

УДК 621.378.325

ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И МЕТОДЫ ЕГО КОМПЕНСАЦИИ

*C. A. Ахманов, M. A. Воронцов, B. P. Кандидов, A. P. Сухоруков,
C. C. Чесноков*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение

1. Теория подобия в задачах дифракции световых пучков при тепловом самовоздействии
 - 1.1. Принципы подобия в задачах теплового самовоздействия
 - 1.2. Выбор параметров пучка при дефокусировке в неподвижной среде
 - 1.3. Апертурная оптимизация пучка при распространении в движущейся среде
2. Методы программного управления фазой пучков
 - 2.1. Фокусировка излучения в неподвижной среде
 - 2.2. Фазовая коррекция сканируемых пучков
 - 2.3. Коррекция сфокусированных пучков на длинных трассах
 - 2.4. Динамическое управление фазовым фронтом импульсного излучения
3. Адаптивные системы компенсации нелинейных искажений
 - 3.1. Тепловое самовоздействие на атмосферных трассах
 - 3.2. Алгоритм сопряжения фазы при тепловом самовоздействии
 - 3.3. Устойчивость фазосопряженных систем КОАТ. Способы улучшения сходимости
 - 3.4. Принцип апертурного зондирования
 - 3.5. Системы апертурного зондирования при тепловом самовоздействии
4. Оптимизация алгоритмов управления фазовым фронтом световых пучков
 - 4.1. Градиентный метод оптимизации управления
 - 4.2. Численное моделирование систем оптимальной коррекции
 - 4.3. Субоптимальное управление фазой пучков

Заключение

ВВЕДЕНИЕ

Среди нелинейных оптических явлений, которые возникают при распространении световых пучков в материальных средах, особое место занимают эффекты теплового самовоздействия, имеющие наиболее низкий энергетический порог. Нагрев среды, связанный с диссипацией энергии световой волны, приводит к изменению показателя преломления

$$n = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} T,$$

где отклонение температуры T от равновесной описывается уравнением теплообмена. Вследствие этого в световом пучке появляются возмущения фазового фронта, зависящие от распределения интенсивности излучения и процесса теплопередачи в среде. В результате пучок может фокусироваться, если $\partial n / \partial T > 0$, дефокусироваться, если $\partial n / \partial T < 0$, отклоняться от прямолинейного распространения и т. п. (рис. 1). Даже при относительно малом поглощении среды тепловое самовоздействие оказывает значительное, а часто и определяющее влияние на распространение лазерных пучков в газах, жидкостях и твердых телах.*

1. Изучение тепловых самовоздействий было начато еще в 1965—68 гг. (см. [1—6]). В работах, относящихся к этому времени, были исследованы основные качественные особенности тепловой саморефракции излучения лазеров непрерывного действия в однородной покоящейся среде. В последующие годы исследования тепловых самовоздействий развивались в различных направлениях, определяемых научными и практическими задачами. Так оказалось, что эффекты теплового самовоздействия в твердых телах могут быть положены в основу методов измерения малых оптических поглощений [7]. Наиболее интересной и важной областью является изучение этих эффектов в газах и жидкостях. Как показывают оценки и модельные эксперименты [8, 9], тепловое самовоздействие может играть существенную роль при распространении интенсивных световых пучков в естественных средах.

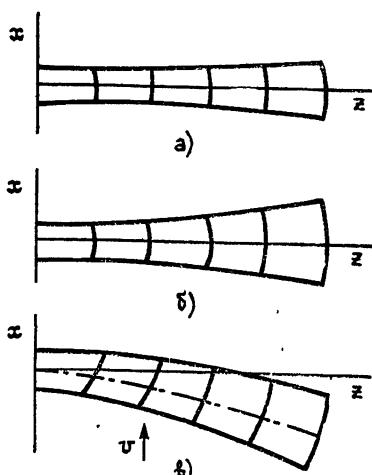


Рис. 1. Качественная картина искажений фазового фронта коллимированного гауссова пучка при тепловом самовоздействии:

а) линейная дифракция, б) неподвижная среда ($\partial n / \partial T < 0$), в) движущаяся среда.

В атмосфере это явление проявляется в тесной связи с рядом эффектов, влияющих на прохождение излучения. Так вследствие случайного изменения направления и силы ветра нелинейные искажения пучка становятся нерегулярными. Флуктуации показателя преломления, связанные с турбулентностью атмосферы, вызывают блуждание пучка, размытие его профиля и порождают случайное возмущение температурного поля, наводимого излучением. При распространении пучков в облаках и туманах происходит значительное тепловыделение от нагретых частиц и капель, что оказывает существенное влияние на формирование зоны просветления. Наконец, в процессе релаксации поглощенной энергии в поступательное движение молекул газа возможно кинетическое охлаждение в канале пучка и, следовательно, изменение характера теплового самовоздействия.

Тепловое самовоздействие приводит к перераспределению энергии излучения, в результате уменьшается плотность мощности, появляется расходимость пучка и отклонение его от прямолинейного распространения. Это снижает эффективность современных лазерных систем, ограничивает уровень передаваемой оптической мощности в естественных условиях. В связи с этим важное значение приобретает проблема подавления нежелательных эффектов теплового самовоздействия. Один из возможных подходов к этой проблеме состоит в разумном выборе ряда пространственных и временных параметров излучения. Так, для импульсного режима тепловая дефокусировка уменьшается при сокращении длительности посылки и увеличении времени паузы. Однако возможности этого способа ограничены возникновением пробоя при повышении плотности мощности. Тепловая дефокусировка снижается также при увеличении поперечных размеров передающей апертуры.

Более перспективным направлением является управление амплитудно-фазовым профилем светового пучка. В случае амплитудной компенсации задается такое распределение интенсивности, при котором

пучок индуцирует тепловую линзу, фокусирующую излучение в некоторой области поперечного сечения. Для неподвижной среды с $\partial n/\partial T < 0$ этого можно достичь с помощью пучка кольцевого профиля [10]. При фазовой компенсации задается такой начальный волновой фронт пучка, при котором уменьшается проявление тепловой рефракции. Управление волновым фронтом является более простым в практическом осуществлении, чем управление амплитудным распределением, и не связано с потерей мощности излучения. В настоящее время разработан ряд систем для формирования фазового профиля светового пучка [11].

2. Теоретическое исследование тепловых самовоздействий сводится к решению уравнения квазиоптики совместно с материальным уравнением

$$2ik \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \right) = \Delta_{\perp} E + \frac{2k^2}{n_0} (n(\rho, T, q) - n_0 + \tilde{n}) E - i\alpha(q) E; \quad (1)$$

$$L(\rho, T, q) = \frac{\alpha c n_0}{8\pi} E E^*. \quad (2)$$

Здесь E — комплексная амплитуда электрического поля световой волны, распространяющейся по оси z , k — волновое число, \tilde{n} — флуктуации показателя преломления, связанные с неоднородностью среды, ρ — плотность, $\alpha(q)$ — коэффициент поглощения, который в случае замутненных сред зависит от концентрации частиц q . Вид дифференциального оператора L в материальном уравнении (2) определяется доминирующими процессами в обмене энергии и переносе аэрозольных частиц. В большинстве практически интересных ситуаций сформулированная задача весьма сложна, так как изменение характеристик среды T, ρ, q является существенно нелокальным и нестационарным процессом, который зависит от пространственно-временного распределения интенсивности излучения и флуктуаций среды \tilde{n} .

Поэтому с 1970—72 гг. все большее развитие получают методы численного решения задач теплового самовоздействия. К этому времени на основе разностных схем были выполнены расчеты по самофокусировке пучков в среде с кубической нелинейностью [12, 13]. Дальнейшее развитие этих схем для ряда задач нелинейной оптики проведено в [14]. Разностные методы успешно использовались для исследования теплового самовоздействия в естественных средах [15], а также пучков различного профиля [16, 17]. В связи с большим объемом вычислений при анализе многих практических задач важное значение приобретает повышение эффективности численных алгоритмов. Здесь представляет интерес применение метода конечных элементов как способа получения консервативных разностных схем высокой точности для задач нелинейной оптики [18, 19]. В последние годы все большее распространение получает спектральный подход, в котором использование алгоритма быстрого преобразования Фурье позволяет значительно сократить вычислительные затраты [20].

3. Успехи современной техники управления параметрами световых пучков, развитие эффективных алгоритмов численного исследования в нелинейной оптике явились реальной основой для постановки и решения нового класса задач — задач о компенсации эффектов теплового самовоздействия. Задачи компенсации обычно формулируются в смысле оптимизации того или иного критерия, соответствующего конкретным требованиям — повышению концентрации поля на объекте, уменьшению

расходимости, отклонения от прямолинейного направления распространения. Подавление теплового самовоздействия является частью общей проблемы современной лазерной физики об оптимальном управлении световыми пучками в нелинейных средах.

Хотя первые работы по компенсации эффектов теплового самовоздействия относятся к середине 70-х годов, в настоящее время наметился ряд новых направлений. Прежде всего, это подход, основанный на принципах теории подобия. Представление решений нелинейных уравнений квазиоптики в так называемой критериальной форме позволяет решать задачи оптимизации ряда параметров пучка. Весьма наглядным представляется развивающийся теоретически и экспериментально метод компенсации теплового самовоздействия путем программного управления фазой пучка на основе априорной информации о фазовых искажениях в среде. Для естественных сред разрабатываются адаптивные системы компенсации, отслеживающие перегулярные изменения условий распространения в реальном масштабе времени. Наконец, важное значение имеют вопросы оптимизации различных алгоритмов управления на основе критериев качества, определяемых конкретной задачей.

1. ТЕОРИЯ ПОДОБИЯ В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ТЕПЛОВОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ

Теория подобия как метод исследования нашла широкое применение в современной науке и технике. Методы теории подобия позволяют получать аналитические решения различных задач, проводить обработку экспериментальных данных и т. д. Они оказываются полезными при моделировании различных физических процессов и явлений. В последние годы теория подобия приобретает важную роль при решении оптических задач. Например, в [9] обсуждается применение принципов подобия для лабораторных экспериментов, моделирующих самовоздействие световых пучков на реальных трассах. В настоящее время получает развитие также другой аспект теории подобия. Представление решений квазиоптических уравнений в так называемой критериальной форме [21] позволяет рассматривать некоторые задачи оптимизации параметров световых пучков для передачи максимальной энергии.

Теория подобия наиболее эффективна при простейшей оптимизации пучков по небольшому числу параметров. Можно, например, варьировать на входе в среду поперечный радиус пучка, угол наклона и кривизну фазового фронта при неизменной форме амплитудного профиля и т. п. В качестве критериев оптимизации обычно выбирают пиковую интенсивность на объекте либо мощность излучения, попадающую в пределы диафрагмы заданного размера, либо радиус фокального пятна. Тогда оптимизация на основе принципов подобия сводится к подбору таких значений варьируемых параметров пучка, при которых достигается экстремум выбранного критерия. Меняя форму начального амплитудного профиля пучка, т. е. используя амплитудную коррекцию, можно добиться дополнительного повышения эффективности такой простейшей оптимизации.

Схему применения теории подобия на практике можно кратко сформулировать следующим образом. Система уравнений квазиоптики и материальных уравнений приводится к безразмерному виду так, чтобы число независимых безразмерных параметров — π -величин — было минимальным. Очевидно, что два процесса распространения пучков в нелинейной среде будут подобными, если для них подобны начальные распределения амплитуд и совпадают соответствующие π -величины. Это дает возможность использовать результаты численного решения

квазиоптических уравнений вдоль всей трассы, а не только в конечной точке, что намного ускоряет поиск оптимальных параметров пучка.

Оптимизация на основе подобия световых пучков в нелинейных средах проведена в работах [21–24]. В [21–23] рассмотрены задачи само-воздействия и генерации гармоник в средах с локальной нелинейностью, в [23, 24] — задачи теплового самовоздействия. Во всех этих работах оптимизировались пучки с плоским фазовым фронтом, у которых варьировались начальный радиус и форма амплитудного профиля.

1.1. Принципы подобия в задачах теплового самовоздействия

В случае стационарной тепловой дефокусировки в слабопоглощающей среде система уравнений (1), (2) принимает вид

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + \frac{2k^2}{n_0} \frac{\partial n}{\partial T} TE; \quad (1.1)$$

$$L(T) = \frac{\alpha cn_0}{8\pi} EE*. \quad (1.2)$$

Уравнения (1.1), (1.2) решаются совместно с «начальным» условием на входе в среду ($z = 0$)

$$E(x, y, 0) = E_0 F(x, y) \quad (1.3)$$

и граничными условиями в любом сечении $z = \text{const}$:

$$E|_{x, y \rightarrow \pm \infty} \rightarrow 0. \quad (1.4)$$

В системе (1.1)–(1.4) естественным является переход к следующим безразмерным координатам:

$$x' = x/a_0, \quad y' = y/a_0, \quad z' = z/z_d, \quad (1.5)$$

где a_0 — радиус передающей апертуры, $z_d = ka_0^2$ — дифракционная длина. Эти переменные являются пространственными критериями подобия (π -величинами). Интенсивность волны I и мощность пучка P_0 связаны с амплитудой поля E соотношениями

$$I(x', y', z') = \frac{cn_0}{8\pi} |E(x', y', z')|^2, \quad I_0 = \frac{cn_0}{8\pi} E_0^2, \\ P_0 = \frac{cn_0}{8\pi} E_0^2 a_0^2 q, \quad (1.6)$$

где

$$q = \iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x', y')|^2 dx' dy'.$$

Проводя в (1.1), (1.2) нормировку (1.5) и вводя безразмерные амплитуду $E' = E/E_0 = E \sqrt{\frac{8\pi}{cn_0} I_0}$ и температуру $T' = T/T_0$, преобразуем эту систему к виду

$$2i \frac{\partial E'}{\partial z'} = \Delta'_{\perp} E' + RT'E'; \quad (1.7)$$

$$L'(T') = E' E'^*, \quad (1.8)$$

где R — параметр нелинейности (π -величина). Конкретный вид параметра R и масштаба температуры T_0 определяется рассматриваемым механизмом теплопереноса (видом материального уравнения (1.2)).

1.2. Выбор параметров пучка при дефокусировке в неподвижной среде

Применение принципов подобия при стационарной тепловой дефокусировке в неподвижной среде [4] рассмотрено в [23]. В данных условиях материальное уравнение (1.8) принимает вид

$$-\Delta'_\perp T' = E'E'^*, \quad \Delta'_\perp = \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial}{\partial r'} \right), \quad r'^2 = x'^2 + y'^2, \quad (1.9)$$

масштаб температуры T_0 и параметр нелинейности R равны

$$T_0 = \frac{\rho C_p \chi q}{\alpha P_0}, \quad R = R_T = \frac{2k^2 a_0^2 \alpha P_0 (\partial n / \partial T)}{n_0 \rho C_p \chi q}. \quad (1.10)$$

Здесь χ — коэффициент температуропроводности, ρC_p — теплоемкость единицы объема среды.

Для задач оптимизации на основе принципов подобия представляют интерес следующие зависимости.

а) Зависимость интенсивности $I(r, z)$ и мощности

$$P_a(z) = \frac{cn_0}{8\pi} \int_0^a |E(r, z)|^2 r dr, \quad (1.11)$$

попадающей на объект радиуса a , от переменных z , a при фиксированной полной мощности пучка P_0 и апертуре излучателя a_0 . В этом случае критериями подобия (π -величинами) задачи будут z' , r' , R_T .

б) Зависимость интенсивности $I(r, z)$ и мощности $P_a(z)$ от апертуры излучателя a_0 и полной мощности пучка P_0 в фиксированном сечении $z = \text{const}$. Соответствующие π -величины суть z' , $\bar{r} = \frac{r'}{\sqrt{z'}}$, $\frac{P_0}{P_T} =$

$= z' |R_T|$, где $P_T = \frac{qn_0 \chi \rho C_p}{2kz \alpha |\partial n / \partial T|}$ — характерная мощность теплового самовоздействия.

Для построения двухпараметрической зависимости интенсивности на оси $I(0, z)$ и мощности $P_a(z)$ от полной мощности пучка P_0 и радиуса передающей апертуры a_0 в [23] использовался лучевой метод. При заданном начальном профиле пучка (1.3) система (1.7), (1.9) решалась для ряда значений параметра $R = R_T$. На плоскости переменных $P_0/P_T = z' |R_T|$ и z' строились лучи с углами наклона, равными $|R_T|$, на которых откладывались точки с наперед заданными значениями интенсивности. Путем соединения этих точек плавными кривыми на плоскости P_0/P_T , z' получались искомые линии уровней интенсивности. Для построения по такой же схеме линий уровней мощности P_a при каждом z' предварительно вычислялся интеграл с переменным верхним пределом

$$\tilde{P} = \frac{P_a}{P_T} = \frac{z' |R_T|}{q} \int_0^{a' \sqrt{z'}} |E'|^2 r' dr', \quad (1.12)$$

где $a' = a/a_0$ — нормированный радиус объекта. (Верхний предел в (1.12) определяется критерием подобия $a' = \bar{r} = r'/\sqrt{z'}$.)

В работе [23] описанный подход применен к оптимизации параметров пучков с двумя типами начальных профилей: гауссовым

$$F(r') = \exp(-r'^2/2) \quad (1.13)$$

и кольцевым

$$F(r') = r' \exp(-r'^2/2), \quad (1.14)$$

имеющими одинаковую полную энергию. Применение коллимированных кольцевых пучков в некотором смысле является эквивалентным фокусировке пучков с монотонным распределением интенсивности по радиусу [10]. Дифракционные эффекты в ближней зоне вызывают значительный рост интенсивности на оси кольцевого пучка, что может оказаться полезным для эффективной передачи энергии в дефокусирующих средах.

На рис. 2 представлены линии уровней функции $\tilde{P} = P_a/P_T$ на плоскости $P_0/P_T, z'$. Для получения зависимости \tilde{P} от a_0 при фиксированных мощности P_0 и расстоянии z достаточно взять горизонтальные сечения графика 2. Вертикальные сечения дают зависимость \tilde{P} от P_0 при фиксированных a_0 и z . Соответствующие кривые, полученные из рис. 2, приведены на рис. 3а, б. Зависимости интенсивности на оси $I(0, z)$ от переменных a_0 и P_0 строятся аналогично.

Графики на рис. 3 позволяют оптимизировать радиус апертуры и мощность излучателя для достижения максимума мощности на объективе. Оптимальные значения a (параметр z'_{opt}) и соответствующие значения принимаемой мощности P_a/P_T как функции полной мощности

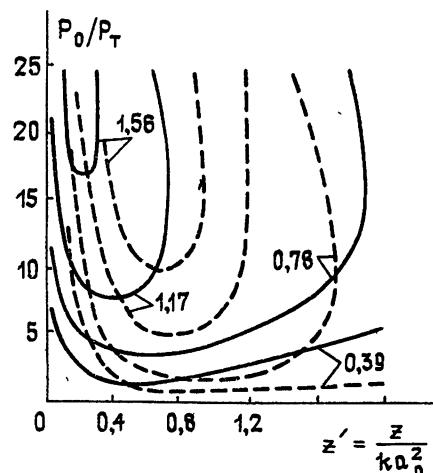


Рис. 2. Линии уровней мощности P_a/P_T , попадающей в приемную апертуру $a'/\sqrt{z'} = 2$, в переменных $P_0/P_T, z' = z/(ka_0^2)$ при фиксированном расстоянии z .

Сплошные линии — гауссов пучок, штриховые — кольцевой пучок.

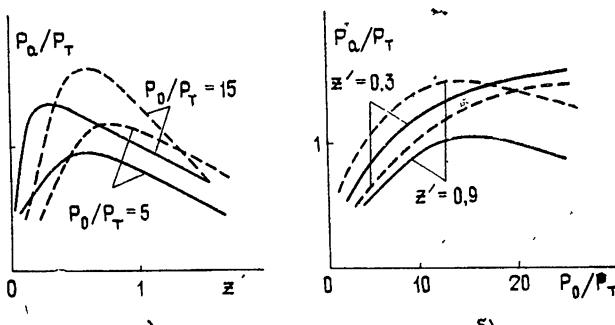


Рис. 3. а) Зависимость принимаемой мощности P_a/P_T от z' при фиксированной мощности пучка P_0/P_T и расстоянии z ;
б) зависимость P_a/P_T от P_0/P_T при фиксированных z и апертуре излучателя a_0 .

Сплошные линии — гауссов пучок, штриховые — кольцевой пучок.

пучка представлены на рис. 4а, б. Видно, что кольцевой пучок действительно позволяет передавать на объект большую часть энергии по сравнению с гауссовым пучком при той же полной мощности.

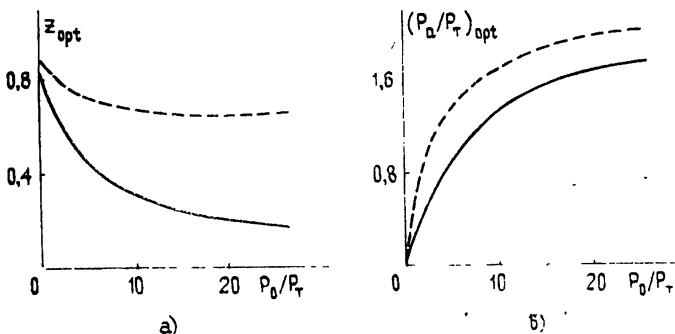


Рис. 4. а) Оптимальные значения апертуры излучателя $a_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{z'}{kz'_{\text{opt}}}}$

при фиксированном z ;

б) соответствующие значения принимаемой мощности.
Сплошные линии — гауссов пучок, штриховые — кольцевой пучок.

1.3. Апертурная оптимизация пучка при распространении в движущейся среде

Оптимизация размеров передающей апертуры для случая распространения пучков в движущейся среде проведена в [24]. При достаточно больших скоростях среды, $v \gg \frac{4\chi}{a_0}$, поле температуры в канале пучка определяется вынужденной конвекцией, а влияние теплопроводности можно не учитывать. Если скорость среды совпадает по направлению с осью Ox , то материальное уравнение принимает вид

$$\frac{\partial T'}{\partial x'} = E'E'^*; \quad (1.15)$$

$$T_0 = \frac{\rho C_p v q a_0}{\alpha P_0}, \quad R = R_v = \frac{2k^2 a_0 \alpha P_0 (\partial n / \partial T)}{\rho C_p v n_0 q}, \quad (1.16)$$

$$P_T = \frac{q n_0 \rho C_p v}{2k^2 a_0 \alpha |\partial n / \partial T|}.$$

При распространении в движущейся среде кольцевого пучка его интенсивность на первоначальной оси меняется в зависимости от z' немонотонно. Сначала она нарастает быстрее, чем в линейной среде, затем в некоторой точке z'_{max} достигает максимального значения и быстро спадает. Используя принципы подобия, можно определить оптимальный

радиус передающей апертуры $a_{\text{opt}} = a_0 \sqrt{\frac{z_0}{z_{\text{max}}}}$, при котором максимум

интенсивности на оси попадает в точку наблюдения z_0 . Зависимость интенсивности на оси $I(0, 0, z_0)$ от входной мощности при оптимальной апертуре a_{opt} представлена на рис. 5. Для сравнения там же приведены соответствующие зависимости для гауссовых пучков. В [24] отмечается, что применение кольцевых пучков в сочетании с апертурной оптимиза-

цией позволяет повысить интенсивность на первоначальной оси на 30—70%.

В перечисленных выше работах рассматривались коллимированные пучки. На наш взгляд, представляет интерес применение теории подобия для оптимального выбора кривизны волнового фронта сфокусированных пучков, а также оптимизация угла наклона пучка как целого для упреждения ветрового смещения. При более сложном управлении в фазу пучка естественно внести aberrационные члены различных порядков, а амплитудный профиль представить в виде набора поперечных мод открытого резонатора. Процесс управления в этом случае будет осуществляться в многомерном пространстве параметров пучка, причем на характер изменения параметров могут быть наложены различного рода ограничения.

Оптимизация пучков на основе принципов подобия является, по существу, «нулевым приближением» в задаче подавления теплового самовоздействия. В каждом конкретном случае она позволяет сделать априорный выбор основных параметров пучка: размеров передающей апертуры, мощности излучателя и т. п. Дальнейшее улучшение условий передачи энергии может быть достигнуто путем управления фазой пучка как непрерывной функцией поперечных координат. Ниже рассматриваются различные аспекты такого управления.

2. МЕТОДЫ ПРОГРАММНОГО УПРАВЛЕНИЯ ФАЗОЙ ПУЧКОВ

При распространении в слабопоглощающих средах полная мощность в сечении пучка практически не меняется. Тепловое расплывание, приводящее к ослаблению пиковой интенсивности на объекте, вызвано дефокусирующим действием распределенной в пространстве тепловой линзы, наведенной пучком. Естественно ожидать, что задание специально подобранным фазовым фронтом пучка на входе в среду позволит хотя бы частично скомпенсировать нелинейные искажения и повысить пиковую интенсивность. Поскольку фазовая коррекция осуществляется тонкой линзой или зеркалом только в одной точке трассы (при $z=0$), она будет наиболее эффективной в том случае, когда дифракционный и нелинейный набеги фазы пучка можно считать аддитивными, т. е. когда справедливо приближение тонкой тепловой линзы. Последнее условие реализуется при малых нелинейностях, а также в режиме сканирования пучков.

В настоящее время разработан ряд методов программного управления фазой пучков, основанных на априорном знании параметров среды вдоль трассы. Интегральное изменение фазы δU , вызванное нелинейными искажениями на трассе, связано с изменением показателя преломления среды δn в поле волны соотношением

$$\delta U(x, y, z, t) = k \int_0^z \delta n(x, y, \zeta, t) d\zeta. \quad (2.1)$$

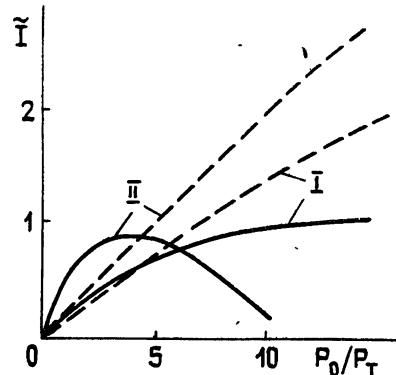


Рис. 5. Зависимость нормализованной интенсивности $\tilde{I} = I(0, 0, z_0) / a_0^2 / P_T$ от входной мощности пучка P_0 / P_T для оптимального радиуса передающей апертуры.

Сплошные линии — гауссов пучок, штриховые — кольцевой пучок;
I — относительная скорость среды постоянна, II — режим сканирования.

Основная идея программных методов коррекции заключается в добавлении интегрального набега фазы δU , взятого с обратным знаком, к начальной фазе пучка U_0 . Распределение комплексной амплитуды на входе в среду при этом будет*

$$E(x, y, 0, t) = F(x, y, t) = F_0(x, y, t) \exp[i(U_0 - \delta U)]. \quad (2.2)$$

Известные способы приближенного вычисления теплового фазового набега строятся на основе тех или иных физических соображений.

2.1. Фокусировка излучения в неподвижной среде

В квазинепрерывном режиме излучения при распространении пучков в неподвижной среде стационарное тепловое поле определяется теплопроводностью; материальное уравнение имеет вид (1.9). В рассматриваемых условиях добавление $(-\delta U)$ к начальному фазовому профилю может оказаться эквивалентным простому изменению радиуса кривизны фокусирующей линзы. На рис. 6 представлены результаты лабораторного эксперимента по исследованию влияния фокусировки на тепловое искажение осесимметричных пучков в кювете с жидким сероуглеродом, взятые из обзора [9]. При малых мощностях ($P \leq 2 \text{ Вт}$), т. е. при малой нелинейности, достаточно эффективной является фокусировка пучка на объект; при больших мощностях ($P > 2 \text{ Вт}$) выгоднее применять коллимированные пучки. При каждом значении нелинейного параметра R_t (1.10) можно подобрать радиус кривизны фазового фронта, обеспечивающий наибольшую концентрацию поля на объекте. Важно отметить, что для эффективной фокусировки в нелинейной среде дифракционную перетяжку во всех случаях следует располагать позади объекта.

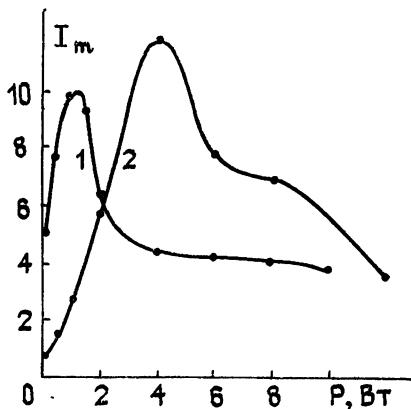


Рис. 6. Экспериментально полученные значения пиковой интенсивности на объекте для сфокусированного (1) и коллимированного (2) пучков в зависимости от входной мощности.

2.2. Фазовая коррекция сканируемых пучков

При распространении квазинепрерывного излучения в движущейся среде преобладающее влияние на формирование температурного канала оказывает вынужденный теплоперенос в поперечном направлении. Материальное уравнение (2) принимает вид (1.15). В этом случае распределение интенсивности в поперечном сечении пучка теряет осевую симметрию и обычная фокусировка зачастую оказывается малоэффективной.

В режиме сканирования вынос тепла из канала пучка при удалении от источника возрастает. Поэтому дефокусирующая тепловая линза сосредоточена вблизи источника. Для вычисления нелинейного фазового набега δU в первом приближении можно предположить, что при распространении пучок сохраняет начальный амплитудный профиль $E(x, y, 0) = F_0(x, y)$. Тогда

* Здесь и далее штрихи у безразмерных переменных опущены.

$$\delta U(x, y, z_0) = -\gamma \frac{R_V}{2} \int_0^{z_0} \frac{d\zeta}{f(\zeta)} \int_{-\infty}^x |F_0(\xi, y)|^2 d\xi, \quad (2.3)$$

где γ — некоторый коэффициент, изменяя который можно оптимизировать коррекцию, R_V — параметр нелинейности, вычисленный по формуле (1.16), $f(\zeta) = 1 + \Omega \zeta$, $\Omega = \omega z_d/v_0$, ω — угловая скорость сканирования, v_0 — скорость среды у источника.

Теоретический анализ фазовой коррекции на основе приближения (2.3) проведен в [25]. Численный эксперимент по коррекции тепловых искажений сканируемых пучков проводился на короткой трассе $z_0 = 0.055$. В качестве иллюстрации на рис. 7 изображен корректирующий фазовый фронт, рассчитанный для гауссова пучка, усеченного по интенсивности на уровне $1/e^2$. Видно, что данный фазовый фронт вызывает отклонение пучка как целого для упреждения ветрового смещения и фокусировку пучка в плоскости, перпендикулярной направлению ветра. Рис. 8 показывает распределение интенсивности в плоскости наблюдения для сфокусированного (а) и скорректированного (б) пучков. В рассмотренном примере применение коррекций повышает пиковую интенсивность в четыре раза. Проведенная в [25] оптимизация коррекции по параметру γ показала, что для трех типов начальных условий: усеченного гауссова пучка, круглого пучка с равномерным распределением интенсивности и круглого пучка с затененной центральной частью значение γ , дающее наибольший выигрыш по интенсивности, равно 1,5. На рис. 9 изображена зависимость нормализованной пиковой интенсивности от параметра нелинейности R_V . Видно, что одновременно с повышением интенсивности на объекте коррекция обеспечивает также увеличение критической нелинейности $R_{V \text{ crit}}$, при которой кривые на рис. 9 достигают максимума.

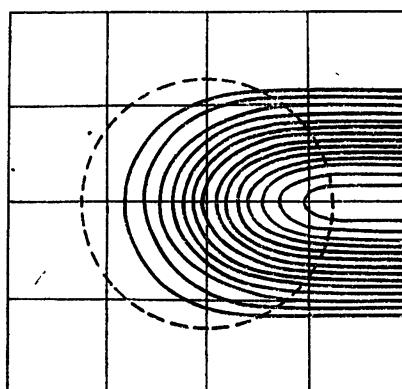


Рис. 7. Линии равных фаз для корректирующего фронта, рассчитанного при следующих условиях: гауссов пучок, усеченный по интенсивности на уровне $1/e^2$, $z_0 = 0,055$, $\alpha z_0 = 0,4$, $\Omega = 146,4$, $R_V = -623,3$. Сдвиг фаз между соседними линиями — 1 rad.

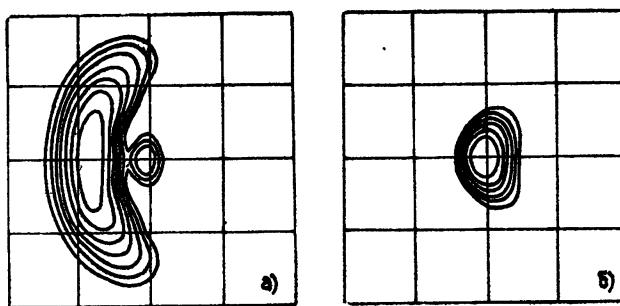


Рис. 8. Линии равной интенсивности в фокальной плоскости. Условия распространения соответствуют данным на рис. 7; а) сфокусированный пучок, б) скорректированный пучок. Различие интенсивности на соседних линиях — 2 dB.

В работе [25] применено разложение корректирующего фазового фронта по полиномам Цернике $R_n^m(r)$, т. е.

$$\delta U = \frac{R_v}{2\Omega} \ln(1 + \Omega) \sum_{n, m}^{n+m < 6} A_{nm} R_n^m(r) \cos m \vartheta, \quad (2.4)$$

где $r^2 = x^2 + y^2$. Разложение (2.4) учитывает классические aberrации тонкой линзы третьего и пятого порядков. Ограничение пространственных частот фазового фронта практически не сказывается на распределении интенсивности на объекте и не снижает эффективности коррекции.

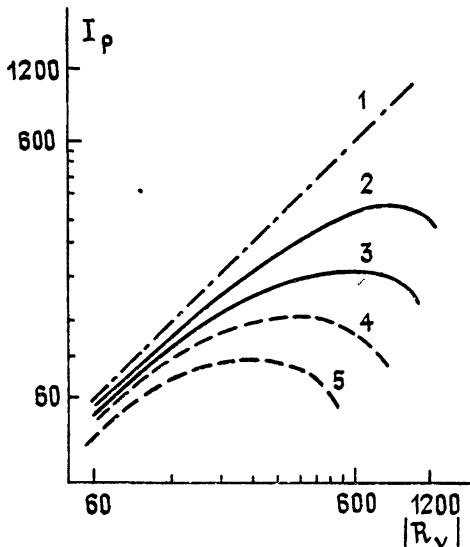


Рис. 9. Зависимость нормализованной пиковой интенсивности $I_p = |R_v| S_0 / S$ от параметра нелинейности $|R_v|$ (S_0 — площадь дифракционно ограниченного пятна, S — площадь фокального пятна в присутствии теплового расплывания);
1 — распространение в линейной среде; сплошные линии — с коррекцией; 2 — $\Omega = 146,4$, 3 — $\Omega = 73,2$; штриховые линии — без коррекции; 4 — $\Omega = 146,4$, 5 — $\Omega = 73,2$.

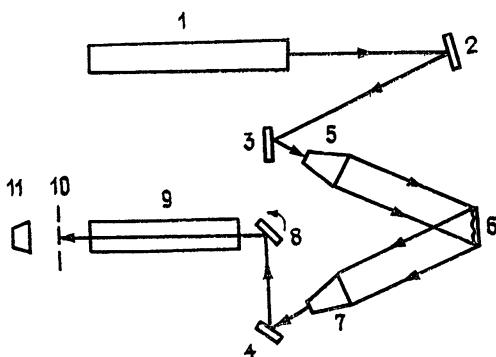


Рис. 10. Схема экспериментальной установки:
1 — аргоновый лазер, 2, 3, 4 — неподвижные зеркала, 5 — расширяющий телескоп, 6 — деформируемое зеркало, 7 — сужающее телескоп, 8 — вращающееся зеркало, 9 — кювета с газовой смесью $\text{NO}_2 + \text{CO}_2$, 10 — набор диафрагм, 11 — фотодиод.

Лабораторное моделирование фазовой коррекции по алгоритму [25] проведено в [26]. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 10. В установке использовался аргоновый лазер с длиной волны 5245 Å и мощностью 2 Вт. Корректирующее зеркало представляло собой пьезокристаллический диск диаметром 3,8 см, к которому подведены 57 электродов. При подаче на электроды напряжения ± 1500 В деформация зеркала достигала $\pm 0,5$ мк. В эксперименте [26] относительные напряжения на электродах были фиксированы. При этом обеспечивалась заданная форма фазового фронта (рис. 11), рассчитанная по формуле (2.4) с удержанием членов третьего порядка. Для обеспечения наилучшей коррекции амплитуда деформаций зеркала подбиралась в пределах 0—2λ. Сканирование пучка осуществлялось в полутораметровой кювете со смесью газов NO₂ и CO₂. В плоскости сканирования на выходе из кюветы располагался ряд 50-микронных диафрагм и фотодиод для регистрации излучения и измерения амплитудного профиля. Типичные профили интенсивности на выходе из кюветы для сфокусированного и скорректированного пучков показаны на рис. 12. В табл. 1 приведены экспериментальные и численные результаты, позволяющие судить об эффективности коррекции.

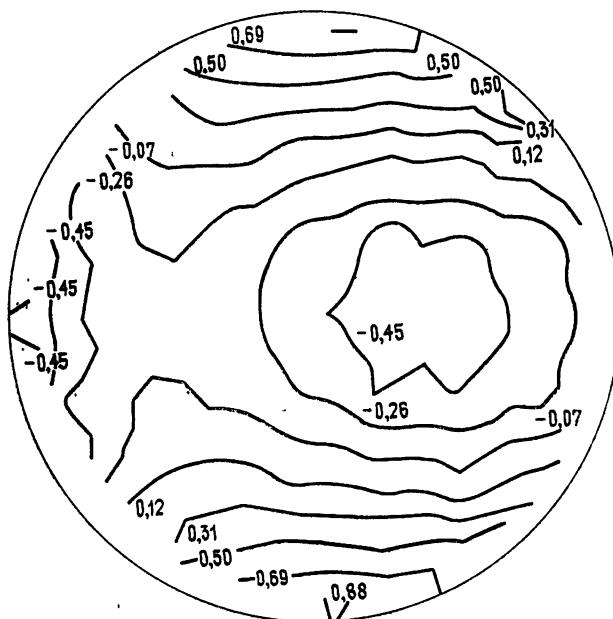


Рис. 11. Линии равных смещений деформируемого зеркала при коррекции в эксперименте [26]. Параметры задачи: $z_0 = 0,022$, $\alpha z_0 = 0,69$, $\Omega = 450$, $R_V = -2680$.
Смещения указаны в единицах длины волн.

Как уже отмечалось, коррекцию по алгоритму [25] можно оптимизировать, меняя коэффициент γ в (2.3). Такая оптимизация является возможной вследствие того, что фазовые фронты, вычисляемые по формуле (2.3), подобны друг другу при неизменном профиле пучка и любых параметрах среды. В общем случае формула (2.3) представима в виде

$$\delta U(x, y, t) = K(t) \varphi(x, y), \quad (2.5)$$

где $\varphi(x, y) = \int_{-\infty}^x |E(\xi, y, 0)|^2 d\xi$ — относительная форма корректирующего фронта, $K(t)$ — его амплитуда, которая в соответствии с (1.16), (2.3) зависит от мгновенной пиковой мощности источника $P_0(t)$, угловой скорости сканирования $\Omega(t)$, скорости ветра $v(t)$ и параметров среды. Представление (2.5) является основой построения однопараметрической адаптивной системы, т. е. системы с обратной связью, автоматически подбирающей оптимальное значение K в каждый момент времени. Такая система предложена в [27] для отслеживания изменений мощности источника и скорости движения среды. Экспериментальные исследования проводились на лабораторной установке [26] (рис. 10).

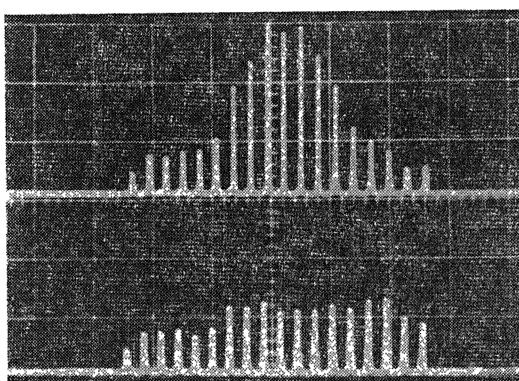


Рис. 12. Распределения интенсивности на выходе из кюветы в эксперименте [26].

Значения параметров те же, что и на рис. 11. Вверху — с коррекцией, внизу — без коррекции.

Таблица 1

Сравнение теоретических и экспериментальных данных:

$$z_0 = 0,022, \alpha z_0 = 0,69, \Omega = 450, R_V = -2680$$

Исходные данные	P_{crit} с коррекцией	$I(P_{\text{crit}})$ с коррекцией
	P_{crit} без коррекции	$I(P_{\text{crit}})$ без коррекции
Эксперимент	2,44	1,76
Расчет с фазовым фронтом, взятым из эксперимента	1,94	1,98
Расчет с теоретическим фазовым фронтом при $\gamma = 1,5$	2,68	2,73

Статические измерения подтвердили, что пиковая интенсивность в конце трассы проходит через острый максимум при изменении параметра K , т. е. амплитуды деформаций зеркала. Для получения электрического сигнала, управляющего этой амплитудой, смещение зеркала модулировалось с частотой 10 Гц и размахом 0,1 λ. Переменная составляющая напряжения с фотодиода, установленного на выходе из кюветы с раствором йода, поступала на синхронный детектор, усилитель и низкочастотный фильтр, где выделялся сигнал управления, пропорциональный параметру K . Сигнал управления изменял деформацию зеркала до тех пор, пока основная гармоника в цепи обратной связи не обращалась в нуль. Согласно рис. 13 это достигается при максимальном

значении пиковой интенсивности в точке наблюдения. В экспериментах [27] наблюдалось увеличение пиковой интенсивности в 3—5 раз при характерном времени переходного процесса 0,4—1 с. Тем самым была установлена возможность применения простейшей аддитивной системы для подавления теплового самовоздействия в движущейся среде.

2.3. Коррекция сфокусированных пучков на длинных трассах

Если скорость относительного движения среды постоянна вдоль трассы, тепловую линзу нельзя считать тонкой, так как на длинных трассах дифракционный и нелинейный набеги фазы не являются аддитивными. В этом случае при вычислении теплового фазового набега может оказаться целесообразным учет дифракционной расходности пучка. Фазовая коррекция, основанная на таком подходе, рассмотрена в [28, 29]. Согласно [28]

$$\delta U = -\gamma \frac{R_V}{2} \int_0^{z_0} \frac{d\zeta}{f(\zeta)} \int_{-\infty}^{\zeta} |E_d(\xi, y, \zeta)|^2 d\xi,$$

где E_d является решением линейной задачи

$$2i \frac{\partial E_d}{\partial z} = \Delta_{\perp} E_d, \quad E_d(x, y, 0) = F_0(x, y) \exp[iU_0(x, y)].$$

Численное исследование эффективности данного алгоритма проведено в [28] для коллимированных и сфокусированных пучков на длинных трассах ($z_0 = 0,5 \div 1$). На рис. 14

изображены зависимости интенсивности на первоначальной оси (а) и смещения энергетического центра (б) для сфокусированного пучка. Применение коррекции позволяет значительно уменьшить в плоскости наблюдения смещение энергетического центра, за счет чего интенсивность на оси возрастает примерно втрое. Качество компенсации можно улучшить, варьируя коэффициент γ , который в работе [28] не изменялся и был равен единице.

В [29] проведены численные исследования распространения пучков в нерегулярно движущейся стратифицированной среде. Там показано, что для вычисления δU можно использовать распределение температуры в регулярной среде. Коррекция по алгоритму [28] остается эффективной на длинных трассах ($z_0 \sim 0,5$), если дисперсия флуктуаций скорости $\langle \delta v^2 \rangle$ не превышает $(0,1 \div 0,2)v_0^2$. При этом интенсивность на первоначальной оси уменьшается по сравнению со случаем коррекции в регулярной среде не более чем на 30%.

Авторами обзора проведен дополнительный численный анализ алгоритмов априорной коррекции [25] и [28] при распространении пучков на длинных трассах в среде, движущейся с постоянной скоростью. Зависимость пиковой интенсивности на объекте I_m от параметра нелинейности

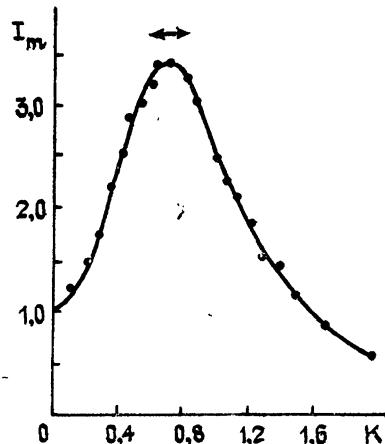


Рис. 13. Зависимость пиковой интенсивности в фокальной плоскости от амплитуды деформаций зеркала, приведенной в единицах длины волны. Стрелка наверху указывает размах модуляции.

со сравнению со случаем коррекции в регулярной среде не более чем на 30%.

$|R_V|$ дана на рис. 15. В случае коллимированного пучка коррекция по обоим алгоритмам дает практически совпадающие результаты (кривые 1 и 1'). Для пучка, сфокусированного в точку наблюдения, при коррекции по [28] характерно более медленное спадание I_m с ростом $|R_V|$ (кривая 2). Зависимости пиковой интенсивности при коррекции по [25] (кривая 2') и при простой фокусировке в точку наблюдения (кривая 4) в среднем близки друг другу. При $|R_V| > 10$ наибольшую концентрацию поля в конце трассы обеспечивает коррекция по [28], учитывая дифракционную расходимость пучка.

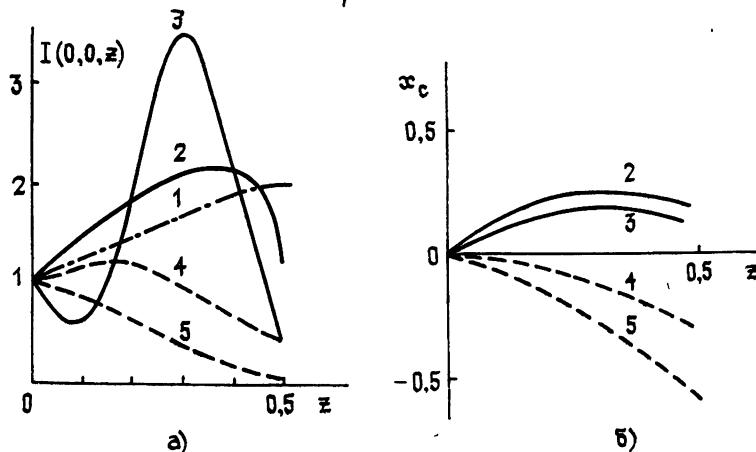


Рис. 14. Зависимости интенсивности на первоначальной оси (а) и смещения энергетического центра (б) от расстояния z для сфокусированного в плоскость наблюдения ($z_0 = 0,5$) пучка при $\gamma = 1$:
1 — распространение в линейной среде; сплошные линии — с коррекцией:
2 — $R_V = -8$, 3 — $R_V = -27$; штриховые линии — без коррекции: 4 — $R_V = -8$, 5 — $R_V = -27$.

Практический интерес представляет сравнение алгоритмов на основе интегрального критерия качества коррекции, называемого функционалом фокусировки

$$J = \iint_{-\infty}^{+\infty} \rho(x, y) |E|_{z=z_0}^2 dx dy. \quad (2.6)$$

Критерий (2.6) имеет смысл мощности световой волны, падающей в пределы выходной апертуры, которая описывается функцией $\rho(x, y)$. (В частном случае однородной апертуры, когда ρ равно единице в круге радиуса a и нулю вне его, критерий фокусировки (2.6) совпадает с величиной P_a , вычисляемой по формуле (1.11).) Соответствующие результаты для рассмотренного выше примера при ρ , тождественном начальному амплитудному профилю гауссова пучка, приведены на рис. 16. Сопоставление рис. 15 и 16 показывает, что характер зависимостей I_m и J от параметра нелинейности $|R_V|$ в целом один и тот же.

Дополнительные возможности повышения эффективности коррекции заключены в надлежащем подборе радиуса начальной фокусировки пучка R_f . Проводя сравнение результатов, полученных для разных R_f , удобно пользоваться критерием \tilde{J} , нормированным при каждом $|R_V|$ на величину J , соответствующую фокусировке в плоскость наблюдения. Нормированное значение критерия \tilde{J} (табл. 2) позволяет непосредствен-

но оценить выигрыш, который дает коррекция по сравнению с фокусировкой в нелинейной среде.

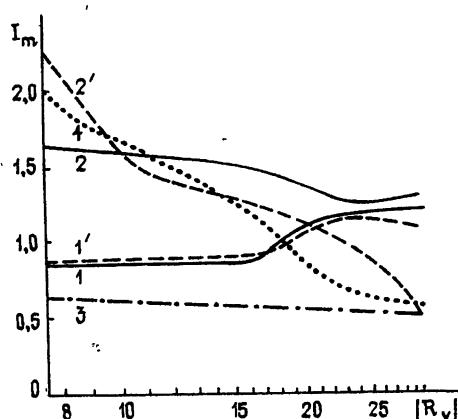


Рис. 15.

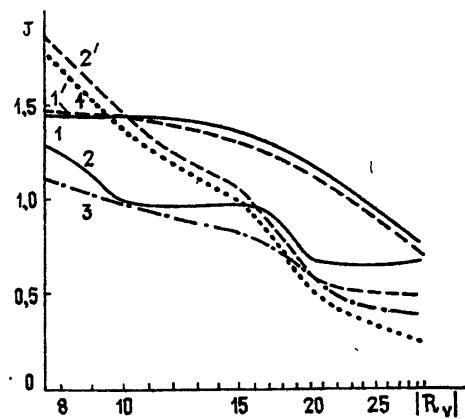


Рис. 16.

Рис. 15. Зависимость пиковой интенсивности на объекте ($z_0 = 0,5$) от параметра нелинейности R_V ; с коррекцией: сплошные линии — по [28], штриховые — по [25]; 1 и 1' — коллимированный пучок, 2 и 2' — сфокусированный в точку наблюдения пучок; без коррекции: 3 — коллимированный, 4 — сфокусированный пучок.

Рис. 16. Зависимость критерия качества коррекции (2.6) от параметра нелинейности R_V . Обозначения кривых те же, что и на рис. 15.

Таблица 2

Значения критерия \tilde{J} , нормированные при каждом $|R_V|$ на величины, соответствующие фокусировке в плоскость наблюдения $z_0 = 0,5$

Параметр нелинейности	$R_f = \infty$	$R_f = 1$		$R_f = 0,75$		$R_f = 0,5$		
	по [25] по [28]							
$R_V = -7,5$	0,82	0,81	1,07	0,97	1,10	0,91	1,04	0,72
$R_V = -10$	1,01	1,02	1,23	1,02	1,22	0,89	1,04	0,72
$R_V = -15$	1,34	1,36	1,43	1,10	1,37	0,93	1,07	0,98
$R_V = -20$	2,05	2,14	1,76	1,40	1,56	1,73	1,09	1,25
$R_V = -30$	2,61	2,75	2,36	2,96	2,28	2,50	1,89	2,46

Прослеживая зависимость \tilde{J} по каждой колонке таблицы, легко видеть, что при малых $|R_V|$ (~ 10) достаточно эффективна простая фокусировка (см. клетки таблицы, где $\tilde{J} < 1$). С ростом $|R_V|$ эффективность коррекции по обоим алгоритмам повышается. Попарное сравнение колонок при одном и том же R_f показывает, что в интервале $10 \leq |R_V| \leq 20$ выгоднее применять коррекцию по [25]. При $|R_V| > 20$ преимущества обеспечивает учет дифракционных эффектов. Зависимость критерия J от радиуса предварительной фокусировки R_f не является столь же однозначной. Можно лишь указать, что при больших нелинейностях ($|R_V| \geq 30$) предпочтительнее оказываются слабосфокусированные пучки.

2.4. Динамическое управление фазовым фронтом импульсного излучения

В режиме одиночных импульсов, длительность которых t_p порядка характерного времени теплопроводности $\tau_\chi = \frac{a_0^2}{4\chi}$, нелинейная рефракция происходит в нестационарном тепловом поле. Материальное уравнение в случае неподвижной среды имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \Delta_{\perp} T = |E|^2, \quad (2.7)$$

$$R = R_x = \frac{2k^2 a_0^2 \alpha (\partial n / \partial T)}{n_0 p C_p} t_p I_0.$$

Определяющее влияние на характер самовоздействия наряду с параметром нелинейности R_x оказывает параметр $\kappa = t_p / \tau_\chi$. При больших κ дефокусировка носит квазистационарный характер, при малых — существенно нестационарный.

Коррекция теплового самовоздействия одиночного импульса рассмотрена в [30, 31], где предложено обобщение алгоритма [28] на нестационарный случай.

Накопление выделившегося тепла в канале пучка приводит к тому, что задняя часть импульса испытывает более сильную тепловую дефокусировку. Поэтому в нестационарном случае естественно применять динамическую коррекцию, при которой корректирующий фазовый фронт меняется в процессе формирования импульса [30, 31] (рис. 17). Численное моделирование [30, 31] показывает, что относительная доля энергии, заключенная в трубке единичного радиуса, в результате коррекции на трассе $z_0 = 0,5$ повышается в 1,8 раза, на трассе $z_0 = 0,75$ — в 1,5 раза.

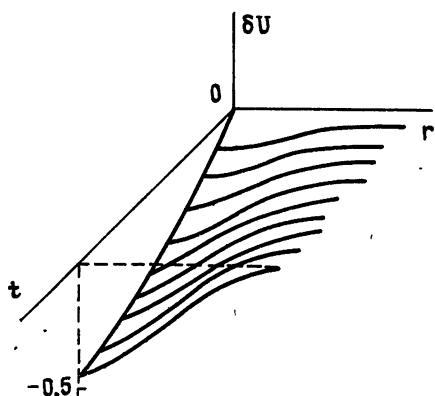


Рис. 17. Пространственно-временное распределение фазы при коррекции коллимированного пучка в режиме одиночного импульса. Параметры задачи: $z_0 = 0,5$, $\kappa = 0,2$, $R_x = -8$.

довательности импульсов обычно предполагается, что длительность импульса t_p много меньше времени пробега акустической волны попрек пучка τ_a , а пауза между импульсами такова, что давление успевает выравниваться. Таким образом, каждый импульс распространяется без самовоздействия в среде, нагретой предыдущими импульсами. Материальное уравнение имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vartheta f(z) \frac{\partial T}{\partial x} = |E|^2 \sum_{i=1}^n \delta(t - t_i), \quad (2.8)$$

$$R = R_\vartheta = \frac{2k^2 a_0^2 \alpha (\partial n / \partial T)}{n_0 p C_p} t_s I_0,$$

где t_s — длительность паузы между импульсами, $\vartheta = t_s / \tau_V$, $\tau_V =$

$= a_0/v_0$ — конвективное время. Через несколько импульсов (их число определяется конкретными параметрами задачи) наступает квазистабилизированный режим, при котором температурный профиль от импульса к импульсу не меняется.

Методы фазовой коррекции тепловых искажений последовательности импульсов исследованы теоретически в работах [32—34] и экспериментально в работе [35]. В [32, 33] предложен алгоритм вычисления теплового набега фазы, основанный на приближенном интегрировании уравнения эйконала в нелинейной среде. При помощи метода характеристик определяются траектории лучей, исходящих из геометрического фокуса. Корректирующий фазовый фронт находится путем интегрирования материального уравнения вдоль этих траекторий. Поскольку данный подход основан на приближении геометрической оптики, он наиболее эффективен в случае, когда дифракционные эффекты малы.

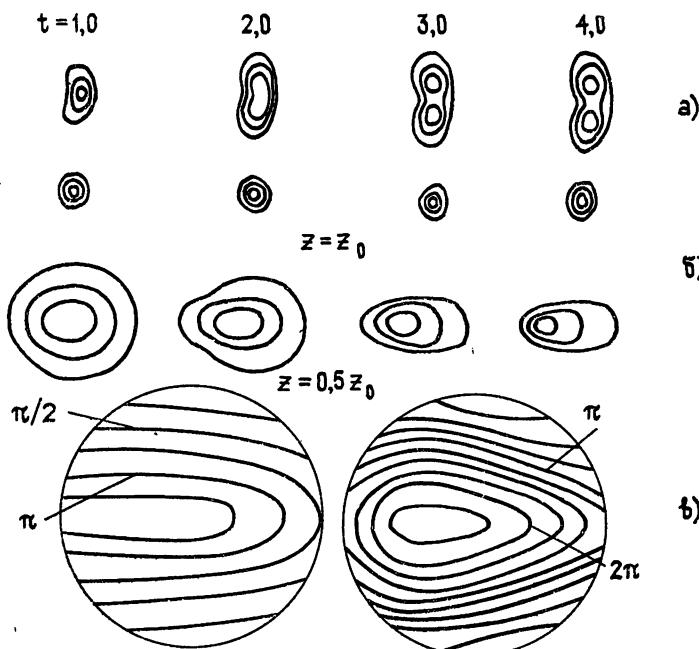


Рис. 18 Контуры равной интенсивности для нескорректированной (а) и скорректированной (б) последовательности импульсов, распространяющейся через зону застоя,

параметры задачи: $z_0 = 0,055$, $\alpha z_0 = 0,4$, $\lambda = 10,6 \text{ мк}$, мощность 75 кВт , $\vartheta = 0,5$ (два импульса за конвективное время). Текущее время указано в единицах a_0/v_0 , контуры интенсивности изображены на уровнях $0,6; 0,3; 0,1$, линии равных фаз — с шагом $\pi/4$.

В [33] рассмотрены численные примеры расчета тепловой рефракции последовательности импульсов, распространяющихся через зону застоя. Для случая $\vartheta = 0,5$ (два импульса за конвективное время) установившееся значение пиковой интенсивности достигается после третьего импульса. На рис. 18 изображены распределения интенсивности для нескорректированного (а) и скорректированного (б) импульсов, а также форма корректирующего фазового фронта (в) для нескольких моментов времени. Фазовая коррекция повышает отношение пиковой интенсивности в фокальной плоскости к дифракционно ограниченной интенсивности (число Штреля SR) до 0,5.

Алгоритм расчета корректирующего фазового фронта, основанный на сопряжении фазы волны в плоскости наблюдения, рассмотрен в [34]. Согласно предложенной там схеме искомый фронт определяется по результатам расчета распространения нескорректированного пучка до объекта через нелинейную среду и последующего распространения сопряженной волны через свободное пространство до излучателя. Приведенные в [34] примеры показывают, что для непрерывного пучка рассмотренный алгоритм позволяет повысить среднюю интенсивность на объекте по сравнению с алгоритмом [25] на 17%; результаты по коррекции последовательности импульсов практически совпадают с данными работы [32].

В работе [35] экспериментально показано, что тепловое искажение последовательности импульсов можно скомпенсировать при помощи сравнительно простого деформируемого зеркала. В экспериментальной установке зеркало на тонкой мембране соединялось с сервоприводом в точке, смещенной от центра мембранны для создания фазового упреждения ветрового смещения. При введении коррекции число Штреля возрастало до 0,93, тогда как при отсутствии коррекции оно составляло 0,75.

Методы программного управления фазой пучков могут с успехом применяться для подавления теплового самовоздействия в регулярной среде при всех режимах излучения. При дальнейшем развитии этих методов интуитивные соображения, положенные в основу вычисления нелинейного фазового набега, по-видимому, должны быть заменены более строгими математическими предпосылками. В частности, перспективным представляется подход, основанный на теории оптимального управления нелинейными распределенными системами (см. разд. 4). Сочетание методов программного управления с адаптивными процедурами может оказаться полезным при создании управляющих оптических систем с обратной связью, способных компенсировать тепловые искажения в случайно-неоднородных средах.

3. АДАПТИВНЫЕ СИСТЕМЫ КОМПЕНСАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

При распространении световых пучков в атмосфере тепловая дефокусировка развивается в условиях нерегулярного изменения параметров атмосферы и амплитудно-фазовые искажения пучков нестационарны во времени. В этом случае проблема улучшения параметров излучения на объекте включает задачу об отслеживании этих искажений. Для формирования фазового фронта, корректирующего текущие aberrации пучка, система компенсации замыкается обратной связью, по которой поступает информация об изменении условий распространения. Это может быть, например, информация о концентрации поля на объекте либо об искажениях фазы пучка на трассе. Во многих случаях цепь обратной связи может быть замкнута лишь с помощью волны, рассеянной объектом. Системы компенсации с обратной связью для отслеживания нерегулярных изменений параметров среды в оптике получили название адаптивных*.

3.1. Тепловое самовоздействие на атмосферных трассах

Флуктуации показателя преломления в турбулентной атмосфере имеют широкий спектр пространственных масштабов. Характер влияния этих флуктуаций на распространение излучения определяется соотношением между их масштабом l и радиусом пучка a . Нерегулярность

* Более строго, к адаптивным относятся системы управления с изменяющимся алгоритмом поведения под воздействием внешних возмущений.

атмосферы, определяемая мелкомасштабными флуктуациями, характерный размер которых l много меньше радиуса пучка ($l \ll a$), проявляется в дефокусировке пучка и перемешивании наведенных температурных неоднородностей. Эти флуктуации могут оказать влияние на характер тепловой рефракции лишь при распространении пучка по направлению среднего ветра либо в зоне застоя при сканировании пучка [36]. Крупномасштабные турбулентности ($l \gg a$) связаны с градиентами показателя преломления, которые вызывают случайные отклонения пучка. Одновременно флуктуации скорости ветра на трассе по величине и направлению приводят к нерегулярному характеру теплового самовоздействия за счет стохастизации температурного поля, наведенного пучком. Если параметр нелинейности невелик ($|R_V| \leq 10$), то преобладают aberrации пучка низшего порядка: линейное отклонение и дефокусировка [37]. В этом случае система компенсации может иметь небольшое число (порядка четырех) управляемых параметров, т. е. координат, определяющих корректирующий фазовый фронт [38]. При этом частота f_s отслеживания, которая обратна времени установления тепловой саморефракции ($\tau_V = a/v$), не превышает 10 Гц.

В общем случае число параметров управления N_a фазовым фронтом пучка определяется пространственным спектром атмосферных неоднородностей. При линейных искажениях в турбулентной атмосфере со структурной постоянной C_n^2 для N_a имеется оценка [39]

$$N_a = \left(\frac{0,051 K^2 C_n^2 (2a)^{5/3}}{\ln SR} \right)^{6/5}. \quad (3.1)$$

Полоса частот отслеживания адаптивной системой f_s при внешнем масштабе турбулентности $l_0 \gg 2a$ определяется выражением

$$f_s = 3,6 v (K^2 C_n^2 z)^{3/5}. \quad (3.2)$$

Для реальных атмосферных условий из этих оценок следует: $N_a = 60 \div 90$, $f_s = 250$ Гц. При тепловом самовоздействии происходит обычно ослабление флуктуаций интенсивности пучка [36] и N_a , f_s не возрастают. Другой важной характеристикой системы управления является амплитудный диапазон изменения фазы ($\max U$), который при компенсации тепловых aberrаций достигает 10π .

Развитие адаптивной коррекции теплового самовоздействия световых пучков в атмосфере, отвечающей этим требованиям, началось с исследования возможностей систем когерентной оптической адаптивной техники (КОАТ). Возникновение и развитие систем КОАТ связано в основном с задачами компенсации линейных искажений пучка при распространении в турбулентной атмосфере. В настоящее время различают два типа систем КОАТ: фазосопряженные и системы апертурного зондирования, иначе многолучевые [11]. В фазосопряженных системах источником информации о возмущениях на трассе является фаза волны, рассеянной объектом, в системах апертурного зондирования — ее интенсивность. Как фаза, так и интенсивность регистрируются приемной апертурой, располагаемой обычно вблизи передающей.

3.2. Алгоритм сопряжения фазы при тепловом самовоздействии

Фазовый фронт отраженной волны искажается на неоднородностях показателя преломления, обусловленных как непосредственно турбулентным движением атмосферы, так и возмущениями температуры, наведенными падающим пучком. При этом обратная волна имеет малую мощность и не влияет на характеристики среды. В фазосопряженных

системах на передающей апертуре задается фазовый фронт, обратный к фазе отраженной волны, и, тем самым, осуществляется компенсация искажений, возникающих в прямой волне.

Время анализа отраженной волны и формирования фазового фронта на передающей апертуре τ_{lt} зависит от технической реализации алгоритма и определяется быстродействием системы. Если характерное время жизни атмосферных неоднородностей τ_t превышает τ_{lt} , турбулентность можно считать замороженной. Тогда в отсутствие теплового самовоздействия алгоритм фазового сопряжения приводит к концентрации поля в конце трассы. Это следует из принципа обратимости в линейной оптике. В действительности эффективность фазосопряженных систем КОАТ снижается из-за протяженности объекта, конечных размеров передающей апертуры и ограниченных возможностей при воспроизведении фазового фронта.

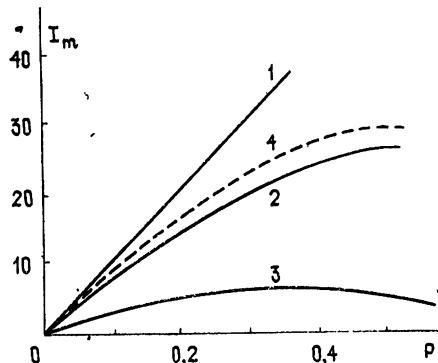


Рис. 19. Зависимость пиковой интенсивности I_m от мощности P сфокусированного пучка при фазосопряженной компенсации эффектов турбулентности и теплового самовоздействия; 1 — свободное пространство, 2 — с КОАТ, 3 — без КОАТ, 4 — без КОАТ в неподвижной среде.

При тепловом самовоздействии качество компенсаций искажений пучка значительно ухудшается. В [40] приведены результаты численного моделирования для ограниченного сфокусированного пучка гауссова профиля при сканировании в неподвижной среде. В этом случае алгоритм фазового сопряжения позволяет повысить пиковую интенсивность на объекте только на 30 %. Для излучения, распространяющегося через атмосферу в условиях теплового самовоздействия, фазосопряженная система КОАТ эффективно подавляет искажения, связанные с турбулентностью, и в меньшей степени нелинейные aberrации. Действительно, включение системы КОАТ повышает пиковую интенсивность практически до уровня, получаемого в случае нелинейной среды без флюктуаций (рис. 19, кривые 2, 4) [40].

3.3. Устойчивость фазосопряженных систем КОАТ. Способы улучшения сходимости

Важное значение имеют вопросы сходимости алгоритма фазосопряженной волны при компенсации теплового самовоздействия. Формирование корректирующего фазового фронта на передающей апертуре является итерационным процессом, в котором на каждом шаге фаза прямой волны берется обратной к фазе отраженной на предыдущем шаге. Коррекция фазы прямой волны при каждой итерации изменяет распределение интенсивности в пучке и, следовательно, температурное

поле на трассе, что вызывает новые фазовые искажения. Информация об этом в виде возмущений фазы отраженной волны приводит к коррекции фазового фронта на следующем шаге. Процесс изменения фазового профиля пучка может продолжаться, не сходясь к стационарному распределению. Адаптивная система компенсаций является «медленной», если время ее реакции τ_{lt} удовлетворяет условию

$$\tau_T > \tau_{lt} > \max(\tau_V, \tau_\chi), \quad (3.3)$$

где τ_V, τ_χ — характерные времена установления температурного поля, определяемые вынужденной конвекцией и температуропроводностью. В этом случае отраженная волна на каждом шаге несет информацию об установленвшемся поле температуры, наведенной пучком в атмосфере с «замороженной» турбулентностью. Сходимость «медленной» фазосопряженной системы в геометрическом приближении исследована в [41]. Здесь нелинейная среда имитировалась дефокусирующими тонкими линзами, кривизна которых менялась в зависимости от распределения интенсивности в пучке. Показано, что итерационный процесс приводит к фокусировке пучка в случае малой нелинейности и расходится с увеличением мощности излучения (рис. 20). Влияние длительности установления температуры при каждой итерации на сходимость было оценено введением феноменологической зависимости оптической силы тепловых линз от времени. С ростом быстродействия системы число шагов итерационного процесса увеличивается. При этом не меняется критическая величина нелинейного параметра R , при которой итерационный процесс расходится.

Сходимость фазосопряженного алгоритма на длинных трассах, когда значительны дифракционные эффекты и существенны нелинейные искажения на всей трассе, исследована в [42]. Для «медленной» системы распространение мощной прямой волны E_n при тепловом самовоздействии в движущейся среде и отраженной ψ_n в ее тепловом поле описывается на n -й итерации следующей системой стационарных уравнений;

$$\begin{aligned} 2i \frac{\partial E_n}{\partial z} &= \Delta_\perp E_n + R_V T_n E_n, \\ \frac{\partial T_n}{\partial x} &= E_n E_n^*, \\ -2i \frac{\partial \psi_n}{\partial z} &= \Delta_\perp \psi_n + R_V T_n \psi_n. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Здесь R_V — параметр нелинейности, определяемый по (1.16). Если

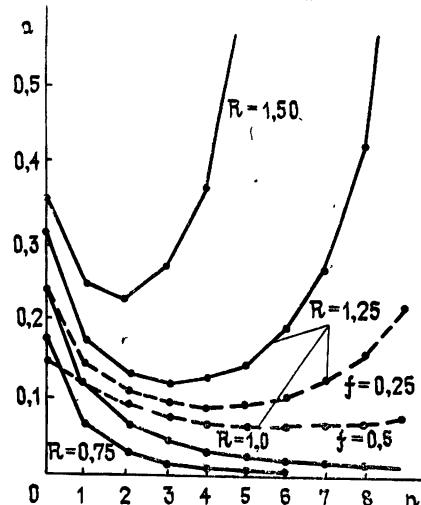


Рис. 20. Изменение ширины пучка a в зависимости от номера итерации n в геометрическом приближении алгоритма фазового сопряжения при различных параметрах нелинейности R в регулярной среде: сплошная кривая — «медленная» система КОАТ, штриховая — система КОАТ с учетом времени температурной релаксации ($f = \exp(-t_{lt}/t_{at})$).

в конце трассы z_0 находится объект конечных размеров с действительным коэффициентом отражения $K(x, y)$, то

$$\psi_n(x, y, z_0) = K(x, y) E_n(x, y, z_0). \quad (3.5)$$

Условие фазового сопряжения прямой волны E_{n+1} на следующем шаге и отраженной ψ_n на предыдущем имеет вид

$$E_{n+1}(x, y, 0) = F_0(x, y) \exp[iU_{n+1}(x, y)]; \quad (3.6)$$

$$U_{n+1}(x, y) = -\arg \psi_n(x, y, 0), \quad (3.7)$$

где $F_0(x, y)$ — неизменный амплитудный профиль прямой волны, заданный, например, в виде гауссовой функции. Качество фокусировки пучка может оцениваться как по интегральному критерию J (2.6), так и по величине пиковой интенсивности I_m . Так, в линейной среде фазосопряженная система КОАТ независимо от начального фазового фронта фокусирует пучок за 3—4 итерации до получения дифракционной перетяжки в точке наблюдения. В условиях теплового самовоздействия итерационный процесс монотонно сходится при малой нелинейности $|R_V| \leq 7$, при этом критерий фокусировки J достигает большего значения, чем при программном управлении по схеме [28]. При $10 \leq |R_V| \leq 20$ фазовый профиль прямой волны осциллирует от шага к шагу, вызывая соответствующие изменения в фокусировке излучения. При больших нелинейностях ($|R_V| > 30$) алгоритм фазового сопряжения существенно неустойчив (рис. 21) [42].

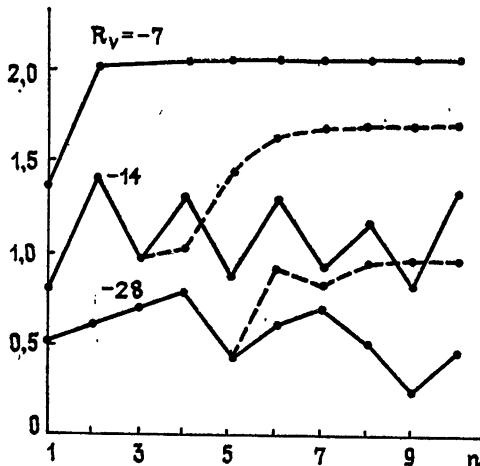


Рис. 21. Изменение критерия фокусировки J в зависимости от номера итерации n в приближении квазиоптики при различных параметрах R_V в регулярной среде: сплошная кривая — алгоритм фазового сопряжения ($\alpha = 1$), штриховая — модифицированный алгоритм ($\alpha < 1$).

Для улучшения сходимости в [42] предложена модификация алгоритма, в которой фаза прямой волны лишь частично заменяется на сопряженную фазу отраженной волны, если очередная коррекция ухудшает фокусировку, оцениваемую по критерию J (2.6). В этом случае вместо (3.7) на передающей апертуре имеет место следующее условие:

$$U_{n+1}(x, y) = (1 - \alpha) U_n(x, y) - \alpha \arg \psi_n(x, y, 0), \quad (3.8)$$

где α — некоторый положительный коэффициент, не превышающий единицу.

ницы. При $\alpha = 1$ условие (3.8) сводится к сформулированному ранее алгоритму (3.7). Такая модификация фазосопряженного алгоритма обеспечивает сходимость процесса через 8—10 итераций при нелинейном параметре $|R_V| \sim 30$ (рис. 21). При этом установившееся значение интегрального критерия в 1,7—2 раза выше, чем при программной коррекции коллимированного пучка по [28], а пиковая интенсивность — в 1,4—1,9 раз.

В результате компенсации нелинейных искажений фазосопряженной системой происходит существенная трансформация фазового фронта прямой волны при большой нелинейности. Согласно рис. 22а при программной фазовой компенсации пучок предварительно фокусируется в направлении, поперечном ветру, и отклоняется в продольном направлении. Такая компенсация не предотвращает распад пучка на нити, например, при $|R_V| = 14$ (рис. 22б). Установившийся в процессе итераций фазовый фронт, наряду с большей фокусировкой подветренной части пучка, осуществляет также некоторое расщепление его в поперечном направлении (рис. 22в). В результате достигается более высокая концентрация поля на объекте (рис. 22г).

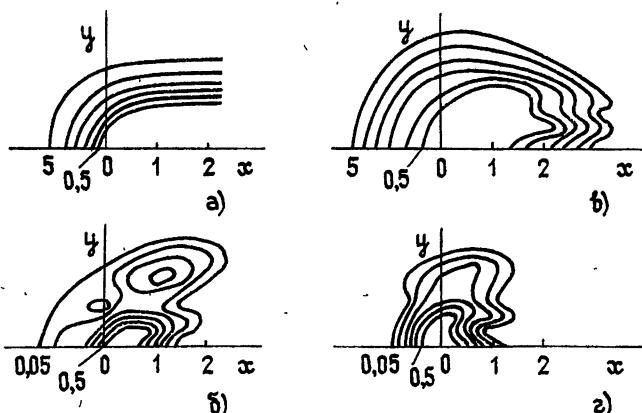


Рис. 22. Линии равных фаз (а, в) на передающей апертуре и изофоты пучка на объекте (б, г); начальное приближение по алгоритму программного управления [28] — а, б; распределение, установленное в фазосопряженной системе КОАТ — в, г.

Для обращения фазового фронта разработаны различные схемы на основе нелинейных многофотонных процессов [43, 44]. Однако в атмосферной оптике на известных экспериментальных установках фазового сопряжения используется расщепление пучка на элементы, которые взаимно подстраиваются по фазе [45]. Для этого излучение в элементах модулируется по частоте с помощью ячеек Брэгга. Отраженная волна также расщепляется и после повторного прохода акустооптических модуляторов детектируется в каждом канале. Разность фаз между напряжением на детекторах и в опорном плече пропорциональна сигналу управления частотой модуляторов, которая меняется до тех пор, пока не совпадут фазы отраженной волны во всех каналах. Тем самым задается такая частота модуляции, при которой элементы прямой волны после прохождения возмущенной среды попадают на объект в фазе. Скорость перестройки фазы составляет до 100π рад за 10^{-3} с, и время реакции системы ограничивается в основном временем распространения излучения на трассе и чувствительностью ее элементов.

3.4. Принцип апертурного зондирования

Алгоритм апертурного зондирования представляет, фактически, конкретное приложение в оптике принципов автоматического регулирования. Наблюдаемая яркость точечного объекта пропорциональна интенсивности поля в конце трассы и является функционалом J_c , называемым функционалом резкости. Функционал J_c выражается через распределение поля отраженной волны $\psi(\mathbf{r}, 0)$ на приемно-передающей апертуре S :

$$J_c = \iint_S \psi \psi^* |_{z=0} dx dy. \quad (3.9)$$

В методе апертурного зондирования фазовый профиль прямой волны $U(x, y)$ варьируется для поиска экстремума резкости J_c . На практике возможно управление по ограниченному множеству параметров, и фазовый фронт на передающей апертуре задается конечным числом координат u_1, \dots, u_m , однозначно определяющих наблюдаемую яркость J_c . Тогда

$$J_c = \Phi(u_1, \dots, u_m). \quad (3.10)$$

Согласно методу наискорейшего спуска [46] приращение координаты u_i при поиске экстремума J_c выражается соотношением

$$\Delta u_i = -\alpha \frac{\partial \Phi}{\partial u_i}, \quad i = 1, \dots, m. \quad (3.11)$$

Для нахождения градиента функции $\Phi(u_1, \dots, u_m)$ ее координаты совершают пробные движения на частотах ω_i ($i = 1, \dots, m$). Амплитуда модуляции яркости J_c на частоте ω_i пропорциональна $\partial J_c / \partial u_i$ и является сигналом управления для u_i в i -й петле обратной связи системы. Поскольку фокусировка пучка определяется относительным сдвигом фаз на передающей апертуре, то одна из координат может быть фиксирована.

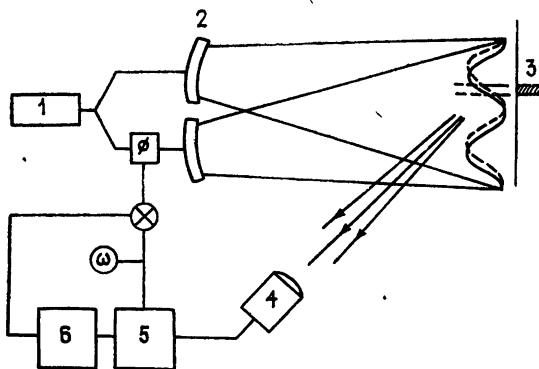


Рис. 23. Система апертурного зондирования:
1 — источник, 2 — фазосдвигающий элемент, 3 — точечный объект, 4 — фотоприемник, 5 — синхронный детектор, 6 — низкочастотный фильтр.

В простейшем случае двух координат (рис. 23) в плоскости объекта формируется интерференционная картина, полосы которой смещаются в пространстве с частотой ω при колебании подвижного элемента составной апертуры. Это вызывает модуляцию наблюдаемой яркости точечного объекта. После синхронного детектирования тока фотоприем-

ника и выделения низкочастотной составляющей образуется сигнал управления по динамическому каналу [47].

У передающей апертуры в виде сегментного зеркала динамическими координатами являются перемещения отдельных его элементов либо перемещения и углы поворота во взаимно перпендикулярных плоскостях. Более точно воспроизводится фазовый фронт на гибком сплошном зеркале, которое деформируется управляемыми сервоприводами [39]. Их перемещения определяют функцию $U(x, y)$ и являются динамическими координатами системы. Деформацию отражающей поверхности управляемого зеркала можно разложить по полиномам Цернике $R_n^m(x, y)$ [25; 42] либо по собственным функциям $W_{mn}(x, y)$ механических колебаний зеркала [11]. Тогда

$$U(x, y, t) = \sum_{m, n=1}^{m+n < N_a} \alpha_{mn}(t) R_n^m(x, y) \quad (3.12)$$

или

$$U(x, y, t) = \sum_{m, n=1}^{m+n < N_a} \beta_{mn}(t) W_{mn}(x, y).$$

В этом случае коэффициенты разложения α_{mn} , β_{mn} являются управляемыми параметрами системы, в памяти которой хранятся функции используемого базиса [48].

Для выделения сигнала управления по каждой координате частоты пробных движений должны быть достаточно разнесены. Это накладывает требования на частотную полосу системы, верхняя граница которой f_{\max} определяется выражением

$$f_{\max} = [10 + K(N_a - 1)] f_s, \quad (3.13)$$

где K — коэффициент, величина которого зависит от взаимного перекрытия функций влияния координат и составляет 1,6 для сегментного зеркала, 3, 1 — для деформируемого с 15% перекрытием. Отсюда полоса частот аддитивной системы $f_{\max} \approx 30 \div 60 \text{ кГц}$. Это условие на ширину полосы механических колебаний зеркала практически трудно совместить с требованием к амплитуде его смещений, которая для инфракрасного диапазона составляет несколько десятков микрон при $t_{\max} \sim 10 \pi$. Вопросы практической реализации управляемых апертур рассмотрены в [11].

3.5. Системы апертурного зондирования при тепловом самовоздействии

Эффективность систем апертурного зондирования при подавлении теплового самовоздействия исследовалась экспериментально в лабораторных условиях [49]. При аддитивном управлении фазовым фронтом использовалось зеркало из 18 плоских подвесных сегментов (рис. 24). Для контроля коррекции пучок разделялся на две части; в одном плече находился нейтральный ослабляющий фильтр Ф1, в другом — тонкая (1 мм) нелинейная ячейка Н2 с 90% CCl_4 и 10% метанола, расположенная в ближнем поле. В обоих плечах пучки попадали на одинаковые точечные объекты, яркость которых регистрировалась детекторами 1 и 2. Когда сигнал в систему управления поступал с детектора 1 в линейном плече, тепловое самовоздействие не корректировалось зеркалом и наблюдалось значительное уменьшение интенсивности в нелинейном плече с ростом мощности излучения и при неизменной интенсивности в линейном плече (рис. 25а). При замыкании обратной связи через де-

тектор 2 в нелинейном плече в системе осуществлялась адаптивная фазовая коррекция тепловой дефокусировки в нелинейной ячейке, пиковая интенсивность увеличилась приблизительно в 4 раза (рис. 25б). Аберрационные искажения, возникающие при этом, объясняются недостаточным числом динамических координат сегментного зеркала для воспроизведения корректирующего фазового фронта. Одновременно в линейном плече интенсивность падает с ростом мощности из-за введения корректирующей фазы, нарушающей фокусировку в отсутствие теплового самовоздействия. Постоянная времени системы апертурного зондирования составляла 10^{-3} с.

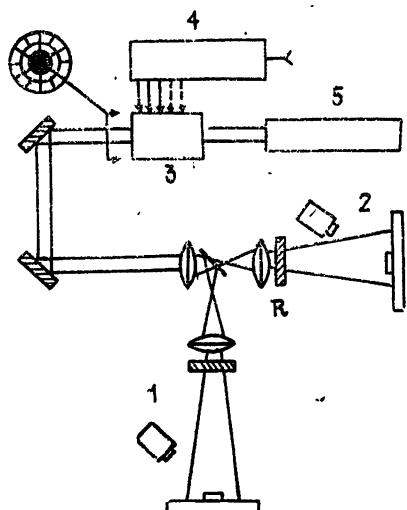


Рис. 24. Схема установки с системой апертурного зондирования для компенсации тепловой дефокусировки:
1—канал с линейной средой, 2—канал с нелинейной ячейкой R , 3—управляемое зеркало из 18 сегментов, 4—система управления в цепи обратной связи, 5—источник излучения.

удовлетворительное подавление влияния турбулентности (рис. 27, кривые 2, 4). Вместе с тем 18 каналов в системе апертурного зондирования недостаточно для компенсации всего спектра флуктуаций, о чем свидетельствует отличие углов наклона у кривых 2, 4 при малом уровне мощности.

Для импульсного режима излучения работа системы апертурного зондирования исследовалась экспериментально в [48]. На зеркале с 21 управляемым параметром получено в установившемся режиме увеличение пиковой интенсивности в 2,2 раза при использовании как программного управления по [25], так и адаптивного с различными функциями базиса в (3.12).

Существенное влияние на работу систем апертурного зондирования оказывают рассеивающие свойства объекта. В случае нескольких отражающих точек или движении объекта возникает амплитудная модуляция сигнала в цепи обратной связи системы КОАТ, которая может вызвать срыв коррекции. При увеличении площади приемной апертуры либо ее поперечных размеров при многоточечной структуре происходит усреднение пятенной картины, создаваемой отраженной волной, и устойчивость системы возрастает [40].

Повышение быстродействия системы апертурного зондирования также может привести к расходимости процесса отслеживания в усло-

виях, когда тепловой и дифракционный набеги фаз неаддитивны, пиковая интенсивность увеличивается при компенсации всего на 30% (рис. 27, кривые 1, 2). Для моделирования атмосферной турбулентности в ближнем поле помещалась вращающаяся матовая пластинка. В этих условиях с включением обратной связи в системе управления пиковая интенсивность приближалась к уровню, достигаемому при коррекции тепловой дефокусировки при $C_n^2 = 0$, что иллюстрирует

виях теплового самовоздействия. Нелинейная рефракция пучка связана с наведенными тепловыми полями в нестационарной среде и является существенно нестационарным процессом. В [38] показано, что введение запаздывания по фазе в цепь обратной связи системы КОАТ повышает ее устойчивость, особенно с ростом нелинейности (рис. 28). Однако при

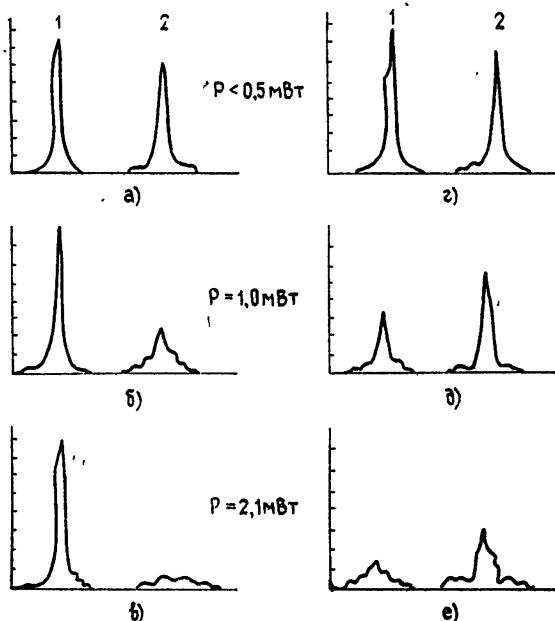


Рис. 25. Профили пучка на объектах:
1 — в линейном канале, 2 — в канале с нелинейной ячейкой;
а, б, в — сигнал обратной связи взят с детектора в линейном
канале; г, д, е — сигнал взят с детектора в нелинейном канале.

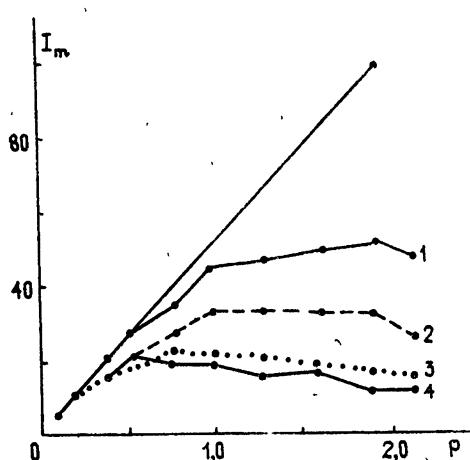


Рис. 26. Зависимость пиковой интенсивности I_m от мощности пучка P для различных расстояний z_0 от передающей апертуры; при компенсации системой апертурного зондирования: 1 — $z_0 = 0,025$, 2 — $z_0 = 0,17$, 3 — $z_0 = 0,28$; без компенсации: 4 — $z_0 = 0,025$.

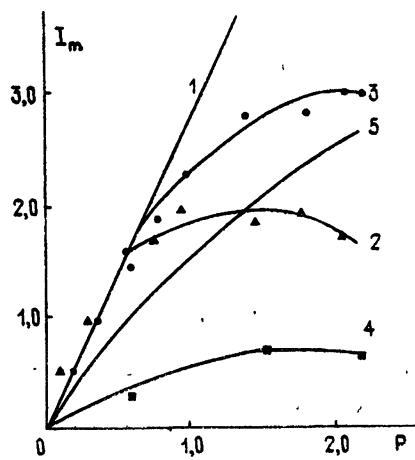


Рис. 27. Компенсация системой апертурного зондирования эффектов турбулентности и теплового самовоздействия: 1 — свободное пространство; 2 — регуляризованная среда: без КОАТ — 2, с КОАТ — 3; турбулентная среда: без КОАТ — 4, с КОАТ — 5.

этом не отслеживаются флуктуации высокочастотной части спектра.

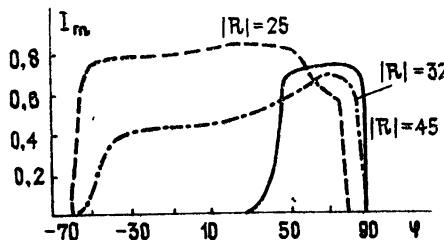


Рис. 28. Влияние запаздывания по фазе φ в цепи обратной связи системы апертурного зондирования на пиковую интенсивность I_m при ряде значений параметра нелинейности R .

В качестве возможных путей преодоления этой проблемы рассматривается использование корректирующего профиля, определяемого по алгоритмам программного управления, для начального приближения в системе КОАТ [50], а также разделение частотных полос для управления усредненной и мелкомасштабной коррекцией фазы.

4. ОПТИМИЗАЦИЯ АЛГОРИТМОВ УПРАВЛЕНИЯ ФАЗОВЫМ ФРОНТОМ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Наиболее последовательный подход к решению проблемы эффективной передачи энергии через нелинейную среду заключается в определении наилучшего (в некотором смысле) начального профиля пучка из решения задачи оптимального управления для нелинейной системы.

В [51, 52] для построения алгоритмов программного управления амплитудно-фазовым профилем пучка предложено использовать современные градиентные методы оптимизации [46]. При таком подходе физические требования к параметрам излучения на объекте формулируются в виде некоторых интегральных критериев качества (функционалов), а целью управления является оптимизация этих критериев. Заметим, что одни и те же физические требования можно описать различными функционалами. Например, добиться повышения плотности энергии на объекте можно, максимизируя функционал фокусировки J (2.6) или минимизируя функционал $J_S = \iint_{-\infty}^{+\infty} (x^2 + y^2) |E|^2|_{z=z_0} dx dy / \iint_{-\infty}^{+\infty} |E|^2 dx dy$, имеющий смысл эффективной ширины пучка на объекте. Цель управления отражает также функционал $J_L = J - cJ_S$, являющийся линейной комбинацией J и J_S (c — некоторая постоянная) и т. д.

4.1. Градиентный метод оптимизации управления

Наилучший (оптимальный) начальный профиль пучка определяется в итерационном процессе оптимизации выбранного функционала. При этом очередной фазовый профиль $U_{n+1}(x, y)$ пучка в (2.2) выбирается согласно выражению

$$U_{n+1}(x, y) = U_n(x, y) + \alpha J'_n(x, y) \quad (n=1, 2, \dots), \quad (4.1)$$

где $J'_n(x, y)$ — градиент функционала J , α — некоторая постоянная градиентного метода (длина градиентного шага).

На каждом шаге итерационного процесса (4.1) градиент функцио-

нала выражается через решение некоторой сопряженной краевой задачи относительно функции $\psi(x, y, z)$ и имеет вид

$$J'_n = -2 |\psi_n(x, y, 0)| |F_0(x, y)| \sin(U_n(x, y) + \varphi_n(x, y)),$$

где

$$\varphi_n(x, y) = \arg \psi_n(x, y, 0).$$

При оптимизации критерия фокусировки (2.6) функция ψ удовлетворяет системе уравнений [52]

$$-2i \frac{\partial \psi_n}{\partial z} = \Delta_{\perp} \psi_n + RT_n \psi_n + 2i R E_n^* G_n; \quad (4.2)$$

$$\hat{L}(G_n) = \text{Im}(E_n \psi_n) \quad (4.3)$$

с начальным условием

$$\psi_n(x, y, z_0) = \rho(x, y) E_n^*(x, y, z_0). \quad (4.4)$$

Здесь $T_n = T_n(E_n E_n^*)$, \hat{L} — оператор, сопряженный к L , G — некоторая вспомогательная функция. Амплитуда посланной волны $E_n(x, y, z)$ определяется из решения (1.7), (1.8) с условием на входе в среду $E_n(x, y, 0) = F_0(x, y) \exp[iU_n(x, y)]$. Заметим, что в рамках описанного метода можно оптимизировать и амплитудный профиль пучка [52].

Алгоритм коррекции в форме (4.1) является не единственным возможным; так, например, использование метода условного градиента приводит к следующему алгоритму построения последовательности корректирующих фазовых профилей [51]:

$$U_{n+1}(x, y) = U_n(x, y) - \alpha [U_n(x, y) + \arg \psi_n(x, y, 0)]. \quad (4.5)$$

Возможны и другие алгоритмы, соответствующие различным модификациям градиентного метода [46].

4.2. Численное моделирование систем оптимальной коррекции

В [51] приведено численное исследование описанного алгоритма оптимизации программного управления фазой осесимметричных пучков, испытывающих стационарную дефокусировку в неподвижной слабопоглощающей среде. Для комплексной амплитуды поля E_n и температуры среды T_n в этом случае справедливы уравнения (1.7), (1.9), где параметр нелинейности $R = R_t$ определяется формулой (1.10). Уравнение (4.3) для функции G имеет вид

$$\Delta_{\perp} G_n = -\text{Im}(E_n \psi_n).$$

Об эффективности использования алгоритма оптимизации фазового профиля можно судить по приведенным в табл. 3 значениям пиковых интенсивностей I_m . Расчет проведен для гауссовых пучков, предварительно сфокусированных в плоскость наблюдения.

Следует отметить относительное повышение эффективности использования алгоритма оптимизации при больших нелинейностях: $|R_t| > 40$. Однако, как показал численный эксперимент, в зависимости от начального приближения фазового фронта метод сходится к различным локальным экстремумам функционала фокусировки. Заметим, что при $|R_t| \geq 35$ фазовые профили, при которых достигаются наилучшие значения критерия фокусировки, имеют сложную структуру (рис. 29).

Таблица 3

Зависимость пиковой интенсивности I_m на объекте ($z_0 = 0,5$) от параметра нелинейности R_T для сфокусированного и оптимизированного пучков

$ R_T $	10	20	30	40	50	60
Фокусировка	2,62	1,8	1,2	0,8	0,48	0,38
Оптимизация	3,05	2,1	1,5	1,2	1,05	1,3

Градиентный метод позволяет оптимизировать начальное распределение фазы для пучков с произвольным амплитудным профилем. На рис. 30 приведены результаты оптимизации фазы кольцевого пучка (1.14), полная энергия которого равна энергии исходного гауссова пучка с такой же апертурой [51]. Из рисунка видно характерное снижение эффективности фазовой коррекции на длинных трассах.

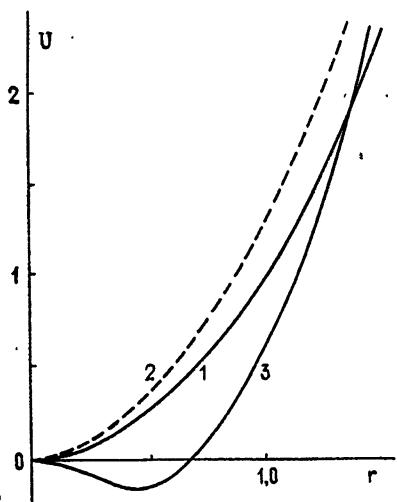


Рис. 29.

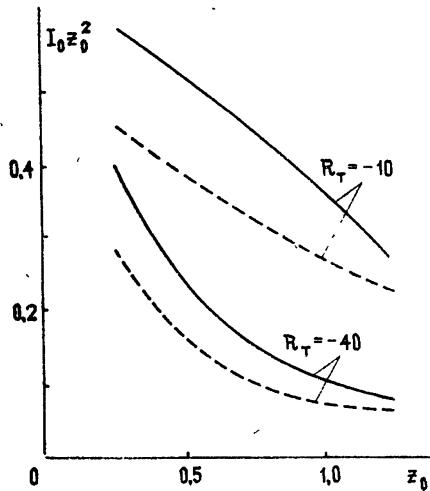


Рис. 30.

Рис. 29. Оптимизированные фазовые профили при стационарной дефокусировке гауссовых пучков в теплопроводящей среде; 1 — начальный фазовый профиль $U_1(r) = r^2/(2z_0)$, $z_0 = 0,5$ ($R_T = 0$), 2 — $R_T = -30$, 3 — $R_T = -40$.

Рис. 30. Зависимость оптимальной пиковой интенсивности I_0 от длины трассы z_0 при различных значениях нелинейного параметра R_T для пучков с гауссовым профилем, усеченных по интенсивности ($E_0^2(r) = \exp[-(r^2 + (r/2)^6/2)]$), — штриховые кривые; для кольцевых пучков ($E_{0k}^2(r) = rE_0^2(r)$) — сплошные кривые.

В [53] проведена численная оптимизация фазового профиля световых пучков в движущейся нелинейной среде. Распространение пучка описывается системой (1.7), (1.15). Функция G_n определяется из уравнения

$$-\frac{\partial G_n}{\partial x} = \operatorname{Im}(E_n \psi_n),$$

параметр нелинейности $R = R_V$ вычисляется по формуле (1.16). В работе использовался метод условного градиента (4.5) с $\alpha = 1$. На рис. 31 показана фазовая поверхность, рассчитанная в процессе решения задачи оптимизации. Характерна некоторая начальная дефокусировка цент-

ральной части пучка при общей фокусировке излучения в сочетании с отклонением пучка как целого для упреждения ветрового смещения.

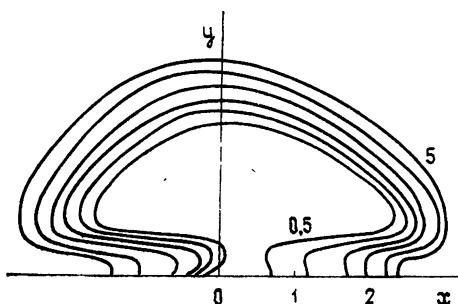


Рис. 31. Оптимизированный фазовый профиль при стационарной дефокусировке гауссова пучка в движущейся среде, $R_V = -14$, $z_0 = 0,5$. Линии равных фаз для уровней 0,5; 1; 2; 3; 4; 5 рад.

На рис. 32 показана динамика процесса оптимизации (зависимость критерия фокусировки J от номера итерации n) для ряда значений параметра R_V . Приведенные кривые свидетельствуют о немонотонном характере сходимости алгоритма. Однако, как видно из кривых, для некоторых номеров итерации n значения критерия J_n превышают начальные значения J_1 , полученные при использовании алгоритма программной коррекции [28].

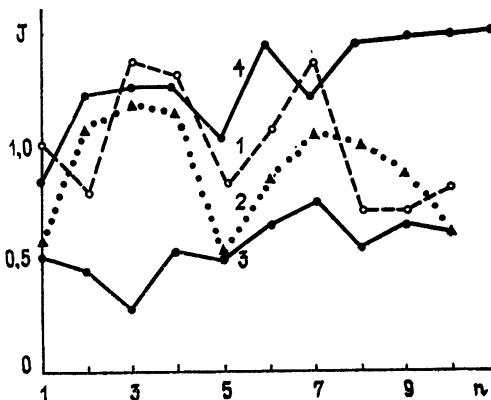


Рис. 32. Зависимость критерия фокусировки J от номера итерации n ($z_0 = 0,5$, гауссов пучок). Закон коррекции (4, 5), $\alpha = 1$ для кривых 1, 2, 3 и α — дробное для кривой 4; 1 — $R_V = -14$, 2 — $R_V = -20$, 3 — $R_V = -28$, 4 — $R_V = -14$.

Эффективность алгоритма оптимизации может быть повышена при удачном выборе градиентного метода. Так, в [53] использовался алгоритм (4.5) с дроблением градиентного шага α , который уменьшался вдвое при каждой неудачной коррекции. Его использование позволило улучшить сходимость алгоритма. Соответствующая зависимость J_n от n при $R_V = -14$ приведена на рис. 32 (кривая 4). Улучшение сходимости метода может быть достигнуто также удачным выбором начального приближения фазового фронта либо использованием методов регуляризации, например, путем сужения функции $\rho(x, y)$ по мере сходимости процесса [52].

4.3. Субоптимальное управление фазой пучков

На базе градиентного метода оптимизации начального профиля пучка можно строить различные алгоритмы субоптимального программного управления, являющиеся более простыми и успешно конкурирующие с оптимальным алгоритмом. Предложенный в [54] алгоритм субоптимального управления отличается от оптимального уравнением для функции ψ , которое имеет вид

$$-2i \frac{\partial \psi_n}{\partial z} = \Delta_{\perp} \psi_n + RT_n \psi_n. \quad (4.6)$$

По сравнению с (4.2) в правой части (4.6) отсутствует слагаемое $2i E_n^* G_n R$, учитывающее влияние вариации начального профиля пучка на вариацию температурного поля в канале пучка. Уравнение (4.6) совпадает с (3.4) и описывает волну, распространяющуюся в обратном направлении от $z = z_0$ до $z = 0$ в заданном температурном поле, сформированном посланной волной. Границное условие (4.4) для этой волны отличается от условия (3.5) для рассеянной волны и означает фазовое сопряжение падающей волны в точке $z = z_0$. С точки зрения эффективности передачи энергии световой волны на заданное расстояние z_0 условие (4.4) является более предпочтительным по сравнению с условием рассеяния (3.5). Действительно, при условии (4.4) обратная волна распространяется по оптическому пути, более близкому к оптическому пути излученной волны, чем рассеянная (при $\rho(x, y) = 1$ они совпадают). Обращение на объекте фазового фронта падающей волны позволяет точнее скомпенсировать искажения, вызванные неоднородностями среды [55]. Корректирующие фазовые профили, полученные в этой работе для случая движущейся среды при двух значениях R_V , приведены на рис. 33.

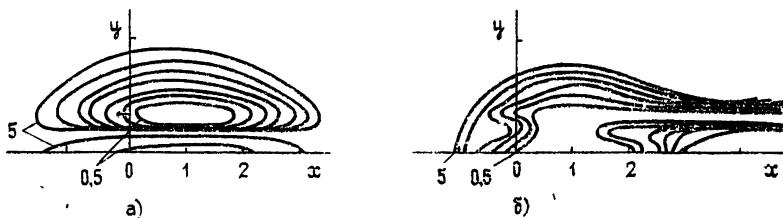


Рис. 33. Фазовые профили, полученные при использовании алгоритма субоптимального управления: а) $R_V = -14$, б) $R_V = -40$. Условия распространения соответствуют данным на рис. 31.

Проведем сравнительный анализ эффективности алгоритмов программного управления на примере коррекции стационарного теплового самовоздействия в движущейся среде. Наилучшие результаты, полученные рассмотренными в обзоре методами, сведены в табл. 4 [54].

Сравнение итерационных алгоритмов (колонки 4—6) с простейшими алгоритмами коррекции (колонки 1—3) показывает, что использование первых оказывается более предпочтительным для всех рассмотренных значений R_V . Относительная эффективность итерационных алгоритмов с ростом нелинейности повышается. Отметим, что результаты, полученные с помощью итерационных алгоритмов, не являются, вообще говоря, предельно достижимыми для этих методов. Они, по-видимому, могут быть улучшены при более удачном выборе начального приближения и использовании специальных алгоритмов итерации.

Таблица 4

Наилучшие результаты коррекции теплового самовоздействия в движущейся среде.
 Критерий фокусировки \tilde{J} и пиковая интенсивность \tilde{I}_m нормированы при каждом R_V
 на значения, соответствующие фокусировке в точку наблюдения $z_0 = 0,5$

№ колонки J, I_m R_V	Фокуси- ровка	Коррекция по [25]	Коррекция по [28]	Оптималь- ный алго- ритм [53]	Субопти- мальный алгоритм [54]	Фазовое сопряжение [42]
	1	2	3	4	5	6
-7,5	1,00 1,00	1,11 1,02	0,91 0,84	1,17 1,31	1,14 1,10	1,15 1,15
-10	1,00 1,00	1,22 1,08	1,02 0,80	1,32 1,35	1,28 1,13	1,28 0,92
-15	1,07 0,95	1,44 1,23	1,10 1,15	1,54 1,76	1,64 1,48	1,68 1,25
-20	1,22 1,04	1,05 1,35	2,15 1,33	1,93 1,57	2,69 2,24	1,74 1,43
-30	1,36 1,17	2,61 1,78	2,96 1,97	3,50 2,32	3,89 1,85	3,29 2,24
-40	1,12 1,26	3,14 2,13	3,69 2,19	3,72 2,21	4,94 2,81	4,06 2,17

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на интенсивное развитие адаптивных систем фокусировки излучения алгоритмы программного управления по-прежнему представляют большой практический интерес. Их можно использовать для выбора начального фазового профиля, с которого целесообразно начинать работу адаптивной системы. В этом случае предварительная коррекция может обеспечить работу адаптивной системы в окрестности достаточно глубокого экстремума.

Используемые методы адаптивной коррекции — апертурного зондирования и фазового сопряжения — не являются оптимальными. Поэтому построение оптимальных алгоритмов управления с обратной связью является весьма актуальной задачей. В математическом плане эта задача сложна и мало изучена, основная трудность связана с существенной нелинейностью уравнений, описывающих распространение пучка. Положение осложняется еще и тем, что обратная связь осуществляется посредством волны, рассеянной объектом, которая доступна измерению лишь в пределах приемной апертуры конечных размеров. Таким образом, работа адаптивной системы оптимального управления параметрами светового пучка должна осуществляться на основе только этой, заранее неполной информации о состоянии среды распространения.

В проблеме оптимизации процесса передачи энергии световых пучков в нелинейных средах существенное значение приобретает поиск глобального экстремума критерия качества. Описанные выше градиентные методы позволяют, вообще говоря, отыскивать лишь локальные экстремумы. Здесь можно, по-видимому, использовать развитые методы поиска глобального экстремума: информационно-статистический, автоматный подход, методы Монте-Карло, стохастической аппроксимации и др. [56]. Другая задача связана с исследованием устойчивости алгоритмов и повышения скорости их сходимости, что является особенно важным при оптимизации адаптивных систем. Наконец, технические возможности управляемых передающих апертур существующих оптических систем накладывают значительные ограничения на управление,

В связи с этим представляет интерес развитие градиентных методов управления фазовым фронтом в ограниченном базисе функций, описывающих простейшие aberrации, либо низшие моды собственных колебаний деформируемого зеркала. В этом случае задача управления сводится к поиску оптимальных коэффициентов разложения искомого фазового профиля в выбранном базисе.

Как показывает анализ, корректирующие профили имеют сложную структуру с большими фазовыми набегами в пределах передающей апертуры. С другой стороны, флуктуации показателя преломления в канале пучка обусловливают тонкую структуру фазового профиля. Поэтому перспективным может оказаться использование адаптивных систем, в которых производится раздельно управление с большим динамическим диапазоном изменения фазы в области низких частот пространственно-временного спектра и с малым диапазоном в области высоких частот для отслеживания тонкой структуры искажений.

Методы управления амплитудно-фазовым профилем светового пучка на основе программного, адаптивного и оптимального алгоритмов могут найти широкое применение в различных областях нелинейной оптики.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto, J. R. Whinnery, *J. Appl. Phys.*, **36**, № 1, 3 (1965).
2. С. А. Ахманов, Д. П. Криндач, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, Письма в ЖЭТФ, **6**, 62, 509 (1967).
3. J. R. Whinnery, D. T. Miller, F. Dabby, IEEE, **QE-3**, № 9, 382 (1967).
4. С. А. Ахманов, Д. П. Криндач, А. В. Мигулин, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, IEEE, **QE-4**, № 10, 568 (1968).
5. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, УФН, **93**, 19 (1967).
6. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, *Laser Handbook*, 2, North Holland, 1972, p. 1151.
7. R. L. Swofford, J. A. Moggel, *J. Appl. Phys.*, **49**, 3667 (1967).
8. F. G. Gebhardt, *Appl. Opt.*, **15**, № 6, 1479 (1976).
9. Д. К. Смит, ТИИЭР, **65**, № 12, 59 (1977).
10. Г. А. Аскарьян, Б. В. Студенов, Письма в ЖЭТФ, **10**, 113 (1969).
11. Дж. У. Харди, ТИИЭР, **66**, № 6, 31 (1978).
12. В. И. Беспалов, А. Г. Литвак, В. И. Таланов, сб. Нелинейная оптика, изд. Наука, Новосибирск, 1968, стр. 428.
13. В. В. Соболев, В. С. Сынах, ПМТФ, № 6, 20 (1969).
14. Ю. Н. Карамзин, ЖВМ и МФ, **14**, № 4, 1058 (1974).
15. J. Wallace, *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 373 (1972).
16. В. В. Воробьев, Н. И. Муравьев, Ю. М. Сорокин, В. В. Шеметов, Квантовая электроника, **4**, 2330 (1977).
17. В. А. Вдовин, Ю. М. Сорокин, XII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов, часть II. Томск, 1978, стр. 170.
18. С. С. Чесноков, К. Д. Егоров, В. П. Кандидов, В. А. Выслоух, *Int. J. Num. Meth. Engng.*, **13**, № 4 (1979).
19. К. Д. Егоров, В. П. Кандидов, Вестник МГУ, серия Физика, астрономия, **19**, № 2, 70 (1978); В. А. Выслоух, С. С. Чесноков, Вестник МГУ, серия Физика, астрономия (в печати).
20. J. A. Fleck, J. R. Morris, M. D. Feit, *Appl. Phys.*, **10**, № 2, 129 (1976).
21. Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков, А. К. Сухорукова, П. И. Чернега, ДАН СССР, **235**, 564 (1977).
22. Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков, Изв. АН СССР, серия физическая, **42**, № 12 (1978).
23. Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков, П. И. Чернега, Препринт ИПМ АН СССР, № 52 (1979).
24. В. А. Выслоух, К. Д. Егоров, В. П. Кандидов, Вестник МГУ, серия Физика, астрономия (в печати).
25. L. S. Bradley, J. Herrmann, *Appl. Opt.*, **13**, 331 (1974).
26. С. А. Primetzman, D. G. Fouche, *Appl. Opt.*, **15**, 990 (1976).
27. С. А. Primetzman, F. B. Johnson, I. Wigdor, *Appl. Opt.*, **17**, 2909 (1978).
28. В. А. Выслоух, К. Д. Егоров, В. П. Кандидов, Изв. вузов — Радиофизика, **22**, № 4, 434 (1979).

29. К. Д. Егоров, В. П. Кандидов, I Всесоюзная конференция «Проблемы управления параметрами лазерного излучения», Тезисы докладов, ч. I, Ташкент, 1978, стр. 170.
30. В. А. Выслоух, С. С. Чесноков, там же, стр. 162
31. В. А. Вылоух, С. С. Чесноков, Вестник МГУ, серия Физика, астрономия (в печати).
32. J. Wallace, J. Pasciak, J. Opt. Soc. Am., 65, 1257 (1975).
33. J. Wallace, J. Pasciak, J. Opt. Soc. Am., 67, 1569 (1977).
34. J. A. Fleck, J. R. Morris, Appl. Opt., 17, 2575 (1978).
35. J. R. Durney, D. C. Smith, J. Opt. Soc. Am., 67, 295 (1977).
36. В. Воробьев, Изв. вузов — Физика, № 11, 61 (1977).
37. В. А. Алешкович, А. П. Сухоруков, Письма в ЖЭТФ, 12, 112 (1970).
38. P. R. Akkapedi et al., Conf. on Laser Engineering and Applications, Digest of Technical Papers, IEEE/OSA, 1979, p. 36.
39. J. E. Pearson, S. Hansen, J. Opt. Soc. Am., 67, № 3, 325 (1977).
40. П. А. Бакут, Н. Д. Устинов, И. Н. Троицкий, К. Н. Свиридов, Зарубежная радиоэлектроника, № 3, 55 (1977).
41. J. Heggappi, J. Opt. Soc. Am., 67, № 3, 290 (1977).
42. М. А. Воронцов, С. С. Чесноков, V Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере, Тезисы докладов, ч. III, Томск, 1979, стр. 6; М. А. Воронцов, С. С. Чесноков, Изв. вузов — Физика (в печати).
43. В. С. Авербах, А. А. Бетин, В. А. Гапонов, А. И. Макаров, Г. А. Пасманик, В. И. Таланов, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 8, 1077 (1978).
44. A. Yariv, IEEE, QE-14, № 9, 650 (1978).
45. C. L. Hages et al., J. Opt. Soc. Am., 67, № 3, 269 (1977).
46. Ф. П. Васильев, Лекции по методам решения экстремальных задач, изд. МГУ, М., 1974.
47. T. R. O'Meara, J. Opt. Soc. Am., 67, № 3, 306 (1977).
48. J. R. Durney et al., Conf. on Laser Engineering and Applications, Digest of Technical Papers, IEEE/OSA, 1979, p. 38.
49. W. B. Bridges, J. E. Pearson, Appl. Phys. Lett., 26, № 9, 539 (1975).
50. J. Pearson, Opt. Lett., 2, № 1, 7 (1978).
51. М. А. Воронцов, I Всесоюзная конференция «Проблемы управления параметрами лазерного излучения», Тезисы докладов, ч. II, Ташкент, 1978, стр. 157.
52. Ф. П. Васильев, М. А. Воронцов, О. А. Литвинова, ЖВМ и МФ, 19, № 4, 1053 (1979).
53. М. А. Воронцов, С. С. Чесноков, Изв. вузов — Радиофизика, 22, № 11, 1318 (1979).
54. М. А. Воронцов, С. С. Чесноков, V Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере, Тезисы докладов, ч. III, Томск, 1979, стр. 9.
55. М. А. Воронцов, Квантовая электроника, 6, № 10, 1278 (1979).
56. Р. Г. Стронгин, Численные методы в многоэкстремальных задачах, изд. Наука, М., 1978.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
26 июля 1979 г.