

В.А. Трофимов

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КОМПЕНСАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.
ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СВЕТОВОГО ПУЧКА**

Рассматривается проблема формирования волновых фронтов гибкими или сегментированными зеркалами. Подробно анализируется влияние профиля пучка, соотношения радиусов действия привода и пучка на качество фокусировки последнего. Обсуждаются возможные подходы к моделированию фокусировки оптического излучения сегментным зеркалом. Отмечаются различия в результатах, полученных в приближении заданного поля и на основе численного моделирования обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в условиях сильного энергообмена волн и их самовоздействия.

Введение

Одной из важных проблем компенсации амплитудно-фазовых искажений оптического излучения является проблема формирования требуемых поверхностей волнового фронта, например, с помощью гибких и сегментированных зеркал, жидких кристаллов и методами нелинейной оптики. Различные вопросы, посвященные данной проблеме, обсуждались, в частности, в [1–37]. Здесь же будет представлен краткий обзор полученных нами результатов, относящихся к выбору геометрии зеркала (числа его степеней свободы и способу размещения приводов), возможности организации параллельного управления различными каналами деформации зеркала, моделированию ОВФ и так далее.

Гибкие зеркала

В настоящем разделе рассмотрим ряд вопросов формирования требуемой поверхности гибкого зеркала за счет возмущений, приложенных в некоторых точках (приводах) с целью фокусировки оптического излучения. При этом следует различать два предельных случая соотношения радиуса a_n действия отдельного привода и радиуса a пучка: 1) $a_n \gg a$; 2) $a_n \ll a$.

Отмечу, что в линейной среде [16] при малом числе приводов и ситуации $a_n \gg a$ можно достаточно хорошо сфокусировать пучок гибким зеркалом, если его функция отклика близка к гауссовской либо содержит квадратичный участок возмущения деформации. Располагая другие приводы за пределами области, занятой световым пучком, либо жестко закрепляя край зеркала, нетрудно реализовать параболический профиль зеркала. Данный вывод следует также из приведенной в [20] формулы для оптимального значения Θ_1 деформации гибкого зеркала с гауссовской функцией отклика $\Phi = \exp(-(x^2 + y^2)/a_n^2)$ при фокусировке гауссовского пучка

$$\Theta_1 a_n^2 = (1 + a_n^2) \Theta, \tag{1}$$

где Θ – безразмерный параметр, характеризующий фокусировку пучка ($S = \Theta(x^2 + y^2)$ – волновой фронт, x, y – нормированные на a поперечные координаты); a_n – безразмерный параметр, равный отношению радиуса действия отдельного привода к радиусу пучка. Следовательно, для $a_n \gg 1$ кривизна параболического фронта в области пучка совпадает с кривизной зеркала. В случае самовоздействия пучка высокая эффективность управления таким зеркалом (как и для идеального корректора) достигается, когда параметр $z^2(1 + \alpha) \ll 1$ (z, α – со-

ответственно нормированная продольная координата и параметр нелинейности, см. [37]), то есть в случае преимущественно фазовых искажений. Численное моделирование, проведенное авторами [16], подтверждает сделанные выводы.

Если радиус действия отдельного привода сравним или меньше радиуса пучка (эта ситуация часто встречается в задачах транспортировки энергии [1–3]), то проблема оптимизации расположения приводов и их числа приобретает еще большее значение, чем для обсуждаемого выше случая $a_n \gg 1$. Этому вопросу посвящены, в частности, наши работы [20, 21, 27, 35, 36–39]. Некоторые выводы воспроизведем здесь.

Прежде всего исследуем эффективность фокусировки профилированного пучка гибким зеркалом, имеющим привод в его центре и жестко закрепленным по окружности [35], функция отклика которого либо гауссовская, либо колоколообразная:

$$\Phi = ch^{-2}(x/a_n, y/a_n). \quad (2)$$

Распространение светового пучка описывается квазиоптическим уравнением

$$\partial A/\partial z + i \Delta_{\perp} A + i \alpha \varepsilon_{\text{нл}} A = 0 \quad (3)$$

с граничным условием

$$A|_{z=0} = 0,5 \exp(-2x^m - 2y^m - iS(x, y)) / \iint \exp(-4x^m - 4y^m) dx dy, \quad (4)$$

$$S = \Theta_1 \Phi,$$

где m – параметр, равный 2, 4, 6, 8, 10, характеризующий близость профиля пучка к однородному распределению. В численных экспериментах по фокусировке в среде с керровской нелинейностью $\varepsilon_{\text{нл}} = \alpha |A|^2$ и в движущейся среде с тепловым механизмом нелинейности $\varepsilon_{\text{нл}} = \alpha \int |A|^2 d\xi$, параметр $|\alpha|$ был равен 20, радиус приемной апертуры $R_a = 0,25$ (апертурная функция в пределах R_a равна 1), а приемник располагался в сечении $z = 0,1$ ($0,2 ka^2$). Качество компенсации дефокусировки пучка оценивалось по доле, принимаемой в апертуру его мощности j_p . Результаты расчетов, проведенных для зеркал с гауссовской и колоколообразной функцией, в виде зависимостей значения от соотношения радиуса действия привода и начального радиуса пучка представлены соответственно на рис. 1, 2.

Рассмотрим сначала фокусировку пучка в линейной среде. Анализируя рис. 1, нетрудно сделать ряд выводов. Во-первых, существует оптимальное значение $(a_n)_{\text{опт}}$: в исследуемой здесь ситуации оно равно 0,72 (для гауссовского пучка) и 0,8 (для гипергауссовского пучка 6- и 10-й степени). Заметим, что при превышении a_n значения $(a_n)_{\text{опт}}$ качество фокусировки снижается медленнее, чем при уменьшении a_n . Во-вторых, существует оптимальный профиль пучка в классе распределений (4). Так, переход от гауссовского к гипергауссовскому профилю с $m = 6$ в зависимости от a_n позволяет в 1,3–1,5 раза увеличить концентрацию мощности на приемнике. В-третьих, при гипергауссовском профиле пучка вблизи оптимальной фокусировки реализуется более плавная по сравнению с гауссовским пучком зависимость принимаемой мощности j_p от деформации зеркала: при отстройке фокусировки от $(\Theta_1)_{\text{опт}}$ на величину 0,3–0,4 концентрация мощности уменьшается лишь на несколько процентов. Это, с одной стороны, снижает требования к точности фокусировки, с другой – может приводить к замедлению сходимости итерационного процесса. Отмечу, что фокусировка пучка гибким зеркалом с одним приводом в его центре позволяет в рассматриваемой здесь ситуации увеличить на приемнике концентрацию мощности в 1,4–2,2 раза по сравнению со значением, достигаемым коллимированным гауссовским пучком. Использование же профилирования пучка позволяет дополнительно увеличить в 1,7–2,9 раза концентрацию мощности на приемнике. Однако значение j_p при многомерном управлении волновым фронтом существенно превосходит j_p при оптимальном Θ_1 . Так, даже для $(a_n)_{\text{опт}}$ концентрация мощности на приемнике, реализуемая за счет фокусировки пучка, в 2,1 раза меньше j_p , достигаемого при многомерном управлении.

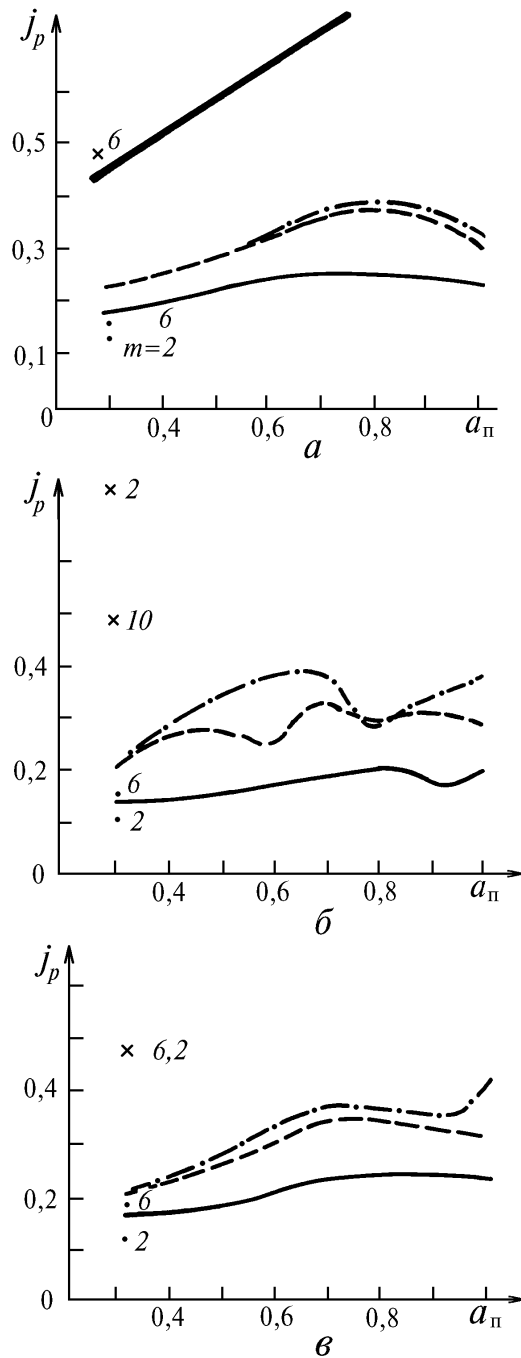


Рис. 1. Зависимость мощности на приемнике от отношения радиуса действия отдельного привода к радиусу гауссовского (сплошная кривая), гипергауссовского с $m=6$ (штриховая) и $m=10$ (штрихпунктирная) пучка при фокусировке зеркалом с гауссовской функцией отклика в линейной (a), керровской (δ), движущейся с тепловым механизмом нелинейности (ϵ) средах. Указаны значения j_p , соответствующие коллимированному на входе в среду пучку – точки, достигаемые при многокамерном управлении без ограничения на число степеней свободы зеркала – крестики. Цифры – значения параметра m

Сделанные выше выводы справедливы и при фокусировке пучка в керровской среде. Однако нелинейность распространения привносит и некоторые отличия в зависимости j_p от $a_{\text{п}}$. В частности, имеет место немонотонная зависимость принимаемой мощности от $a_{\text{п}}$. Снижается качество фокусировки гауссовских пучков (примерно в 1,2–1,4 раза). Для гипергаус-

совских же пучков значение j_p незначительно отличается от j_p , достигаемого в линейной среде при использовании зеркала с гауссовским откликом, а при $m=10$ в керровской среде концентрация мощности даже возрастает. Это связано с тем, что часть трассы пучок проходит сначала с однородным профилем [39, 40], а затем трансформируется в гауссовский. Из-за этого, во-первых, уменьшается нелинейное искажение волнового фронта, во-вторых, оно, по-видимому, на данной трассе не успевает перейти в амплитудное. Так как профиль отклика зеркала и искажение фазы пучка подобны, то качество компенсации возрастает. Поэтому переход к профилированным пучкам целесообразен: на определенных трассах нелинейность распространения не приводит к снижению качества фокусировки. Длина трассы может быть увеличена за счет управления радиусом пучка. Замечу, что многомерное управление фазой пучка приводит здесь к четырехкратному увеличению мощности на приемнике.

В случае фокусировки пучка в движущейся среде (см. рис. 1, в) с ростом a_n концентрация мощности на приемнике возрастает (лишь для гипергауссовского пучка с $m=6$ j_p уменьшается при $a_n \geq 0,75$).

Переход к профилированным пучкам еще более эффективен, чем в предыдущих случаях: он позволяет увеличить мощность в 1,3–1,8 раза. Следует отметить, что многомерное управление приводит к двухкратному увеличению принимаемой мощности. Причем для гауссовского и гипергауссовского пучков шестой степени достигается одно и то же значение j_p . Это связано с тем, что при сильной фокусировке оптического излучения начинает эффективно проявляться самоотклонение светового пучка из-за бокового движения среды, и его центр выходит за пределы приемной апертуры. Важно подчеркнуть, что характер зависимости и принимаемой мощности от соотношения радиуса пучка и радиуса действия привода определяется размером приемной апертуры. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 1, а приведена зависимость j_p от a_n для $R_a = 0,5$ (жирная кривая сверху). Как видно из рисунка, в данном случае с ростом a_n концентрация мощности на приемнике монотонно увеличивается.

Сравнение значений j_p при фокусировке пучка зеркалом с гауссовской и колоколообразной функцией отклика (рис. 2) показывает, что в последнем случае достигается в 1,12–2 раза меньшая концентрация мощности на приемнике. Однако при малых a_n различие в эффективности фокусировки снижается, а переход к профилированным пучкам (так же, как и выше) позволяет увеличить j_p .

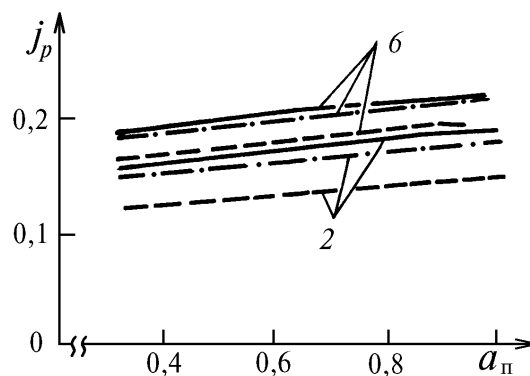


Рис. 2. Зависимости, аналогичные рис. 1, при фокусировке пучка зеркалом с колоколообразной функцией отклика в линейной (сплошные кривые) и движущейся с тепловым механизмом нелинейности (штрих-пунктирные) средах. Номера у кривых соответствуют значению параметра m

Таким образом, для малых a_n с целью повышения качества фокусировки необходимо увеличивать число приводов. При этом встает проблема их расположения. Для высокого качества реализации требуемой поверхности зеркала нужно увеличивать число его степеней свободы, а для повышения быстродействия системы, от которого при динамическом управлении также зависит качество фокусировки, необходимо уменьшить число приводов.

Организация управления зависит также от того, насколько действия приводов перекрывают друг друга. Если на каждый участок зеркала действуют несколько приводов, то система будет с сильными связями и нарушение сходимости итерационного процесса в одном ка-

нале неизбежно приведет к нарушению ее в других каналах. В случае малого перекрытия действия приводов существует реальная возможность организации параллельного управления всеми приводами. Поэтому существует оптимальная стратегия размещения приводов.

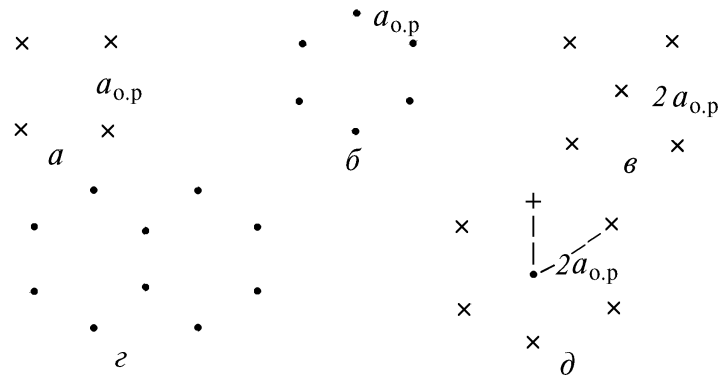


Рис. 3. Различные стратегии размещения приводов: а) в вершинах квадрата со стороной $a_{o,p}$; б) по окружностям с радиусами $k a_{o,p}$; в) по вершинам и в центре квадрата со стороной $2 a_{o,p}$; з) по сотам, вписанным в окружность радиусом $2 a_{o,p}$; д) в центре окружности

Как известно, в линейной среде приводы располагают таким образом, чтобы их группы формировали поверхность зеркала, описываемую полиномами Цернике. В случае нелинейного распространения данная стратегия может быть неэффективной.

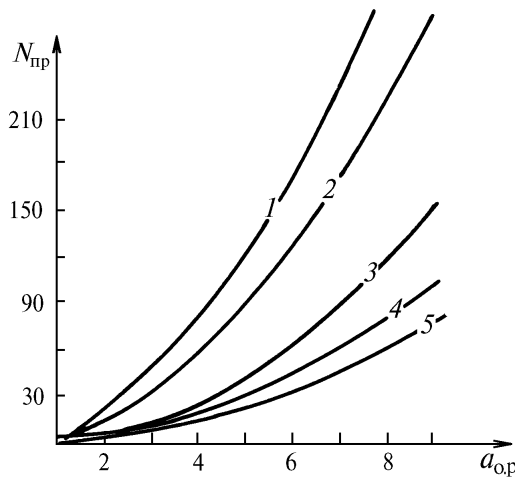


Рис. 4. Зависимость общего числа от параметра $a_{o,p}$ при различных способах размещений приводов. Номера у кривых соответствуют номерам рис. 3

Проанализируем несколько способов размещения приводов [20]. Фрагменты зеркал представлены на рис. 3. Для способа, показанного на рис. 3, а, общее их число в квадрате со стороной, равной ширине пучка, равно $N_{пр} = 4 a_{o,p} (a_{o,p} + 1) + 1$ и имеется примерно 4-кратное перекрытие приводов. Здесь $a_{o,p}$ – отношение радиуса пучка a к расстоянию, на котором находятся приводы друг от друга. При расположении их по окружностям с радиусами $k a_{o,p}$ ($K = 0, 1, \dots$) на расстоянии $a_{o,p}$ друг от друга общее их число равно $N_{пр} = 3 a_{o,p} (a_{o,p} + 1) + 1$. На каждый элемент поверхности зеркала действует примерно три привода. Заметим, что $N_{пр}$ можно уменьшить, если разместить приводы на расстоянии $2 a_{o,p}$ между центрами и поместить в центр каждого квадрата со стороной $2 a_{o,p}$ еще один привод. В этом случае $N_{пр} = 2 a_{o,p}^2 - 2 a_{o,p} + 1$ и перекрытие действия отдельных приводов составляет около 73 % (менее двух приводов на элемент поверхности). Наконец, еще одна возможность состоит в размещении приводов по <сотам>, вписанным в окружность с радиусом $a_{o,p}$. При этом для $N_{пр}$ получим

$N_{\text{пр}} = 1,24 a_{\text{o.p.}}^2$, перекрытие составляет $\sim 35\%$. Если же радиус окружности $2 a_{\text{o.p.}}$ и в центре добавлен еще один привод, то $N_{\text{пр}} = 0,94 a_{\text{o.p.}}^2$. Следовательно, при одном и том же $a_{\text{o.p.}}$ за счет оптимального расположения приводов можно существенно (в 2–4 раза) уменьшить их общее число, что весьма важно для больших $a_{\text{o.p.}}$, так как для практики представляет интерес именно этот случай (см. рис. 4).

Рассмотрим теперь качество компенсации нелинейных искажений гауссовского $f_r = \exp(-(x^2 + y^2)/2)$ или трубчатого $f_{\text{тр}} = (1/\sqrt{2})(x^2 + y^2)f_r$ пучков, прошедших тонкий дефокусирующий слой [21], которое будем оценивать по значению функционала

$$j = \iint (S_{\text{нл}} - S_y)^2 dx dy, \quad (5)$$

где $S_{\text{нл}}$ – дополнительный набег фазы, вызванный прохождением оптического излучения нелинейного слоя; S_y – волновой фронт, формируемый адаптивным зеркалом. Проведенное численное моделирование с целью компенсации расходимости, вносимой керровским слоем среды или слоем движущейся среды с тепловым механизмом нелинейности, в случае оптимизации расположения приводов показало, что, как и в оптически толстой среде, качество коррекции искажений пучка существенно зависит от $a_{\text{н}}$, его профиля и типа нелинейности. Отмечу, что концентрация приводов возрастает вблизи максимальной интенсивности пучка. Для примера результаты оптимизации расположения приводов и деформация вблизи них зеркала с гауссовской функцией отклика представлены в таблице [21].

Оптимизация расположения (в первом квадранте) приводов и деформации зеркала при компенсации расходимости гауссовского пучка, вносимой керровским слоем $\alpha z = 1$, в случае $a_{\text{н}} = 0,1$.

В последнем столбце представлено значение критерия (5)

N	x_1 y_1 θ_1	x_2 y_2 θ_2	x_3 y_3 θ_3	x_4 y_4 θ_4	x_5 y_5 θ_5	x_6 y_6 θ_6	x_7 y_7 θ_7	J
1	0,1673 0,1673 1,81							0,3395
2	0,1675 0,1675 1,80	1,7797 1,6703 0,07						0,3194
3	0,1329 0,1321 1,74	0,4031 0,1681 1,52	0,1681 0,4022 1,56					0,2634
4	0,1328 0,1327 1,73	0,4017 0,1316 1,54	0,1317 0,4016 1,54	0,4008 0,4005 1,41				0,2361
5	0,1328 0,1326 1,72	0,4015 0,1339 1,52	0,1339 0,4016 1,52	1,3791 1,4677 0,06	0,4026 0,4027 1,30			0,2262
6	0,1087 0,1088 1,61	0,3654 0,1310 1,51	0,1309 0,3598 1,51	1,3770 1,3777 0,02	0,2450 0,5411 1,31	0,5430 0,2458 1,31		0,2018
7	0,1072 0,1024 1,62	0,3426 0,1316 1,49	0,1327 0,3547 1,50	1,397 1,476 0,03	0,4061 0,3972 1,32	0,6090 0,1699 1,13	0,1811 0,610 1,14	0,1887

Фокусировка пучка с помощью сегментного зеркала

В настоящее время наименее изучены вопросы фокусировки пучка сегментированным зеркалом. Данной проблеме посвящены, в частности, [4, 41], а также наши работы [20, 22, 23], некоторые результаты которых представлены ниже. Отмечу, что в [4] проводилось лабораторное моделирование фокусировки пучка с помощью сегментированного зеркала.

Распространение светового пучка описывается уравнением (3) с граничным условием

$$A(0, x, y) = \bar{f}(x, y) \exp(iS(x, y)), \quad (6)$$

где S – волновой фронт; $\bar{f}(x, y)$ – амплитудное распределение оптического излучения после отражения от сегментного зеркала

$$\bar{f}(x, y) = f(x, y) \sum_{p,q=1}^{M_0} R_{p,q}(x, y). \quad (7)$$

Здесь $f(x, y)$ – первоначальный профиль пучка; $R_{p,q}$ – коэффициент отражения отдельной пластины; M_0 – число сегментов по одной координате; для простоты считаем, что их число по осям x и y одинаково. При этом сегментированное зеркало вносит в волновой фронт пучка следующий фазовый сдвиг:

$$S_y(x, y) = \sum_{p,q=1}^{M_0} [\varphi_{xp}(x - x_p) + \varphi_{yp}(y - y_q) + \Theta_{pq}] R_{pq}, \quad (8)$$

Θ_{pq} – продольный сдвиг сегмента (p, q) , а φ_{xp} и φ_{yp} – его наклоны по осям x, y ; x_p, y_q – координаты центра сегмента.

Следует отметить, что амплитудное распределение пучка может иметь узкие провалы интенсивности, связанные с наличием зазоров между отдельными пластинами, а также с образующимися зазорами из-за их поворота относительно друг друга. Наличие этих провалов представляет серьезную трудность для численного моделирования, так как вблизи границы сегмента комплексная амплитуда пучка изменяется значительно быстрее, чем в пределах пластин. Ситуация усложняется еще и тем, что ширина провалов и их положение изменяются во времени при адаптивном управлении сегментированным зеркалом. Поэтому в настоящее время необходима разработка эффективных численных методов для моделирования таких задач (под эффективными методами здесь понимаются такие, которые по объему памяти и времени вычислений сравнимы с методами расчета самовоздействия пучков, не имеющих узких провалов интенсивности). Один из них предложен и опробован в [23].

При моделировании важное место занимает способ задания функции R_{pq} . Очевидно, что на практике коэффициент отражения отдельного фрагмента равен

$$R_{pq} = \begin{cases} 1, & |x - x_p| < L_c \cos \varphi_{xp}, \quad |y - y_q| < L_c \cos \varphi_{yq}, \\ 0, & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (9)$$

где $2L_c$ – размер сегмента. Для простоты считаем, что сегменты имеют квадратную форму. Такую функцию R_{pq} целесообразно использовать при аналитических исследованиях, когда исходные выражения для оценки качества формирования требуемой поверхности представляют собой интегральные соотношения. В численных же экспериментах необходимо использовать гладкие и близкие к (9) функции [23].

Следующим этапом является выбор оценки качества фокусировки светового пучка сегментированным зеркалом. При этом рассчитать оптимальные значения наклонов и сдвигов можно одним из двух способов [20, 23].

Первый способ заключается в расчете (в частности, градиентным методом) оптимального волнового фронта $S_{\text{опт}}$, при котором достигается экстремум критерия фокусировки (например, принимаемой на мишени мощности пучка), а затем выставляют сегменты так, чтобы реализовать минимум функционала

$$j_s = \iint (S_{\text{опт}} - S_y)^2 \kappa(x, y) dx dy, \quad (10)$$

где $\kappa(x, y)$ характеризует передающую апертуру. Следует подчеркнуть, что при малых отклонениях S_y от $S_{\text{опт}}$ функционал (10) связан со значением пиковой интенсивности на оси

пучка (числом Штреля) и широко используется при расчете влияния ошибок формирования зеркалом требуемых поверхностей, а также нескомпенсированных случайных аберраций и ошибок при реализации оптимальных возмущений приводов в гибких зеркалах.

Второй способ состоит в непосредственной оптимизации наклонов и сдвигов сегментов с целью достижения экстремального значения, выбранного для оценки концентрации мощности пучка на приемнике функционала. В частности, при оптимизации градиентным методом существует возможность параллельной организации вычисления производных функционала по сдвигам сегментов. Важно отметить, что если при подходе, основанном на минимизации функционала (10), управление параметрами сегментов осуществляется независимо [20, 23], то при оптимизации профиля зеркала по второму способу все каналы управления связаны через комплексную амплитуду сопряженной задачи.

Замечу, что качество формирования требуемой поверхности сегментированным зеркалом можно оценивать по функционалу

$$j_R = \iint \kappa(x, y) |S_{\text{опт}} - S_y| dx dy, \quad (11)$$

характеризующему равномерное отклонение профиля зеркала от $S_{\text{опт}}$. Сравнение эффективности использования (10) и (11) для оценки качества формирования показывает [22], что использование функционала j_R более целесообразно.

Обращение волнового фронта (ОВФ) при четырехволновом взаимодействии (ЧВВ)

Как известно, формирование пучка с сопряженным по отношению к отраженному от приемника пучку волновым фронтом возможно на основе явления ОВФ, в частности ЧВВ, которое является основным способом достижения обращения волнового фронта для ИК-диапазона. В [30–33] нами анализировалось влияние различных факторов (неравенства амплитуд накачек, соотношения радиусов взаимодействующих пучков, неколлинеарности их распространения и так далее) на качество и эффективность обращения сигнальной волны с учетом (в отличие от большинства работ) истощения волн накачек. Заметим, что выполнить такой анализ возможно лишь на основе численного моделирования. Ввиду ограничения на объем статьи здесь отмечу лишь два обстоятельства. Во-первых, используемое широко в задачах ОВФ приближение заданного поля дает неверные зависимости качества обращения, например, от длины среды в случае наличия самовоздействия волн. Во-вторых, при учете взаимного влияния волн друг на друга неколлинеарность процесса распространения проявляется существенно иначе, чем в линейной среде, что также приводит к неправильным результатам в случае использования приближения заданного поля. В заключение следует подчеркнуть, что, управляя параметрами опорных волн, можно достичь 90 % восстановления волнового фронта сигнального пучка.

1. Харди Д. У. // ТИИЭР. 1978. Т. 66. № 6. С. 31–85.
2. Адаптивная оптика: Пер. с англ. / Под ред. Э. А. Витриченко. М.: Мир, 1980. 454 с.
3. Тараненко В. Г., Горохов Ю. Г., Романюк Н. С. // Зарубежная радиоэлектроника. 1982. № 8. С. 19–43.
4. Артамонов Н. Н. и др. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1984. Т. 48. № 7. С. 1415–1418.
5. Голубев В. В., Спиразетдинов В. С., Стариков А. Д. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62. Вып. 4. С. 885–890.
6. Васильев А. А., Наумов А. Ф., Шмальгаузен В. И. // Квантовая электроника. 1988. Т. 13. № 4. С. 724–728.
7. Устинов Н. Д. и др. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 187–189.
8. Высотина Н. В. и др. // Известия вузов. Сер. Физика. 1985. Т. 11. С. 42–50.
9. Sato T. et al. // Appl. Opt. 1982. V. 21. N 20. P. 3669–3672.
10. Воронцов М. А., Кудряшов А. В., Шмальгаузен В. И. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 10. С. 1419–1430.
11. Жулина Ю. В. // Радиотехника и электроника. 1986. Вып. 10. С. 2061–2070.
12. Ковачев М. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 18. С. 1113–1115.
13. Person J. E., Hanes S. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. P. 325–333.
14. Harvey J. E., Callahan G. // SPIE Proc. 1978. V. 41. P. 50–55.
15. Bridges W. V. // Appl. Opt. 1974. V. 13. P. 291–295.
16. Канев Ф. Ю., Чесноков С. С. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 3. С. 302–307.

17. Корябин А. В. и др. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 335–337.
18. Шишаков К. В., Шмальгаузен В. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 326–328.
19. Коряковский А. С., Марченко В. М., Прохоров А. М. // Краткие сообщения по физике. 1987. N 4. С. 24–26.
20. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1988. Т. 52. N 2. С. 377–382.
21. Сухоруков А. П., Шамеева Т. Ю. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. N 2. С. 355–360.
22. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 6. С. 44–49.
23. Трофимов В. А. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1990. Т. 33. N 8. С. 987–989.
24. Сухоруков А. П., Тимофеев В. А., Трофимов В. А. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1984. Т. 48. N 7. С. 1400–1408.
25. Васильев Ф. П. и др. // VIII Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР. 1986. Ч. 3. С. 102–107.
26. Сухоруков А. П., Тимофеев В. А., Трофимов В. А. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1984. Т. 27. N 12. С. 1514–1524.
27. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Методы математического моделирования, автоматизация обработки наблюдений и их применения. М.: Изд-во Московского ун-та. 1986. С. 105–120.
28. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. С. 246.
29. Беспалов В. И., Пасманик Г. А. // Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. М.: Наука, 1986. С. 134.
30. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1987. Т. 51. N 2. С. 340–346.
31. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // ОВФ лазерного излучения в нелинейных средах. Минск: ИФ АН БССР. 1987. С. 100–105.
32. Сухоруков А. П., Титов В. Н., Трофимов В. А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 10. С. 1099–1106.
33. Сухоруков А. П., Титов В. Н., Трофимов В. А. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1990. Т. 54. N 6. С. 1099–1103.
34. Трофимов В. А. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 1. С. 68–79.
35. Трофимов В. А. // Адаптивная оптика. Казань: Изд-во КАИ. 1990.
36. Трофимов В. А. // Лазерные пучки. Хабаровск: Изд-во Хабаровского политехн. ин-та. 1988. С. 8–13.
37. Трофимов В. А. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 12. С. 1265–1272.
38. Сухоруков А. П., Трофимов В. А., Шамеева Т. Ю. // Адаптивная оптика. Казань: Изд-во КАИ. 1987. С. 10–20.
39. Сухоруков А. П., Трофимов В. А., Шамеева Т. Ю. // Лазерные пучки. Хабаровск. Изд-во Хабаровского политехн. ин-та. 1985. С. 30–36.
40. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1984. Т. 27. N 10. С. 1292–1298.
41. Киракосянц В. Е. и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. N 12. С. 2485–2486.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
6 октября 1992 г.

V. A. Trofimov. Some Aspect of Compensation for Nonlinear Distortions of Optical Radiation. Formation of a Light Beam Wave Front.

The problem of formation of a wave front of a light beam with the deformable or segmented mirrors is considered. A detailed analysis of the influence of the beam intensity profile as well as of the ratio of an actuator range to a beam radius on the quality of the beam focusing is given. Some feasible approaches to modelling the focusing procedure when using a segmented mirror are discussed. Certain difference between the results obtained using a present field approach and those obtained using numerical simulations on inversion of the wave front in the case of four waves interaction under conditions of strong energy exchange between the waves and their self-action is pointed out.