для восстановления фазовой функции только одномодового излучения и примеры его применения для многомодового излучения не приводятся. В соответствии с этим целью данной статьи является разработка на основе алгоритма Гершберга – Сакстона универсальной методики для управления профилем интенсивности многомодового (по поперечным индексам) излучения.

2. Экспериментальная реализация алгоритма Гершберга – Сакстона для формирования одномодового (по поперечным индексам) излучения

Традиционно алгоритм Гершберга – Сакстона расчета фазовой функции состоит из следующих основных этапов [13] (рис.1):

1. Для выбранной в качестве начального приближения фазы $\varphi^{(0)}(r, \theta)$ и заданного во входной плоскости распределения модуля амплитуды поля $|A(r, \theta)| = \sqrt{I(r, \theta)}$

И.В.Ильина, Т.Ю.Черезова. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: cherezova@mail.ru
А.В.Кудряшов. Московский государственный открытый университет, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, ул. Спортивная, 9; e-mail: kud@activeoptics.ru

Поступила в редакцию 14 марта 2008 г., после доработки – 10 ноября 2008 г.

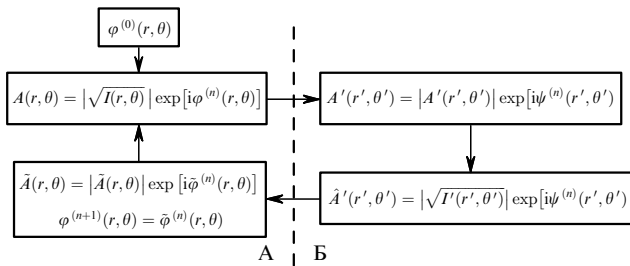


Рис.1. Схема решения задачи восстановления фазовой функции по алгоритму Гершберга – Сакстона; А и Б – входная и выходная плоскости.

вычисляется комплексная амплитуда в выходной плоскости $A'(r', \theta')$ (здесь r и θ – радиус-вектор и азимутальный угол во входной плоскости, а r' и θ' – в выходной). Условия распространения излучения от входной до выходной плоскости считаются известными.

2. Модуль рассчитанной в выходной плоскости амплитуды поля заменяется корнем из заданного распределения интенсивности $I'(r', \theta')$, которое требуется сформировать в данной плоскости.

3. Вычисляется обратное распространение пучка от выходной до входной плоскости.

4. Во входной плоскости рассчитанная амплитуда поля $\hat{A}(r, \theta)$ заменяется корнем из заданного во входной плоскости распределения интенсивности, а вычисленная фаза $\tilde{\varphi}^{(n)}(r, \theta)$ выбирается в качестве следующего приближения: $\varphi^{(n+1)}(r, \theta) = \tilde{\varphi}^{(n)}(r, \theta)$.

Затем итерационная процедура повторяется. В качестве параметра, характеризующего сходимость алгоритма, как правило, выбирается среднеквадратичное отклонение рассчитанного в выходной плоскости распределения интенсивности от заданного. В соответствии с теоремой Парсевала [12], среднеквадратичная ошибка с увеличением числа итераций должна постепенно уменьшаться, а расчетное распределение интенсивности $|A'^{(n)}(r', \theta')|^2$ должно приближаться к заданному распределению $I'(r', \theta')$.

Алгоритм Гершберга – Сакстона был применен нами для экспериментального формирования заданных распределений интенсивности лазерного излучения жидкокристаллическим (ЖК) модулятором. Подобные модуляторы в настоящее время широко используются для управления лазерным излучением и его коррекции [16, 17]. На их основе возможно создание управляемых линз [18], призм [19] и дифракционных решеток. В эксперименте по формированию одномодового лазерного излучения на-

ми применялся электрически управляемый ЖК модулятор Holoeye-SLM-LC-2002 (рис.2). Данный модулятор является фазовым оптическим элементом, который может изменять фазу волнового фронта проходящего через него лазерного излучения, и представляет собой одноосный нематический жидкий кристалл, находящийся между прозрачными электродами [20]. Один электрод модулятора сплошной, а другой состоит из набора прозрачных электродов-ячеек. Управление ЖК модулятором осуществляется видеосигналом формата VGA или SVGA, который преобразуется в электрический сигнал с помощью специального блока управления. При этом «черная точка» управляющего видеосигнала соответствует минимальной фазовой задержке ЖК ячейки, а «белая» – максимальной. Спецификации и технические характеристики используемого модулятора представлены ниже:

Модель ЖК матрицы	SONY LCX016AL-6
Размеры рабочей области (мм)	26.6 × 20.0 (1.3")
Разрешение (пиксели)	832 × 624
Размер пикселя (мкм)	32
Максимальная частота работы (Гц)	60
Максимальная фазовая задержка	2π при λ = 532 нм
Доля активной поверхности по площади	85 %
Внешние размеры (мм)	82 × 82 × 23
Градация фазовой задержки	256 значений (8 бит)
Форматы управляющего сигнала	VGA, SVGA

Схема экспериментальной установки, используемой для формирования заданных распределений интенсивности, показана на рис.3. Лазерный пучок диодного лазера (λ = 0.65 мкм) проходит через расширяющий телескоп (10×) и ЖК модулятор и фокусируется линзой (f = 0.35 м) на матрицу ПЗС-камеры. ЖК модулятор и матрица ПЗС-камеры расположены в фокальных плоскостях линзы. Следовательно, распределения комплексной амплитуды поля в плоскости ЖК модулятора $A(r, \theta)$ (плоскость А на рис.3) и на матрице ПЗС-камеры $A'(r', \theta')$ (плоскость Б) связаны преобразованием Фурье. Распределение амплитуды поля $|A(r, \theta)| = \sqrt{I(r, \theta)}$ в плоскости А известно, а в плоскости Б задается распределение интенсивности $|\hat{A}(r', \theta')| = \sqrt{I'(r', \theta')}$, которое требуется получить. Применение алгоритма Гершберга – Сакстона в соответствии со схемой, показанной на рис.1, позволяет вычислить профиль фазы пучка в плоскости А, соответствующий фазовой задержке, вносимой ЖК модулятором и необходимой для формирования заданного распределения интенсивности в плоскости Б. Примеры сформированных таким образом распределений интенсивности, полученных на матрице ПЗС-камеры, приведены на рис.4.



Рис.2. ЖК модулятор Holoeye-SLM-LC-2002.

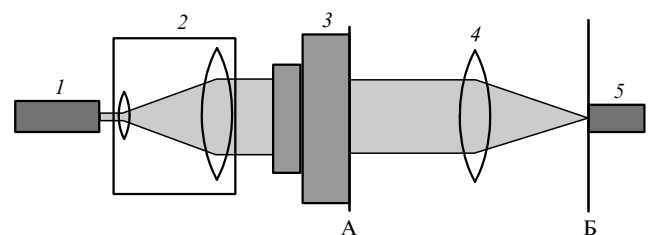


Рис.3. Схема экспериментальной установки для формирования заданных распределений интенсивности: 1 – лазер; 2 – расширяющий телескоп; 3 – ЖК модулятор; 4 – линза; 5 – ПЗС-камера.

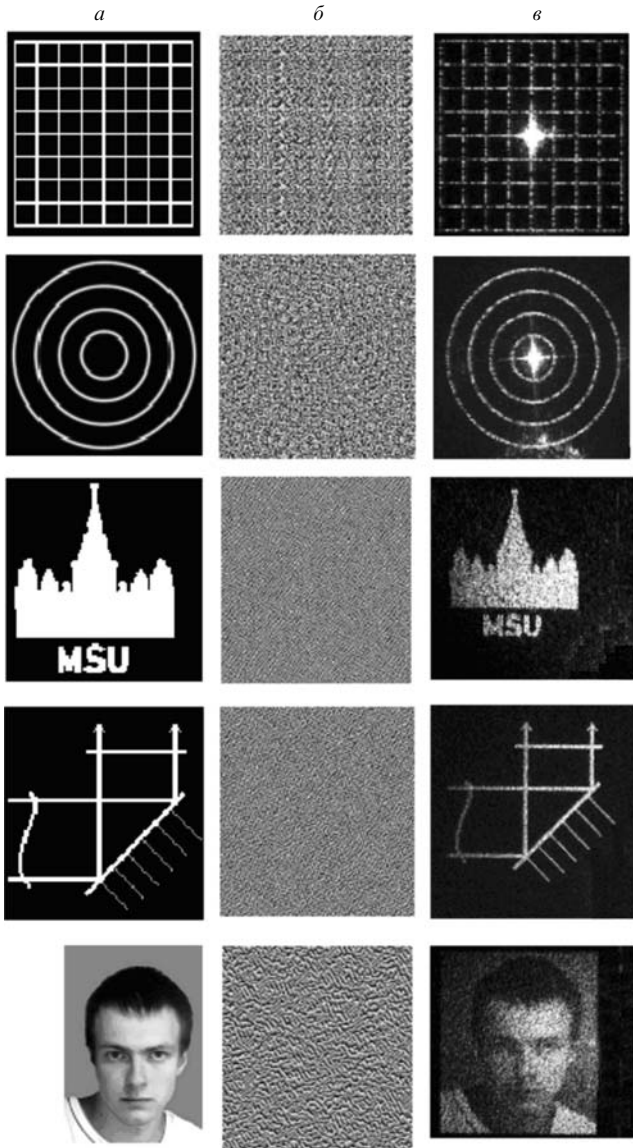


Рис.4. Заданные распределения интенсивности (а), рассчитанные распределения фазы ЖК транспаранта в градациях серого (0 – черный цвет, 255 – белый) (б) и полученные распределения интенсивности (в).

Проведенный эксперимент служит иллюстрацией использования традиционного алгоритма Гершберга – Сакстона для формирования одномодового (по поперечным индексам) лазерного излучения. Однако, как было отмечено ранее, во многих технологических процессах применяются лазерные установки, работающие в режиме многомодовой генерации.

3. Реализация алгоритма Гершберга – Сакстона в случае многомодового излучения

Прежде чем обсуждать формирование заданного распределения интенсивности, предположим, что мы имеем дело с многомодовым по поперечным индексам излучением устойчивого лазерного резонатора, выводимым через окно Брюстера. Предполагаем отсутствие интерференции поперечных мод из-за различия их частот (считаем, что частотное вырождение мод TEM_{01} и TEM_{10} снимается наличием элемента резонатора, вносящего астигматизм, – окна Брюстера [21, 22]). Поэтому в дальней-

шем полагаем, что интенсивность излучения, представляющего собой сумму мод, является суммой интенсивностей каждой из мод.

Поясним предлагаемую модифицированную схему алгоритма формирования многомодового излучения на примере формирования в фокальной плоскости линзы супергауссова пучка с распределением интенсивности вида

$$I'(r', \theta') = I'_0 \exp \left[-2 \left(\frac{r'}{w'} \right)^{2p} \right] \quad (1)$$

(I'_0 – пиковая интенсивность в начале координат выходной плоскости; w' – характерный размер пучка, определяемый по уровню e^{-2} от пиковой интенсивности; $p = 3$) из многомодового излучения, представляющего собой сумму двух поперечных мод резонатора с распределением интенсивности

$$I_1(r, \theta) = 0.4E_{00}^2 + 0.6|E_{01}|^2 \quad (2)$$

либо четырех поперечных мод резонатора с распределением интенсивности

$$I_2(r, \theta) = 0.15E_{00}^2 + 0.35|E_{01}|^2 + 0.15E_{10}^2 + 0.35|E_{02}|^2. \quad (3)$$

Здесь E_{00} , E_{01} , E_{10} и E_{02} – амплитуды поперечных мод резонатора TEM_{00} , TEM_{01} , TEM_{10} и TEM_{02} соответственно [1, 23]:

$$E_{00}(r, \theta) = E_0 \exp(-\rho^2/2);$$

$$E_{01}(r, \theta) = E_0 \exp(-\rho^2/2) \exp(i\theta);$$

$$E_{10}(r, \theta) = E_0(1 - \rho^2) \exp(-\rho^2/2);$$

$$E_{02}(r, \theta) = E_0 \rho^2 \exp(-\rho^2/2) \exp(i2\theta);$$

E_0 – амплитуда поля в центре пучка; $\rho = r\sqrt{2}/w$; w – характерный размер моды TEM_{00} . Численные коэффициенты в формулах (2), (3) характеризуют соотношение мощностей мод, входящих в состав излучения, и выбраны произвольно.

При проведении численных расчетов моделировалась оптическая схема, аналогичная используемой в эксперименте и представленной на рис.3. Будем полагать, что поле $A(r, \theta)$ во входной плоскости А связано с полем $A'(r', \theta')$ в выходной плоскости Б более универсальным по сравнению с преобразованием Фурье интегральным соотношением, позволяющим при необходимости располагать плоскости А и Б на расстояниях L_1 и L_2 , не обязательно равных фокусному расстоянию f линзы 4. Данное интегральное соотношение имеет вид

$$A'(r', \theta') = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda f} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} \exp \left\{ \frac{ik}{2B} [Dr'^2 + Ar^2 - 2r'r \cos(\theta - \theta')] \right\} |A(r, \theta)| \exp[i\varphi(r, \theta)] r dr, \quad (4)$$

где k – волновое число; λ – длина волны излучения; z – расстояние между плоскостями; R_0 – радиус входной апертуры; A, B, D – элементы лучевой $ABCD$ -матрицы, которые для данной схемы были следующими: $A = 0, B = f, D = 1 - (L_1/f)$.

Этапы 1–4 итерационного алгоритма реализовывались в соответствии со схемой, представленной на рис.1. На первой итерации для каждой моды было задано начальное приближение плоской фазы и рассчитывалось распространение каждой моды от входной до выходной плоскости. В выходной плоскости поперечное распределение амплитуды каждой моды заменялось корнем из распределения интенсивности, которое требуется сформировать, с соответствующим весовым коэффициентом, характеризующим процентное содержание мощности данной моды в излучении. Фаза каждой моды, рассчитанная в выходной плоскости, не изменялась. Затем вычислялось обратное распространение мод, и рассчитанная таким образом амплитуда мод во входной плоскости $\tilde{A}_i^{(n)}(r, \theta)$ заменялась известной. Фазовый профиль $\varphi_i^{(n)}(r, \theta)$ i -й моды вычислялся по формуле

$$\varphi_i^{(n)}(r, \theta) = \arctan \frac{\text{Im}[\tilde{A}_i^{(n)}(r, \theta)]}{\text{Re}[\tilde{A}_i^{(n)}(r, \theta)]}.$$

Отличие предлагаемого нами алгоритма от традиционного заключается в расчете следующих за $\varphi^{(0)}$ приближений фазы $\varphi^{(n+1)}(r, \theta)$ во входной плоскости, необходимых для формирования заданного распределения интенсивности. Новое приближение фазы $\varphi_i^{(n+1)}(r, \theta)$ предлагается вычислять, исходя из следующего эмпирического соображения: влияние фазового элемента на распространение моды максимально в тех точках пучка, где интенсивность данной моды максимальна. Таким образом, новое приближение фазы (фазовая функция) $\varphi^{(n+1)}(r, \theta)$ на $n+1$ -й итерации, одинаковое для всех мод, определяется по формуле

$$\varphi^{(n+1)}(r, \theta) = \sum_{i=1}^N \alpha_i(r, \theta) \varphi_i^{(n)}(r, \theta), \quad (5)$$

где $\alpha_i(r, \theta) = I_i(r, \theta) / \sum_{i=1}^N I_i(r, \theta)$; $i = 1, \dots, N$; N – число мод в исходном излучении; $I_i(r, \theta)$ – интенсивность i -й моды; $\varphi_i^{(n)}(r, \theta)$ – фаза i -й моды, вычисленная на n -й итерации. Полагалось, что рассчитанный таким образом волновой фронт воспроизводился на каждой итерации идеальным фазовым транспарантом (т. е. ошибка воспроизведения была равна нулю).

Необходимо отметить, что вихревая составляющая распределения фазы мод TEM_{01} и TEM_{02} сохранялась неизменной: при вычислении нового приближения фазовой функции корректора в формулу (5) фазы мод TEM_{01} и TEM_{02} входили без вихревых составляющих.

В качестве параметра, характеризующего как сходимость алгоритма, так и ошибку формирования заданного распределения интенсивности, выбиралось отклонение полученного в выходной плоскости распределения интенсивности от требуемого:

$$\Delta I^{(n)} = \int_0^{2\pi} d\theta' \int_0^{R_1} \left\{ I'(r', \theta') - \sum_{i=1}^N [A_i^{(n)}(r', \theta')]^2 \right\}^2 r' dr' \times \left\{ \int_0^{2\pi} d\theta' \int_0^{R_1} [I'(r', \theta')]^2 r' dr' \right\}^{-1}, \quad (6)$$

где R_1 – радиус выходной апертуры; $\sum_{i=1}^N [A_i^{(n)}(r', \theta')]^2$ – распределение интенсивности многомодового излучения, полученное на n -й итерации алгоритма Гершберга–Сакстона.

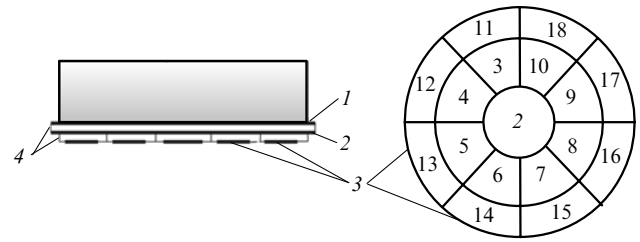


Рис.5. Конструкция гибкого биморфного зеркала и конфигурация его электродов:

1 – фокусирующий/дефокусирующий электрод; 2 – общий земляной электрод; 3 – сегментированные электроды; 4 – пьезокерамические диски.

При достижении функционалом (6) минимального либо заранее определенного малого значения волновой фронт, необходимый для формирования излучения, считается вычисленным и воспроизводится реальным фазовым элементом. Для данной задачи в качестве такого элемента рассматривалось 18-электродное гибкое полупассивное биморфное зеркало [24, 25]; его параметры (функции отклика) были использованы при численном моделировании. При моделировании применялась схема, аналогичная представленной на рис.3, в которой ЖК модулятор в плоскости А был заменен биморфным зеркалом. Конструкция зеркала и конфигурация его электродов приведены на рис.5. Профиль поверхности зеркала можно представить в виде

$$F(r, \theta) = \sum_{k=1}^K V_k \Phi_k(r, \theta), \quad (7)$$

где V_k – напряжение на k -м электроде ($K = 18$ – число электродов), а $\Phi_k(r, \theta)$ – функция отклика k -го электрода (под функцией отклика понимается деформация поверхности зеркала, вызванная воздействием только одного управляющего привода). Для удобства функции отклика зеркала были представлены в виде разложения по полиномам Цернике. Функционал, характеризующий ошибку воспроизведения рассчитанного волнового фронта $\varphi(r, \theta)$ гибким биморфным зеркалом, имеет следующий вид:

$$J = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} \left[\varphi(r, \theta) - \sum_{k=1}^K V_k \Phi_k(r, \theta) \right]^2 r dr, \quad (8)$$

где R_0 – радиус зеркала, равный радиусу входной апертуры.

Таким образом, вычисление необходимых управляющих напряжений на электродах сводится к минимизации функционала J , т. е. к получению таких значений V_k , для которых частные производные обращаются в нуль: $\partial J / \partial V_k = 0$.

4. Сходимость алгоритма и основные результаты

Известно, что при использовании алгоритма Гершберга–Сакстона даже малое изменение характеристик выбранной оптической системы или характеристик лазерного излучения иногда существенно влияет на ошибку формирования. В связи с этим возникла необходимость определения такого параметра, от которого зависит сходимость алгоритма и достигаемая ошибка формирования. В качестве такого параметра предлагается исполь-

зовать параметр β , учитывающий характеристики лазерного излучения и оптической системы:

$$\beta = \frac{\pi w_0 w'}{f \lambda}, \quad (9)$$

где w_0 – характерный размер пучка во входной плоскости, определяемый по уровню e^{-2} от пиковой интенсивности; w' – характерный размер пучка, который требуется получить в выходной плоскости (по уровню e^{-2}). Как видно из определения, выбранный параметр β при некоторых условиях становится аналогичным так называемому параметру качества пучка M^2 [26]. Так же как и параметр β , фактор M^2 вычисляется по формуле (9) с той лишь разницей, что в качестве характерного размера пучка w' в выходной плоскости задается действительный размер пучка, а не размер пучка, который требуется получить. В тех случаях, когда фактический размер пучка совпадает с размером пучка, который требовалось получить, как, например, при успешной реализации алгоритма Гершберга – Сакстона, параметр β можно полагать равным M^2 -фактору.

Еще одним преимуществом параметра β является то, что, вычислив фазовую функцию для определенной оптической системы, можно утверждать, что эта функция окажется такой же для оптической системы с другой геометрией, другими параметрами пучка во входной и выходной плоскостях, но с таким же параметром β , как и исходная система [27].

Нами был проведен анализ точности формирования пучка с супергауссовым распределением интенсивности из пучков, задаваемых формулами (2) и (3), в зависимости от параметра β . Для изменения β варьировался размер w_0 исходного пучка. Остальные величины, определяющие параметр β , при этом не изменялись. В табл. 1 представлены ошибки формирования $\Delta I^{(n)}$ на последней итерации (после которой точность нахождения решения не улучшается) для различных параметров β в случаях двух- и четырехмодового начального излучения. Видно, что наилучший результат формирования для излучения, представляющего собой сумму двух мод, был получен при $\beta = 2.2$. Это соответствует следующим расчетным

Табл. 1. Сходимость алгоритма Гершберга – Сакстона в зависимости от параметра β .

Двухмодовое исходное излучение		Четырехмодовое исходное излучение	
β	$\Delta I^{(n)}$ (%)	β	$\Delta I^{(n)}$ (%)
2.20	5	2.64	2.8
2.55	9	3.05	1.5
2.93	8.6	3.52	6.2
4.00	8.2	3.96	10
4.37	8.2	4.40	8.8
5.10	7.9	4.85	9.3
5.83	8.6	5.28	12.1
6.55	8.9	5.72	11.2
6.93	10.8	6.16	11.9
7.30	14.7	6.60	12.8
8.37	16.6	7.00	13.9
9.05	13.6	7.44	14.6
9.46	18.6	7.90	16.8
10.20	23	8.33	19.9
10.52	23.1	9.20	20.4

параметрам: $\lambda = 10.6$ мкм, $L_1 = 5$ м, $L_2 = f = 0.45$ м. Характерные размеры пучка w_0 и w' во входной и выходной плоскостях равнялись соответственно 8.3 и 0.4 мм, при этом $R_0 = 15$ мм и $R_1 = 0.9$ мм. Минимальная ошибка формирования идеальным корректором, равная 5 %, была достигнута на 10-й итерации. Распределение интенсивности, которое требовалось сформировать, и профили интенсивности, получаемые в выходной плоскости до и после применения алгоритма Гершберга – Сакстона, приведены на рис. 6, а, б. Результат численного моделирования формирования заданного поперечного распределения интенсивности излучения с помощью гибкого биморфного зеркала и соответствующая форма поверхности зеркала представлены на рис. 6, в, г. Ошибка воспроизведения зеркалом заданного профиля фазы составила 0.5 %. При этом ошибка формирования биморфным зеркалом заданного распределения интенсивности была равна 5.3 %.

Наилучший результат формирования для четырехмодового излучения соответствует $\beta = 3.05$. Ошибка формирования распределения интенсивности, равная 17 % после первой итерации, уменьшается до 1.5 % после 20 итераций. Ошибка воспроизведения гибким зеркалом требуемого распределения фазы составила 1.5 %. В данном случае ошибка формирования биморфным зеркалом пучка с супергауссовым профилем интенсивности оказалась равной 1.6 %. Параметры излучения и расчетной оптической схемы были таковы: $\lambda = 10.6$ мкм, $L_1 = 5$ м, $L_2 = f = 0.45$ м, $R_0 = 20$ мм, $R_1 = 0.9$ мм, $w_0 = 11.6$ мм, $w' = 0.4$ мм. Требуемое распределение интенсивности, профили интенсивности начального пучка в выходной плоскости до и после применения алгоритма Гершберга – Сакстона с использованием идеального корректора представлены на рис. 7, а, б. Распределение интенсивности в выходной плоскости, получаемое с помощью биморфного зеркала (при численном моделировании), и форма поверхности зеркала приведены на рис. 7, в, г.

Следует отметить наличие пределов $\beta = 2.20$ в случае двухмодового излучения и $\beta = 2.64$ в случае четырехмодового излучения, ниже которых решение задачи формирования становится невозможным. Отсутствие сходимости алгоритма в подобных случаях объясняется невозможностью фокусировки пучка в область, меньшую дифракционно-ограниченной области для данного пучка.

5. Заключение

В данной работе экспериментально продемонстрировано формирование различных заданных распределений интенсивности с использованием алгоритма Гершберга – Сакстона. Предложена модифицированная схема этого алгоритма для решения задачи формирования заданного распределения интенсивности в случае многомодового по поперечным индексам лазерного излучения. Проведено численное моделирование формирования пучка с супергауссовым распределением интенсивности из пучков, представляющих собой сумму двух (TEM_{00} и TEM_{01}) или четырех (TEM_{00} , TEM_{01} , TEM_{10} , TEM_{02}) поперечных мод резонатора. В качестве фазового элемента использовалось гибкое биморфное зеркало. Наименьшая ошибка формирования супергауссова распределения интенсивности биморфным зеркалом в случае двухмодового излучения составила 5.3 %, а в случае четырехмодового – 1.6 %. Введен также параметр β , позволя-

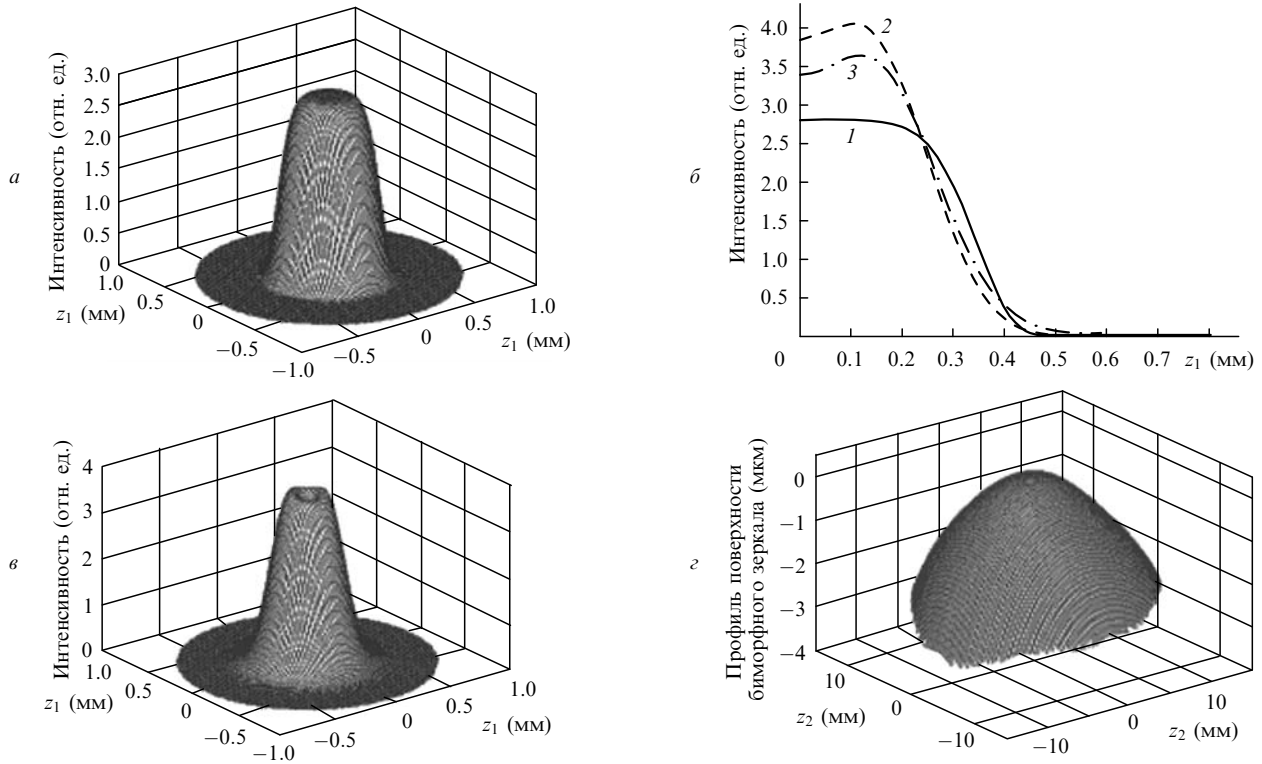


Рис.6. Формирование супергауссова распределения интенсивности третьего порядка для излучения, представляющего собой сумму двух мод: задаваемое распределение интенсивности, которое требовалось получить (а); профиль интенсивности, который требуется сформировать (1), профили, которые получаются до (2) и после (3) применения алгоритма Гершберга–Сакстона с помощью идеального корректора (б); распределение интенсивности, сформированное биморфным зеркалом (в); форма поверхности биморфного зеркала (г) (z_1 – расстояние от центра выходной апертуры, z_2 – расстояние от центра входной апертуры).

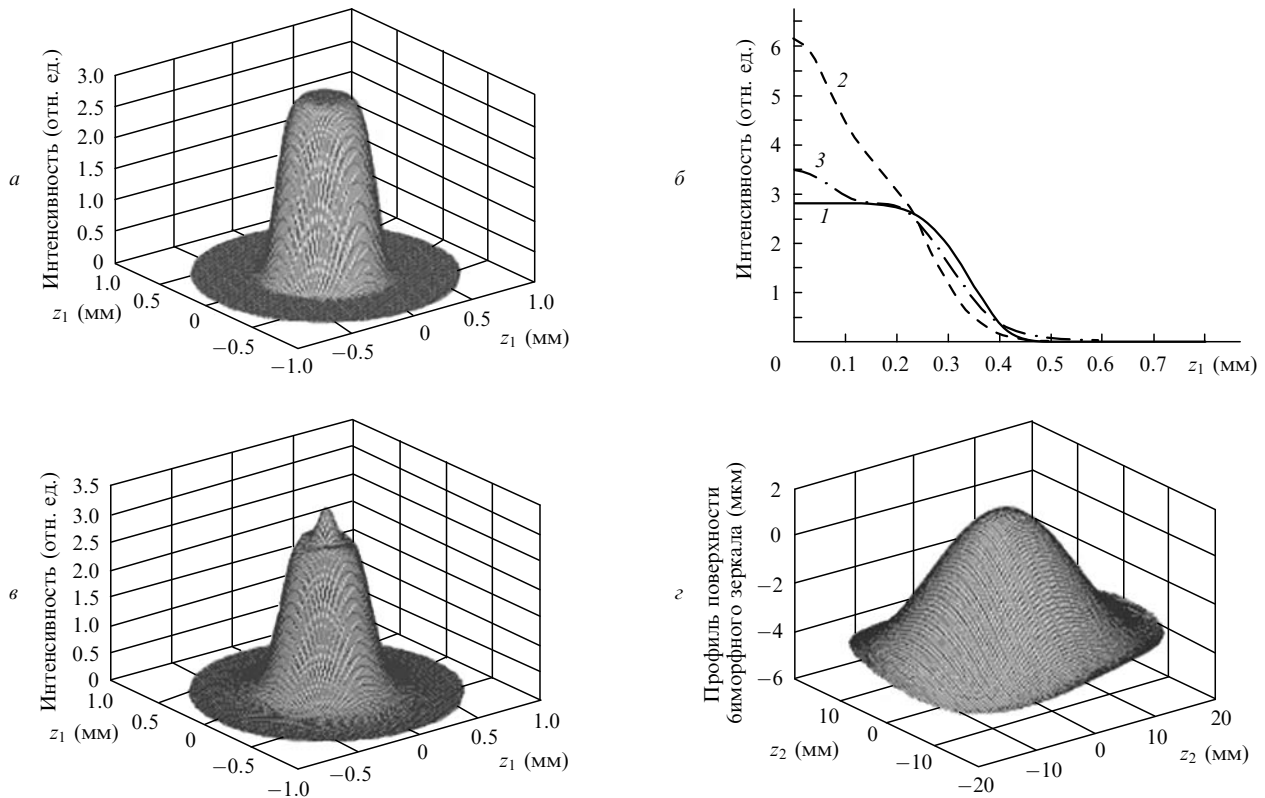


Рис.7. Формирование супергауссова распределения интенсивности третьего порядка для излучения, представляющего собой сумму четырех мод: распределение интенсивности, которое требовалось получить (а); профиль интенсивности, который требуется сформировать (1), профили, которые получаются до (2) и после (3) применения алгоритма Гершберга–Сакстона с помощью идеального корректора (б); распределение интенсивности, сформированное биморфным зеркалом (в); форма поверхности биморфного зеркала (г) (z_1 – расстояние от центра выходной апертуры, z_2 – расстояние от центра входной апертуры).

ющий предсказать ошибку формирования заданного профиля интенсивности, а также сходимость алгоритма Гершберга – Сакстона в целом.

Авторы благодарят А.Ю.Костылева за помощь в проведении экспериментов с ЖК транспарантом.

1. Steen W.M. *Laser Material Processing* (London: Springer-Verlag, 2003).
2. Webb C.E., Jones J.D.C. *Handbook of Laser Technology and Applications* (Bristol, Philadelphia: Institut of Physics Publ., 2004, Vol. 3, p. 1557).
3. Azar D.T., Koch D.D. *LASIK Fundamentals, Surgical Techniques, and Complications* (New York: Marcel Dekker Inc., 2002).
4. Bliss E.S., Peterson R.L., Salmon J.T., Thomas R.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1859**, 130 (1993).
5. Forbes A., Botha L., in *Laser Beam Shaping Applications* (Boca Raton, Fla: CRC Press, 2006, p. 183).
6. Борейшо А.С. *Лазеры: устройство и действие* (СПб: изд. Мех. ин-та, 1993, с. 194).
7. Абильситов Г.А. *Технологические лазеры* (М.: Машиностроение, 1991, т. 1).
8. Koebner H. *Industrial Applications of Lasers* (New York: Wiley-Interscience, 1988).
9. Woods S.C., Greenaway A.H. *J. Opt. Soc. Am. A*, **20**, 508 (2003).
10. Campbell H.I., Zhang S., Restaino S., Greenaway A.H. *Opt. Lett.*, **29**, 2707 (2004).
11. Romero L.A., Dickey F.M. *J. Opt. Soc. Am. A*, **13**, 751 (1996).
12. Fienup J.R. *Appl. Opt.*, **21**, 2758 (1982).
13. Gerchberg R.W., Saxton W.O. *Optic (Stuttgart)*, **34**, 227 (1972).
14. Courtial J., Whyte G., Bouchal Z., Wagner J. *Opt. Express*, **14**, 2108 (2006).
15. Liu J.S., Caley A.J., Taghizadeh M.R. *Opt. Commun.*, **267**, 347 (2006).
16. Restaino S., Dayton D., Browne S., Gonglewski J., Baker J., Rogers S., Mcdermott S., Gallegos J., Shilko M. *Opt. Express*, **6**, 2 (2000).
17. Dayton D., Sandven S., Browne S., Gonglewski J., Rogers S., Mcdermott S. *Opt. Express*, **1**, 338 (1997).
18. Naumov A.F., Loktev M.Yu., Guralik I.R., Vdovin G. *Opt. Lett.*, **23**, 992 (1998).
19. Васильев А.А., Компанец И.Н., Парфенов А.В. *Квантовая электроника*, **10**, 1079 (1983).
20. Воронцов М.А., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И. *Управляемые оптические системы* (М.: Наука, 1988, с. 90).
21. Siegman A.E. *Lasers* (Mill Valley, CA: University Science Books, 1986, p. 690).
22. Louvergeneaux E., Hennequin D., Dangoisse D., Glorieux P. *Phys. Rev. A*, **53**, 4435 (1996).
23. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990, с. 33).
24. Kudryashov A., Shmal'hausen V.I. *Opt. Eng.*, **35**, 3064 (1996).
25. Cherezova T.Yu., Kaptsov L.N., Kudryashov A.V. *Appl. Opt.*, **35**, 2554 (1996).
26. Sheldakova J., Cherezova T., Alexandrov A., Rukosuev A., Kudryashov A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5708**, 352 (2005).
27. Dickey F.M., Holswade S.C., in *Laser Beam Shaping Applications* (Boca Raton, Fla: CRC Press, 2006, p. 269).