

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики

В.П. Лукин

В связи с широким применением оптико-электронных систем дан обзор развития адаптивной оптики как эффективного средства устранения нерегулярных искажений, возникающих при распространении света в неоднородной среде с помощью управляемых оптических элементов. Представлено описание этого быстро развивающегося направления науки и техники. Многие идеи, разрабатываемые в последние годы, были высказаны достаточно давно, однако только сейчас, в связи с созданием современной элементной базы оптико-электронных систем и приборов, начинают внедряться в самые широкие области науки и техники. Проведён анализ развития адаптивной оптики от идей до внедрённых систем в астрономии, в исследованиях физики мощных лазеров, в медицине. Представлено современное состояние развития систем адаптивной оптики в звёздной и солнечной астрономии, приведены некоторые результаты их использования в системах коррекции искажений мощных лазерных систем и комплексов.

PACS numbers: 42.65.Hw, 42.68. – w, 42.68.Ay

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201406b.0599

Содержание

1. Введение (599).
2. Первые годы развития адаптивной оптики (600).
3. Принципы функционирования систем адаптивной оптики (601).
 - 3.1. Общие свойства прямых и сопряжённых волн в случайно-неоднородной среде.
 - 3.2. Методы формирования обращённой волны.
 - 3.3. Обоснование алгоритма "фазового сопряжения".
 - 3.4. Схемы построения систем адаптивной оптики.
4. Ключевые компоненты систем адаптивной оптики и требования к ним (608).
 - 4.1. Датчики волнового фронта и методы реконструкции волнового фронта.
 - 4.2. Активные корректоры искажений волнового фронта.
 - 4.3. Численное моделирование систем адаптивной оптики.
5. Применение систем адаптивной оптики в астрономии (616).
 - 5.1. Зачем нужна адаптивная оптика для астрономии?
 - 5.2. Применение частичной коррекции в астрономии.
 - 5.3. Эффективность применения систем адаптивной оптики в астрономии.
 - 5.4. Развитие систем адаптивной оптики для солнечных телескопов.
 - 5.5. Создание системы адаптивной оптики для солнечного телескопа БСВТ.
 - 5.6. Искусственные опорные источники в адаптивных оптических системах и методы их создания в астрономии.
 - 5.7. Мультисопряжённая адаптивная система.
6. Применение систем адаптивной оптики для формирования лазерных пучков излучения (627).

- 6.1. Оптимизация формирования лазерных пучков излучения.
- 6.2. Априорная фазовая коррекция.
- 6.3. Использование алгоритма фазового сопряжения для коррекции эффектов теплового самовоздействия излучения.
- 6.4. Фазовая коррекция в условиях сильных флуктуаций.
- 6.5. Амплитудно-фазовое управление на основе линейных систем.
- 6.6. Системы адаптивной оптики для мощных лазерных комплексов.
- 6.7. Применение адаптивной оптики в военных лазерных проектах.
- 6.8. Применение систем адаптивной оптики в медицине.

7. Заключение (637).

Список литературы (638).

1. Введение

Современные оптико-электронные системы (ОЭС) ввиду технического несовершенства составляющих элементов и случайных неоднородностей на трассах распространения оптических волн практически не реализуют своей предельной эффективности. В то же время интенсивное применение ОЭС для передачи информации, узконаправленной транспортировки энергии электромагнитного излучения, формирования изображения в реальных условиях делают актуальным развитие методов и устройств коррекции, в том числе адаптивных, представляющих собой наиболее радикальные средства борьбы со снижением этой эффективности. Применительно к системам, работающим в случайно-неоднородных средах, таких как земная атмосфера, основными искажающими факторами, наряду с молекулярным поглощением и аэрозольным рассеянием света, являются крупномасштабные случайные неоднородности показателя преломления. Они в первую очередь связаны с атмосферной рефракцией и турбулентным перемешиванием воздушных масс в атмосфере, а также могут возникать из-за молекуляр-

В.П. Лукин. Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, пл. Академика Зуева 1, 634021 Томск, Российская Федерация
Тел. (3822) 49-26-06. Факс (3822) 49-20-86
E-mail: lukin@iao.ru

Статья поступила 19 апреля 2013 г.,
после доработки 17 декабря 2013 г.

ного и аэрозольного поглощения в канале распространения мощного оптического излучения. Возможно применение различных методов для минимизации этих искажений путём выбора, например, оптимальной длины волны, пространственных параметров и временных режимов излучения и т.д. Однако наиболее радикальным средством являются создаваемые в настоящее время системы адаптивной оптики (АО), которые позволяют в реальном масштабе времени компенсировать эти искажения.

Термин "адаптивная оптика" обобщает широкий круг задач и собственно оптических устройств, которые позволяют уменьшить влияние атмосферных или иных неоднородностей показателя преломления на эффективность работы оптических систем. Применительно к атмосферным задачам целью разработки адаптивных систем является минимизация искажений при формировании оптических пучков и изображений. Принцип работы адаптивных систем заключается в управлении волновым фронтом принимаемого или передаваемого излучения. Это управление осуществляется посредством активных элементов, таких как гибкие или составные управляемые зеркала, управляемые фазовые транспаранты и т.д.

В настоящее время АО стала разделом физической оптики, изучающим методы устранения нерегулярных искажений, возникающих при распространении света в неоднородной среде, с помощью управляемых оптических элементов. Основные задачи АО — это повышение предела разрешения наблюдательных приборов, концентрация оптического излучения на приёмнике или мишени и т.п. АО находит применение в конструировании наземных астрономических телескопов, в системах оптической коммуникации, в промышленной лазерной технике, в офтальмологии и пр., где позволяет компенсировать соответственно атмосферные искажения, аберрации оптических систем, в частности, оптических элементов глаза человека.

Об актуальности проблемы развития систем АО свидетельствуют многочисленные международные и российские конференции, в том числе мероприятия, проводимые Международным обществом инженеров-оптиков (SPIE), наличие секций по АО в программах различных конференций, тематика которых связана с физикой лазеров, оптикой атмосферы, вопросами дистанционного зондирования, применением лазерной техники и оптики в промышленности и медицине, особенно в офтальмологии. АО прошла время своего становления и вступает в период широкого внедрения. Развитие АО было стимулировано в первую очередь практическими задачами создания оптических систем, для успешного функционирования которых необходимо устранять возмущения волнового фронта, вызываемые неконтролируемыми случайными воздействиями. К наиболее известным системам такого типа относятся наземные телескопы для астрономических исследований, системы формирования и фокусировки лазерного излучения; лазерные высокоточные измерительные системы, работающие в атмосфере; оптические системы формирования излучения мощных лазеров. Задачи систем АО достаточно разнообразны, но их объединяет общая идея — устранение нерегулярных искажений, возникающих при распространении света в неоднородной среде, с помощью управляемых оптических элементов.

2. Первые годы развития адаптивной оптики

Что же такое системы АО и с чего началось их развитие? Считается, что первые исследования по созданию систем АО были выполнены в конце 1950-х гг. Идеи, положившие начало развитию систем АО, способных в реальном времени компенсировать атмосферные искажения волнового фронта, практически одновременно были высказаны в США (Х.У. Бэбкок) [1] и СССР (В.П. Линник) [2]. При этом следует специально оговориться, что речь идёт о современной эпохе развития АО, поскольку вопросам управления параметрами оптической волны уделяли внимание ещё такие учёные, как Архимед, Леонардо да Винчи и др. (см. указание об этом в монографии [3]). Бэбкок в работе [1] предложил использовать для коррекции искажений управляемые оптические элементы с обратной связью. Линник высказал идеи [2] по принципиальной возможности активной компенсации атмосферных искажений при астрономических наблюдениях с помощью зеркальных устройств с составной или сплошной деформируемой поверхностью.

Безусловно, первые идеи создания адаптивной оптики были высказаны раньше, чем появились первые возможности их реализации. Нужны были специальные элементы для построения систем АО. Они появились только в 1970-х гг., поэтому первые сколько-нибудь существенные успехи в развитии и применении АО относятся именно к этому времени. В связи с этим следует выделить обзорную работу Дж. Харди [4] по применению систем АО для коррекции динамических искажений в оптических волнах. Отметим, что именно Дж. Харди предложил создать первую адаптивную оптическую систему для коррекции атмосферных искажений [5], названную RTAC (Real-Time Atmospheric Compensation), которая была разработана под его руководством фирмой Jtek (США).

Система RTAC содержала телескоп с апертурой 30 см и активный корректор на базе монолитного пьезоэлектрического зеркала с 21 каналом управления. Блок-схема этой системы показана на рис. 1. Как видно из рисунка, это была система коррекции искажений принимаемого оптического сигнала. К сожалению, о фактической работе такой системы мало что известно.

Обратим внимание на то, что первые действительно успешные работы по применению систем АО были выполнены именно в астрономии. Это связано с тем, что первые системы АО были достаточно дороги, и поэтому только дорогостоящие научные проекты, какими всегда были и остаются крупные астрономические телескопы, могли выделить средства для построения таких систем. Здесь следует особо отметить многолетние исследования [6], проводимые в Европейской южной обсерватории.

В 1970-е гг. ускоренным образом развивались теоретические и экспериментальные исследования по применению оптических систем в атмосфере, в основе которых лежали достижения теории распространения волн в случайно-неоднородных средах [7–15]. Среди первых теоретических исследований особое место занимают работы Д. Фрида [10, 12], в которых проведена параметризация оптических систем с точки зрения уровня фазовых флуктуаций в оптической волне, впервые введён так называемый радиус когерентности атмосферы и определены такие понятия, как короткая и длинная экспозиции

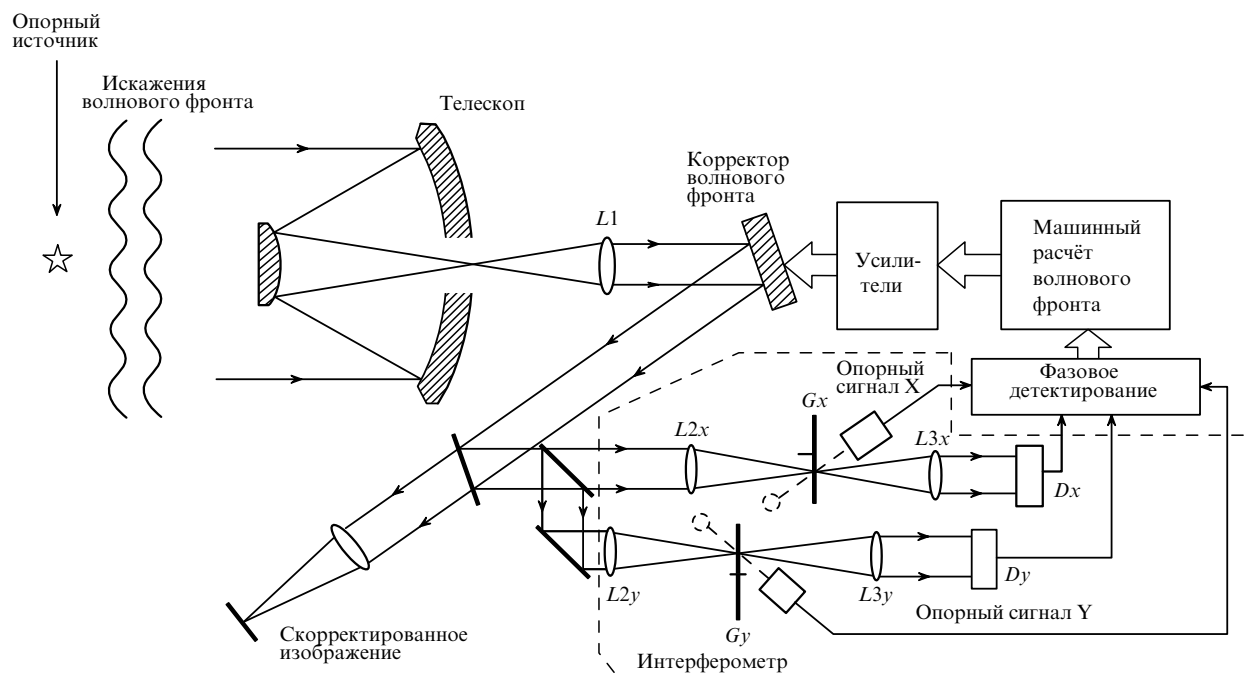


Рис. 1. Блок-схема системы РТАС для компенсации атмосферных искажений в реальном времени.

при регистрации случайных оптических сигналов. Безусловно важными стали исследования Д. Гринвуда [13, 14], в которых было введено понятие частоты Гринвуда, определяющее минимальные требования к быстродействию контура обратной связи системы АО. Эти исследования позволили в первую очередь сформулировать необходимые требования к элементам системы АО. Это было сделано как для задач формирования изображений, так и для задач формирования когерентных лазерных пучков в атмосфере [15–17]. Определённым итогом развития исследований первых лет стали тематические выпуски [18, 19] журналов Американского оптического общества, посвящённые проблемам адаптивной коррекции атмосферных искажений. Д. Фрид в предисловии к одному из них [18] высказался об этой проблеме следующим образом: «Так же как о погоде, многие имели обыкновение рассуждать о турбулентности земной атмосферы, но никто не пытался бороться с ней. Однако теперь ситуация быстро меняется. Оптическая техника достигла такого уровня развития, что у нас появилась возможность как-то противостоять вредному влиянию турбулентности на распространение оптического сигнала. Это "как-то" получило название "адаптивная оптика"». К этому следует добавить, что средства адаптивной оптики позволяют не только уменьшить искажающее действие атмосферной турбулентности, но и компенсировать искажения, вызываемые другими причинами, например, тепловыми деформациями зеркал или неточностью их изготовления [17, 20–23].

Итоги развития исследований по созданию систем АО в СССР были обсуждены на первой всесоюзной научной конференции по применению систем АО, проведённой в 1986 г. в Крымской астрофизической обсерватории [24]. Следует отметить также, что в конце 1980-х и в начале 1990-х гг. вышло несколько тематических выпусков "Атмосферная адаптивная оптика" журналов *Известия вузов. Физика* [25] и *Оптика атмосферы и океана* [26–30]. В период 1993–1996 гг. достаточно интенсивно

разрабатывались оригинальные отечественные проекты адаптивных телескопов [31–34].

3. Принципы функционирования систем адаптивной оптики

В этом разделе кратко сформулированы принципы функционирования систем АО. В первую очередь отметим, что работа таких систем основывается на свойствах линейности, взаимности и квазистационарности самой среды распространения оптической волны. При этом основным является принцип взаимности Гельмгольца, соответствующий, по существу, принципу обратимости информации, согласно которому флуктуации элементарной сферической волны, прошедшей через случайную среду в прямом и обратном направлениях, абсолютно идентичны [7–9, 16, 17, 35]. Этот принцип выполняется как для свободного пространства, так и для неоднородной турбулентной и рефракционной среды, что позволяет на его основе полностью устранить влияние среды.

3.1. Общие свойства прямых и сопряжённых волн в случайно-неоднородной среде

При дальнейшем рассмотрении будем исходить из предположения, что распространение оптической волны происходит в случайно-неоднородной среде с диэлектрической проницаемостью $1 + \varepsilon(\mathbf{r})$. В этом случае распространение оптической волны можно описать скалярным уравнением [7, 8, 35] Гельмгольца

$$\Delta U(\mathbf{r}) + k^2 [1 + \varepsilon(\mathbf{r})] U(\mathbf{r}) = 0. \quad (1)$$

Для излучения с длиной волны λ ($k = 2\pi/\lambda$), много меньшей характерных масштабов неоднородностей случайно-неоднородной среды l_ε , можно [35] искать решение (1) в виде $v(\mathbf{r}) = U(x, \mathbf{p}) \exp(ik|x - x_0|)$. При этом предполагается, что волна распространяется вдоль оси X декартовой системы координат, а граничные условия

задаются в начальной плоскости x_0 . При условиях $\lambda \ll l_e$, $\lambda|x - x_0|/l_e^2 \ll l_e^2/\lambda^2$ комплексная амплитуда поля $U(x, \mathbf{p})$ из (1) удовлетворяет двум уравнениям, описывающим распространение влево и вправо от источника излучения:

$$2ik \frac{dU}{dx} + \Delta_{\mathbf{p}} U + k^2 \varepsilon(x, \mathbf{p}) U(x, \mathbf{p}) = 0, \quad x > x_0, \quad (2)$$

$$-2ik \frac{dU}{dx} + \Delta_{\mathbf{p}} U + k^2 \varepsilon(x, \mathbf{p}) U(x, \mathbf{p}) = 0, \quad x < x_0, \quad (3)$$

с граничным условием $U(x_0, \mathbf{p}) = U_0(\mathbf{p})$. Для уравнения (1) можно ввести функцию Грина $G(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p})$ задачи, которая имеет смысл поля, создаваемого в точке $(x, \mathbf{p})$ точечным источником единичной амплитуды, расположенным в точке $(x_0, \mathbf{p}_0)$. Решение уравнений (2), (3) в силу линейности можно записать в виде

$$U(x, \mathbf{p}) = \iint d^2 \rho_0 U_0(\mathbf{p}_0) G(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p}). \quad (4)$$

Выражение (4) является записью принципа Гюйгенса – Френеля. Для однородной среды (при $\varepsilon(\mathbf{r}) = 0$) функция Грина $G^0(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p})$ в приближении Кирхгофа дается [7, 8, 35] следующим выражением:

$$G^0(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p}) = \frac{1}{2\pi i |x - x_0|} \exp \left\{ ik|x - x_0| + \frac{ik}{2|x - x_0|} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2 \right\}. \quad (5)$$

Анализируя свойства функций Грина, можно показать, что при $x_0 < x < x_1$ или $x_0 > x > x_1$

$$G(x_0, \mathbf{p}_0, x_1, \mathbf{p}_1) = \iint d^2 \rho G(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p}) G(x, \mathbf{p}, x_1, \mathbf{p}_1), \quad (6)$$

т.е. имеет место так называемое *правило суперпозиции функций Грина*, которое позволяет составлять из двух функций Грина, определенных на прилегающих интервалах, функцию Грина для объединения этих интервалов. Ещё одним свойством функций Грина, весьма важным для обоснования работы систем АО, является *принцип взаимности* [35], который означает, что поле, создаваемое в точке $(x_1, \mathbf{p}_1)$ источником, расположенным в точке $(x_0, \mathbf{p}_0)$, равно полю, создаваемому в точке $(x_0, \mathbf{p}_0)$ источником, расположенным в точке $(x_1, \mathbf{p}_1)$:

$$G(x_0, \mathbf{p}_0, x_1, \mathbf{p}_1) = G(x_1, \mathbf{p}_1, x_0, \mathbf{p}_0). \quad (7)$$

Отметим, что принцип взаимности справедлив для любых функций $\varepsilon(x, \mathbf{p})$, в частности, для разрывных и комплексных. Для сред, в которых $\varepsilon(x, \mathbf{p}) = \varepsilon^*(x, \mathbf{p})$ (т.е. отсутствуют поглощение и усиление, прямые G и сопряжённые G^* волны распространяются в одной и той же среде. Тогда, используя принцип взаимности (6), можно показать, что

$$\iint d^2 \rho G^*(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p}) G(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p}) = \delta(\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}). \quad (8)$$

Это последнее выражение можно рассматривать как *свойство ортогональности функций Грина*. Отметим, что, в отличие от принципа взаимности, ортогональность имеет место лишь для среды с действительной диэлектрической проницаемостью.

Свойство ортогональности функций Грина связано с законом сохранения энергии. Используя свойства функции Грина, можно записать [16, 17] полную мощность излучения $P(x)$ в любой плоскости x в виде

$$P(x) = \iint d^2 \rho U(x, \mathbf{p}) U^*(x, \mathbf{p}) = \iint d^2 \rho U(x_0, \mathbf{p}) U^*(x_0, \mathbf{p}) = P(x_0). \quad (9)$$

Выражение (8) допускает следующую физическую интерпретацию. Умножая его правую и левую части на начальное поле $U^*(x_0, \mathbf{p}_0)$ и интегрируя, получим

$$\iint d^2 \rho_1 U^*(x_1, \mathbf{p}_1) G(x_1, \mathbf{p}_1, x_0, \mathbf{p}_0) = U^*(\mathbf{p}_0). \quad (10)$$

Это означает, что оптическая волна, прошедшая оптическую трассу в прямом направлении и отражённая назад от элемента, выполняющего операцию обращения волнового фронта (при этом происходит комплексное сопряжение отражённой волны), в результате обратного прохождения по той же трассе восстанавливает поле, сопряжённое начальному, т.е. амплитудное и фазовое распределения поля совпадают с начальными. Выражение (10) и является, по существу, теоретическим обоснованием применимости использования алгоритма (операции) обращения волнового фронта (ОВФ) для коррекции распределённых искажений волнового фронта. При этом необходимо обеспечить, чтобы оптическая волна дважды проходила через одни и те же случайные неоднородности — в прямом и обратном направлениях. В работах [36–41] показано, что при отражении волны от ОВФ-элемента конечных размеров доля энергии, входящая в отражённой волне на сопряжённую компоненту, остаётся неизменной в процессе распространения волны в неоднородной среде и равна доле падающей энергии в пределах апертуры ОВФ-элемента. Исходя из этих общих свойств волнового уравнения было установлено, что операция *обращения волнового фронта*, выполненная на всей плоскости, позволяет с помощью (10) восстановить исходное распределение поля, прошедшего через случайно-неоднородную среду.

3.2. Методы формирования обращённой волны

В работе [39] отмечается, что в линейной оптике прозрачных сред (как геометрической, так и волновой) справедлив принцип временной обратимости, поскольку уравнения Максвелла или соответствующие им волновые уравнения остаются инвариантными при замене знака времени. Поэтому для любого решения уравнения, например, в случае оптического поля (лазерного пучка), существенно искажённого в неоднородной среде, действительно всегда существует "обращённое" решение того же уравнения. В частности, обращённая сферическая волна, прошедшая через слой неоднородной среды, при её полном перехвате и обратном распространении через ту же среду обеспечивает идеальную фокусировку волны (см. (8)). Данный факт, по сути, является обоснованием возможности адаптивной ОВФ-фокусировки пучков излучения в заданную точку неоднородной среды.

Таким образом, как было показано в работах [16, 17, 36–40], для приёмо-передающих оптических систем

может быть применён наиболее естественный алгоритм коррекции, реализующий принцип обратимости, каким является ОВФ. Операция обращения волнового фронта предполагает сопряжение (знак фазы меняется на обратный) полной фазы волны и воспроизведение её амплитудного распределения. По этой причине в англоязычной литературе операцию получения обращённой волны называют волновым сопряжением (wave-front conjugation) и используют термин "обращение времени" (time reversal). В первые годы исследований в научной литературе [37–41] для обозначения такой операции даже применялся термин "ОВФ-зеркало", он подчёркивал её особенности: воспроизведение распределения амплитуды поля (или плотности мощности) и замену знака фазы на противоположный (обращённый). В когерентной оптике, используя арсенал нелинейной оптики, можно создать такие положения и направления амплитуды и фазы элементарных пучков, чтобы в дальнейшем в деталях воспроизвести обратное течение процесса распространения волны. Это удаётся осуществить, в частности, потому, что когерентная волна обладает (характеризуется) относительно малым числом степеней свободы элементов, обобщённые скорости которых следует обратить. В монографии [39] получена такая оценка: оказалось, что для формирования оптического поля в объёме примерно 1 см^3 в среднем необходимо следить за числом степеней свободы порядка 10^4 . Ниже (см. раздел 4) мы покажем, как делаются подобные оценки числа степеней свободы для оптической системы на современном уровне.

Особо следует отметить возможность применения для формирования лазерных пучков явления ОВФ, наблюдаемого при нелинейных оптических процессах. При использовании ОВФ в оптической системе могут отсутствовать такие элементы, как корректор волнового фронта, анализатор рассеянного объектом поля и система управления. Все эти функции объединены в одном нелинейном оптическом ОВФ-устройстве. Для получения высокой эффективности коррекции фронта излучения в реальном масштабе времени необходимо, чтобы процесс обращения успевал срабатывать быстрее, чем искажается форма волновой поверхности [36, 39–42]. Существующие и разрабатываемые системы с ОВФ действительно обладают достаточно высоким пространственным разрешением, что позволяет компенсировать мелкомасштабные флуктуации фазы, и весьма малым временем реакции, недостижимым с помощью адаптивных устройств другого типа.

В 1970–1980-х гг. было предложено и реально разработано [37–41, 43] множество методов и методик создания "обращённой" волны. Можно выделить следующие: создание ОВФ в статической и динамической голографии, параметрические методы формирования ОВФ, а также методы на основе использования вынужденного рассеяния света — вынужденного комбинационного рассеяния света, вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна и ряда других механизмов.

Создание ОВФ-волны при обращении в статической голограмме требует наличия опорной волны при записи. Этот способ обладает тем недостатком, что для обращения каждой новой волны требуется записывать новую голограмму, а это затруднительно, так как необходимо формировать ОВФ в реальном масштабе времени. Проблема устраняется при использовании специальных сред,

в которых возмущения диэлектрической проницаемости возникают непосредственно в присутствии интерферирующих полей и исчезают при их снятии. Голография в таких средах называется динамической. Процессы взаимодействия волн в этих средах составляют предмет нелинейной оптики, а сами среды называют нелинейными. В таких средах процессы записи голограммы и её считывания совмещены во времени. Значительный прогресс в области динамической голографии был достигнут при создании ОВФ при четырёхволновом смещении, где используются две опорные волны. Вместе с тем безусловным ограничением для получения обращённой волны высокого качества в этих методах является требование наличия как оптически однородной рабочей среды, так и опорных волн, однородных в объёме взаимодействия, в то же время для достижения высокой эффективности ОВФ интенсивность таких опорных волн должна быть достаточно большой. Эти требования являются взаимно противоречивыми, поскольку гладкие волны большой интенсивности в нелинейных реактивных средах неустойчивы. В режиме развивающейся неустойчивости возмущения нерегулярным образом искажают структуру опорных волн, приводя к ухудшению эффективности и качества ОВФ. Это, в свою очередь, накладывает ограничения на применимость самого метода формирования ОВФ.

Параметрические методы создания ОВФ основаны на том, что существуют такие оптические среды, в которых при взаимодействии сильных оптических полей E_0 диэлектрическая проницаемость изменяется на величину, пропорциональную локальному значению этого поля, $\delta\epsilon \propto \chi^{(2)} E_0$. Здесь $\chi^{(2)}$ — коэффициент, характеризующий квадратичную нелинейность среды. Идея состоит в том, чтобы сформировать сильную опорную волну на удвоенной по отношению к сигналу частоте, и если сигнальная волна E_s , из которой следует сформировать волну с обращённым фронтом, будет распространяться в ту же сторону, что и опорная E_0 , то навстречу ей сформируется волна $\chi^{(2)} E_0 E_s^*$. Параметрические методы формирования ОВФ, будучи весьма привлекательными с принципиальной точки зрения, в оптике получили сравнительно малое распространение из-за трудностей создания синхронной модуляции на удвоенной частоте в большом объёме.

Для реализации методов вынужденного рассеяния света необходимо, чтобы в среде распространялись как минимум две монохроматические волны разной частоты. А для осуществления процесса вынужденного рассеяния необходимо, чтобы разность частот этих волн была близка к частоте каких-либо собственных колебаний среды. Кроме этого, нужно, чтобы существовал механизм, позволяющий бегущей интерференционной картине полей раскачивать эти собственные колебания, а также позволяющий собственным колебаниям модулировать диэлектрическую проницаемость среды. Например, для вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна собственные колебания среды соответствуют звуковым волнам очень высокой частоты (порядка 10^9 Гц, это так называемый гиперзвук), а механизм раскачки обусловлен силами электрострикции, втягивающими вещество в места с большим локальным значением интенсивности поля. В свою очередь, возмущения плотности среды изменяют её диэлектрическую проницаемость. Распространяющиеся волны будут рассеи-

ваться на образовавшихся неоднородностях. Здесь очень важно, что пространственная структура раскачанных колебаний среды строго согласована с картиной интерференции возбуждающих световых полей. К недостаткам ОВФ на основе вынужденного рассеяния света относится пороговый характер процесса вынужденного рассеяния, вследствие чего требуется достаточно высокая мощность обрабатываемой волны. Общий недостаток всех упомянутых выше методов формирования ОВФ-полей состоит в жёстких требованиях к оптическому качеству нелинейной среды, пространственной структуре опорных волн и монохроматичности полей. Всё это ограничивает точность воспроизведения обращённой волны и делает коррекцию малоэффективной. С другой стороны, требования к точности воспроизведения ОВФ, естественно, будут зависеть от условий распространения на трассе оптической волны. Главное условие для обеспечения обратимости флуктуаций фактически означает, что случайная среда должна быть "заморожена" и распространение в среде происходит практически мгновенно. Именно это обеспечивает полное соответствие прямого и обратного распространения. В выражении (7) прямая и обратная волны проходят через одни и те же неоднородности среды и в результате получают одни и те же искажения. Такое возможно только при условии, что временной задержкой в системе, связанной с временем распространения света по трассе, а также с временем "срабатывания" активной среды, формирующей обращённый волновой фронт, можно пренебречь. Это накладывает ограничения на длину трасс, на выбор вещества для создания ОВФ-зеркала и на величину уровня флуктуаций на трассе распространения волны.

При этом следует отметить, что создаваемые устройства на базе ОВФ-элементов ограничены в своих размерах как сверху, так и снизу, поскольку трудно сделать однородные большие по размеру активные среды, а на малых масштабах в жидкостях и газах (это вещество активных сред для создания ОВФ) проявляются эффекты, связанные с вязкостью и температуропроводностью вещества. В то же время увеличение мощности излучения приводит к непоправимым разрушениям активного вещества, реализующего механизм формирования обращённого фронта волны. Кроме этого, например, для астрономических приложений, практически невозможно применение ОВФ-методов в условиях, когда принимаемый сигнал представляет собой поток отдельных фотонов, а во многих случаях в ОЭС необходимо обеспечивать формирование ОВФ-волны для немонахроматического излучения, что затруднительно. Всё это снижает точность воспроизведения обращённой волны, вводит ограничения на применимость таких систем.

Наряду с применением нелинейной оптики для коррекции искажений в оптических волнах на основе алгоритма ОВФ, широко развивается так называемая линейная адаптивная оптика. В научной литературе по адаптивной оптике уже в первые годы её развития [4, 18, 19, 43] было принято подразделять адаптивную коррекцию по типу применяемых методов: методов формирования обращённой волны и методов, основанных на прямой фазовой коррекции искажений волнового фронта. Для этого разработаны и уже успешно применяются достаточно эффективные технические средства (оптические элементы) управления фазой оптической волны. Это деформируемые оптические элементы, в том числе зер-

кала, линзы, а также фазовые транспаранты и т.д. При линейной фазовой коррекции возникают ограничения качества коррекции, связанные с потерей информации об амплитуде, а также с влиянием пространственной ограниченности области коррекции. Эти ограничения были изучены в многочисленных работах, в том числе советских (российских) учёных [36–42], что, в частности, позволило создать высокоэффективную теорию применения методов фазовой коррекции волнового фронта.

3.3. Обоснование алгоритма "фазового сопряжения"

Методы коррекции оптических полей на основе формирования обращённого волнового фронта действительно достаточно интенсивно развивались, однако для ряда приложений в оптических системах применение этой техники затруднено. Именно техническая реализация алгоритма ОВФ практически оказалась не всегда возможной и, как альтернатива ОВФ, в системах АО стал широко использоваться алгоритм фазового сопряжения (ФС), или адаптивной фазовой коррекции [43–45]. Линейная адаптивная оптика взяла из теории распространения волн в качестве основного также принцип обратимости, но использует его несколько по-иному. Если в системах ОВФ опорное излучение, или опорный источник света, использовался для создания самих ОВФ-элементов, то системы линейной адаптивной оптики основываются на применении опорных источников для измерения фазовых искажений.

Рассмотрим классическую ОЭС, в которой оптическое излучение формируется через слой случайно-неоднородной среды, например, атмосферной турбулентности. Задача для самой системы — передать через слой излучение с минимальными потерями на рассеяние света. Улучшить возможности ОЭС может адаптивная система, которая использует адаптивную фазовую коррекцию с учётом измерений флуктуаций фазы в опорном излучении. Предполагается, что помимо основного излучения, которое нужно подвергнуть коррекции, существует так называемое опорное излучение. В зависимости от назначения ОЭС опорное излучение выделяется различными способами. Так, в астрономии в качестве опорного излучения может рассматриваться само излучение от исследуемого объекта (звезды); если же объект слабый, то используется расположенный рядом соседний объект (какая-либо более сильная звезда), а если вблизи на небе нет таких объектов, то применяется техника формирования лазерной опорной звезды [17, 44, 45]. В любом случае излучение опорного источника проходит через слой случайно-неоднородной среды практически тот же путь, что и излучение, которое нужно передать на какой-либо объект.

В задачах АО для лазерных пучков излучения опорный источник может формироваться как специальный (дополнительный) источник, также в этом качестве может использоваться отражённое назад излучение от того объекта, на который фокусируется излучение, либо от каких-то других объектов вблизи. В любом случае опорным может считаться источник, расположенный на известном расстоянии, по возможности — это источник с достаточно гладким распределением поля. Легко показать [4, 43–45], что управление фазой оптической волны более эффективно, чем управление её интенсивностью, поэтому развиваются именно фазовые системы линейной адаптивной коррекции. В случае адаптивной фазовой

коррекции управлению подлежит только флуктуационная часть фазы волны, измеренная в поле опорного источника, прошедшего через случайную среду, а распределение интенсивности излучения оптической волны сохраняется неизменным. В результате фазосопряжённая коррекция (phase conjugation) сводится к управлению фазовым распределением поля излучения (при передаче или приёме излучения) на основе информации о мгновенном распределении неоднородностей среды, в которой распространяется излучение.

В связи с этим системы АО можно характеризовать как системы с оптической обратной связью, замыкаемой через слой случайно-неоднородной среды, и они могут описываться с помощью введения так называемого опорного источника. Такой опорный источник, являясь основным элементом системы, может быть как реальным (специально сформированным или естественным источником), так и мнимым, например, образуемым путём отражения излучения. То, что практически основным алгоритмом коррекции для большинства систем АО стало фазовое сопряжение, прежде всего связано с тем, что в оптике управление амплитудой (или интенсивностью излучения) затруднено, и по сути коррекция на основе алгоритма ФС представляет собой реализацию метода формирования обращённой волны с потерей информации об амплитуде оптической волны.

Пусть опорный источник в результате распространения через случайную среду имеет поле $E_0(x_0, \mathbf{p}_0)$, с помощью датчика волнового фронта происходит измерение фазы поля опорного источника. Измеренная фаза $\varphi(x_0, \mathbf{p}) = \arg[E_0(x_0, \mathbf{p}_0)]$ по алгоритму ФС, т.е. со знаком "минус", вводится в исходное распределение основного пучка на входе его в случайную среду, тогда скорректированное поле пучка, сформированного в плоскости x объекта, даётся следующим выражением:

$$U(x, \mathbf{p}) = \iint d^2 \rho_0 U_0(\mathbf{p}_0) G(x_0, \mathbf{p}_0, x, \mathbf{p}) \times \exp(-i \arg[E_0(x_0, \mathbf{p}_0)]) . \quad (11)$$

При этом информация о распределении амплитуды (интенсивности) в опорном источнике теряется, тогда как алгоритм ОВФ предполагает сопряжение полной фазы (дифракционной и флуктуационной) волны и воспроизведение амплитуды (интенсивности). Алгоритм ФС основан на том, что исходный пучок перед направлением его в случайную среду получает "предыскажения", которые по знаку обратны фазе принимаемой опорной волны, прошедшей через ту же среду, только в противоположном направлении. Если бы мы использовали в выражении (11) алгоритм ОВФ, то при достаточно большой апертуре преобразование типа (11) восстановило бы исходное распределение, т.е. передача исходного излучения осуществлялась бы, как в случае распространения в вакууме. В работах [17–20, 37, 38, 44] из принципа взаимности и следствий из него была обоснована возможность описания адаптивных оптических систем с обратной связью на основе использования "опорного" источника, который вводится в контур текущего контроля за параметрами случайно-неоднородной среды, в которой распространяется излучение. При этом чётко были показаны предельные возможности адаптивной коррекции, основанной на формировании волны с обращённым волновым фронтом, и алгоритма ФС, корректи-

рующего только дополнительный к дифракционному и обусловленный действием случайно-неоднородной среды флуктуационный фазовый набег. Алгоритм ФС может быть применён как для принимающих ОЭС, так и для передающих.

Для задач формирования лазерных пучков на удалённых объектах имеет место следующая ситуация. В этом случае измерения флуктуаций фазы происходят в поле, созданном опорным источником, а фазовая коррекция (адаптивное управление) прилагается к другому оптическому полю, например, некоего лазерного пучка, передаваемого на удалённый объект; эффект коррекции должен иметь место именно в области формирования этого основного излучения. Ввиду взаимности флуктуаций поля этот эффект имеет место, так как основное и опорное поля проходили через одни и те же неоднородности случайной среды. Поскольку алгоритм ФС компенсирует только флуктуационные случайные фазовые искажения, его применимость, прежде всего, связана с созданием адаптивных систем формирования лазерных пучков для уменьшения их расходимости в атмосфере до дифракционных пределов. В ряде работ [16, 17, 36, 42] были исследованы потенциальные возможности алгоритма ФС, причём в наиболее общей постановке, когда и опорное, и корректируемое поля были представлены в виде ограниченных гауссовых пучков излучения. При анализе эффективности коррекции использовалось разложение корректируемого и опорного полей, дифрагированных в случайной среде по системе элементарных плоских и сферических волн. Было показано, что если в качестве опорного используется точечный источник, помещённый в плоскости приёма x в точке $\mathbf{p}_b$, из (11) получаем скорректированное по алгоритму ФС поле излучения в следующем виде:

$$U_{FC}(x, \mathbf{p}) = \iint d^2 \rho_1 U_0(\mathbf{p}_1) G(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}) \frac{G^*(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}_b)}{G_0^*(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}_b)} . \quad (12)$$

Здесь положение точечного источника определяется вектором $\mathbf{p}_b$, $G_0^*(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}_b)$ — функция Грина, характеризующая распространение оптической волны в вакууме. Если предположить, что вклад случайной среды в фазу точечного опорного источника аддитивен к дифракционной фазе, то отношение $G^*(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}_b)/G_0^*(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}_b)$ действительно представляет собой корректируемые алгоритмом ФС искажения, обусловленные действием случайной среды, т.е. фаза опорной волны оказывается равной

$$\exp(-i \arg[E_0(x_0, \mathbf{p}_1)]) = \frac{G^*(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}_b)}{G_0^*(x_0, \mathbf{p}_1, x, \mathbf{p}_b)} . \quad (13)$$

При анализе качества коррекции [17, 26–29] на основе алгоритма ФС анализировалось не само скорректированное поле $U_{FC}(x, \mathbf{p})$, а его статистические моменты, например, распределение средней интенсивности $\langle I_{FC}(x, \mathbf{p}) \rangle = \langle U_{FC}(x, \mathbf{p}) U_{FC}^*(x, \mathbf{p}) \rangle$ или более высокие моменты. Оказалось, что, в отличие от ОВФ, алгоритм ФС (11) естественно восстанавливает корректируемый пучок, дифрагируемый в вакууме, и этот алгоритм при соответствующем выборе опорного источника обеспечивает дифракционно-ограниченные характеристики для корректируемого пучка произвольного вида. Интересно заметить, что для широких лазерных пучков с эффективным размером a , для которых волновой параметр

$\Omega = ka^2/(x - x_0) \gg 1$, наиболее эффективен узкий в дифракционном смысле опорный пучок, в пределе — опорная сферическая волна. В то же время ОВФ фактически формирует опорный пучок излучения и предельно сильно зависит от вида опорного сигнала. Однако было также обнаружено [17, 27–29], что эффективность алгоритма ФС для коррекции искажений при формировании лазерных пучков на длинных трассах резко уменьшается по мере увеличения уровня турбулентности или длины трассы. В условиях проявления "сильных" флуктуаций интенсивности [7, 9, 15, 35] алгоритм ФС теряет свою эффективность и опять становится актуальным применение амплитудно-фазовой коррекции [33], каковой и является ОВФ.

3.4. Схемы построения систем адаптивной оптики

Рассмотрим теперь классическую схему построения системы адаптивной оптики. Для выполнения своих функций система АО должна, как правило, содержать следующие основные компоненты:

1) устройство воздействия на волновой фронт (активный корректор), которое может быть отражающим или преломляющим;

2) измерительное устройство (датчик волнового фронта), принимающее свет и вырабатывающее сигнал, связанный с оптимизируемым свойством;

3) устройство обработки информации, воспринимающее результаты измерений и преобразующее их в сигналы для управления устройством воздействия на волновой фронт;

4) опорный источник, обеспечивающий информацию о флуктуациях оптической волны при её распространении в случайной среде.

Это те дополнительные элементы, которые должны быть включены в состав оптико-электронной системы для обеспечения коррекции. В ряде обзоров и монографий [17–23, 46, 47] собрана достаточно полная информация о них. Надо отметить, что все элементы, входящие в состав систем АО, достаточно традиционны, кроме принципиально нового оптического управляемого (активного) элемента. Расположение этих основных компонентов в системе АО будет определяться, прежде всего, назначением самой оптической системы.

Всё многообразие систем АО, предназначенных для коррекции случайных искажений волнового фронта, можно свести к нескольким основным типам. Классификация систем коррекции, как правило, строится на основе разложения фазовых искажений, которые имеют место в оптической волне, распространяющейся в случайной среде, по какой-либо системе ортогональных полиномов, например, полиномов Цернике [48–55]. Конечно, это связано с тем, что основные aberrации оптических систем обычно описывались с помощью разложения по ортогональным полиномам [48–54].

В самых простых системах активной оптики, так называемых системах нулевого порядка, волновой фронт перемещается вдоль оси без каких-либо изменений. Типичным примером являются перемещаемые зеркала для изменения длины оптического резонатора [4]. Система первого порядка обеспечивает подстройку наклонов волнового фронта. Активные системы второго порядка изменяют кривизну волнового фронта, управляя тем самым эффективным фокусным расстоянием. Во всех этих системах могут использоваться жёсткие опти-

ческие элементы, например, традиционные линзы и зеркала.

Дальнейшее развитие активная оптика получила в связи с созданием современных деформируемых зеркал и линз. Данные системы обладают большим числом степеней свободы (следовательно, их поверхность описывается полиномами высокого порядка) и реализуют изменение фазового фронта на основе разложения фазы по системе ортогональных полиномов (модовое разложение) или на основе зонального дискретного представления. В первом случае — это гибкие сплошные зеркала [23, 46], а во втором — составная когерентная апертура. Когерентные системы изменения волнового фронта выше второго порядка появились сравнительно недавно. Их интенсивно разрабатывают для управления формой поверхности (профиля) зеркал больших телескопов [46], коррекции эффектов атмосферной турбулентности в реальном времени и компенсации тепловых искажений.

В ряде работ [4, 17, 46] предлагается несколько классификаций самих систем АО на основе различных подходов, при этом выделяют классификации по назначению самой ОЭС, по виду информации в контуре обратной связи, по используемому алгоритму коррекции и другие.

При классификации по назначению самой оптической системы можно выделить два класса: системы с излучаемой волной и системы с принимаемой волной. К первому классу относятся связные системы, лазерные локаторы, системы формирования лазерных пучков с заданным профилем фазового фронта, системы целеуказания. А ко второму классу следует отнести системы, строящие изображение, или системы, определяющие параметры (координаты, скорость и т.д.) движения самосветящегося (или подсвеченного косвенно) объекта-источника. Системы первого класса отличаются тем, что в процессе функционирования всей системы доступными являются как пункт приёма сигнала (отражённая волна), так и пункт передачи излучения. Такая система служит для фокусировки исходного распределения излучения и работает на основе измерений в рассеянной волне, для обеспечения коррекции вводит предыскажения, которые оптимизируют характеристики излучения как на рассеивающем объекте, так и в самом локационном сигнале [4, 17, 20, 43–45]. Можно выделить здесь системы второго класса, которые способны манипулировать только с самим принятым излучением, сформированным через случайно-неоднородную среду. При этом для обеспечения адаптивной коррекции необходимо, вообще говоря, знание априорной информации об объекте (хотя бы то, разрешается объект оптической системой или нет). Помимо этого, если формирование изображения проводится на основе оптимизации какого-либо критерия изображения, в системе необходим логический элемент, сравнивающий исправленное изображение с идеальным.

Альтернативной является классификация по виду используемой опорной информации в контуре обратной связи адаптивной системы. При этом выделяют следующие классы: а) системы, работающие по данным искажений фазового фронта от реальных источников; б) системы, использующие отражённые волны (в ряде случаев их можно рассматривать как системы, работающие с "мнимыми" опорными источниками); в) системы, не использующие измерения в опорной волне. Если слу-

чайно-неоднородная среда такова, что имеет место взаимность флуктуаций при прямом и обратном прохождении элементарной сферической волны, можно построить систему коррекции, в которой данные измерений фазового фронта от опорного источника (реального или мнимого) используются в качестве предсказаний исходного распределения поля.

Рассмотрим классификацию адаптивных систем по виду используемого алгоритма введения адаптивной коррекции. Здесь стоит выделить наиболее важные из известных в настоящее время методов компенсации искажений волнового фронта. К ним относятся системы адаптивной коррекции на основе алгоритма фазового сопряжения [17, 43–45], работающие как на приём, так и на передачу излучения; система апертурного зондирования [47], работающая по максимизации критерия качества методом последовательных приближений; многосопряжённые системы коррекции; системы, использующие алгоритм ОВФ, реализуемый методами нелинейной оптики [37–41].

Известно, что основные задачи, решаемые оптическими системами, можно свести к двум: задаче передачи энергии и задаче по формированию изображения. В первом случае управление адаптивной системой осуществляется на входе в искажающую среду, т.е. в волновой фронт вносятся предсказания и после этого пучок проходит атмосферную трассу, в то же время для приёмных систем и формирование изображения, и внесение коррекции осуществляется в одном и том же месте — при приёме сигнала. В алгоритме ОВФ исполнительным элементом может быть специальное устройство (ОВФ-зеркало). При фазовом управлении оптическим пучком, когда адаптивная система работает по алгоритму фазового сопряжения, обычно активным элементом является деформируемое зеркало. Наибольшая точность достигается, если трассы "прямого" и опорного пучков совпадают, а временная задержка отсутствует. При фазовом сопряжении волновой фронт опорного сигнала регистрируется с помощью датчика волнового фронта. Поэтому

здесь датчик является ключевым элементом системы, от которого в значительной степени зависит эффективность компенсации искажений.

Таким образом, можно предложить несколько структурных схем наиболее характерных систем АО, предназначенных для коррекции случайных искажений волнового фронта (рис. 2). При этом источником искажений в них могут быть aberrации в оптической системе, турбулентность, наличие дискретных неоднородностей на трассе распространения, тепловое самовоздействие оптического излучения.

Системы, представленные на рис. 2а,б — это излучающие системы, поэтому АО должна обеспечить максимизацию плотности потока излучения на цели или плотности мощности самого локационного сигнала. В системе с фазовым сопряжением (рис. 2а) пучок света, достигший цели, отражается от её малых участков, образуя блики, испускающие сферические волны. Эти отражённые волны распространяются в обратном направлении и при условии линейного распространения неоднородности оказывают на их пространственные свойства такое же воздействие, как и на излучаемый пучок. В датчике волнового фронта принимаемая волна сравнивается с эталонной и устройство обработки данных вычисляет необходимую коррекцию, которая сопряжена по фазе с измеренным искажением фронта волны. Далее корректирующее устройство вводит предсказание в излучаемый фронт. Предсказание, наложенное на излучающую волну, в точности компенсирует искажения, которые возникают при проходе по трассе излучаемой волны. Благодаря этому на цель (объект) приходит волновой фронт с нужной формой, которая максимизирует плотность светового потока.

Вторая система с излучающей волной построена по принципу апертурного зондирования. Здесь производят пробные возмущения излучаемого волнового фронта, анализируют мощность света, вернувшегося от блика на цели, и на основании этого определяют, какие возмущения увеличивают световой поток [46, 47]. Процесс

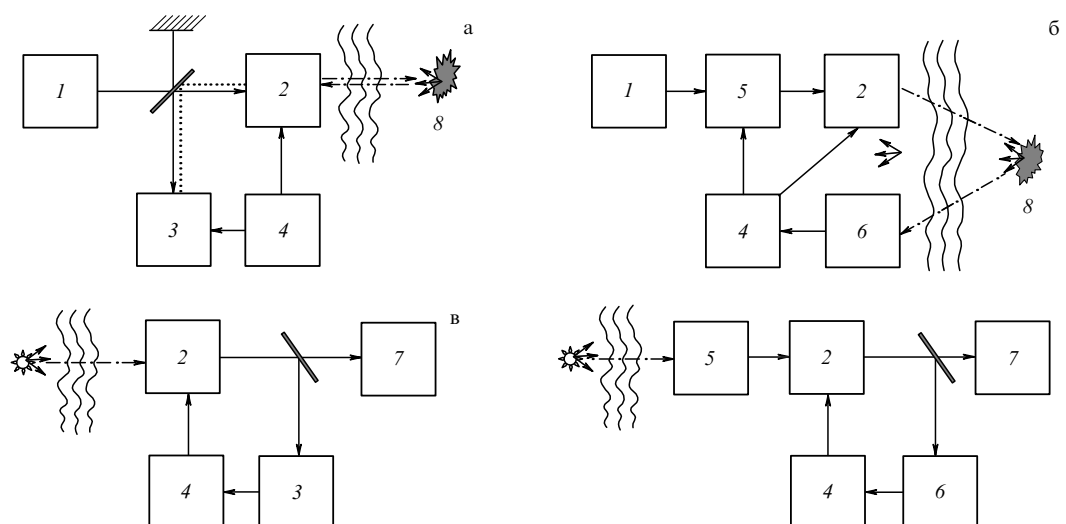


Рис. 2. Основные типы систем АО: (а) система фазового сопряжения; (б) система апертурного зондирования; (в) система, работающая по методу компенсации волнового фронта; (г) система, работающая по принципу повышения резкости изображения. 1 — источник оптического излучения; 2 — устройство воздействия на волновой фронт, управляемый активный оптический элемент; 3 — датчик волнового фронта; 4 — устройство обработки данных; 5 — система апертурного зондирования; 6 — оптический приёмник (интенсивности); 7 — приёмник-анализатор изображения; 8 — цель.

итераций продолжается до тех пор, пока плотность потока не станет оптимальной (максимальной). Предлагается несколько методов создания пробных возмущений: многочастотные вибрации и последовательные, или многоступенчатые, вибрации. В первом случае возмущения состоят из ансамбля синусоидальных колебаний с различными частотами, а во втором — при последовательном методе — возмущения осуществляются последовательными шагами в определённом временном порядке.

Оба эти алгоритма используют информацию о состоянии среды между источником излучения и целью (объектом), которую несут в себе отражённые волны. Для обозначения этих алгоритмов в литературе существует термин "*алгоритмы возвращённой волны*" [4, 43, 46].

Системы, показанные на рис. 2в,г, — это приёмные системы, предназначенные для получения наилучшего возможного изображения (или максимальной энергии) удалённого источника света или облучённого объекта, когда его излучение проходит через неоднородную среду. Очевидным примером может служить оптическая приёмная часть локатора или телескопа, с помощью которого ведутся наблюдения через толщу атмосферы. При этом наблюдаются светящиеся объекты, излучающие некогерентный свет в широкой области спектра.

Метод компенсации волнового фронта похож на *метод фазового сопряжения* для лазерных излучающих систем. Объект наблюдения можно считать совокупностью неразрешаемых точечных источников, каждый из которых излучает сферическую волну, которая искажается при прохождении через атмосферу. Пучок с искажённым волновым фронтом, собранный апертурой локатора и прошедший через устройство воздействия на волновой фронт, разделяют по интенсивности. Часть его направляют на датчик волнового фронта, который определяет локальные отклонения и локальный наклон всего волнового фронта по отношению к идеальной волне. Таким образом, датчик волнового фронта осуществляет фазовые измерения и строит полную картину ошибок принятого волнового фронта, затем требуемая коррекция искажений вычисляется в устройстве обработки данных и соответствующие каждому участку апертуры управляющие сигналы подаются на устройство воздействия на волновой фронт. Ошибка волнового фронта на входе датчика становится равной нулю, благодаря чему на приёмнике формируется изображение, ограниченное, по существу, лишь дифракционными пределами. Впервые устройство, реализующее настоящий подход, предложил ещё В.П. Линник [2].

Принцип повышения резкости аналогичен методу апертурного зондирования. В этом случае также производят пробные возмущения принимаемого волнового фронта и с помощью приёмника, расположенного в плоскости изображения, оценивают их влияние по критерию максимальной резкости. Для этого пользуются некоторой величиной, связанной с резкостью изображения, например, интегралом от квадрата напряжённости поля по всей площади изображения. Повышение резкости является косвенным методом, так как при его применении нужен какой-либо надёжный способ различения отдельных возмущений на апертуре.

Системы фазового сопряжения измеряют и корректируют волновой фронт по принципу оптической обратимости [43–46], согласно которому фазовое искажение

пучка света равно комплексно-сопряжённому искажению пучка, идущего в противоположном направлении.

Качество работы всех рассмотренных здесь систем АО зависит от таких факторов, как ошибка при измерении волнового фронта, быстродействие цепи обратной связи по сравнению с постоянной времени возмущений, а также от пространственного разрешения корректора фронта.

4. Ключевые компоненты систем адаптивной оптики и требования к ним

Схемы адаптивной коррекции предполагают наличие основных элементов контура оптической обратной связи: опорной волны, несущей информацию о неоднородностях показателя преломления среды, датчика волнового фронта, извлекающего эту информацию, и корректора волнового фронта. В системе, работающей по алгоритму фазового сопряжения, корректор вносит корректирующие предискажения в излучаемую волну, а в системе компенсации — исправляет аберрации принимаемого излучения. В самых простых системах активной оптики (нулевого порядка) и системах первого порядка используются жёсткие оптические поверхности — традиционные зеркала и линзы. Дальнейшее развитие активной оптики получила в связи с созданием современных деформируемых зеркал. Для исследования эффективности адаптивной коррекции атмосферных искажений необходимо учитывать конечное пространственно-временное разрешение адаптивной системы, т.е. её способность формировать и реализовывать управление корректируемым волновым фронтом (или фазой волны) с определённой скоростью и в некотором конечном диапазоне пространственных масштабов. Временное разрешение адаптивной системы определяется, с одной стороны, алгоритмом коррекции, а с другой — рабочей полосой частот электронных, механических и оптических элементов системы. Пространственное же разрешение определяется в основном геометрией таких ключевых элементов системы, как датчик волнового фронта и корректор.

4.1. Датчики волнового фронта и методы реконструкции волнового фронта

Датчик волнового фронта (ДВФ) является одним из главных элементов в системе АО, поскольку получаемая с его помощью информация служит исходной для функционирования всех элементов системы. Как правило, датчик волнового фронта может потребоваться ещё задолго до создания всей адаптивной системы, поскольку он может использоваться на этапе проектирования системы, при определении параметров всей системы АО. Также именно погрешности работы датчика определяют погрешность работы всей системы в целом. Суть работы ДВФ сводится к определению структуры деформации волнового фронта, поступающего на вход датчика. Отклонение формы волнового фронта от заданного (или требуемого) принято называть волновой аберрацией. Ещё в 1970-е гг. в ряде работ [48–50] было введено описание аберраций волнового фронта, обусловленных действием атмосферной турбулентности, с помощью системы ортогональных полиномов (Цернике, Карунена–Лоэва и др.). В настоящее время наибольшее применение нашло разложение абер-

раций волнового фронта по полиномам Цернике, оно широко применяется для оценки как уровня фазовых искажений, так и возможностей адаптивного корректора [48–52].

Известно, что непосредственное проведение измерений фазовых флуктуаций электромагнитных колебаний в оптическом диапазоне практически невозможно. Поэтому принцип работы любого оптического ДВФ основан на восстановлении фазы волнового фронта по результатам измерений интенсивности. Предварительно волна подвергается некоторому преобразованию (дифракционному или интерференционному), после чего измеренная картина распределения интенсивности подвергается соответствующей обработке, результатом которой и является искомая оценка двумерного распределения фазы. Существуют два основных подхода к задаче измерения волнового фронта [43, 46, 53, 54]. Один из них основан на измерении разностей фаз, другой — на измерении локальных наклонов. Измерение разностей фаз выполняется с помощью интерференционного преобразования, и оптическая часть датчика является соответственно интерферометром. В адаптивных системах в основном применяются интерферометры поперечного сдвига [4, 5]. Результатом измерения в сдвиговом интерферометре являются оценки разностей фаз между двумя малыми площадками, а в идеальном случае — разностей фаз между двумя пространственно разнесёнными точками.

В настоящее время в адаптивной оптике наиболее употребительным признан ДВФ, работа которого основана на методе Гартмана [5, 43, 53–57]. Хорошо известный гартмановский тест, изобретённый первоначально для контроля телескопической оптики, был приспособлен для задач АО. Этот метод реализуется посредством разного рода устройств, в которых изображение входного зрачка оптической системы проецируется на матрицу линз — совокупность маленьких идентичных линз. Каждая линза занимает малую часть апертуры (она называется субапертурой), и в результате в плоскости, близкой к фокальной, изображение источника формируется в виде упорядоченной системы фокальных пятен. Все эти фокальные пятна-изображения формируются на одном фотоприёмнике. Когда проходящий волновой фронт остаётся, скажем, плоским, как это имеет место для удалённой звезды, все фокальные изображения расположены в правильной сетке, определяемой исходной геометрией матрицы линз. Как только волновой фронт искажается, фокальные изображения смещаются со своих номинальных положений. Смещения центров тяжести (центроидов) изображений в двух ортогональных направлениях оказываются пропорциональными средним наклонам волнового фронта в этих направлениях по субапертурам. Таким образом, ДВФ даёт матрицу измеренных значений средних наклонов волнового фронта в пределах субапертур. Далее, путём матричных преобразований волновой фронт реконструируется (восстанавливается) из массива измеренных наклонов. Разрешение такого датчика определяется по размеру отдельной субапертуры. Обычно линзы (субапертуры), входящие в растр датчика, расположены в определённом порядке: рядами, образуя квадратные или другие прямоугольные структуры, иногда используются и другие конфигурации, например в виде гексагональной упаковки. Для детектирования применяется многопик-

сельная видеокамера. Обычно используются видеокамеры с матрицей, имеющей достаточно большое число фоточувствительных элементов (пикселей), а смещение каждого фокального пятна определяется как смещение его центра тяжести. Эту операцию обычно выполняет компьютер, соединённый с видеокамерой. В противном случае регистрируется перераспределение энергии между квадрантами четырёхквadrантного фотоприёмника (для каждой субапертуры используется свой квадрантный датчик) и смещение определяется по заранее построенной пеленгационной характеристике.

Помимо датчика Гартмана в системах АО широко используют датчик кривизны поля, предложенный Ф. Родье [55], а также пирамидный датчик Р. Рагацони [56] и ряд других [57, 58], представляющих собой сочетания уже названных датчиков. Дальнейшее развитие датчиков ввиду стремительного роста размеров апертур ОЭС и повышения требований к точности коррекции, прежде всего, связано с проблемой уменьшения времени измерения и вычисления искажений волнового фронта.

Реконструкция волнового фронта по данным, полученным ДВФ, может быть выполнена различными способами, среди которых можно выделить два основных подхода. В одном случае измеренные локальные наклоны пересчитываются в разности фаз, а затем используются алгоритмы, аналогичные тем, которые применяются в интерферометрических датчиках [58–60]. В соответствии с другим подходом, развиваемым в работах [61–64], волновой фронт представляется в виде суммы некоторых функций и затем решается задача подгонки значений локальных наклонов волнового фронта к измеренным значениям наклонов. При этом данные измерений (данные с ДВФ) представляются в виде вектора $\mathbf{G}$, длина которого равна удвоенному числу субапертур N для ДВФ типа Гартмана (наклоны измеряются по двум направлениям). При этом искомый волновой фронт есть некий вектор ϕ , который может быть определён как значения фазы на координатной сетке или как коэффициенты разложения в ряд Цернике [48, 62]. Предполагается, что соотношения между измеренными и неизвестными величинами являются линейными, по крайней мере, в первом приближении. Самая общая форма линейного соотношения задаётся произведением матриц вида $\mathbf{G} = \mathbf{A}\phi$, где матрица $\mathbf{A}$ называется *матрицей взаимодействия*. В реальных системах адаптивной оптики матрица взаимодействия определяется экспериментально: сигналы подаются на каждый из элементов управляемого деформируемого зеркала и записывается реакция ДВФ на эти сигналы. *Матрица реконструктора* $\mathbf{B}$ осуществляет обратную операцию, определяя вектор волнового фронта из измерений: $\phi = \mathbf{B}\mathbf{G}$. Количество измерений бывает обычно больше числа неизвестных, поэтому применимо решение на основе метода наименьших квадратов. Полученный в результате реконструктор имеет вид $\mathbf{B} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T$. Здесь верхний индекс "Т" означает транспонированную матрицу, а "–1" — обратную матрицу. Почти во всех случаях обращение матрицы вызывает затруднения, так как матрица $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$ является сингулярной матрицей. Это означает, что на некоторые параметры (или комбинацию параметров) измеренные данные не накладывают ограничений. Поэтому реконструктор, использующий метод наименьших квадратов, не является лучшим.

Известно, что лучшее восстановление может быть достигнуто при использовании априорной информации о свойствах сигнала. В случае адаптивной оптики такой информацией является статистика возмущений волнового фронта и статистика шума ДВФ. Для модальной реконструкции волнового фронта на апертуре датчика по оценкам локальных наклонов обычно реализуется метод [61], в соответствии с которым искомое распределение фазы φ представляется в виде разложения в некотором базисе полиномов $Z_l(\mathbf{p})$ с коэффициентами разложения a_l :

$$\varphi(\mathbf{p}) = \sum_{l=1}^N a_l Z_l(\mathbf{p}), \quad (14)$$

а затем осуществляется подгонка локальных наклонов этого разложения к оценкам, полученным в ДВФ:

$$\sum_{m=1}^M \left[\sum_{l=1}^N a_l Z_{lm} - \mathbf{g}_m \right]^2 \rightarrow \min. \quad (15)$$

Здесь Z_{lm} — локальный наклон l -й функции базиса на m -й субапертуре, $\mathbf{g}_m$ — измеренный наклон фронта на m -й субапертуре.

Локальный наклон $\mathbf{g}_m$ может быть определён различными способами, например, как градиент в центре субапертуры [61] или градиент, усреднённый по площади субапертуры [62]. Проще всего определить компоненты локального наклона как коэффициенты аппроксимации линейной функцией, т.е. как решение задачи подгонки к ближайшей плоскости. Задача минимизации (15) решается обычным вариационным способом, путём приравнивания к нулю частных производных по коэффициентам разложения:

$$\frac{\partial}{\partial a_k} \sum_{m=1}^M \left[\sum_{l=1}^L a_l Z_{lm} - \mathbf{g}_m \right]^2 = 0, \quad M \leq N, \quad L \leq N, \quad (16)$$

в результате чего получается система линейных уравнений, которая в матричном виде записывается как

$$||A_{kl}|| ||a_l|| = ||B_k||, \quad (17)$$

где

$$A_{kl} = \sum_{m=1}^M Z_{lm} Z_{km}, \quad B_k = \sum_{m=1}^M \mathbf{s}_m Z_{km}. \quad (18)$$

Решение системы (17) записывается через обратную матрицу:

$$||a_l|| = ||A_{kl}||^{-1} ||B_k||. \quad (19)$$

Обращение матрицы (17) выполняется численно при инициализации данных датчика. Вычисленная однажды обращённая матрица используется затем на каждой экспозиции. То же самое происходит и в реальной адаптивной системе — матрица реконструкции записывается в память спецпроцессора, на вход которого поступает вектор измерений. В качестве базиса разложения (12) берутся различные наборы функций. Наиболее часто используются полиномы Цернике, а также разложение Корунена–Лоэва, однако последнее имеет смысл применять, если известна статистика аберраций; в случае же нелинейных искажений представление Корунена–Лоэва теряет смысл [65].

Ещё один известный метод восстановления фазы, обычно реализуемый в составе программного обеспечения ДВФ, основан на зональной идеологии. На первом шаге проводится вычисление (по данным измерений наклонов $\mathbf{g}_k$) оценки разности фаз Δ_{km} между центрами соседних субапертур: $\Delta_{km} = (\mathbf{g}_k + \mathbf{g}_m)(\mathbf{p}_k - \mathbf{p}_m)/2$, где $\mathbf{p}_k$ и $\mathbf{p}_m$ — координаты центров m и k субапертур, $\mathbf{g}_k$ и $\mathbf{g}_m$ — оценки наклонов фазового фронта на этих субапертурах. Векторный характер этой записи позволяет обобщать алгоритм практически на произвольную геометрию субапертур. В частности, возможна реализация модели сотовой конфигурации (при этом каждая субапертура граничит с шестью соседними). Задача минимизации решается обычным вариационным методом, приводящим к системе линейных уравнений, число которых равно числу субапертур N . При $N < 100$ обращение соответствующей матрицы не вызывает проблем. Поскольку фаза определяется с точностью до произвольной постоянной, для обусловленности матрицы необходимо наложить дополнительное условие. Алгоритмы восстановления подробно описаны в работах [63–65] и реализованы с помощью разработанного в ИОА СО РАН (г. Томск) программного обеспечения [66–68] при моделировании систем АО и создании реально действующих макетов ДВФ.

Соответствующее решающее устройство для ДВФ (вычисляющий компьютер) должно иметь достаточное быстродействие, позволяющее в реальном времени вычислять матричное произведение вектора измерений и матрицы восстановления. Можно также совместить вычисление карты аберраций с вычислением управляющих сигналов корректора. В этом случае в оперативную память решающего устройства записывается матрица, равная произведению матрицы восстановления и матрицы управления. Размер результирующей матрицы будет равен произведению размерности вектора сигналов ДВФ и числа степеней свободы корректора волнового фронта. Следует отметить, что в настоящее время в связи с резким увеличением размерности матриц измерения повышаются требования к быстродействию вычислительных систем. Это заставляет в настоящее время использовать достижения техники параллельных вычислений.

4.2. Активные корректоры искажений волнового фронта

Корректор волнового фронта, чаще всего представляющий собой активный отражающий оптический элемент, является в определённом смысле завершающим элементом системы АО. Он реализует те возможности, которые заложены в алгоритме коррекции и обеспечиваются всеми другими элементами контура управления. От пространственно-временного разрешения корректора волнового фронта зависит в конечном итоге и эффективность всей системы в целом. Несмотря на значительный прогресс в развитии технологии изготовления корректоров, создание высококачественного корректора всё ещё остаётся сложной и дорогостоящей задачей. Поэтому при проектировании системы АО важно определить требования к его пространственно-временному разрешению, обеспечивающему заданный уровень качества коррекции.

Первыми в истории корректорами изображения были корректоры наклонов волнового фронта, обеспечиваю-

щие стабилизацию изображения объекта на оси оптической системы [3–5, 43, 46, 55]. Они используются и сейчас, это так называемые зеркала для коррекции наклонов. Однако для ОЭС, имеющих большие апертуры, только коррекции наклонов недостаточно. Нужны оптические корректоры более высокого порядка. В настоящее время основным типом корректоров, применяемых в адаптивных оптических системах, являются управляемые (активные) деформируемые зеркала.

Различают две основные разновидности активных зеркал: гибкие и сегментированные (составные) [23]. Простейшими активными элементами являются составные корректоры, имеющие наиболее простой и полувыводящий поэтому наибольшее распространение способ управления поверхностью зеркала — управление с помощью толкателей (актюаторов). Широкое распространение получил способ описания такого деформируемого зеркала через заданные функции отклика. Конкретные реализации этих устройств различаются числом степеней свободы, геометрией расположения приводов, материалом, формой элементов (сегментов) и т.д. Типы сегментированных корректоров различаются по двум основным параметрам: форме сегмента (элемента) и числу его степеней свободы. Варьируется также и общее количество элементов. Форма элемента бывает, как правило, либо квадратной, либо гексагональной. Число степеней свободы каждого элемента варьируется от одного до трёх и определяет соответственно управление по положению (элемент с одной степенью свободы), управление по наклонам (с двумя степенями свободы) и управление положением и наклонами (с тремя степенями свободы). Иногда корректоры волнового фронта подразделяются по их отклику на воздействие: локальному и интегральному откликам. Так, некоторые гибкие адаптивные зеркала разрабатываются и снабжаются интерфейсом, который даёт возможность воспроизводить набор аберраций, соответствующих нескольким первым полиномам Цернике. А как известно, именно эти полиномы используются в оптике для описания основных искажений волнового фронта [48–52].

Следующими по сложности после составных корректоров следует считать корректоры мембранного типа, у которых отражающая поверхность представляет собой гибкую мембрану, форма которой может меняться под действием сигнала управления. Существуют различные типы конструкции гибких зеркал, различающихся как конструкцией толкателей, так и способом их крепления к нижней поверхности пластины зеркала. Наибольшее распространение получили зеркала с дискретно расположенными точками приложения силы, а в некоторых случаях — моментов сил.

В настоящее время существует достаточно много реализованных активных систем управления гибкой поверхностью зеркала [19, 23, 67–70]. В работе [68] проведён обзор таких систем коррекции, которые нашли наибольшее применение в астрономии.

1. Это так называемые деформируемые зеркала на толкателях, в которых оптическая поверхность локально изменяется под действием прикладываемого напряжения или тока с помощью системы актюаторов, изготовленных из активных ферроэлектрических или электрострикционных материалов. Возможно изготовление активного зеркала практически любого размера с произвольной геометрией расположения актюаторов. Подобные

зеркала используют продольный пьезоэффект и управляются напряжением в несколько сотен вольт, обеспечивая локальную перестройку поверхности в десятки микрон [23, 69, 70].

2. Следующим по практическим возможностям можно считать биморфные зеркала [68, 69], которые используют поперечный пьезоэффект. Эти зеркала представляют собой оптическую поверхность, приклеенную на сэндвич из двух слоёв пьезоэлементов, первый из которых сплошной, а второй представляет собой систему пьезоэлементов. Второй слой пьезоэлементов формирует распределение управляющих элементов зеркала. Управляющие напряжения подаются на первый и второй пьезослои в противофазе, что обеспечивает локальные изменения кривизны оптической зеркальной поверхности. Таким образом, в биморфном зеркале управление осуществляется за счёт локального изгиба. Достоинство этих зеркал заключается в простоте их изготовления. Недостатком этих зеркал является довольно низкая резонансная частота, что снижает их возможности для работы систем АО в режиме реального времени.

Для построения очень больших активных зеркал сейчас начинают применять так называемую технологию "звуковой катушки" (voice-coil actuator), в которой для управления используется тонкая оптическая плёночная мембрана, "взвешенная" с помощью плотной системы токовых катушек. С помощью этой технологии можно будет реализовать высокие частоты управления (до 80 кГц) и большие диапазоны управления (до 50–70 мкм) [68, 71].

Начиная с 1990-х гг. активно развиваются оптические активные элементы (Micro Electro-Mechanical System — MEMS), производство которых базируется на компьютерных технологиях [71]. Они уже сейчас дают возможность создания элементов размерами до нескольких сантиметров и обеспечивают прецизионную перестройку поверхности с амплитудой до 50 мкм с частотами до 2–8 кГц.

Основными производителями этих управляемых элементов являются фирмы США, Франции, Италии, Нидерландов. В России имеется опыт создания составных оптических элементов и деформируемых зеркал на толкателях, а также достаточно развитое производство биморфных зеркал. Надо заметить, что, несмотря на постоянное развитие, в настоящее время именно активные оптические элементы ограничивают реальную полосу частот коррекции в адаптивных системах.

4.3. Численное моделирование систем адаптивной оптики

Надо сказать, что начавшееся в 1970-е гг. широкое практическое внедрение элементов и систем АО выявило ряд вопросов, потребовавших дальнейшего развития теории распространения оптических волн в атмосфере. Поэтому вполне объяснимо внимание разработчиков систем АО к вопросам развития исследований по численному моделированию. Надо сказать, что моделирование систем АО как динамических систем требуется проводить не только на этапе проектирования таких систем и определения их основных параметров, но и при создании математического аппарата, обеспечивающего быстрое вычисление и расчёт сигналов управления.

Поиск ответов на возникающие вопросы приводит к необходимости разработки детальной и адекватной ма-

тематической модели АО и использования такого метода исследования, как *численный эксперимент*, который основывается на решении системы дифференциальных уравнений, описывающих распространение оптических волн в атмосфере. Численный эксперимент позволяет учесть максимальное число факторов для адекватного моделирования АО и даёт возможность в рамках единого подхода исследовать практически любую значимую характеристику излучения — эффективный размер светового пятна, пиковую интенсивность, мощность в приёмной апертуре, статистические характеристики интенсивности и фазы излучения. В отношении систем АО численный эксперимент позволяет рассчитать и предсказать эффективность различных конфигураций системы, тогда как при проведении натурного эксперимента это потребовало бы значительных затрат времени и средств.

4.3.1. История развития проблемы. Первые работы, посвящённые численному моделированию атмосферных искажений пучков и изображений, а также вопросам оценки возможности их адаптивной коррекции, относятся к началу 1970-х гг. [42, 72, 73]. Нужно отметить, что эти задачи оказались тесно связанными между собой. В то же самое время интенсивно исследовались вопросы взаимодействия мощного лазерного излучения с поглощающей средой при распространении на большие расстояния, в частности, вопросы моделирования теплового распыливания мощных лазерных пучков при их распространении в атмосфере. Они выполнялись параллельно в нескольких крупных лабораториях США (Линкольнской, Ливерморской и др.) [74] и СССР [72, 73, 75]. Здесь будет уместно, в частности, отметить первые сообщения о результатах численного моделирования теплового самовоздействия, полученных Гебхардтом и Смитом [76–78], Брэдли и Херманном [79], а также Ульрихом с соавторами [80]. Первые работы в США по фазовой компенсации теплового распыливания [81] и по численному исследованию адаптивной коррекции турбулентных искажений изображений [47] были опубликованы в 1974 г. Первая работа по теории адаптивной коррекции в СССР была опубликована в 1977 г. [82]. В 1976 г. появилась работа Флека и Морриса [83], в которой детально описывается методика решения нестационарной задачи теплового самовоздействия в турбулентной атмосфере. В 1977 г. вышел выпуск журнала Американского оптического общества [18], обобщавший результаты теоретических и экспериментальных работ в области адаптивной оптики в США.

Достаточно широко в СССР работы по этой тематике начинаются с конца 1970-х гг. Работы по численному исследованию систем АО представлены публикациями В.В. Воробьёва с соавторами [84] и П.А. Коняева [85, 86].

К этому же времени относятся первые работы по фазовой коррекции нелинейных искажений М.А. Воронцова и С.С. Чеснокова [87], а также В.А. Выслоуха, К.Д. Егорова и В.П. Кандидова [88]. Определённый итог первых лет работы в этом направлении подвели специальные тематические выпуски журнала *Известия вузов. Физика* (1983 и 1985 гг.) [25, 89] и монографии *Принципы адаптивной оптики* [20], *Атмосферная адаптивная оптика* [17] и *Управляемые оптические системы* [21].

Известно, что ключевым моментом при численном моделировании турбулентных эффектов всегда является генерация реализаций двумерных случайных фазовых

экранов, имитирующих искажение волнового фронта при распространении через атмосферу. Одной из первых публикаций по численному моделированию турбулентных искажений оптических волн стала работа Бакли [90], в которой использовался метод преобразования Фурье (метод спектральной выборки) для моделирования одномерных случайных фазовых экранов. В работах Флека, Морриса и Фейта [83], Кандидова и Леденева [91], Коняева [86] метод спектральной выборки применялся для генерации двумерных случайных фазовых экранов в задаче распространения когерентного пучка в случайно-неоднородной среде, в том числе и для оценки эффективности фазовой коррекции атмосферных искажений. В работе [92] аналогичный метод использовался при исследовании функций плотности вероятности для флуктуаций интенсивности.

Упомянутый метод преобразования Фурье первоначально использовался для цифрового моделирования в радиотехнике [93]. Однако особенностью турбулентной атмосферы как случайно-неоднородной среды является предельно широкий (больше чем 1:1000) диапазон пространственных масштабов неоднородностей показателя преломления. Для корректного моделирования всех масштабов турбулентных флуктуаций (от внутреннего до внешнего) требуется сетка размерностью как минимум в тысячу узлов по каждой из координат, что приводит к колоссальным вычислительным затратам. Для преодоления трудностей, связанных с широкополосностью спектра атмосферной турбулентности, имеет смысл применить некий "комбинированный" метод, о котором впервые упоминается в докладах Дункана и Коллинза [94, 95], а также в работе Тельпуховского и Чеснокова [96]. Основная идея состоит в совместном использовании спектрального (гармонического) и полиномиального представлений, причём каждое из них применяется для моделирования своей области пространственных масштабов: спектральное разложение используется для моделирования мелкомасштабных неоднородностей, а полиномиальное — для представления масштабов, больших размера расчётной сетки. Этот подход получил дальнейшее развитие в работах [97, 98], где он был обобщён также и на случай нестационарных (динамических) задач. При распространении мощных когерентных (лазерных) пучков в незамутнённой атмосфере одним из основных факторов, наряду с турбулентными флуктуациями показателя преломления, является *тепловое самовоздействие*. Этот нелинейный эффект имеет наиболее низкий энергетический порог и возникает из-за поглощения части энергии оптического излучения и формирования тепловой неоднородности в канале пучка, поэтому разработчики систем АО рассматривают эти два искажающих фактора совместно [17, 72, 73].

Можно охарактеризовать состояние исследований в области численного моделирования атмосферных адаптивных систем к середине 1990-х гг. следующим образом. В первую очередь были разработаны базовые численные методы [56–68, 97–99] для решения задачи распространения оптических волн в случайно-неоднородных средах, в том числе и задачи теплового самовоздействия мощных пучков. Были начаты работы по созданию численных моделей конкретных составляющих элементов систем АО с учётом их геометрических характеристик и пространственно-временного разрешения, а также на-

чался поиск наиболее эффективных алгоритмов коррекции.

Разработанные в то время в СССР компьютерные программы [85, 86, 98–101] позволяли задать сценарий распространения лазерного пучка на атмосферной трассе (горизонтальной, вертикальной или наклонной), оценить возникающие при распространении в атмосфере амплитудно-фазовые искажения пучка, определить степень эффективности различных способов минимизации возникающих искажений методами адаптивной оптики. Были созданы численные реализации следующих трёх типов ДВФ: датчик фазы, датчик разностей фаз, датчик локальных наклонов (гартмановский датчик). Для исследования влияния специфики различных типов корректоров были разработаны численные модели следующих устройств: *модального* корректора, *составного* корректора и *деформируемого* зеркала с заданными функциями отклика. Во всех трёх случаях исходная математическая модель записана с использованием понятия функций отклика актюаторов.

Условия распространения лазерного излучения в атмосфере включали в себя такие характеристики, как положение лазерного источника, положение и характеристики движения приёмника излучения. Атмосфера моделируется в виде многослойной структуры. Переменными параметрами задачи являются высота лазерного передатчика, начальный радиус пучка, интенсивность излучения на оптической оси, профиль распределения интенсивности оптического пучка, высота приёмника, зенитный угол трассы распространения, азимут и скорость сканирования лазерного передатчика.

Следует отметить, что в 1990-х гг. одной из актуальных проблем стало описание теплового самовоздействия при распространении мощного лазерного пучка в поглощающей атмосфере. В решении этой задачи были заинтересованы как в США, так и в СССР (позднее и в РФ) [72, 73, 76–86]. Программное обеспечение, разработанное в ИОА СО РАН [99], стало базовой версией для численного моделирования теплового самовоздействия параксимального волнового пучка. Моделирование процесса распространения лазерного пучка в неоднородной среде основывается на численном решении волнового уравнения, записанного в параболическом приближении для скалярной комплексной амплитуды U пучка и поля показателя преломления n среды:

$$2ik \frac{\partial U}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2k^2 \delta n \right) U. \quad (20)$$

Здесь k — волновое число, z — координата в направлении распространения, x, y — поперечные координаты, δn — изменение показателя преломления. Для получения частного решения уравнение (20) дополняется граничными условиями для комплексной амплитуды поля в сечении излучающей апертуры и начальными условиями для поля показателя преломления. При моделировании динамических и нелинейных задач необходимо совместное численное решение уравнения (20) с каким-либо материальным уравнением, описывающим изменение состояния среды во времени. В настоящее время наиболее эффективным и надёжным методом численного решения эволюционных уравнений является метод расщепления в сочетании с алгоритмом быстрого преобразования Фурье (БПФ). Обычно используется модифи-

цированный метод расщепления [89–92] и алгоритм БПФ по смешанному основанию [100], и при численном моделировании распространения оптической волны через случайно-неоднородную среду решение рефракционной части задачи на каждом шаге интегрирования волнового уравнения методом расщепления сводится к генерированию случайных фазовых экранов, удовлетворяющих заданной статистике. Для описания турбулентных искажений основой является формула для спектра искажений фазы $F_\varphi(\kappa)$ для плоской волны, прошедшей слой случайно-неоднородной среды толщиной Δz :

$$F_\varphi(\kappa) = 2\pi k^2 \Delta z \Phi_n(\kappa, L_0), \quad (21)$$

где $\Phi_n(\kappa, L_0)$ — турбулентный спектр флуктуаций показателя преломления атмосферы.

Известный метод моделирования псевдослучайных коррелированных последовательностей с помощью алгоритма БПФ был применён к задаче моделирования турбулентных искажений фазы, рассматриваемых как стационарный случайный процесс с заданной спектральной плотностью (21). Случайная последовательность вычисляется как сумма гармоник со случайными весами. Существующая теория генерирования случайных последовательностей накладывает условие только на дисперсию весовых коэффициентов. Функции распределения вещественной и мнимой частей этих случайных коэффициентов обычно полагают гауссовыми, исходя из нормальности моделируемого случайного процесса. В некоторых случаях используют равномерное распределение, поскольку в силу центральной предельной теоремы статистика получаемой последовательности будет стремиться к нормальной. С этой точки зрения все распределения равноценны. Чтобы обосновать выбор функции распределения для коэффициентов Фурье, задача моделирования случайного процесса рассматривается с точки зрения перехода от непрерывного спектра к дискретному (линейчатому). В этом случае дискретизация приводит к замене континуума элементарных гармоник в полосе $\Delta\kappa$ на одну. Представляется логичным потребовать, чтобы соответствующие энергии флуктуаций были равны между собой. Показано, что это требование приводит к условию, согласно которому модуль коэффициентов Фурье не должен меняться от реализации к реализации. Случайность же обеспечивается тем, что аргумент этих комплексных коэффициентов является случайной величиной, равномерно распределённой в интервале $[0, 2\pi]$.

Для учёта влияния турбулентных флуктуаций показателя преломления атмосферы на распространение лазерного излучения (лазерного пучка) моделируются двумерные случайно-неоднородные фазовые искажения волнового фронта со спектральной плотностью, соответствующей колмогоровской модели спектра турбулентности, учитывающей конечность величин внутреннего и внешнего масштабов турбулентности. Согласно гипотезе Колмогорова — Обухова, структурная функция флуктуаций температуры и показателя преломления атмосферы подчиняется степенному закону. Известно, что в инерционном интервале спектр турбулентных флуктуаций возрастает как $\kappa^{-11/3}$ при стремлении κ к нулю. При проведении расчётов учитывались конечные величины внутреннего и внешнего масштабов турбулентности. Как правило, отношение этих масштабов выбирается равным 1000. Структурная функция, от которой зависит

интенсивность турбулентных искажений, в приземном слое ($h < 20$ м) уменьшается с ростом высоты, причём характер этой высотной зависимости меняется при изменении метеоусловий, что сильно затрудняет построение какой-либо одной универсальной модели. Поэтому используется несколько моделей, в том числе достаточно простая эмпирическая модель, полученная по экспериментальным данным (до 20 км) в наихудших, средних и наилучших условиях видения [8, 17, 48, 51, 101].

Применение метода Фурье для моделирования всего спектра неоднородностей неэкономично и приводит к неприемлемым вычислительным затратам. Предлагается специальная методика, в рамках которой считается, что крупномасштабные неоднородности влияют в основном на общий наклон волнового фронта. Поэтому полный спектр aberrаций волнового фронта (12) можно получить, комбинируя ряд Фурье и усечённый ряд полиномов Цернике $Z_l(\rho)$ со случайными коэффициентами a_l . Первые члены ряда Цернике соответствуют линейным и квадратичным aberrациям. Показано, что коэффициенты Фурье и коэффициенты Цернике некоррелированы, поскольку определяются разными участками спектра турбулентности. Для создания реализаций $a_l(t)$ также используется метод Фурье, но уже во временной области, для чего рассчитываются соответствующие временные спектры, которые выражаются через пространственный спектр турбулентности.

При нагреве среды мощным пучком за счёт поглощения части энергии оптического излучения возникает добавочное изменение плотности, приводящее к уменьшению показателя преломления, связанного с плотностью законом Гладстона–Дейля. В изобарическом приближении плотность однозначно связана с температурой уравнением состояния газа и изменение показателя преломления может быть выражено через приращение температуры: $\delta n \approx (\partial n / \partial T)(T - T_0) = n'_T \delta T$, где n'_T — производная показателя преломления среды по температуре T . Изобарическое приближение справедливо для большинства атмосферных ситуаций. Наведённая тепловая неоднородность, в зависимости от скорости взаимного перемещения среды и пучка v , может развиваться в различных гидродинамических режимах. Разработанное программное обеспечение позволяет исследовать следующие режимы: режим свободной конвекции ($v = 0$), режим сканирования пучком с дозвуковой скоростью ($M < 1$), режим сканирования пучком со сверхзвуковой скоростью ($M > 1$), режим вынужденной конвекции (изобарическое приближение) ($M \ll 1$), здесь M — число Маха. В задачах адаптивной коррекции обычно рассматривался только последний режим. Ему соответствует уравнение вынужденного теплопереноса для температуры T :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}_\perp \nabla T + \chi \Delta_\perp T = \frac{\alpha}{\rho C_p} I, \quad (22)$$

где χ — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность среды, α — коэффициент поглощения оптического излучения, C_p — теплоёмкость при постоянном давлении. Для решения этого уравнения реализована монотонная консервативная схема второго порядка аппроксимации с компенсацией схемной вязкости (теплопроводности) по методу Самарского. Схема построена в соответствии с интегро-интерполяционным методом на разностной

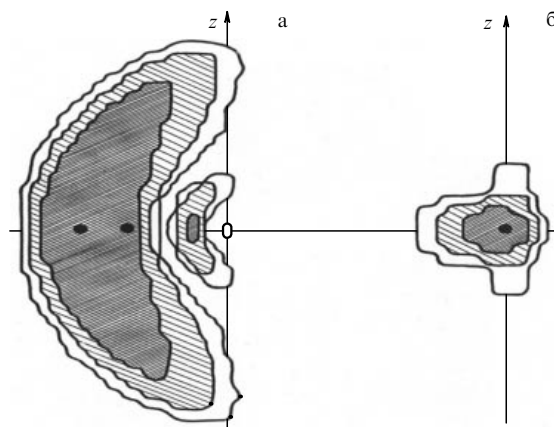


Рис. 3. Адаптивная коррекция тепловых эффектов для гауссова фокусированного пучка, а — распределение интенсивности в фокальном пятне без коррекции, б — при фазовой коррекции.

аппроксимации конвективной части дифференциального уравнения (22), с разностями против тока и позволяет решать нестационарную задачу вынужденного теплопереноса с учётом теплопроводности и при произвольной ориентации вектора скорости ветра $\mathbf{v}$, а также в случае, когда вектор $\mathbf{v}$ является функцией поперечных координат x, y . Таким образом, предложенные в численной модели [66, 72, 73] алгоритмы позволяют моделировать эволюцию во времени поля температуры с учётом двух механизмов: вынужденной конвекции и молекулярной теплопроводности, что важно при наличии застойных зон на трассе распространения пучка.

В качестве примера приведём здесь результат [42] численного расчёта эффектов теплового самовоздействия мощного фокусированного лазерного пучка в поглощающей атмосфере. На рисунке 3 показано сравнение результатов численного моделирования фокусировки гауссова пучка без коррекции и при применении коррекции на основе алгоритма ФС в условиях нестационарной тепловой дефокусировки пучка. Более интенсивная штриховка на рисунке соответствует большей плотности мощности излучения.

Использование разработанных алгоритмов и программ делает возможным моделирование работы ОЭС в целом. При этом возможно описание таких явлений, как нестационарное тепловое самовоздействие, при котором показатель преломления среды изменяется за счёт нагрева её поглощённой энергией лазерного излучения. Предложенные алгоритмы позволяют моделировать эволюцию во времени поля температуры с учётом двух механизмов: вынужденной конвекции (при произвольном направлении скорости ветра) и молекулярной теплопроводности, что важно при наличии застойных зон на трассе распространения лазерного излучения.

4.3.2. Применение техники параллельных вычислений. Со времени опубликования первых работ по компьютерному исследованию задач волновой физической оптики прошло уже более 30 лет, результаты исследований тех лет вошли в монографии [17, 65, 100, 101]. За эти годы методы численного моделирования волновых процессов получили широкое распространение, во многом благодаря прогрессу в развитии вычислительных процессоров,

которые эволюционировали по эмпирическому "закону Мура" — удвоение мощности каждые два года [102]. В результате исследователи получали практически ежегодно дополнительные возможности изучать тонкие физические явления, в том числе и нелинейные, решая уравнения численными методами на многомерных сетках с большим числом измерений и узлов сеток. Однако в последнее время закон Мура, видимо, становится неприменимым, так как сейчас развитие процессорной техники идёт по пути создания многоядерных процессоров и процессорных комплексов — кластеров. В таких вычислительных системах дальнейший рост эффективности происходит благодаря тому, что вычисления можно проводить параллельно, т.е. одновременно. Применительно к задачам адаптивной оптики увеличение объёма вычислений связано как с резким увеличением размерности матриц измерений и необходимостью проведения численного преобразования (операций умножения, транспонирования, обращения) матриц большой размерности, так и с проведением моделирования работы систем АО, в частности, моделирования атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов [103]. Для реализации соответствующих алгоритмов интенсивно развиваются технологии параллельного программирования, такие как OpenMP и CUDA [104, 105]. Они позволяют получать многократное ускорение вычислений в задачах, допускающих распараллеливание операций.

К таким задачам, которые допускают распараллеливание операций, безусловно, относятся вопросы численного моделирования систем АО и создания быстродействующих элементов систем АО, в частности, датчиков волнового фронта, а также численные решения скалярных уравнений волновой оптики. Однако существующие алгоритмы решения этих уравнений построены по принципам последовательного программирования и предназначены для выполнения одним процессором. Для применения в многоядерных процессорных комплексах и графических ускорителях эти алгоритмы необходимо модифицировать с учётом специфики как решаемой задачи, так и конфигурации вычислительного оборудования.

Так, однородное параболическое уравнение для скалярной комплексной амплитуды $U(x, y, z)$, которое описывает процесс распространения монохроматической оптической волны вдоль оси z , в приосевом приближении в среде без вариаций показателя преломления имеет вид (20). Аналитическое решение этого уравнения методом Фурье хорошо известно. Алгоритм получения частного решения поля в произвольной плоскости по заданному полю в исходной плоскости использует двумерное $(N \times M)$ цифровое преобразование Фурье (ДПФ), для вычисления которого стандартным является алгоритм БПФ. Число операций в двумерном БПФ пропорционально $N \times M \times \log_2(N \times M)$, поэтому для больших значений M и N время вычислений может быть существенным. Несмотря на то что алгоритм БПФ с момента его появления многократно улучшался различными авторами, наиболее существенное увеличение скорости достигнуто для параллельных версий этого алгоритма. Современная библиотека Intel Math Kernel Library (MKL) представляет собой набор функций линейной алгебры, быстрого преобразования Фурье и векторной математики. В ней содержится несколько различных

реализаций алгоритма БПФ, имеющих различную производительность и точность вычислений. Функции библиотеки являются версиями алгоритма БПФ, оптимизированными специально для микропроцессоров, совместимых с микропроцессорами Intel. Параллелизм достигается благодаря работе в многопоточном режиме, при параллельном выполнении отдельными ядрами отдельных потоков. При распараллеливании алгоритма БПФ на центральном процессоре применяется технология многопоточного программирования, реализованная в MKL, а также технология OpenMP для развёртки многомерных циклов. Во всех случаях задача разбивается на подзадачи, представляющие собой вычисляемые параллельно элементарные преобразования над матрицей меньшего размера. Все алгоритмы используют разделяемую память для ускорения процесса вычислений.

Были выполнены [106] сравнения эффективности трёх подходов: стандартного последовательного и двух параллельных — OpenMP для многоядерных процессоров фирмы Intel и CUDA для графических ускорителей фирмы NVIDIA. Сравнение быстродействия всех трёх алгоритмов проводилось в следующей конфигурации компьютерного оборудования: процессор Intel Core i7-860, видеокарта XFX GTX-285, материнская плата Gigabyte P55A-UD4. Число процессоров видеокарты равно 220, число вычислительных потоков процессора могло варьироваться от 1 до 8. На рисунке 4 приведён график зависимости числа решений двумерной задачи дифракции в секунду (частоты кадров) в логарифмическом масштабе от размеров матрицы, при этом можно заметить, как по мере увеличения размера матрицы растёт преимущество в скорости алгоритма на основе библиотеки CUDA Toolkit. Графики убедительно показывают существенное увеличение скорости (в десятки раз!) при переходе от стандартного последовательного алгоритма к параллельным.

Разумеется, переход от последовательного программирования к параллельному требует от разработчиков программного обеспечения достаточно много усилий. Для того чтобы модификация уже написанных и отлаженных программ проходила как можно легче, осуществляют реализацию основных трудоёмких алгоритмов в виде библиотек динамической компоновки DLL с последующим включением вызовов необходимых функций в исходный текст программ. Такая технология позволяет минимизировать работу по модификации кода и тем самым ускорить внедрение методов параллельного

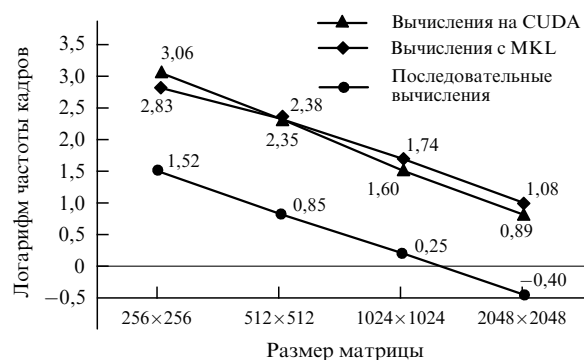


Рис. 4. Число решений задачи дифракции в секунду (частота кадров) в зависимости от размеров матрицы.

программирования в практику научных исследований и компьютерного моделирования. При этом использование графических ускорителей даёт преимущество в скорости перед многоядерными процессорами в наиболее трудоёмких задачах, а также экономически более оправданно.

4.3.3. Развитие спектрально-фазового метода для моделирования динамической турбулентности. Успехи в развитии компьютерной техники и электроники сделали возможным, в частности, в адаптивной оптике компьютерное моделирование сложных компонентов и целых систем, работающих в динамическом режиме. Для атмосферных приложений систем АО также требуется разработка динамических моделей атмосферной турбулентности, эволюционирующих во времени. Авторами работы [107] проведено обобщение известного спектрально-фазового метода [65], основанное на обобщении гипотезы Тейлора о "замороженности" турбулентности с помощью рекуррентного алгоритма. В работе [108] предложено дальнейшее обобщение спектрально-фазового метода для моделирования изменяющихся во времени двумерных случайных полей с известным временным спектром. Метод основан на модели авторегрессии со скользящим средним, описываемой дискретным разностным уравнением. Чтобы смоделировать эволюцию двумерного поля во времени, необходимо было задать функциональную связь двумерных массивов случайных чисел $g(l, m) = f(t)$ для дискретных моментов времени $t_n = nT_D$, где T_D — интервал времени дискретизации. Для реализации была использована модель авторегрессии первого порядка, описываемая дискретным разностным уравнением

$$\begin{aligned} f(nT_D) &= a_1 f((n-1)T_D) + z(nT_D), \\ z(nT_D) &= b_1 r((n-1)T_D) + r(nT_D). \end{aligned} \quad (23)$$

Модель (23) генерирует в узлах двумерной сетки $g(l, m)$ независимые процессы эволюции случайных начальных значений поля, которые будут стационарными во времени. Полученная модель может быть применима для компьютерного моделирования изменяющихся во времени случайных процессов и полей. Возможна её реализация с использованием параллельных алгоритмов.

5. Применение систем адаптивной оптики в астрономии

Исторически сложилось так, что системы АО были впервые внедрены в астрономию. На рубеже нового тысячелетия благодаря современным достижениям оптики и электроники появились астрономические телескопы нового поколения, которые обладают качеством изображения, близким к дифракционному. Использование тонкого (сплошного или составного) светосильного зеркала в качестве главного позволило снизить массу и размер монтировки и башни телескопа и тем самым значительно уменьшить затраты на его постройку. Тенденция создания всё более крупных инструментов особенно чётко проявилась в два последние десятилетия. Телескопы с зеркалом больше 6 метров (MMT, два Магеллановых телескопа), инструменты с зеркалом диаметром 8–10 м (Keck I & Keck II, VLT, SUBARU,

GEMINI North & South, LBT, SALT, HET (Hobby & Eberly), GTC) стали обычными в практике наблюдений.

В настоящее время реализуются ещё более крупные проекты: телескоп GMT (Гигантский Магелланов телескоп), представляющий собой упаковку из 7 зеркал по 8,4 м, 30-метровый телескоп (TMT). Необходимость построения новых крупных телескопов определяют задачи, требующие предельной чувствительности инструментов для регистрации излучения от самых слабых космических объектов.

5.1. Зачем нужна адаптивная оптика для астрономии?

Основной проблемой при астрономических наблюдениях с использованием инструментов наземного базирования является земная атмосфера, точнее, случайные неоднородности показателя преломления, возникающие при турбулентном движении в атмосфере. Эффективность телескопа, понимаемая как способность обнаружения слабых точечных объектов, ограничена влиянием земной атмосферы. Действие атмосферной турбулентности снижает также и потенциально высокую угловую разрешающую способность телескопа, оцениваемую как отношение длины волны излучения к диаметру апертуры телескопа. При работе по заатмосферному объекту в условиях турбулентной атмосферы угловое разрешение телескопа задаётся отношением длины волны излучения к радиусу когерентности атмосферы r_0 , величина которого определяется интегральным значением структурной характеристики атмосферной турбулентности по трассе распространения оптической волны [12, 17, 109–111]. Для лучших обсерваторий мира, к которым относятся обсерватории, расположенные в Чили, на Гавайских островах, на Канарских островах, в Узбекистане (на горе Майданак), типичное значение радиуса когерентности r_0 превышает величину 10 см для видимого диапазона. Таким образом, современные астрономические инструменты наземного базирования имеют реальное угловое разрешение при работе в атмосфере в 100–1000 раз хуже дифракционного предела, значение которого практически не зависит от размера апертуры и длины волны и составляет величину порядка одной угловой секунды. Поэтому в полном объёме реализовать свою эффективность крупные телескопы могут только с помощью систем АО, которые практически стали неотъемлемым элементом современного астрономического телескопа.

5.2. Применение частичной коррекции в астрономии

Адаптивная оптика в настоящее время широко применяется в некоторых наиболее развитых обсерваториях, обеспечивая устранение действия атмосферы на качество изображения. Характерной особенностью адаптивных систем является то, что в них выполняются одновременно процессы измерения, коррекции и управления. В своей простейшей форме АО использует для коррекции наклонов волнового фронта так называемые качающиеся (tip-tilt) зеркала, с помощью которых стабилизируется положение звезды, "дрожащее" из-за атмосферных колебаний.

Следующим этапом в развитии систем АО для астрономии стало появление активных оптических элементов — зеркал с небольшим числом степеней свободы (приводов). Это позволило начать применение систем АО, обеспечивающих хотя бы частичную коррекцию

искажений, для астрономических инструментов. При проектировании систем АО нужны исходные данные об атмосфере, для того чтобы сформулировать требования к будущей системе АО. Так, для оценки требований к техническим характеристикам системы АО вводятся несколько параметров атмосферной турбулентности, определяющих её облик [10, 17, 112–116].

В первую очередь, это радиус когерентности r_0 , вычисляемый для плоской оптической волны, прошедшей через всю толщу атмосферы, этот параметр вводится по следующей [8, 10] расчётной формуле:

$$r_0 \approx \left(k^2 \cos^{-1} \Theta \int_{H_0}^{\infty} d\xi C_n^2(\xi) \right)^{-5/3}, \quad (24)$$

где Θ — зенитный угол направления на изучаемый объект, H_0 — высота расположения телескопа над уровнем моря, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения.

Параметр r_0 может быть рассчитан на основании модели вертикальной эволюции структурного параметра показателя преломления турбулентности $C_n^2(\xi)$ либо непосредственно измерен на самом телескопе с помощью специальной аппаратуры [110, 116–122], этот параметр определяет размер когерентной части волны и тем самым — необходимый размер субапертуры в датчике волнового фронта. Из формулы (24) следует, что радиус когерентности атмосферы пропорционален длине волны излучения $\lambda^{6/5}$, т.е. с увеличением длины волны возрастает и радиус когерентности. Отношение размера апертуры телескопа к радиусу когерентности даёт численное значение числа степеней свободы оптического поля в пределах инструмента [39, 48, 123].

Вторым по важности параметром является допустимая временная задержка сигнала в контуре обратной связи коррекции τ_0 , при которой может быть обеспечена эффективная адаптивная коррекция. Эта допустимая временная задержка τ_0 может оцениваться, исходя из результатов работ [13, 14, 17, 65, 123], как отношение радиуса когерентности волны r_0 к характерной скорости ветра v (или, точнее, скорости эволюции фазовых искажений), т.е. $\tau_0 \approx r_0/v$. Оценки показывают, что допустимая временная задержка τ_0 в средних условиях для астрономических наблюдений обычно не должна превышать $10^{-3} - 10^{-2}$ с. Можно использовать величину, обратную этой допустимой временной задержке, называемую частотой Гринвуда [13, 14]. Это именно та минимальная частота, которой должна достичь, а желательно и превысить, адаптивная система.

Следующим по важности параметром, определяющим облик адаптивной системы, является угол изопланатизма системы. Это телесный угол, в пределах которого адаптивная система может эффективно корректировать фазовые искажения [45, 113–115], он определяет максимально допустимую величину угловой отстройки направления на исследуемый (наблюдаемый) объект от направления на опорную звезду и задаётся отношением радиуса когерентности атмосферы r_0 к величине эффективной толщи [7, 8, 46] земной атмосферы h_ξ :

$$\Theta_0 \approx \frac{r_0 \cos^{-1} \Theta}{h_\xi}. \quad (25)$$

И, наконец, ещё одним параметром является внешний масштаб турбулентности атмосферы. Величина этого масштаба определяет дисперсию флуктуаций фазы [17,

115, 124] и величину параметра Штреля S . Этот параметр становится особенно важным для предельно больших ОЭС, в частности астрономических телескопов, которые в настоящее время имеют размеры приёмных апертур более 10 м.

Эти четыре параметра атмосферной турбулентности могут быть рассчитаны по данным измерений структуры атмосферной турбулентности в регионе проведения оптических экспериментов. Они позволяют оценить размер субапертуры, необходимое число субапертур датчика волнового фронта, на которое разбивается вся апертура телескопа, требуемое число элементов управления корректирующего зеркала, его динамический диапазон, частоту, с которой должна работать фиксирующая камера ДВФ, полосу частот работы активного зеркала, необходимое быстродействие вычислительного устройства и т.д. На основе этих четырёх параметров также можно рассчитать предельно достижимые характеристики телескопа [65, 109], которые будут получены в результате применения адаптивной системы, в частности, достижимый уровень параметра Штреля S и вид распределения среднего формируемого изображения — так называемую функцию размытия точки (ФРТ).

Именно параметр Штреля S , представляющий собой отношение энергии на оси телескопа при его работе через атмосферу к его энергии на оси при работе в вакууме, определяет минимальную звёздную величину исследуемого космического объекта, который может регистрироваться с помощью этого телескопа. Параметр Штреля рассчитывается на основе знания вертикальных профилей структурного параметра показателя преломления атмосферы и внешнего масштаба турбулентности [65, 124]. В отсутствие коррекции при средних условиях для наблюдения в крупных телескопах параметр Штреля примерно равен 0,001 и даже может быть ещё меньше. Это означает, что эффективность крупных телескопов без адаптивной коррекции составляет тысячные доли с точки зрения возможности детектировать слабые космические объекты.

Современные телескопы имеют размеры апертуры, в десятки раз превышающие атмосферный радиус когерентности для видимого диапазона. Для полной коррекции [47–50] турбулентных искажений в таких телескопах потребовалась бы адаптивная система с сотнями каналов коррекции. Сложность и стоимость устройств адаптивной оптики быстро возрастает при увеличении требований к их пространственному разрешению.

Поэтому многие проекты создания адаптивных систем для крупных телескопов предусматривали этап отработки технологических решений при относительно небольшом числе степеней свободы корректора, так называемую *частичную фазовую коррекцию*. В инфракрасном диапазоне такие системы могут дать практически полную компенсацию турбулентных искажений, а в видимом — лишь частичную. Под полной коррекцией обычно подразумевается коррекция, при которой отношение Штреля S больше 0,5. При частичной коррекции также можно получить значительный выигрыш. Например, если отношение Штреля без коррекции составляло 0,01, а после коррекции — 0,1, то время регистрации изображения может быть уменьшено на порядок. При адаптивной коррекции в астрономии в настоящее время практически достижимы уровни 0,4–0,7 для видимого диапазона длин волн.

5.3. Эффективность применения систем адаптивной оптики в астрономии

Известно, что размер главного зеркала современного астрономического инструмента составляет порядка 10 м. Из-за атмосферы их реальное угловое разрешение оказывается в D/r_0 раз, т.е. в 20–100 раз, меньше дифракционного предела, при этом оно практически не зависит от размера апертуры и длины волны и составляет величину порядка 1–2 угловых секунд (D — диаметр телескопа).

Типичная оптическая схема адаптивного телескопа показана на рис. 5. Искажённый турбулентными неоднородностями волновой фронт отражается от первичного (главного), вторичного и ещё ряда зеркал телескопа и попадает на светоделитель. При этом часть энергии принимаемого оптического излучения направляется в изображающую фотокамеру, а остальная часть — на ДВФ, который измеряет остаточные aberrации и формирует с помощью компьютера сигналы для приводов динамически управляемого (корректирующего случайные наклоны) и активного деформируемого зеркал. В начале 1990-х гг. примерно такие схемы были использованы большинством исследователей для анализа возможностей частичной фазовой коррекции в больших телескопах [3–6, 17–19, 24, 43, 46, 47].

В период 1993–1994 гг. схема, подобная представленной на рис. 5, была выбрана для разработки адаптивной оптической системы [33] проекта российского составного 10-метрового адаптивного телескопа АСТ-10 [31], выполняемого по заданию Министерства науки и технологий РФ. На примере этого проекта покажем, как проводится выбор схемы и анализ эффективности системы АО для большого астрономического телескопа. В проекте телескоп АСТ-10 имел составное 91-элементное первичное главное зеркало (размером приблизительно 10 м), которое оказалось слишком медленным для

компенсации турбулентных искажений в реальном времени. Поэтому в его оптическую схему была введена система коррекции на основе двух активных зеркал. При этом был обобщён мировой опыт разработки подобных систем, а итоговая эффективность частичной фазовой коррекции исследовалась на основе применения программы моделирования численной динамической модели атмосферных адаптивных систем [65–68]. В основе этой программы лежали классические модели самой атмосферы — турбулентность, рефракция и поглощение [8, 65, 112, 125–129], а также модели компонентов адаптивной системы — активные оптические элементы, измерители искажений волнового фронта и алгоритмы работы адаптивных систем. С помощью такой компьютерной программы была смоделирована вся оптическая система телескопа, начиная с ошибок юстировки его первичного зеркала. Основное внимание при моделировании было уделено расчётам углового разрешения телескопа (на основе расчётов ФРТ) и параметра Штреля.

Моделирование систем АО позволяет рассматривать важные аспекты формирования изображения в телескопе, а именно, возможности минимизации ширины ФРТ для системы атмосфера–телескоп с помощью выбора оптимальной длины волны, выполнение оценок параметров ФРТ при работе адаптивной системы в режиме частичной коррекции. В процессе моделирования получены результаты исследования возможностей частичной фазовой коррекции изображения с помощью адаптивного зеркала. При этом изучались различные уровни турбулентности атмосферы, различные типы активных зеркал (составные, гибкие, модовые), различные измерители волнового фронта.

Численный эксперимент был поставлен следующим образом. Турбулентные искажения моделировались с заданным значением радиуса когерентности r_0 (24). Управление корректором определялось на основе мини-

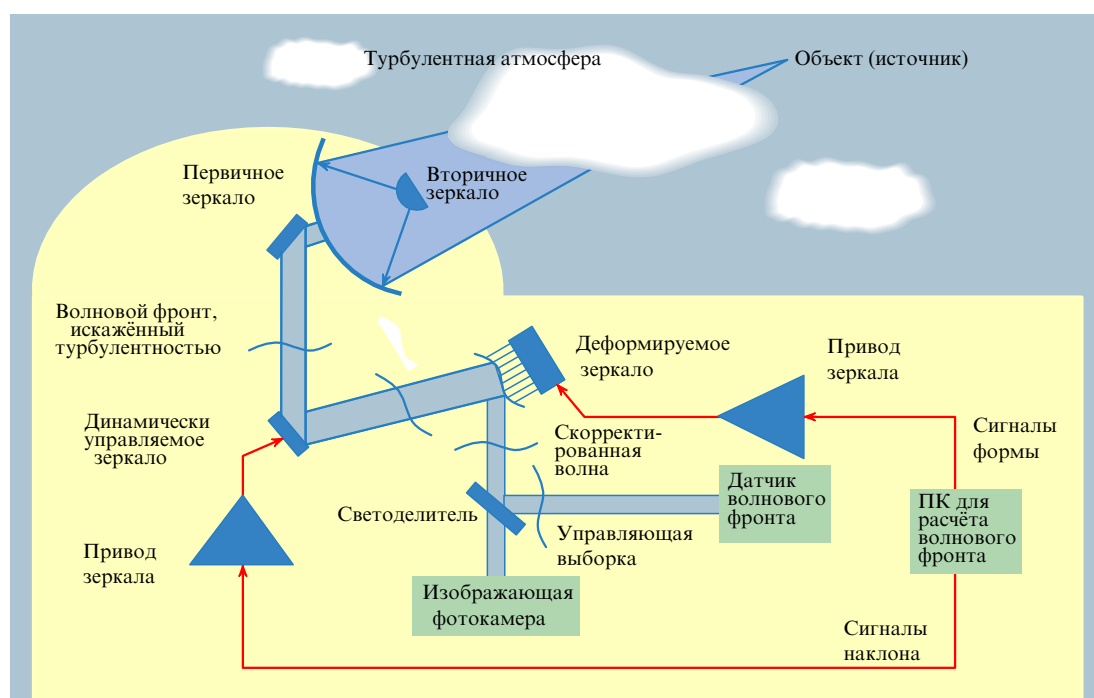


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Структурная схема астрономического телескопа с системой АО для коррекции искажений.

мизации интегральной квадратичной ошибки коррекции (16). Размер сетки, на которой проводились вычисления, составлял 128×128 , усреднение выполнялось по 100 реализациям случайных искажений, соответствующих колмогоровскому спектру атмосферной турбулентности [7, 17, 65, 66]. На рисунке 6 приведены результаты расчётов параметра Штреля S и ФРТ в телескопе, при этом уровень турбулентности задавался как отношение диаметра телескопа к радиусу когерентности ($D/r_0 = 10, 20, 30$). В качестве аргумента на рис. 6, 7 использовался параметр α , характеризующий угловые координаты изображения, нормированные на его дифракционный размер λ/D . Изменяемым параметром задачи также было число скорректированных мод (полиномов Цернике) N , которое варьировалось в диапазоне 3–28, что соответствовало коррекции aberrаций с радиальными полиномами с 1-й по 5-ю степени (на рисунках сверху вниз число мод N увеличивается как 3, 6, 10, 15, 21, 28).

В соответствии с расчётами на основании теории Нолла [48, 49], для полной коррекции искажений для случая $D/r_0 = 20$, например, необходим модальный корректор с числом корректируемых мод $N = 78$. Однако было показано, что даже при использовании простейшего корректора с числом $N = 10$ в центральной части ФРТ изображений уже различимы первые дифракционные кольца. При этом интенсивность центрального лепестка ФРТ в 66 раз ниже, чем в дифракционно-ограниченной системе ($S = 0,015 \approx 1/66$), а сама частично скорректированная ФРТ состоит как бы из двух компонент, одна из которых имеет ширину, примерно равную ширине турбулентной ФРТ, а другая имеет дифракционно-ограниченный угловой размер. В результате численных экспериментов было обнаружено [65], что при компенсации только низших aberrаций существенно изменяется пространственный спектр искажений волнового фронта. Нескорректированные мелкомасштабные aberrации приводят к перераспределению энергии скорректированной ФРТ в дальние "крылья" (по сравнению с турбулентной ФРТ при той же дисперсии фазовых искажений). При этом оказывается, что ширина ФРТ лишь немного отличается от дифракционной. Это даёт возможность выполнять астрономические измерения, связанные с измерением угловых положений объек-

тов, с точностью, приближающейся к дифракционной, даже при сравнительно "плохой" (по параметру Штреля) коррекции.

Как удалось показать в работах [27, 28, 33, 65], остаточные искажения в адаптивном телескопе могут быть обусловлены не только несовершенством корректирующего устройства, но и ошибками измерения. Датчик волнового фронта, как и корректор, практически всегда имеет конечное пространственно-временное разрешение. Кроме того, для астрономических приложений существенным фактором является низкий уровень яркости опорного источника, используемого при работе датчика. Яркость опорного источника (звезды) определяет интенсивность потока квантов излучения (фотонов) и уровень квантового шума. Был исследован датчик Шака–Гартмана, как наиболее распространённый в астрономических приложениях. Для этого датчика пространственное разрешение определяется размером субапертуры, а временное — временем накопления сигнала. Произведение площади субапертуры, времени накопления и интенсивности опорного излучения задаёт количество фотоэлектронов N на выходе датчика. Это число является параметром, определяющим отношение сигнал/шум. В численном эксперименте применялась модель адаптивной системы, включающая датчик Шака–Гартмана с размерностью матрицы субапертур 10×10 , для реконструкции карты aberrаций использовался модальный алгоритм восстановления, вычислялись коэффициенты 28 aberrаций. Предполагалось, что идеальный корректор точно воспроизводит все aberrации, а апертура телескопа имеет диаметр $D/r_0 = 10$, т.е. размер субапертуры датчика равен радиусу когерентности.

На рисунке 7 показаны ФРТ, полученные в обсуждаемом численном эксперименте. При этом среднестатистическое число фотонов N , приходящихся на одну субапертуру датчика за один цикл измерения, варьировалось в диапазоне 3–100. На рисунке представлены результаты расчётов ФРТ при числе фотонов $N = 5, 10, 100$. Оказалось, что при $N = 100$ параметр Штреля равен 0,38. Это значение близко к результату [65], полученному для модального корректора с тем же числом корректируемых aberrаций при использовании модели идеального датчика: $S = 0,53$. Различие объясняется конечным разре-

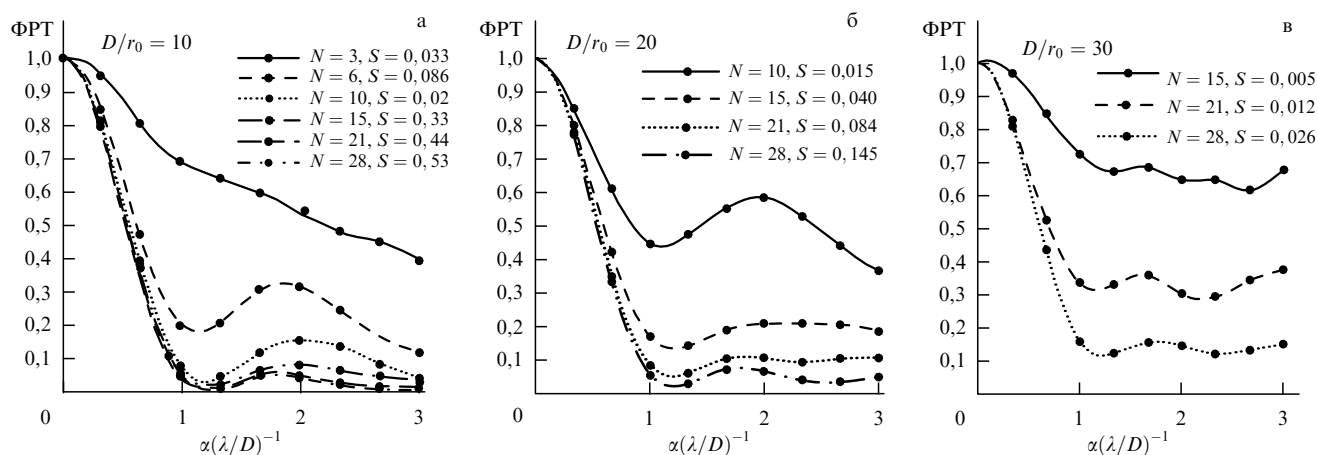


Рис. 6. Результаты расчётов ФРТ при использовании в телескопе модального корректора. Приведены значения параметра N , соответствующего числу скорректированных адаптивной системой полиномов Цернике. Рассчитанные значения ФРТ нормированы на своё осевое значение, даны также значения достигаемого при этом параметра Штреля S .

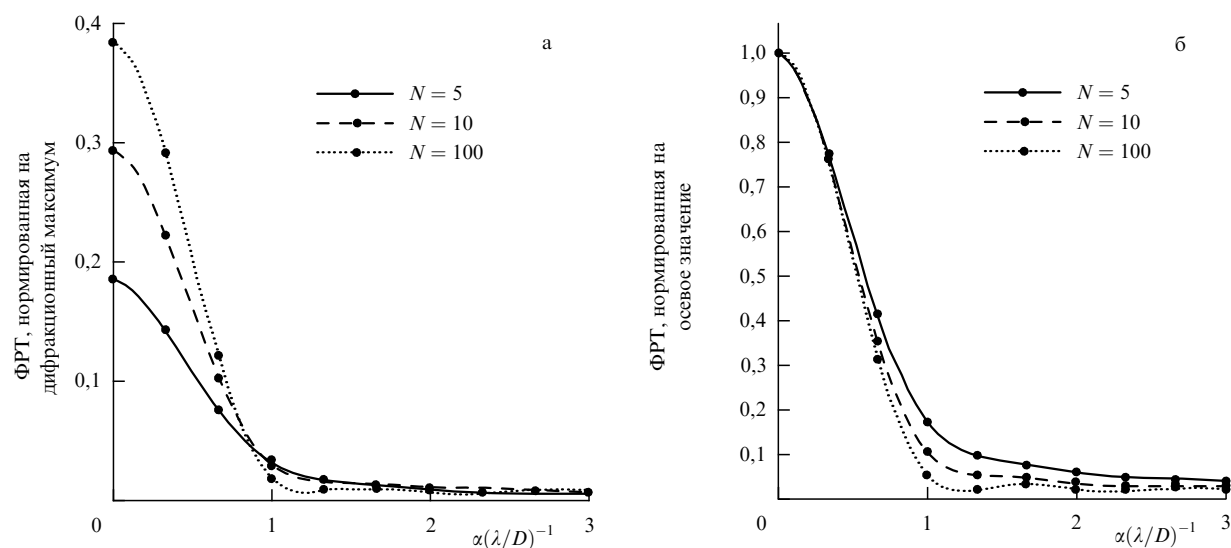


Рис. 7. Результаты моделирования адаптивного телескопа с датчиком Шака – Гартмана. Параметр N — среднестатистическое число фотонов на субапертуре за время одной экспозиции.

шением датчика и небольшой ошибкой, обусловленной шумом. При $N = 5$ осевое значение ФРТ уменьшается примерно вдвое и параметр Штреля равен 0,19. Однако сравнение ФРТ, нормированных на осевое значение, показывает, что ширина ФРТ изменилась очень незначительно и контраст равен 10 даже при таком уровне шума. Дальнейшее уменьшение интенсивности опорной волны приводит к быстрому росту дисперсии остаточных искажений фазы и уменьшению параметра S . На рисунке 6 показаны зависимости этих величин от числа N . При $N = 3$ значение S уменьшается до уровня 0,06, что, однако, почти вдвое больше, чем значение 0,033, получающееся при коррекции только наклонов.

Следует отметить, что практически все созданные крупные телескопы прошли подобную стадию моделирования применения частичной фазовой коррекции. В настоящее время многие крупные телескопы (см. табл. 1) практически полностью обеспечивают высокую эффективность своей работы только благодаря использованию систем АО. Кроме этого, поскольку наиболее крупные современные телескопы: Keck I & Keck II, HET (Hobby & Eberly), SALT — были изготовлены с применением технологий составного главного зеркала, для их эффективной работы возникала необходимость согласования и активного поддержания формы главного зеркала [130–134]. Отметим, что эта серьёзная дополнительная проблема не решена полностью до настоящего времени [133]. Несколько позднее стали появляться телескопы VLT, SUBARU, GEMINI North & South, в которых установлены сплошные тонкие активные зеркала. Они изготавливаются методом спекания элементов тонкого профиля с последующей шлифовкой и полировкой всего зеркала при активном поддержании его формы специальной системой.

Следует отметить, что в настоящее время в связи с началом создания промышленных образцов элементов адаптивной оптики вопрос анализа эффективности применения фазовой коррекции остаётся актуальным прежде всего в связи с тем, что внедрение систем АО в астрономию становится массовым. Особенно это можно видеть при анализе литературных источников. Так, на

международном симпозиуме по астрономии (сентябрь 2012 г., Амстердам, Нидерланды) были подведены итоги [130, 131] развития систем АО для современных астрономических телескопов [111].

Данные по наиболее крупным телескопам и системам АО, установленным на них, представлены в табл. 1. В настоящее время мировое оптическое сообщество приступило к созданию систем АО для телескопов с экстремально большими апертурами (свыше 20 м). Это потребует дальнейшего развития элементной базы для систем АО. В частности, в докладе [68] были сделаны следующие оценки: при применении в системе АО одного деформируемого зеркала для телескопов класса 8 м необходимо обеспечить примерно 200 актюаторов, а для телескопа из класса 40 м уже потребуется примерно 4700 актюаторов. Подобное увеличение числа элементов управления представляет дополнительные трудности для всех систем телескопа. Сейчас началась реализация ещё более крупных проектов: Гигантского Магелланова телескопа (GMT), состоящего из семи 8,4-метровых зеркал, и 30-метрового телескопа (TMT). Успехи в телескопостроении последних десятилетий дают реальную основу даже для таких проектов, как Европейский экстремально большой Телескоп (E-ELT) с зеркалом диаметром 38–42 м, 50-метровый телескоп EURO-50 [133] и 100-метровый Ошеломляюще большой телескоп (OWL) [132]. При этом применение адаптивных систем представляет собой практически единственную возможность обеспечения эффективной работы таких астрономических систем.

5.4. Развитие систем адаптивной оптики для солнечных телескопов

В настоящее время для изучения физических процессов, происходящих в малых объектах на Солнце, также необходимы солнечные телескопы с высоким пространственным разрешением. Считается, что в настоящее время необходимо обеспечить наблюдения на Солнце на масштабах, меньших 70 км. Чтобы фиксировать процессы в пределах таких масштабов, угловое разрешение телескопа должно быть лучше, чем 0,1 угловой секунды [135–149]. Исследования таких явлений, как

Таблица 1. Современные телескопы и системы АО

Название телескопа, какой стране принадлежит, где установлен	Размер главного зеркала, м Минимальная звёздная величина объекта	Параметры ДВФ, работающего по лазерной опорной звезде		Наличие системы коррекции наклонов волнового фронта, на какой базе она построена
		Тип датчика	Число субапертур	
Gemini-N США, Канада, Англия, Аргентина, Бразилия, Чили Гавайи	8,1 18,5	Датчик Шака – Гартмана (Ш – Г)	матрица 12 × 12	Использована система STRAP, устраняющая флуктуации наклонов с использованием лавинного фотодиода (APD); система разработана в ЕЮО (Европейской южной обсерватории) и в фирме Microgate
Keck I США Гавайи (обс. Мауна Кеа)	10 19	Ш – Г	20 × 20	Система STRAP на APD (лавинных фотодиодах)
Subaru Япония Гавайи (обс. Мауна Кеа)	8,2 18	Датчик кривизны (ДК)	188	Система STRAP на 16 APD
VLT Европейский Союз Чили (обс. Параналь)	4 × 8,2 17	Ш – Г, ДК	14 × 14 или 7 × 7	Система STRAP на APD
Gemini-S США, Канада, Чили, Англия, Аргентина, Бразилия Чили	8,1 18,5	5 датчиков Ш – Г	16 × 16	Система STRAP на 3 APD
Keck II США Гавайи (обс. Мауна Кеа)	10 19	Ш – Г	10 × 10	Система STRAP на APD
MMT США США, Аризона (обс. Маунт Хопкинс)	6,5 18	Ш – Г	60	Используется ПЗС-камера с усилителем яркости
SOAR ЮАР Африка	4,1 18	Ш – Г	10 × 10	2 × 4 APD

нагрев солнечной короны, солнечная активность и вариации солнечной светимости, оказывающих влияние на климат Земли, требуют наблюдений микроструктуры магнитных полей солнечной атмосферы с угловым разрешением лучше, чем 0,05 угловой секунды. Для создания теоретических моделей солнечной атмосферы нужны параметры, которые можно получить при изучении поведения ещё более мелких пространственных масштабов солнечной атмосферы.

По сравнению со звёздными системы АО для солнечных телескопов технически более сложны. Это связано с тем, что дневная турбулентность более жёсткая, чем ночная, а также с тем, что она сильнее изменяется во времени. Кроме этого, датчик волнового фронта должен работать с излучением видимого диапазона с использованием низкоконтрастных, протяжённых, изменяющихся во времени объектов, таких как солнечная грануляция. Типичное значение радиуса когерентности для дневной турбулентности r_0 оказывается не более, чем 10 см (на длине волны 0,55 мкм), даже в лучших местах наблюдения и при типичной высоте телескопа 20–40 м

над Землёй. К тому же радиус когерентности r_0 [10], характеризующий силу атмосферной турбулентности, сильно флуктуирует на коротких временных масштабах (секунды) и часто уменьшается до нескольких сантиметров. Поэтому, несмотря на относительно малые размеры входных апертур солнечных телескопов, солнечные системы АО требуют ещё большего числа более быстродействующих элементов коррекции, чем звёздные. ДВФ, который используется для звёздных систем АО, не может использоваться для солнечных, так как Солнце является протяжённым объектом и объекты, которые могут рассматриваться как опорные для ночных систем, здесь неприменимы. В системах АО, создаваемых для солнечных телескопов, обычно применяется корреляционный датчик Гартмана [143–147], который использует в качестве объектов слежения протяжённые структуры в изображениях поверхности солнечного диска — солнечные пятна, поры и солнечную грануляцию. Надо отметить, что солнечную грануляционную картину достаточно сложно использовать в системах слежения и измерения, так как такая грануляционная картина имеет низкий

контраст и изменяется во временных масштабах порядка нескольких минут.

Первые эксперименты с системами АО [46] были проведены Дж. Харди в 1979 г. на солнечном телескопе VTT (Vacuum Tower Telescope) в обсерватории Сакраменто Пик, США. В качестве ДВФ в эксперименте тогда использовался сдвиговый интерферометр. Предполагалось, что система сможет работать как с яркими звёздами, так и с солнечными пятнами. В действительности же система АО продемонстрировала улучшение качества изображения звезды, но практически не улучшила изображение солнечного пятна.

Первую полноценную систему АО создала [143, 144] фирма Локхид (Lockheed) в 1992–1993 гг. на телескопе DST (Richard B. Dunn Solar Telescope), который входит в состав обсерватории Сакраменто Пик, США. Эта система была основана на 19-элементном составном зеркале и датчике волнового фронта Шака–Гартмана, который использовал простую аналоговую систему с квадрантным детектором для измерения сдвига. Надо заметить, что датчик Шака–Гартмана отличается от традиционного датчика Гартмана тем, что в нём маленькие отверстия в диафрагме заменены на микролинзы, а это обеспечивает больший сбор света. Первая система АО ограничивалась контрастными объектами слежения: солнечными пятнами и порами. Прорыв в солнечных системах АО произошёл с разработкой корреляционного датчика Шака–Гартмана [135] и его внедрением в систему АО низкого порядка для телескопа. Корреляционный датчик использует тот же принцип, который применялся в системах коррекции наклонов (tip-tilt) при обработке устройства "корреляционного слежения" [135, 144–147].

В то же время, несмотря на усилия, которые были приложены, датчик кривизны Ф. Родье [55] не нашёл применения в солнечных системах АО. В настоящее время практически все солнечные системы АО используют корреляционный датчик Шака–Гартмана. Сейчас известны несколько работающих систем АО на солнечных телескопах мира [136–144].

Так, Новый шведский солнечный телескоп (NSST) — 97-см вакуумный телескоп, работающий в обсерватории на острове Ла Пальма (La Palma), — использует [143, 144] как корректор деформируемое зеркало, которое находится вне вакуумной системы солнечного телескопа. Отдельный корреляционный отслеживатель применяется для измерения наклона волнового фронта. ДВФ построен на основе линзовой матрицы с гексагональной упаковкой по схеме корреляционного датчика Шака–Гартмана. Размер отдельной субапертуры составляет 13,8 см. Используется скоростная камера Dalsa CA D6 (производства Канады), которая "читает" 955 кадров в секунду. Данные обрабатываются двумя специализированными компьютерами Athlon. В состав системы входит деформируемое биморфное зеркало фирмы AOPTICS Inc., которое имеет 37 актюаторов (элементов управления) и обеспечивает коррекцию фазы с разложением до 60 мод Цернике. Реальная полоса частот коррекции в замкнутом контуре всей системы составляет не более 45 Гц. Большая апертура телескопа NSST (97 см) в комбинации с 37-элементной системой АО позволяют достичь наивысшего разрешения в изображениях Солнца.

В Потсдамском институте астрофизики (Institut für Sonnenphysik и Astrophysikalisches Institut, Потсдам, Германия) разработана [138–142] адаптивная система,

которая была установлена на 70-см солнечном вакуумном телескопе VTT на острове Тенерифе. По дизайну и установке система очень похожа на известную систему для NSST. Она использует корреляционный датчик Гартмана с 37 субапертурами (размер субапертуры 10 см) с гексагональным расположением. Поле зрения субапертуры составляет $12'' \times 12''$. 35-элементное биморфное деформируемое зеркало имеет апертуру 50 мм. Система корректирует изображения вплоть до значения $D/r_0 > 10$. Основной процессор — Sun Fire V880. Система позволяет увеличить параметр Штреля до 0,3 для угла видения порядка $1''$ при полосе частот системы порядка 50 Гц.

В обсерватории NSO (Северная солнечная обсерватория) и Технологическом институте NJIT (Нью-Джерси, США) развили две (более или менее идентичные) системы АО высокого порядка, которые теперь работают на 76-см телескопах Dunn Solar Telescope (DST) и Big Bear Solar Observatory (BBSO). Системы используют 97-элементное деформируемое зеркало. Состав этих систем АО коррекции высших мод определился после очень успешной работы системы АО коррекции низших мод на телескопе DST. В системах используются корреляционный датчик Шака–Гартмана и параллельная обработка с помощью коммерческих микропроцессоров, которые обеспечивают высокие скорости вычисления и измерения данных.

Сравнительно недавно был введён в эксплуатацию новый солнечный телескоп GREGOR, имеющий следящее зеркало размером 1,5 м. Телескоп установлен на острове Тенерифе (Испания) немецким консорциумом Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik и Astrophysikalisches Institut Potsdam, the Institut für Astrophysik Göttingen, а также рядом других партнёров. В США сейчас создаётся ещё более крупный 4-метровый солнечный телескоп (Advanced Technology Solar Telescope — ATST), который может работать только с применением мощной системы АО [144]. Для высокоточных измерений на Солнце необходимы узкополосные наблюдения ($< 20 \text{ мÅ}$) и высокое пространственное разрешение. Это, в свою очередь, требует длинных экспозиций при наблюдениях, поскольку с такими спектральными и пространственными разрешениями даже Солнце становится слабым источником.

Безусловно важным этапом в развитии солнечных систем АО явилось создание корреляционных датчиков волнового фронта, позволяющих использовать в качестве объекта слежения фрагмент солнечной грануляции. Включение АО с корреляционным датчиком [143–149] в состав действующих солнечных телескопов, расположенных в наилучших по астрономическому климату местах, позволяет улучшить контраст изображения солнечной грануляции, но достичь дифракционного разрешения можно только в исключительных хороших условиях видения (при радиусе когерентности $> 20 \text{ см}$). Улучшение качества грануляционной картины на солнечных телескопах, работающих в худших условиях видения, до сих пор остаётся достаточно сложной задачей. В таблице 2 дано сравнение некоторых систем коррекции для солнечных телескопов.

5.5. Создание системы адаптивной оптики для солнечного телескопа БСВТ

Определённый опыт по разработке систем АО для солнечных телескопов имеется и в России. Так, в 2001 г.

Таблица 2. Системы активной коррекции на солнечных телескопах

Страна	США	Франция – Италия	Испания	Китай	Россия (БСВТ)
Годы использования	1989	1995	1995	2001	2001 – 2005
Диаметр зеркала, см	76	90	98	43	76
Используемый опорный сигнал	Солнечные пятна, грануляционная картина	Грануляционная картина	Грануляционная картина	Солнечные пятна	Солнечные пятна, поры, грануляционная картина
Частота работы камеры, Гц	417	582	1350	419	164 – 245
Поле зрения, угл. сек.	10×10	$2 \times 2 - 12 \times 12$	14×14	$5 \times 5 - 20 \times 20$	33×33
Полоса частот, Гц	25 в открытом контуре	60 в закрытом контуре на уровне –3 дБ	100 в открытом контуре	84 в открытом контуре, в закрытом контуре полоса 30 на уровне –3 дБ	120 в открытом контуре
Достигнутое качество изображения (среднеквадратичное отклонение)	0,023"	не хуже 0,2"	0,05"	0,14"	0,7"

Институтом оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН были проведены первые испытания [145] системы АО с корреляционным датчиком на Большом солнечном вакуумном телескопе (БСВТ) Байкальской астрофизической обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН. Телескоп БСВТ установлен на берегу озера Байкал, имеет 1-метровое следающее зеркало, высота установки телескопа 645 м над уровнем моря. По оценкам, при средних условиях наблюдения на БСВТ радиус Фрида равен 40–55 мм. Система АО использовала в качестве объектов слежения изображения достаточно контрастных солнечных пятен. В 2003 г. после усовершенствования системы регистрации изображения путём замены видеокамеры система АО показала хорошие результаты, когда в качестве объекта слежения использовались участки изображения с небольшой солнечной порой, контраст которой был не ниже 8 %.

В качестве иллюстрации функционирования адаптивной системы на рис. 8 приводятся результаты, полученные при стабилизации положения фрагмента изображе-

ния поверхности Солнца (выделенного рамкой на левом фрагменте рисунка). Объектом слежения являлось изображение солнечного пятна размером 9 угловых секунд по уровню 0,5 глубины модуляции освещённости. Контрастность изображения составляла 8 %. Работа адаптивной системы оценивалась на основе эффективности подавления спектральных составляющих дрожания изображения: $|S(f)|_{\text{cr}}^2 / |S(f)|_{\text{c}}^2$, где $|S(f)|_{\text{c}}^2$ и $|S(f)|_{\text{cr}}^2$ — спектральные плотности мощности сигналов смещения изображения без коррекции и сигналов остаточных смещений изображения в режиме слежения (см. фрагмент справа на рис. 8). Целью работы в 2003 г. была также отработка макета системы, в том числе для управления многозеркальной адаптивной системой. Макет состоял из скоростной видеокамеры, аппаратуры ввода изображения в компьютер, алгоритмов анализа изображения. Макет был испытан на БСВТ в процессе проведения экспедиции в окрестностях озера Байкал. Алгоритм измерения смещения фрагмента изображения в фокусе телескопа реализовывал корреляционную методику измерения.

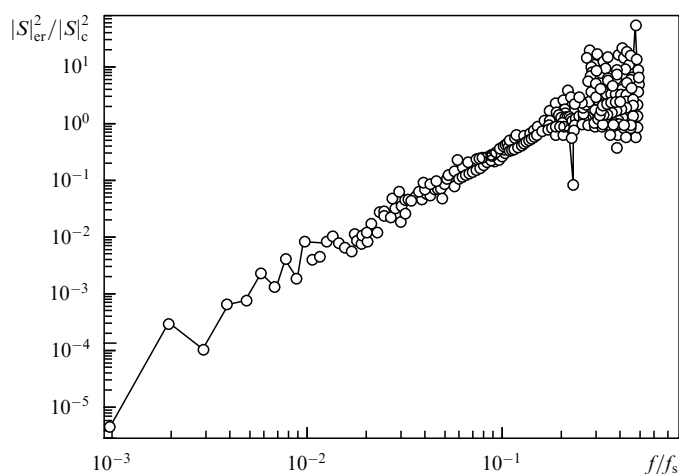
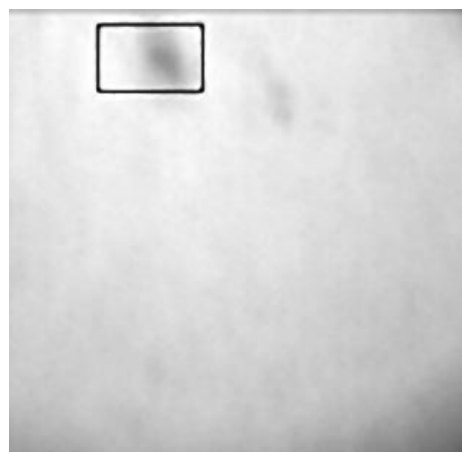


Рис. 8. Фрагмент изображения и частотная зависимость эффективности подавления дрожания изображения.

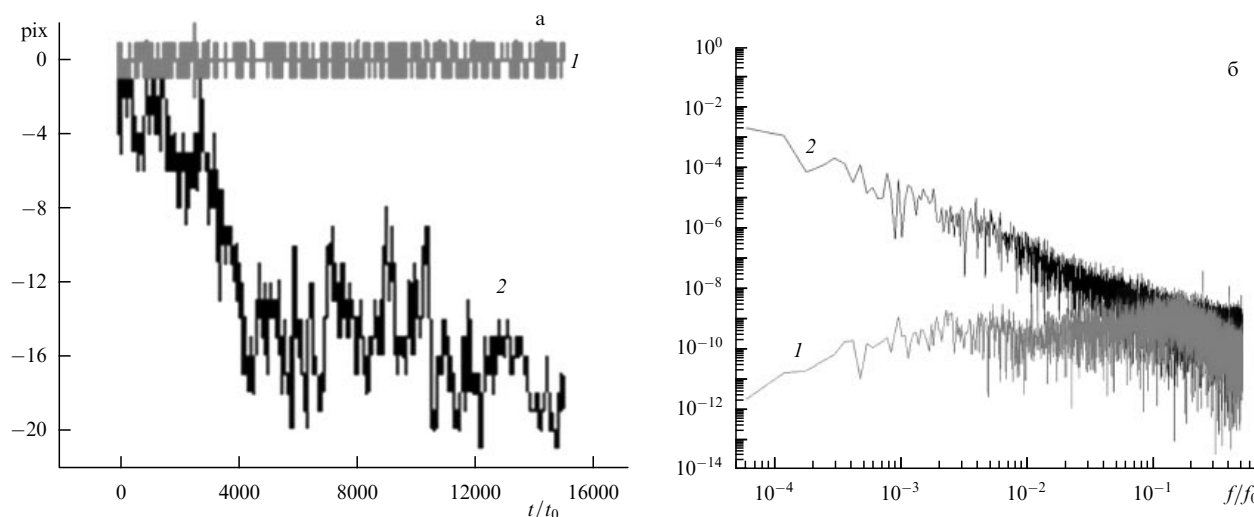


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Сигналы смещения изображения (а) и их спектры мощности (б) при замкнутом (кривые 1) и разомкнутом (кривые 2) контуре управления системой АО.

На рисунке 9 показаны результаты работы адаптивной оптической системы с корреляционным датчиком на основе камеры "DALSTAR" (размер матрицы 128×128 пикселей, АЦП 12 разрядов). Была выполнена оценка полосы пропускания системы АО с замкнутым контуром управления при работе ДВФ по солнечной поре (контрастность 13 %) на БСВТ. Окно анализа имело размер 96×96 пикселей, частота снятия отсчётов $f_0 = 245$ Гц ($t_0 = 1/245$ с). Для получения спектров использовались реализации длительностью 98 с, записанные в режиме измерения и слежения последовательно с интервалом в несколько секунд. Рассчитанный по данным измерений коэффициент подавления среднеквадратического значения уровня флуктуаций составил 29–36 раз.

В 2004 г. был разработан модифицированный корреляционный алгоритм слежения для ДВФ, который был опробован при измерениях смещения изображения солнечной грануляции. Правильность измерений смещения модифицированным корреляционным датчиком проверялась путём сравнения с измерениями смещений традиционным корреляционным датчиком таких фрагментов изображения, для которых применим традиционный корреляционный алгоритм.

Используемый алгоритм следит за крупными масштабами (размытое изображение) и даёт большую ошибку

при выделении фильтрующей функцией мелких масштабов (мелкая структура изображения редко проявляется в процессе измерения) [146, 147]. Применение модифицированного алгоритма функционирования корреляционного датчика даёт возможность регистрировать смещения низкоконтрастных фрагментов изображения. На рисунке 10 показан пример работы системы АО с грануляционной картиной видимой поверхности Солнца. Средний контраст изображения грануляционной картины не превышал 2 %. Сравнение фрагментов а, б и в на рис. 10 убедительно показывает высокую эффективность системы АО "Ангара".

Это позволяет заявить, что, наряду с системой солнечного телескопа Национальной обсерватории (NSO) США и системой коррекции для солнечных телескопов на Канарских островах, макет "Ангара" для БСВТ [149], созданный при участии ИОА СО РАН и ИСЗФ СО РАН, в настоящее время является одним из наиболее продвинутых прототипов адаптивной системы для солнечных телескопов с большой апертурой.

В солнечных адаптивных оптических системах обычно используются два управляемых зеркала: одно для управления общими наклонами волнового фронта и второе для коррекции aberrаций второго порядка и выше. Применение в системе АО одного управляемого

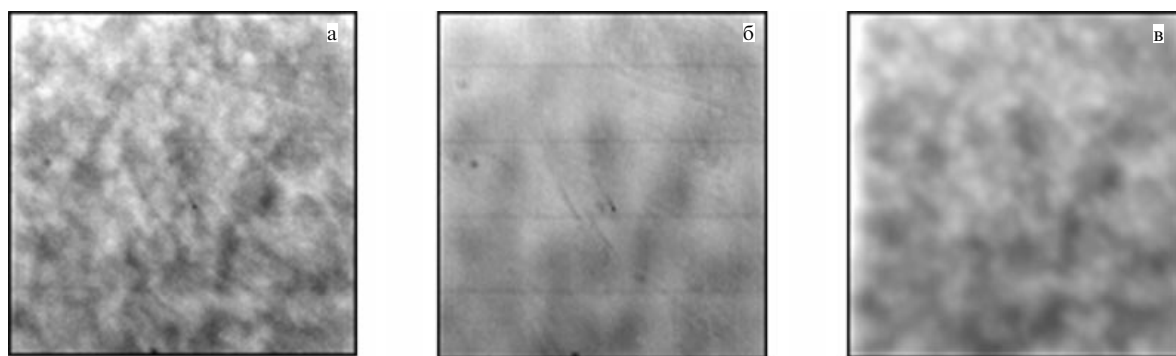


Рис. 10. Иллюстрация работы системы "Ангара" с модифицированным ДВФ (37 субапертур): а — отдельный кадр изображения с экспозицией 5 мс, б — усреднённое изображение за время 1 с без коррекции, в — усреднённое изображение за 1 с при коррекции.

зеркала, конструкция которого позволяет совместить обе функции, имеет определённые преимущества. Это, прежде всего, уменьшение количества оптических элементов, так как формируется только один выходной зрачок телескопа, и сокращение длины оптического пути в системе АО. В результате уменьшаются aberrации волнового фронта, вносимые оптическими элементами и павильонной турбулентностью. Для адаптивной оптической системы БСВТ необходимо управляемое зеркало, разработанное с учётом специфики конструкции БСВТ и астрономического климата места расположения телескопа. В существующей схеме АО диапазон углов наклона управляемого зеркала должен быть не менее $\pm(1,5-2)$ угловых минут, время установления — не более 5 мс.

Испытания (2006–2007 гг.) на БСВТ адаптивной оптической системы "Ангара" с модифицированным корреляционным датчиком [148, 149] показали достаточно высокую эффективность системы, в которой в качестве объекта слежения используются фрагменты грануляционной картины с контрастом 2–3 %. При применении адаптивной системы не только улучшается процент качественных изображений, но и, что принципиально важно, телескоп получает новое качество в дальнейшей модернизации и расширении возможностей реализации новых способов наблюдений Солнца.

5.6. Искусственные опорные источники в адаптивных оптических системах и методы их создания в астрономии

Работа систем АО базируется на получении тем или иным образом информации о фазовых искажениях, вносимых турбулентной атмосферой в пространственную структуру поля. Безусловно, получить эту информацию можно, анализируя волновой фронт излучения от какого-либо оптического небесного источника. Возникают определённые проблемы выбора такого опорного источника. Для хорошей работы датчика волнового фронта требуется достаточно большое число фотонов, но крупные телескопы имеют дело с предельно слабыми космическими объектами. По этой причине сам исследуемый объект не может рассматриваться как опорный источник. Поэтому в системе АО используются соседние (достаточно близкие) более яркие звёзды. Чтобы коррекция изображения была эффективной, необходимо иметь в качестве опорной близкую к исследуемому объекту более яркую звезду с блеском не менее 10^m . Это осуществимо только при условии достаточно близкого углового расположения естественной яркой звезды и исследуемого объекта наблюдения. Как показывают расчёты [45, 46], допустимое угловое рассогласование между направлениями на опорную звезду и на исследуемый объект должно быть не более 15–20 угловых секунд. В результате большинство участков неба оказываются непригодными для наблюдения с применением систем АО из-за невозможности найти достаточно яркую естественную опорную звезду [150].

Имеются два решения для преодоления описанных выше ограничений. Первое — работать на более длинных (инфракрасных) волнах, для которых эффекты турбулентности проявляются гораздо слабее, искажения волнового фронта происходят медленнее, появляется больше времени для сбора фотонов, и тогда можно использовать в качестве опорных менее яркие звёзды.

Кроме того, изопланатический угол (25) с увеличением длины волны становится больше, следовательно, увеличивается область, где осуществима эффективная коррекция. В итоге появляется возможность использовать естественные опорные звёзды для выполнения инфракрасных наблюдений на больших участках неба, чем при наблюдениях в видимой области спектра. Однако с точки зрения астрономических наблюдений наибольший научный интерес представляет всё же видимый диапазон длин волн.

Второй подход состоит в формировании искусственного источника опорного сигнала на атмосферном участке канала распространения излучения, т.е. между астрономическим объектом и объективом телескопа, на основе обратного рассеяния лазерного излучения в атмосфере, получившего название лазерная опорная звезда. Идея использовать искусственные лазерные опорные звёзды (ЛОЗ), называемые также лазерными маяками, для адаптивной оптики появилась в конце 1970-х гг. [44, 45, 151–155]. Следует отметить, что все американские работы по проблеме ЛОЗ были засекречены и только в 1992 г. появилась первая открытая публикация [74]. В это время и были сформулированы все основные принципы, на которых базируется современная концепция адаптивных ОЭС. В соответствии с этой концепцией опорный источник — это тот ключевой элемент оптоэлектронной схемы, который используется для получения информации о распределении неоднородностей показателя преломления среды в канале распространения излучения. От того, каким способом формируется опорная волна, во многом зависит структура ОЭС в целом. Если адаптивная система базируется на принципе взаимности, то наиболее эффективной является такая система, которая использует независимый опорный источник излучения, распространяющегося в направлении, противоположном направлению корректируемого излучения.

Тот факт, что ЛОЗ формируются на основе сигнала обратного рассеяния, накладывает серьёзные ограничения на их применение в реальных системах. Следует отметить, что ещё примерно в середине 1970-х гг. исследователи и инженеры, работающие над созданием оптических систем видения и зондирования атмосферы, осознали важность особенностей флуктуаций отражённых волн. В отличие от передающих ОЭС, в оптических системах зондирования всегда присутствует эффект, обусловленный двукратным прохождением оптической трассы. Зондирующее излучение проходит оптические неоднородности дважды: во время прямого распространения и при обратном.

Довольно полный обзор данной проблемы может быть представлен, например, работами [17, 156–158]. Эти работы суммируют результаты изучения эффектов флуктуаций показателя преломления атмосферы при распространении оптических волн в условиях, когда волна проходит через одну и ту же область атмосферы дважды. Такая ситуация реализуется при отражении лазерного излучения от объекта или для волн, рассеянных назад атмосферным аэрозолем. В этом случае флуктуации оптических волн будут определяться существенной корреляцией между флуктуациями в падающей и отражённой волнах, проходящих через одни и те же неоднородности в турбулентной атмосфере. Это может привести к качественно новым свойствам флуктуаций по

сравнению с эффектами прямого распространения, в том числе к усилению обратного рассеяния флуктуаций интенсивности, далёким корреляциям поля в отражённой волне и другим эффектам [17, 156–158]. Приоритет российских исследователей в этой области был серьёзно подтверждён на Международной конференции по распространению волн в случайных средах (Сиэтл, США, 1992) [158].

Первые результаты по применению ЛОЗ были получены в США [155]. Практическое внедрение систем АО с ЛОЗ на крупных телескопах не только позволило получить новые научные результаты в области астрономии [159–162], но и выявило принципиальные ограничения их применения. Эффективность соответствующих систем АО с ЛОЗ ограничена главным образом фокусным и угловым неизопланатизмом, а также невозможностью коррекции глобального наклона волнового фронта на основе данных измерения от искусственного опорного источника [150, 154, 155]. При этом, несмотря на большое число публикаций [163–171], посвящённых поискам путей решения указанных проблем, они остаются актуальными до настоящего времени.

Поэтому представляется целесообразным продолжить исследования в этом направлении, развивая новые подходы к формированию и использованию искусственно созданного источника опорной волны, алгоритмов работы и извлечения информации от такого источника. Необходимо отметить, что эти задачи тесно связаны с целым рядом теоретических вопросов, удовлетворительное решение которых до настоящего времени не получено. Например, к настоящему моменту не существует адекватных аналитических выражений, позволяющих рассчитать влияние фокусного неизопланатизма при АО-коррекции с ЛОЗ, а следовательно, провести синтез системы АО на основе реальных данных об интенсивности и высотном распределении турбулентности в точке стояния телескопа [172–177]. Нужно также отметить явление углового изопланатизма в системе АО, исследованное к настоящему времени не в полной мере, поскольку на практике имеет место частичная или полная коррекция [176] атмосферных флуктуаций.

Известно, что искусственный опорный источник может быть сформирован на основе использования (1) обратного рэлеевского рассеяния оптического излучения или упругого рассеяния света на атмосферном аэрозоле на высотах 8–20 км; (2) резонансного рассеяния (флуоресценции) на атомах некоторых металлов, в частности, на атомах натрия в мезосфере на высотах 85–95 км. В первом случае лазерные опорные звёзды стали называться рэлеевскими ЛОЗ, во втором — натриевыми ЛОЗ [74, 155]. В зависимости от типа формируемой звезды требования к лазерному источнику существенно меняются. Для формирования рэлеевской звезды требуется достаточно мощное коротковолновое лазерное излучение. Для создания натриевой ЛОЗ излучение лазера должно иметь узкую спектральную полосу (~ 3 ГГц) и быть точно настроено на линию натрия, что вызвано селективностью поглощения. При этом требуется определённая мощность излучателя, обусловленная достаточно низким уровнем, при котором наступает эффект насыщения слоёв натрия в атмосфере. В настоящее время системы создания натриевых ЛОЗ работают на нескольких крупных астрономических телескопах на постоянной основе [111, 130, 131, 172–174], однако до сих пор нет

полного согласия по выбору оптимальных временных и пространственных параметров, мощности лазерного излучения для формирования ЛОЗ. Эти проблемы имеют непосредственное отношение к физике взаимодействия между лазерным излучением и атомами натрия мезосферы. Параметры слоя натрия (общее число атомов, средняя высота, профиль) имеют сезонные вариации и меняются в течение дней, часов и даже минут, а спорадические слои появляются внезапно и затем исчезают в течение нескольких часов. Фундаментальным требованием является длина волны лазерного источника в пределах дублета D_1 (589,594 нм) и D_2 (589,0 нм) спектра поглощения натрия. Следует отметить, что практически возможно использование других (кроме натрия) мезосферных металлов, например, железа, калия, кальция. В настоящее время существуют несколько лазерных технологий, способных произвести излучение на этой длине волны мощностью до 50 Вт, при этом они имеют различные уровни научного и технологического развития [130, 131, 172, 173].

В последнее десятилетие в мире реализованы или находятся в процессе разработки и создания более десятка проектов адаптивных систем крупных астрономических телескопов наземного базирования [130–133]. К настоящему моменту почти каждая крупная обсерватория имеет или разрабатывает системы АО с ЛОЗ. Такое широкое внедрение обуславливает необходимость исследований, направленных на развитие методов адаптивной коррекции атмосферных искажений. Особую актуальность эти исследования приобретают в связи с тенденцией создания всё более крупных наземных телескопов. Системы ЛОЗ для задач астрономии также активно разрабатываются и, как следствие, к настоящему моменту опубликовано большое количество работ, посвящённых теоретическим и экспериментальным исследованиям в этом направлении. Практическое внедрение систем АО с ЛОЗ на крупных телескопах позволило получить новые научные результаты в области астрономии [111, 130, 131], в том числе и при использовании техники лазерного опорного источника [175–177].

5.7. Мультисопряжённая адаптивная система

Мультисопряжённая адаптивная оптика (МСАО) представляет собой дальнейшее развитие концепции систем АО. Принцип системы МСАО заключается в исправлении турбулентности с помощью более чем одного деформируемого зеркала [178–180]. Каждое такое деформируемое зеркало оптически сопряжено с определённым расстоянием в атмосфере от телескопа. Основное преимущество использования МСАО состоит в увеличении поля зрения исправленного изображения. Сигналы управления этими несколькими зеркалами получаются уже не от одного, а от нескольких ДВФ, каждый из которых при измерениях использует свою опорную звезду. Информация от нескольких ДВФ одновременно обрабатывается компьютером-реконструктором, для того чтобы восстановить трёхмерное возмущение волнового фронта, подобно тому как это делается в медицинской томографии, где трёхмерная структура объекта определяется из наблюдений под различными углами. В этом случае обеспечивается лучшее качество коррекции искажений по сравнению с использованием только одной опорной звезды. Непрерывно растущий интерес к развитию методов трёхмерной реконструкции

турбулентности и их использованию в МСАО непосредственно связан с перспективой исправления турбулентности на больших и (в будущем) на сверхбольших телескопах во всём видимом и инфракрасном диапазонах [131, 132].

6. Применение систем адаптивной оптики для формирования лазерных пучков излучения

Следует отметить, что в последнее время также значительно расширился круг задач, которые успешно решаются с использованием лазерных систем. Всё более широкое практическое применение находят именно современные ОЭС, в составе которых имеются системы АО. Исторически сложилось так, что системами АО пользовались сначала только в астрономии. В последнее время адаптивная оптика стала также применяться, например, в наземных системах формирования изображений искусственных спутников Земли и других космических объектов, всё чаще появляются сообщения о других эффективных применениях систем АО, в том числе в медицине. В самое ближайшее время ожидается расширение областей использования адаптивной оптики для задач современной технологии. Современная адаптивная оптика способна произвести переворот в технологиях промышленности, медицине. Возможно серьёзно улучшить технические, эксплуатационные характеристики и параметры ОЭС для технологических целей (сварка, резка, сверление металла и сверхтвёрдых материалов, резка стекла, лазерные скальпели, оптические системы в офтальмологии), использующих когерентную обработку сигналов, путём внедрения адаптивных оптических элементов и систем.

6.1. Оптимизация формирования лазерных пучков излучения

Наряду с турбулентными искажениями тепловое самовоздействие (расплывание) мощных лазерных пучков является серьёзным фактором, ограничивающим концентрацию лазерной энергии на объекте [66–92]. В ряде ситуаций, в частности при использовании лазера ИК-диапазона, тепловое самовоздействие является практически единственным препятствием для достижения высокого уровня интенсивности на мишени. Этот фактор также важен для широкого применения систем АО, поэтому для эффективной транспортировки энергии пучков оптического излучения используются различные методы. Это относительно простые методы — методы оптимизации мощности, распределения интенсивности, фокусного расстояния [181] и временного режима излучения, а также более сложные методы, использующие априорную (программную) фазовую коррекцию, алгоритмы фазового сопряжения и обращения волнового фронта.

Тепловое самовоздействие представляет собой, как известно, существенно нелинейный эффект. Следствием этого является нелинейная зависимость параметров распределения интенсивности на мишени от начальной мощности пучка. Как правило, существует оптимальная мощность, при которой выбранный критерий достигает экстремального значения. После оптимизации мощности следующим шагом является выбор начального распределения интенсивности в сечении пучка. Известно, что различные типы лазерных резонаторов могут

давать различное распределение интенсивности на выходе из активной среды. Для одномодового режима генерации типичным является гауссово распределение интенсивности, а для многомодовых режимов — более равномерное распределение интенсивности в сечении пучка, для описания которого используются модели гипергауссова и супергауссова пучков [17, 65, 98–101, 182]. Ещё одной особенностью распределения интенсивности может быть наличие провала в центре пучка [183, 184], обусловленное либо спецификой резонатора и режима генерации лазера, либо затенением центральной части пучка вторичным зеркалом формирующего телескопа. В работах [17, 65, 185] рассматривалась также задача теплового распыливания сканирующего пучка и было показано, что равномерное распределение интенсивности (типа супергауссова) даёт лучшие результаты, чем гауссов пучок.

В работе [65] были проведены расчёты по оптимизации мощности различных фокусируемых пучков. Чтобы оценить возможный выигрыш "сверху", была рассмотрена задача самовоздействия на фазовом экране, расположенном в плоскости излучающей апертуры. Распределение интенсивности в фокальной плоскости определялось в приближении дифракции Фраунгофера, т.е. в дальней зоне дифракции. На рисунке 11 представлены зависимости безразмерной мощности фокусируемого лазерного излучения в кружке, размер которого равен эффективному угловому размеру неискажённого фокусированного гауссова пучка $R = 0,64\lambda/D$, где $D = 2a_0$, a_0 — начальный размер фокусированного пучка.

По оси абсцисс на рис. 11 отложена безразмерная полная мощность $P' = P/P_0$, переносимая лазерным пучком. Нормировка осуществлялась в соответствии с работой [65] на величину

$$P_0 = \frac{\rho C_p V_{\perp} a_0}{\alpha k n'_T L}, \quad (26)$$

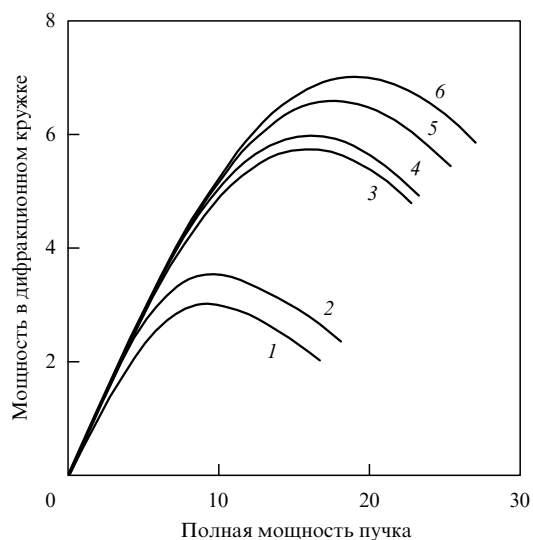


Рис. 11. Зависимость мощности в кружке дифракционного размера $R = 0,64\lambda/D$ от полной мощности пучка (кривые оптимизации мощности для пучков без коррекции при постоянном направлении ветра). Типы пучков: 1 — усечённый гауссов, 2 — неограниченный гауссов, 3 — гипергауссов, направленный под углом 45° к ветру, 4 — широкий гауссов, 5 — супергауссов, 6 — гипергауссов, направленный стороной к ветру.

где L — длина нелинейного участка, представляемого фазовым экраном, т.е. та часть трассы, где имеет место самое большое поглощение, α — коэффициент поглощения энергии в среде, ρC_p — произведение объёмной плотности среды и её теплоёмкости, $V_{\perp}$ — модуль поперечной составляющей вектора скорости движения среды (ветра).

Из рисунка 11 видно, что негауссовы (супергауссов, гипергауссов) пучки дают выигрыш в 3–5 раз по сравнению с гауссовым. Очевидно, что различие между пучками с различными распределениями интенсивности обусловлено двумя факторами: во-первых, различным эффективным размером пучка, что приводит к лучшим результатам и в отсутствие нелинейных искажений, и во-вторых, различной структурой аббераций, возникающих в них при распространении в нелинейной поглощающей среде.

6.2. Априорная фазовая коррекция

Существуют задачи, в которых возможно проведение так называемой априорной фазовой коррекции. К ним относятся, например, задачи уменьшения влияния теплового самовоздействия, вызванного поглощением энергии излучения, мощного лазерного пучка на вертикальных трассах. Тепловое самовоздействие на вертикальной трассе представляется ситуацией, в которой фазовая коррекция может иметь достаточно высокую эффективность, поскольку нелинейные фазовые искажения сосредоточены в основном в небольшом (по отношению ко всей длине трассы) участке вблизи излучающей апертуры и волновой параметр эффективной длины этого участка много меньше единицы для широких пучков, используемых обычно для целей транспортировки излучения на объект, расположенный на большой высоте или даже вне атмосферы.

Такая коррекция может быть применена, например, для устранения влияния теплового нагрева активных элементов в системе формирования мощного излучения в твердотельных лазерных системах. Априорная (или программная) фазовая коррекция (АФК) конструируется на основе информации о параметрах среды, входящих в уравнение теплопереноса. Если они известны, то, зная распределение интенсивности в сечении пучка, можно рассчитать структуру тепловой линзы в канале распространения оптического пучка излучения. Эффективность АФК ограничивается тремя основными группами факторов: во-первых, неточностью априорной информации о параметрах атмосферной трассы и пучка, влияющих на формирование оптических неоднородностей в канале пучка; во-вторых, неоптимальностью используемого алгоритма конструирования фазовой коррекции; в-третьих, конечным пространственным разрешением корректирующего элемента адаптивной системы, ограничивающим возможность точного формирования необходимого фазового профиля. Наиболее значимыми компонентами априорной информации о состоянии атмосферы являются, прежде всего, высотный профиль вектора скорости ветра, а также менее изменчивые факторы, такие как профили коэффициента поглощения атмосферы и её температуры. Принципиально недоступной априорной информацией, безусловно, является мгновенное состояние турбулентных неоднородностей, что ограничивает область наиболее эффективного применения АФК в видимом и ближнем ИК-диапазонах.

Известные методы конструирования фазовой коррекции [185–187] могут быть представлены в порядке возрастания сложности в виде трёх групп.

1. Фазовая коррекция, которая определяется как предыскажение, равное взятому с обратным знаком интегральному искажению фазы в нелинейной среде, и рассчитывается в виде интеграла по трассе распространения из следующей формулы:

$$\varphi_c(\mathbf{p}) = \frac{2\pi}{\lambda} \int \tilde{n}(\mathbf{p}, z) dz, \quad \tilde{n}(\mathbf{p}, z) = n(\mathbf{p}, z) - n_0. \quad (27)$$

Неоднородности показателя преломления могут быть получены из решения термодинамической части задачи самовоздействия, получаемого на основе распределения интенсивности пучка в плоскости излучающей апертуры [185, 186], либо на основе трёхмерного распределения интенсивности, соответствующего дифракционному приближению в описании распространения пучка [187], либо в каком-либо другом приближении.

2. Фазовая коррекция, определяемая на основе расчёта волнового фронта для некоторого опорного излучения, распространяющегося по каналу мощного пучка во встречном направлении [187] по отношению к мощному лазерному пучку. Такой подход, по существу, является методом фазового сопряжения, только в этом случае вместо реального опорного источника используется его математический (численный) аналог, поскольку искажения фазового профиля опорного пучка рассчитываются численно. В отличие от эффективности обычной фазосопряжённой АО, возможности этого метода будут зависеть от точности используемой априорной информации, как и эффективность любого другого метода АФК.

3. Фазовая коррекция, определяемая на основе оптимизации коэффициентов разложения в некотором базисе функций [188], например, в базисе полиномов Цернике или в базисе функций отклика фазового корректора. При этом в задаче максимизируется не фактическая концентрация энергии на объекте, а её значение, рассчитываемое путём решения задачи самовоздействия на основе имеющейся априорной информации.

Метод 1 является наиболее простым в реализации, фазовая коррекция определяется однозначным и естественным образом, и можно ожидать, что этот метод будет наименее чувствительным к ошибкам априорной информации. Однако его эффективность может оказаться ниже, чем эффективность методов 2 и 3, если точность априорной информации высока.

Рассмотрим зависимость эффективности АФК от конфигурации и числа степеней свободы корректора. Это даст основу для определения верхней границы эффективности коррекции с использованием доступных на современном уровне развития технологии технических средств реализации АФК [189]. Для того чтобы исключить влияние других факторов на эффективность коррекции, представим нелинейную среду тонким фазовым экраном, расположенным в плоскости излучающей апертуры. Фазовую коррекцию будем определять [65, 187, 190, 191] как величину, равную нелинейному фазовому набегу:

$$\varphi(\mathbf{p}) = -\varphi_N(\mathbf{p}). \quad (28)$$

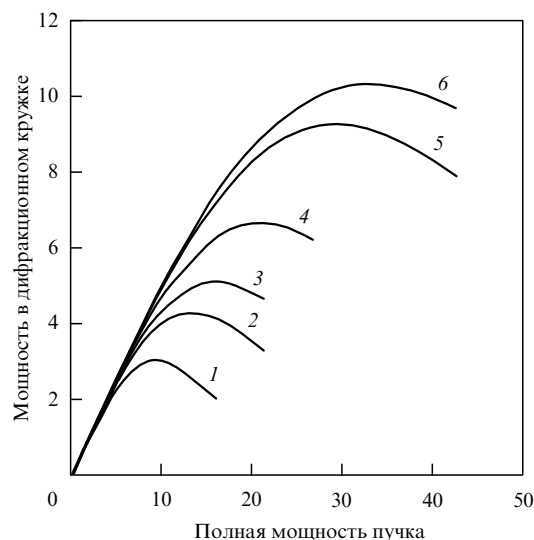


Рис. 12. Эффективность АФК при использовании модального корректора для гауссова пучка (кривые оптимизации мощности при постоянном направлении ветра): без коррекции (1), с коррекцией наклона (2), и дефокусировки (3), и астигматизма (4), и комы (5), и сферической aberrации (6).

Управление корректором при этом определяется из условия минимизации интегральной квадратичной ошибки аппроксимации:

$$\sigma^2 = \iint d^2\rho (\varphi_K(\rho) - \varphi(\rho))^2 \rightarrow \sigma_{\min}^2. \quad (29)$$

Здесь $\varphi_N(\rho)$ — нелинейный фазовый набег, $\varphi_K(\rho)$ — корректирующая фаза.

На рисунке 12 показаны результаты [65] расчёта работы АФК, реализуемого с использованием модального корректора, применяемого для гауссова пучка. На рисунке по оси ординат отложена безразмерная мощность формируемого излучения в кружке, размер которого равен эффективному угловому размеру неискажённого фокусированного гауссова пучка $R = 0,64\lambda/D$. Из данных рис. 12 видно, что простые адаптивные системы (кривые 2, 3), осуществляющие управление только линейными и квадратичными aberrациями, позволяют повысить концентрацию энергии на объекте примерно в 2 раза (по сравнению с кривой 1). По оси абсцисс отложена безразмерная полная энергия, переносимая лазерным пучком.

Таким образом, достаточно значительное увеличение концентрации энергии на объекте может быть достигнуто при сравнительно небольшом числе степеней свободы корректора (10–20), что объясняется преобладанием низших (крупномасштабных) aberrаций в структуре тепловой линзы. Эти результаты [65] были, однако, получены в предположении, что нелинейные искажения сосредоточены в плоскости излучающей апертуры. В действительности тепловая линза имеет протяжённый характер, что нарушает аддитивность корректирующих предсказаний и нелинейных искажений волнового фронта, и полная компенсация не может быть достигнута даже при бесконечном пространственном разрешении корректора. В такой ситуации применяется алгоритм фазового сопряжения.

6.3. Использование алгоритма фазового сопряжения для коррекции эффектов теплового самовоздействия излучения

Известно, что идея, лежащая в основе применения алгоритма ФС, основана на принципе взаимности [7, 16, 35, 65] распространения электромагнитных волновых полей. Применительно к рассматриваемой здесь проблеме распространения волновых пучков это проще всего проиллюстрировать на примере обратимости параболического волнового уравнения для медленной компоненты комплексной амплитуды электромагнитных колебаний. Ранее было показано, что принцип взаимности справедлив и в оптически неоднородной среде, например, при распространении через атмосферную турбулентность [7, 16]. Эффективность применения алгоритма ФС для коррекции эффектов теплового самовоздействия возможно обеспечить при условии, что фазовые искажения, обусловленные тепловым нагревом атмосферы за время срабатывания Δt системы АО, будут малыми. При этом под временем срабатывания Δt системы АО понималось время, необходимое для проведения расчётов и формирования корректирующей фазы с помощью активного деформируемого зеркала. В работах [65, 190–192] было сформулировано необходимое условие для времени срабатывания Δt системы АО: оно должно быть меньше, чем характерное время формирования тепловой "линзы",

$$\tau = \left(\frac{\lambda}{L} \right) \frac{10^6}{I}. \quad (30)$$

В формуле (30) используются введённые в работах [65, 191] безразмерная интенсивность I — интенсивность, нормированная на величину $I_0 = \rho C_p V_{\perp} / 2\alpha k^2 (\partial N / \partial T) a_0^2$, и безразмерное время τ — время, нормированное на время переноса тепла $\tau_v = a_0 / V_{\perp}$, где α — коэффициент поглощения среды, a_0 — эффективный размер пучка в поперечном сечении, $V_{\perp}$ — поперечная компонента скорости ветра, n — показатель преломления среды. Надо отметить, что здесь использованы те же обозначения, что и в формуле (26).

Системы АО, у которых время срабатывания Δt было меньше времени τ_v , стали называть "быстрыми" [190–192], а в противоположность им системы с временем срабатывания $\Delta t > \tau_v$ — "медленными" системами [193–195]. Хотя некоторые оптические устройства, основанные на нелинейных взаимодействиях оптических волн, способны реализовывать (с ограниченной точностью) ОВФ [39–42], на практике чаще ограничиваются управлением фазы. Насколько хороша с точки зрения применимости фазосопряжённая АО, — ответ на этот вопрос может дать только тщательное исследование, например, подобное выполненному в работе [65]. Такой вопрос, конечно, задавали себе авторы работ [189–195]. Кроме этого, авторов интересовало также, как влияет на качество коррекции увеличение передаваемой мощности, не приводит ли повышение этой мощности в условиях нелинейного взаимодействия пучка со средой к появлению специфических эффектов, в том числе нестабильностей различного характера.

По-видимому, первой работой, в которой сообщалось о возможности возникновения нестабильного режима при ФС, были публикации Хермана [184, 189]. Численный анализ, выполненный в работах [65, 191,

192], показал, что основной проблемой успешной работы алгоритма ФС является развитие неустойчивости при тепловом самовоздействии сфокусированного пучка, например, на однородной горизонтальной трассе. Начался поиск путей "гашения" неустойчивости и повышения эффективности адаптивной фазовой коррекции в такой ситуации. В статье [189] на основе упрощённой математической модели нелинейного распространения было показано, что, начиная с некоторой пороговой мощности, применение фазового сопряжения приводит к неограниченному росту расходимости корректируемого пучка. Было также упомянуто, что в численном эксперименте наблюдалась мелкомасштабная неустойчивость. Механизм развития мелкомасштабной неустойчивости детально рассматривался в работах [186, 190]. Такой тип неустойчивости, по-видимому, характерен для ситуации, когда нелинейные (а возможно, и турбулентные) искажения сосредоточены в пределах короткого участка трассы, длина которого существенно меньше дифракционной длины пучка. Это типично для вертикальных атмосферных трасс. Для горизонтальных трасс характерна неустойчивость колебательного типа [37, 191], которая связана [192] с возникновением дислокаций волнового фронта в опорном пучке.

Была рассмотрена задача адаптивной фокусировки мощного пучка излучения в однородной поглощающей среде, в которой отсутствуют случайные неоднородности и все параметры среды, определяющие процесс теплового самовоздействия, являются неизменными на всём протяжении трассы. Пусть исходный пучок фокусируется на дальность f . Из фокальной плоскости (где координата $z = f$) этого пучка навстречу ему вдоль оси распространяется без самовоздействия опорный пучок, граничные условия для которого соответствуют ОВФ дифракционно-ограниченного мощного пучка. В плоскости излучающей апертуры система АО выполняет ФС-коррекцию, в результате которой в каждый момент времени фазовое распределение скорректированного мощного пучка соответствует фазовому распределению в опорном пучке. В фокальной плоскости регистрировалась безразмерная пиковая интенсивность $I_{\max}/I_0$ и мощность в круге, соответствующем эффективному радиусу дифракционно-ограниченного сфокусированного гауссова пучка. Расчёты показывают, что при увеличе-

нии мощности сверх некоторого порога возникают известные [65, 191] осцилляции параметров скорректированного пучка. Для того чтобы понять механизм возникновения осцилляций, исследуем поведение безразмерной координаты $z_{\max}/f$ перетяжки корректируемого пучка. Для этого будем регистрировать положение перетяжки, определяемое как расстояние между плоскостью излучающей апертуры и плоскостью, в которой пиковая интенсивность в сечении пучка достигает максимального значения. На рисунке 13 показана динамика положения перетяжки и значения пиковой интенсивности в её сечении для мощности, при которой наблюдаются осцилляции в системе.

В начальный момент времени перетяжка расположена вблизи фокальной плоскости, как это и следует из теории дифракции сфокусированного гауссова пучка. Затем перетяжка смещается по направлению к излучающей апертуре, что объясняется коррекцией дефокусировки, вносимой развивающейся тепловой линзой. Опорный пучок, проходящий через сформированную в результате самовоздействия мощного корректируемого пучка тепловую линзу, испытывает дефокусировку. В результате применения алгоритма ФС эта дефокусировка трансформируется в дополнительную фокусировку корректируемого пучка, что и приводит к смещению перетяжки к апертуре системы АО и соответствующему уменьшению фокусного расстояния системы.

Дифракционно-ограниченная ширина пучка уменьшается пропорционально фокусному расстоянию, интенсивность же имеет квадратичную зависимость. Поэтому уменьшение фокусного расстояния приводит к значительному увеличению интенсивности в перетяжке. Возрастание интенсивности приводит к соответствующему увеличению градиента температуры в тепловой линзе, что ведёт к дальнейшему увеличению дефокусировки опорного пучка и фокусировки корректируемого пучка.

Таким образом, формируется положительная обратная связь в оптическом контуре адаптивной системы, которую можно представить в виде следующей цепочки: возникновение тепловой линзы — дефокусировка опорной волны — фокусировка мощного пучка — смещение перетяжки к излучающей апертуре — увеличение интенсивности в перетяжке — усиление тепловой линзы. Однако неограниченного возрастания "сигнала" в этой

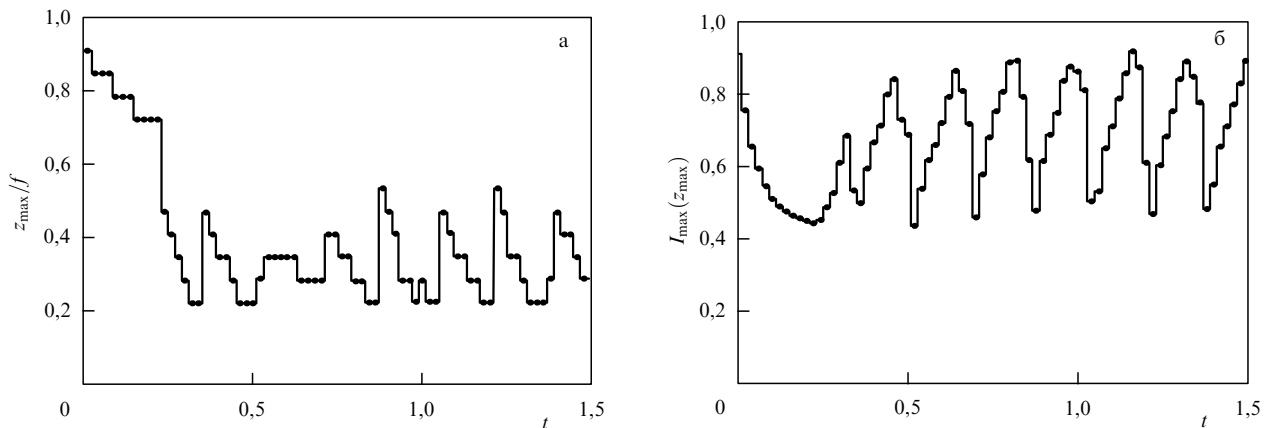


Рис. 13. Динамика положения перетяжки (а) и значения пиковой интенсивности (б) в её сечении при начальном значении $I_0 = 24$. Интенсивность нормирована на дифракционно-ограниченное значение интенсивности в фокусе пучка. По оси абсцисс отложено время (безразмерное), нормированное на время переноса тепла $a_0/V_{\perp}$.

цепочке не наблюдается, следовательно, существуют факторы, ограничивающие смещение перетяжки и приводящие к выходу такой нелинейной системы с обратной связью в режим насыщения. Здесь, по-видимому, действуют одновременно несколько факторов.

1. Система АО пытается компенсировать дефокусирующее влияние тепловой линзы. Смещение перетяжки зависит от расстояния между излучающей апертурой системы АО и участком трассы, где сконцентрирована тепловая линза, т.е. положением перетяжки на предыдущей итерации. Чем ближе к апертуре АО расположен этот участок, тем меньше смещается перетяжка, поскольку при прохождении через него избыточная фокусировка компенсируется тепловой линзой.

2. По мере смещения положения перетяжки и уменьшения эффективного размера пучка в этом сечении уменьшается и эффективный поперечный размер тепловой линзы. В то же время размер опорного пучка не уменьшается в такой же степени. Поэтому влиянию тепловой линзы подвергается лишь центральная часть опорного излучения и соответственно лишь центральная часть корректируемого пучка подвергается дополнительной фокусировке.

3. Общая дефокусировка преобладает лишь на начальной стадии формирования тепловой линзы. Начиная с момента времени $t > (2-3) a/V_{\perp}$ преобладает дефокусировка в направлении, перпендикулярном направлению ветра. Соответствующая фокусировка корректируемого пучка по этой оси приводит к уменьшению размера пучка только в одном направлении, а интенсивность в перетяжке уменьшается пропорционально первой, а не второй степени соответствующего параметра фокусировки.

Следует отметить, что при описании адаптивной коррекции эффектов тепловой дефокусировки были введены [191] два предельных случая: "медленные" адаптивные системы, у которых время срабатывания $\Delta t \gg \tau_v$, где $\tau_v = a_0/V_{\perp}$, а тепловой режим описывается стационарным уравнением переноса тепла, и "быстрые" системы АО, для которых $\Delta t < \tau_v$, а соответствующее материальное уравнение имеет вид нестационарного уравнения переноса (22). Было показано [191], что "медленная" адаптивная коррекция [188, 193–195], работающая по алгоритму ФС опорной волны, быстро теряет свою эффективность по мере увеличения интенсивности в пучке, тогда как "быстрые" системы [17] могут ещё долго сохранять свою эффективность.

В работах [191, 192] изучалась причина возникновения колебательной неустойчивости в особенностях поведения опорного волнового фронта. Известно, что при достаточно сильных искажениях топология волнового фронта может приобретать качественно новый характер [196]. Возникающие на пересечении линий смены знаков вещественной и мнимой частей комплексной амплитуды дислокации волнового фронта придают ему характер многолистной поверхности, а при проекции такой поверхности на двумерное сечение получается фазовое распределение с линиями разрыва на 2π , соединяющими точки с дислокациями, закрученными в противоположных направлениях. Логично предположить, что качественно новый характер топологии опорного волнового фронта может приводить и к качественно новому режиму работы системы АО — автоколебаниям. Была исследована топология волнового фронта опорного пучка. Для

этого на каждой итерации "быстрого" фазового сопряжения поле опорного пучка тестировалось на наличие дислокаций, при этом фиксировались их координаты. Обнаружение дислокаций было основано на том известном факте, что контурный интеграл от градиента фазы $\mathbf{g}$,

$$\oint \mathbf{g} d^2l = 2\pi(N_+ + N_-), \quad (31)$$

пропорционален сумме числа положительных N_+ (т.е. закрученных в положительном направлении) и отрицательных N_- топологических зарядов [196]. Наименьшим контуром при численном моделировании являлся квадрат, в вершинах которого лежат четыре соседних узла сетки. Поскольку интеграл вдоль отрезка, соединяющего две вершины, равен разности фаз между этими двумя точками, контурный интеграл может быть вычислен как

$$\Sigma = A_1 + A_2 + A_3 + A_4, \quad (32)$$

где $A = \arg(UU^*)$ — соответствующая разность фаз оптического поля U . Возникновение дислокации считалось зарегистрированным, если $|\Sigma| > \pi$. Определённой таким способом дислокации приписывались координаты центра контура.

В экспериментах [192] было обнаружено, что при мощности, соответствующей порогу возникновения автоколебательного режима, в опорном пучке возникают две дислокации противоположных знаков. Дислокации перемещаются в направлении, соответствующем ориентации вектора ветра. Исследование динамики движения дислокаций, поведения параметров перетяжки и фокального пятна в зависимости от времени показало, что периодичность всех трёх процессов одинакова. По-видимому, это означает, что эти колебания тесно связаны с возникновением дислокаций в опорном пучке. Сопоставление динамики всех процессов даёт основу для следующей интерпретации колебательного режима системы АО. Смещение перетяжки мощного пучка и соответствующее увеличение интенсивности в ней приводит к возникновению сильной локальной тепловой линзы. Когда искажения опорного пучка становятся достаточно сильными и в нём возникают дислокации, информация о тепловой линзе, содержащаяся в фазе опорного излучения, искажается настолько, что контур оптической обратной связи "размывается". Дальнейшее развитие процессов в системе АО происходит, видимо, следующим образом. Локальная тепловая линза, расположенная в сечении, где находилась перетяжка пучка, перемещается в направлении ветра, в соответствии с механизмом вынужденного теплопереноса. Этому отвечает наблюдаемое в плоскости апертуры системы АО перемещение дислокаций опорного пучка в том же направлении. После выхода локальной тепловой линзы за пределы эффективного сечения опорного пучка, а соответствующих дислокаций волнового фронта — за пределы апертуры системы фазовая оптическая обратная связь восстанавливается, что приводит к новому циклу роста фокусировки.

Нетрудно видеть, что алгоритм ФС по сравнению с алгоритмом ОВФ практически не использует при управлении информацию об амплитудных искажениях. И поэтому чем больше фазовые искажения переходят в амплитудные, тем меньше будет эффективность алго-

ритма ФС. Когда же искажения амплитудного профиля достигают такой степени, что в некоторых точках интенсивность обращается в нуль, возникает качественно новая ситуация. Если характеризовать [65, 192] различие между алгоритмами адаптивной коррекции ОВФ и ФС отношением интенсивностей корректируемого и опорного пучков в каждой точке апертуры системы АО, то возникновение дислокаций приводит к обращению этого параметра в бесконечность в точках их появления. По-видимому, здесь имеет место механизм нарушения фазовой оптической обратной связи, лежащей в основе функционирования рассматриваемой системы АО. При этом нарушение является настолько существенным, что происходит не только прекращение роста фокусировки, но и её быстрое уменьшение, о чём свидетельствует быстрое смещение перетяжки к фокальной плоскости.

В одной из первых статей [189], посвящённых данной проблеме, отмечалось, что, начиная с некоторого значения пороговой мощности, применение алгоритма приводит к росту расходимости корректируемого пучка и это не позволяет существенно увеличить концентрацию светового поля в плоскости наблюдения. Наряду с расходимостью наблюдается неустойчивость колебательного характера [190–192], т.е. осцилляции параметров излучения. Механизм развития осцилляций описан в работе [192]. Авторы полагают, что развитие автоколебательного режима объясняется размыканием петли обратной связи в адаптивной системе. "Сильная" дефокусирующая линза на трассе приводит к обрыву связи и уменьшению концентрации поля на объекте фокусировки. С течением времени локальная тепловая линза перемещается в направлении ветра, и после её выхода за пределы пучка обратная связь восстанавливается, параметры излучения в плоскости наблюдения возрастают. Более детальный анализ процесса управления по алгоритму ФС позволяет заключить, что в рассматриваемых условиях невозможно говорить о размыкании обратной связи в системе. По-видимому, причиной осцилляций является нарушение принципа оптической обратимости, лежащего в основе алгоритма фазового сопряжения.

6.4. Фазовая коррекция в условиях сильных флуктуаций

В разделе 6.3 мы рассмотрели характеристики фазовой коррекции при большой дисперсии остаточных флуктуаций фазы. Однако мы полагали, что флуктуации интенсивности отсутствуют. В данном разделе обсудим другой предельный случай — случай сильных флуктуаций интенсивности. При этом предполагается, что адаптивная система имеет неограниченное пространственно-временное разрешение в отношении коррекции фазовых искажений.

Известно, что фазовые искажения, приобретаемые при прохождении через оптически неоднородную среду, по мере дальнейшего распространения волны трансформируются в модуляцию пространственного распределения интенсивности. При достаточно глубокой модуляции могут возникнуть точки с нулевой интенсивностью. Если описывать волну в терминах комплексной амплитуды U , то такие точки образуются на пересечении линий, где её вещественная и мнимая части равны нулю. Если величины $\text{Re } U$ и $\text{Im } U$ при переходе через эти линии меняют знак с положительного на отрицательный, то такие точки пересечения являются точками дислокаций

волнового фронта [196]. С точки зрения адаптивной фазовой коррекции важным является то, что при появлении дислокаций нарушается непрерывность двумерного распределения фазы [197].

При появлении разрывов ошибка аппроксимации волнового фронта адаптивным зеркалом будет значительно увеличиваться. Применение специальных корректоров в общем случае также не даст эффекта, поскольку при коррекции турбулентных искажений дислокации возникают в произвольных случайных точках апертуры. Алгоритмы построения карты aberrаций опорной волны, используемые сегодня в большинстве ДВФ, дают на выходе непрерывную функцию поперечных координат, поэтому фактически они фильтруют вихревую часть вектора измерений [192].

Были выполнены численные эксперименты [65, 192], показывающие влияние флуктуаций интенсивности и дислокаций на коррекцию турбулентных искажений. При этом были сформулированы два вопроса: насколько значительно потеря амплитудной информации влияет на эффективность фазовой коррекции и как сильно потеря информации, заключённая в вихревой части фазовых измерений, снижает эффективность адаптации? Численные эксперименты проводились для алгоритма ФС.

Плоская опорная волна распространяется навстречу корректируемому излучению. В исходной плоскости адаптивная система измеряет искажения опорного излучения и в соответствии с алгоритмом ФС осуществляет коррекцию излучаемой волны. В данной задаче имеются четыре численных параметра: длина трассы распространения L , диаметр апертуры пучка D , длина волны излучения λ , интенсивность турбулентности C_n^2 . В соответствии с теорией подобия Гурвича [8], задача распространения плоской волны в турбулентной атмосфере может характеризоваться только двумя масштабами. В качестве поперечного масштаба можно выбрать радиус когерентности r_0 , в качестве продольного масштаба — длину дифракции на радиусе когерентности, величину, равную $L_T = kr_0^2$. Тогда рассматриваемая задача будет характеризоваться нормированной длиной трассы L/L_T и нормированным диаметром апертуры D/r_0 . Индекс мерцания плоской волны [35] для колмогоровского степенного спектра турбулентности [8] равен $\beta_R^2 = 2,9(L/L_T)^{5/6}$.

Было рассмотрено два варианта алгоритма измерения фазы. В первом варианте идеальная адаптивная система мгновенно и точно воспроизводит фазу опорной волны на всей плоскости поперечного сечения, включая особые точки волнового фронта (дислокации). Во втором варианте корректируется только составляющая фазы, соответствующая потенциальной части вектора локальных наклонов волнового фронта. Результаты численных экспериментов [192] показаны на рис. 14, где изображена зависимость отношения Штреля S от индекса мерцания $\beta_R^2 = 2,9(L/L_T)^{5/6}$, вычисленного по формуле С.М. Рытова, для двух схем адаптивной коррекции. Нормированный на радиус когерентности r_0 диаметр апертуры D принимал значения $D/r_0 = 10, 20, 30$. Поэтому на рисунке имеются два семейства из трёх кривых.

Для случая коррекции (полной) фазы по алгоритму ФС (верхние кривые на рис. 14) оказалось, что значения параметра Штреля S практически не зависят ни от нормированного диаметра апертуры, ни от длины трассы.

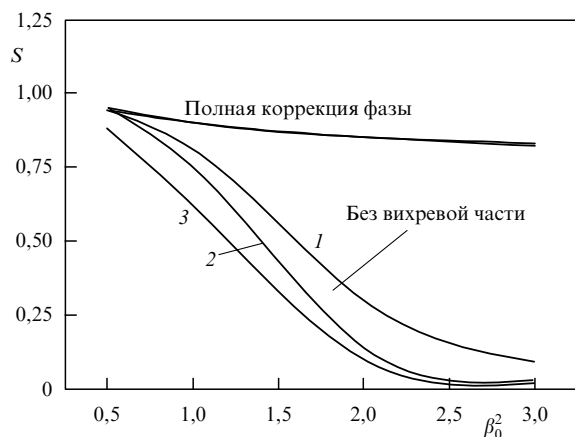


Рис. 14. Зависимость параметра Штреля S от индекса мерцания $\beta_R^2 = 2,9(L/L_T)^{5/6}$ в системе АО, работающей по алгоритму ФС. $D/r_0 = 10$ (1), 20 (2), 30 (3).

При этом отличие параметра S от дифракционно-ограниченного значения, равного единице, практически мало. Это согласуется с представлением о том, что основную роль в искажении изображения играют фазовые флуктуации, а роль амплитудных флуктуаций незначительна. В данном случае фазовые флуктуации скорректированы полностью. В случае компенсации только гладкой ("безвинтовой") части фазы эффективность коррекции снижается (нижние кривые) довольно значительно при увеличении индекса мерцания. Двукратное снижение параметра Штреля достигается уже при значениях $\beta_R^2 = 2,9(L/L_T)^{5/6}$, приблизительно равных 1–1,5. Дальнейшее увеличение флуктуаций интенсивности приводит к тому, что средняя интенсивность стремится к нескорректированному значению. Снижение эффективности коррекции на порядок происходит при $\beta_R^2 = 2–3$. Это означает, что применение такой фазовой коррекции теряет эффективность, когда длина трассы достигает длины дифракции на радиусе когерентности. Эффективность коррекции в схеме идеального алгоритма ФС уже не безразлична к величине флуктуаций интенсивности. Однако зависимость не столь сильна, как это можно было бы ожидать. При $\beta_R^2 = 3$ параметр Штреля уменьшается до значения 0,8 и практически не зависит от диаметра апертуры.

Численные результаты получили подтверждение в рамках эксперимента, проведённого Линкольнской лабораторией США на атмосферной трассе длиной 5,5 км [198] (рис. 15). При этом система АО включала в себя гартмановский датчик и деформируемое зеркало, применялся алгоритм ФС для фокусировки лазерного пучка излучения. Следует заметить, что используемый на рис. 15 параметр $\sigma_{\lambda R}^2$ примерно равен индексу мерцания β_R^2 , который был введён в работе [8]. Сплошная линия на рисунке соответствует результату вычисления в работе [192], чёрные треугольники — данные эксперимента, выполненные в Линкольнской лаборатории. Вертикальные отрезки показывают разброс экспериментальных данных.

Поскольку эксперимент проводился на трассе фиксированной длины, изменение параметра $\sigma_{\lambda R}^2$ могло происходить только в результате изменения уровня турбулентности на трассе. При этом увеличение интенсивности турбулентных флуктуаций приводило одновременно как

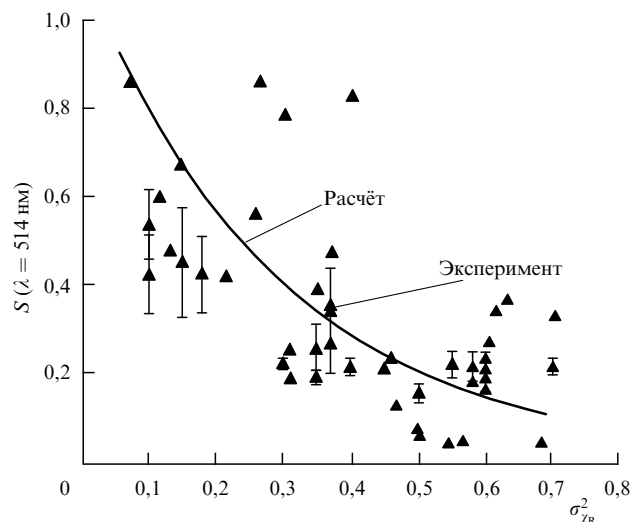


Рис. 15. Сравнение расчётной и экспериментальной зависимостей параметра Штреля S от дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды сферической волны $\sigma_{\lambda R}^2$.

к увеличению дисперсии флуктуаций интенсивности $\sigma_{\lambda R}^2$, так и к уменьшению радиуса когерентности r_0 . Уменьшение радиуса когерентности r_0 само по себе приводит к снижению эффективности коррекции при фиксированном пространственно-временном разрешении адаптивной системы. Сравнение российских и американских результатов (см. рис. 15) показало, что результаты численных расчётов [192] и данные натурного эксперимента [198] неплохо согласуются между собой.

6.5. Амплитудно-фазовое управление на основе линейных систем

Применение адаптивной оптики для коррекции искажений при формировании в турбулентной среде лазерных пучков излучения получило своё дальнейшее развитие в связи с применением двухзеркальной коррекции. Это связано с попыткой на основе применения двух активных зеркал воспроизвести амплитудно-фазовое управление, фактически воссоздать обращённый волновой фронт. Ранее были известны подходы по применению адаптивных систем, в которых несколько активных зеркал корректируют пространственно разнесённые неоднородности [178–180, 199].

Был предложен новый подход амплитудно-фазового управления с использованием нескольких активных управляемых зеркал. Суть предложенного нового подхода [200–204] заключается в создании требуемого амплитудно-фазового профиля с помощью адаптивной системы, включающей минимум два зеркала, разделённых промежутком определённой длины, в котором оптическая волна распространяется без искажений. Первое зеркало, воздействуя на лазерный пучок, задаёт некоторые изменения в фазе пучка. При распространении в свободном пространстве эти изменения фазы приводят к изменениям амплитуды пучка. Далее располагается второе зеркало. В плоскости этого второго зеркала в распределении пучка уже появились амплитудные флуктуации, связанные с дифракцией пучка при распространении, т.е. в пучке достигается требуемое распределение интенсивности светового поля. Второе зеркало на заданное распределение интенсивности вно-

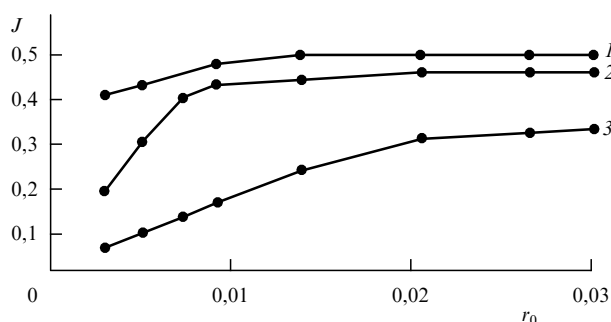


Рис. 16. Зависимость количества (доли) энергии J в пределах дифракционного пятна от интенсивности турбулентных искажений. По оси абсцисс отложены значения радиуса когерентности r_0 , нормированные на начальный размер пучка a . Число Френеля трассы распространения равно $ka^2/L = 2$. Кривые 1 — коррекция с использованием системы, включающей два зеркала, 2 — коррекция на основе фазового сопряжения, 3 — без управления.

сит требуемые изменения фазы. В результате формируется пучок с заданным распределением амплитудного и фазового профилей. В этой схеме основная сложность заключается в задании фазового профиля, обеспечивающего формирование необходимого распределения амплитуды [202–204].

На основе разработанного алгоритма было выполнено исследование компенсации турбулентных искажений когерентного излучения, в результате проведено сравнение эффективности двухзеркальной коррекции с эффективностью чисто фазового управления (рис. 16).

Можно заключить, что предложенный метод [200] амплитудно-фазового управления не обеспечивает абсолютную компенсацию распределённой турбулентной линзы, но полученные значения эффекта фокусировки энергии являются более высокими, чем при чисто фазовом управлении. Таким образом, показана возможность получения амплитудно-фазовой коррекции с помощью двух фазовых корректоров.

6.6. Системы адаптивной оптики для мощных лазерных комплексов

В последние годы в разных странах мира возрастает интерес к исследованиям волнового фронта излучения мощных импульсных твердотельных лазеров. Лазеры данного типа с петаваттной мощностью излучения и сверхкороткими импульсами позволяют решать современные задачи фундаментальных исследований, относящихся к взаимодействию сверхсильных (превышающих внутриатомные) электромагнитных полей с веществом. В частности, это самые современные задачи термоядерного синтеза, атомной и релятивистской физики, астрофизики и даже медицины. На развитие подобных систем направлены проекты многих стран, в том числе системы "National Ignition Facility" (США), "Laser MegaJoule" (Франция), "Extreme Light Infrastructure" (Евросоюз), "Shenguang" (Китай), "Луч" (Россия). Развитие таких систем осуществляется в последние годы высокими темпами. Современные фемтосекундные титан-сапфировые лазеры (800 нм) имеют мощность излучения несколько сотен тераватт и пиковую интенсивность в сфокусированном пучке 10^{22} Вт см⁻² [205, 206].

Как правило, дальнейшее развитие этих систем обусловлено стремлением сфокусировать излучение в пятно

размером, близким к дифракционному пределу, что возможно только при устранении искажений волнового фронта. Использование адаптивной оптики для коррекции aberrаций волнового фронта лазерного излучения в статических условиях позволяет повысить качество пучка мощных импульсных лазеров, используемых для исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом (см., например, [207, 208]).

Известны примеры использования систем АО для повышения качества фокусировки излучения в лазерах со сверхкороткими импульсами, созданных для фундаментальных исследований в области физики высоких энергий. Так, в титан-сапфировом лазере (Ti:Al₂O₃), имеющем импульсы излучения 8 ТВт, была получена плотность мощности 4×10^{19} Вт см⁻² в плоскости фокусировки, а в неодимовом лазере с энергией импульса 100 Дж и длительностью 0,6 нс параметр Штреля благодаря системе АО был повышен с 0,1 до 0,6.

Повышение эффективности современных систем АО позволит существенно расширить круг решаемых проблем при транспортировке мощного лазерного излучения в задачах локации, связи, оптической обработки информации. Среди требований [209], предъявляемых к современным системам АО, важную роль играют два аспекта. Во-первых, это достижение высокой точности фазовой коррекции с учётом специфики пространственных искажений волнового фронта излучения, например, в турбулентной атмосфере. Во-вторых, это необходимость обеспечения фазовой коррекции лазерного пучка в динамике, т.е. система должна успевать отслеживать изменения фазы излучения и вовремя их корректировать.

В ИЛФИ РФЯЦ–ВНИИЭФ сравнительно недавно были получены многообещающие результаты по фазовой коррекции [210–213] импульсного и непрерывного лазерного излучения системами АО, работающими в замкнутом контуре, с помощью гибких деформируемых зеркал. С помощью стандартной системы АО с датчиком волнового фронта типа Шака–Гартмана и адаптивным зеркалом с апертурой 220×220 мм² были на порядок величины уменьшены aberrации пучка мощной импульсной лазерной установки "Луч". В частности, была также разработана и исследована адаптивная оптическая система [213] с замкнутой обратной связью, основанная на алгоритме фазового сопряжения, включающая деформируемое биморфное зеркало и датчик волнового фронта типа Шака–Гартмана.

На рисунке 17 приведены полученные в экспериментах [213] распределения плотности энергии выходного излучения в дальней зоне до и после коррекции. Их анализ показывает, что фазовая коррекция приводит к уменьшению расходимости (по уровню 80 % энергии) в 4 раза, с 4×10^{-4} рад до 1×10^{-4} рад. Отметим, что близкие значения были получены после коррекции на установке "Laser MegaJoule" (Франция) [214] с адаптивным зеркалом аналогичной геометрии приводов, но при меньшем их количестве (39). При этом ДВФ имел 64×64 субапертуры.

Известно также о применении [213] систем АО, в которых управление адаптивным зеркалом осуществляется не на основе измерения волнового фронта, а путём поиска экстремума выбранной целевой функции с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма [215]. Использование микроконтроллеров в блоках управления позволило достичь ширины полосы

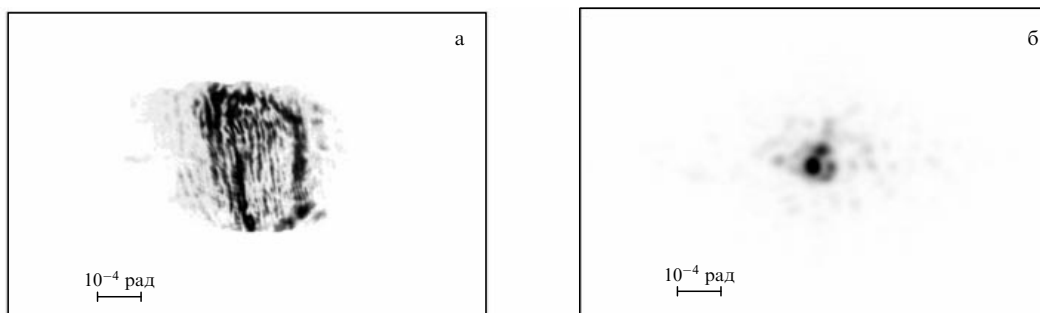


Рис. 17. Распределения плотности энергии выходного излучения в дальней зоне без коррекции (а) и в результате коррекции (б).

5 кГц и продемонстрировать динамическую фазовую коррекцию наклонов и высших аберраций волнового фронта, вызванных турбулентностью.

6.7. Применение адаптивной оптики в военных лазерных проектах

С самого первого дня создания лазера стали появляться проекты его использования для военных задач. В 1980-е гг. большое развитие получили работы по созданию перспективных комплексов лазерного оружия — наземного, самолётного и космического базирования. Создаваемые лазерные комплексы представляют собой одновременно системы защиты от тактических ракет и системы поражения баллистических ракет на активном участке траектории их полёта. Возможная оперативная дальность таких систем составляет 50–500 км. Качественным отличием задачи поражения баллистических ракет с использованием, например, самолётного носителя является наличие атмосферного участка большой протяжённости при распространении лазерного пучка. Понятно, что прохождение лазерного пучка через атмосферу на столь длинной трассе будет ограничено облачностью, атмосферной рефракцией и турбулентностью. Безусловно, это заставляет разработчиков таких систем включать в их состав элементы АО.

Ещё примерно 10 лет назад военные исследователи [216, 217] указывали на превосходство применения в военных целях именно химических лазеров, поскольку оружие должно быть передвижное, а химические топлива содержат большее количество энергии на килограмм веса по сравнению с электрическими батареями. Как пример можно отметить американскую программу "Лазер на борту самолёта" (Airborne Laser), а также американо-израильский проект "Наутилус", представляющие собой новую концепцию региональной системы противоракетной обороны.

Проект "Наутилус" разрабатывался для того, чтобы с помощью лазерного излучения сбивать ракеты и артиллерийские снаряды. Во время испытаний на ракетной базе Белые пески американо-израильский тактический лазер высокой энергии, основанный на HF–DF (deuterium–fluoride) лазерном источнике излучения, был размещён на пяти трейлерах.

Самый амбициозный на сегодняшний день — это американский проект "Лазер на борту самолёта", который использует лазер мегаваттного класса, устанавливаемый в самолёте для борьбы с баллистическими ракетами противника. Этот проект в современной его версии разрабатывается с 1996 г. Основным подрядчиком является фирма Боинг (Boeing), которая для разра-

ботки самолёта-носителя провела глубокую модернизацию грузового варианта Boeing 747-400F. За разработку самого лазера отвечает корпорация Northrop Grumman. Ассигнования на разработку лазера достигли уже 6,7 млрд долларов. После завершения стендовых испытаний в 2004 г. начались испытания в воздухе. В проекте "Лазер на борту самолёта" используется химический йодно-кислородный лазер. В реакционную камеру подаются сразу несколько реагентов. Вначале в камере распыляется жидкий пероксид водорода, к которому затем добавляются гидроксид калия и газообразный хлор. При взаимодействии реагентов возникает крайне активный синглетный дельта-кислород, который, взаимодействуя с газообразным йодом, ионизирует его. Возвращаясь в нормальное состояние, атом йода испускает фотон с длиной волны 1,315 мкм.

Целью проекта является создание комплекса, способного доставить на удалённую цель такую плотность мощности лазерного излучения, чтобы в короткое время разогреть цель до высокой температуры. Помимо основного лазера в комплексе используется множество вспомогательных систем — от инфракрасных датчиков, регистрирующих пуски ракет, до нескольких относительно маломощных твердотельных лазеров, с помощью которых происходит прицеливание "ударного" луча, т.е. создание на цели опорного источника и определение параметров атмосферы. В составе самолётной системы имеется адаптивная система, система АТР — поиска, слежения, целеуказания. Всего в самолётной системе будет использовано четыре лазера: HEL — мощный (мегаваттного класса) химический йодно-кислородный лазер; TILL — эрбиевый стеклянный лазер (киловаттного класса) для освещения цели через носовое выходное окно; BILL — неодимовый стеклянный лазер для получения сигнала от атмосферы — для создания опорного источника; лазер ARS (CO₂) мощностью примерно 200 Вт для получения информации о дальности и наведения. Система управления имеет 6 инфракрасных измерителей и датчиков слежения, возможна работа в пассивном режиме, работа при сфере 360 градусов, в том числе работа по обнаружению пламени стартующей ракеты.

Разработчики этого комплекса исходили из принципа, что такая система лазерного оружия должна работать в отсутствие облачности на трассе распространения излучения. Поэтому, чтобы не иметь дело с облаками, которые серьёзно блокируют излучение, лазерное оружие должно быть помещено на высоту 12–15 км. Тогда в средних и высоких широтах Земли облака будут практически отсутствовать, однако для областей, близких к экватору, облака могут встречаться вплоть до

высот 20 км. Самолёт Боинг-747, который выбран в качестве носителя, сертифицирован для полётов на высотах вплоть до 13,7 км. Бомбардировщик Б-52 (ранее предполагалось использование в качестве носителя такой системы) может летать несколько выше, а сверхзвуковые самолёты ТУ-144, Конкорд, а также разведывательный самолёт U-2 могут летать устойчиво на высотах до 20 км.

Для борьбы с проявлением эффектов атмосферной турбулентности в системе Airborne Laser предполагалось применение адаптивной фазовой коррекции по алгоритму ФС с использованием отражённого от цели сигнала в качестве опорного. До настоящего времени имеются вполне скромные достижения в этом вопросе. Известно, что было создано [216, 217] несколько систем активной и адаптивной коррекции. Первая адаптивная система использует деформируемое зеркало с 69 актюаторами, гартмановский ДВФ в виде матрицы 9×9 субапертур. Вторая адаптивная система BCDM имеет в составе деформируемое зеркало с 256 актюаторами, ДВФ в виде матрицы 18×18 элементов, кремниевый фотоприёмник. Предполагается, что ДВФ работает на двух длинах волн — 1,064 мкм и 1,315 мкм, активное зеркало обеспечивает перестройку в диапазоне ± 4 длины волны.

Известно, что в США в период 1999–2003 гг. выполнялась экспериментальная программа ABL–ACT (Airborne Laser Advanced Concepts Test-Bed), в которой была поставлена задача отработки алгоритмов работы адаптивной системы для доставки энергии мощного лазера на цель в атмосфере на расстоянии до 50 км. При этом пункты передачи и приёма оптического излучения располагались на двух горных вершинах — пике Салинас (Salinas Peak) и Северная Оскура (North Oscura) — на высоте примерно 2000 м. На научных конференциях в период 1999–2001 гг. [218, 219] сообщалось, что на этих вершинах был развёрнут специальный стенд по отработке на земле деталей особенностей работы систем АО для ABL. В связи с тем, что на длинных атмосферных трассах ожидалось проявление эффектов "сильных" флуктуаций, были начаты исследования по применению амплитудно-фазовой коррекции. В первую очередь это было стимулировано работами российских авторов [192, 200, 202], позднее подобные исследования появились в США [201]. В работе [218] было чётко заявлено, что новая концепция по применению АО для системы ABL связана именно с использованием двух активных зеркал для коррекции искажений амплитуды и фазы. Особенностью всей системы ABL является то, что для неё угол изопланатизма системы, оцениваемый по формуле (25), будет меньше, чем дифракционный предел. Эксперименты по программе ABL–ACT, прежде всего, были связаны с отработкой адаптивной системы для компенсации действия атмосферной турбулентности. В них изучалась возможность работы системы адаптивной фокусировки излучения для трёх типов целей: распространения на неподвижную цель, распространения излучения на самолёт (медленно движущуюся цель) и распространения излучения на ракету (быстро движущуюся цель).

Окончательный облик системы АО в этой программе представляет собой телескоп с зеркалом 0,75 м для освещения цели, размещённой на одном конце трассы. На противоположном конце атмосферной трассы распо-

лагалась следящая система, созданная на базе телескопа 1,4 м, а в качестве опорного источника (бакена) использована система на излучающем лазерном диоде. На вершине Северная Оскура был установлен также измеритель дисперсии флуктуаций интенсивности. В связи с проявлением сильных флуктуаций на трассе длиной более 50 км было принято решение по созданию новой адаптивной системы. Она была создана фирмой Optical Sciences (США). В её состав входят (по данным открытой печати): деформируемое зеркало с 349 актюаторами (изготовитель фирма Xinetics, США), датчик волнового фронта гартмановского типа с размерностью 16×16 субапертур. Согласующие телескопы изготовлены фирмой Contraves (США), работа по динамическим целям была начата в 2000 г. В связи с переходом на работу с подвижной целью были существенно повышены требования к частоте работы системы адаптивного управления.

При расчётах авторы работ [218, 219] исходили из того, что радиус когерентности излучения составлял примерно 15 см, среднеквадратичное отклонение флуктуаций интенсивности — 0,5, минимальная частота работы системы АО — более 1000 Гц. Используются камеры с ПЗС-матрицами размером 128×128 пиксел, чтобы реализовать построение датчика волнового фронта с размерностью 16×16 субапертур. Камеры были изготовлены в Линкольнской лаборатории США. На первом этапе — для работы со стационарной целью — использовалась частота съёма данных 2,5 кГц, а для работы с переменной целью частота съёма данных была выше 10 кГц. Новое деформируемое зеркало было изготовлено фирмой Xinetics и имело 349 актюаторов, компьютер для расчётов обрабатывал 2500 кадров в секунду. ДВФ работал по схеме Гартмана на приёмной апертуре 70 см. Авторы отмечают важность проведения разработки алгоритма восстановления фазы, работающего в условиях сильных флуктуаций интенсивности, т.е. при появлении в распределении нулей интенсивности.

Воздушные силы США также используют йод-кислородный лазер в проекте по созданию тактического лазера, предназначенного для использования на транспортном самолёте C-130 или на большом вертолёте. Есть определённый недостаток лазеров с химической накачкой, связанный с тем, что реагенты, применяемые в системах накачки химических лазеров, токсичны. В связи с этим твердотельные лазеры в настоящее время получают некоторое преимущество и могут в ближайшем будущем обеспечить техническое решение на уровне мегаваттного класса генерируемых мощностей. Уже сейчас эти лазеры готовы быть реальной альтернативой газовым лазерам в 100-киловаттном классе. Кроме этого, использование твердотельных лазеров ведёт к тому, что военные разработчики называют "глубокий артиллерийский погреб", а именно, к возможности продолжать посылать лазерные импульсы (т.е. стрелять) в течение более длинных периодов времени. Сейчас в США находятся в развитии два проекта твердотельных лазеров. Это твердотельный лазер с высокой температурой активного тела, разрабатываемый в Ливерморской национальной лаборатории США, который основан на технологии slab-лазера, уже применяемого в промышленности. Разработчики отмечают, что большой неустойчивый резонатор с единственной (отдельной) апертурой достаточно технологичен, чтобы его использовать в

транспортных средствах. Как альтернатива этому лазеру рассматривается решётка [220] из волоконных лазеров с синхронизованными модами, так что их выходы объединяются когерентно в единый пучок. Воздушные силы США выделяют именно этот подход для военного истребителя, создаваемого фирмой Локхид Мартин. Безусловное преимущество таких лазеров с синхронизованными модами состоит в использовании предельно простой оптики, высокоэффективной накачки, одномодового выхода и простых технических решений по охлаждению оптического волокна.

6.8. Применение систем адаптивной оптики в медицине

Коррекция аберраций лазерного излучения актуальна не только в лазерной физике и промышленных технологиях. Например, в офтальмологии получение высококачественного разрешения изображения сетчатки также невозможно без коррекции оптических аберраций глаза пациента [221–224]. Поэтому современные фундус-камеры снабжаются системами АО, которые компенсируют аберрации глаза.

Быстрое и точное измерение аберраций глаза сделало возможным их коррекцию с помощью различных фазовых модуляторов. Статическая коррекция аберраций глаза была осуществлена впервые в 1997 г. [221], и было продемонстрировано, что адаптивная оптика способна компенсировать аберрации глаза практически до уровня дифракционно-ограниченных. В качестве корректора использовалось гибкое биморфное зеркало, способное компенсировать аберрации как низших, так и высших порядков. Было показано, что коррекция мелкокомасштабных аберраций обеспечивает беспрецедентное разрешение глазного дна, которое было недоступно посредством традиционных методов коррекции — очков и контактных линз. Впоследствии статическая коррекция осуществлялась также с помощью других типов фазовых корректоров: фазовых пластинок [222] и жидкокристаллических модуляторов [223]. Однако для более эффективной коррекции необходимо было осуществить компенсацию аберраций в режиме реального времени. Впервые это было сделано в 2001 г. [224]. Для коррекции аберраций использовалось мембранное зеркало. Аберрации глаза измерялись с помощью датчика волнового фронта Шака – Гартмана, затем информация об аберрациях поступала в компьютер, с помощью которого рассчитывались управляющие команды для мембранного зеркала. Удалось достичь беспрецедентно высокого уровня коррекции аберраций — остаточная ошибка коррекции не превышала 0,1 мкм. Успешное использование биморфных зеркал для динамической компенсации аберраций глаза было продемонстрировано в 2002 г. [225]. Методика расширения зоны изопланатизма впервые применена для коррекции осевых и внеосевых аберраций человеческого глаза и впервые показано, что с применением такой методики можно увеличить зону высококачественного изображения сетчатки в два раза [226, 227].

7. Заключение

Известно, что создание современных крупных ОЭС — это довольно длительный процесс, который обычно проводится в условиях отсутствия полной информации об особенностях среды распространения оптического излучения. Но самые современные ОЭС достаточно

дороги, так как на начальном этапе их проектирования требуется проведение соответствующих расчётов и оценок эффективности применения различного рода алгоритмов и программ, реализуемых на основе использования современной техники АО, и создание их проходит в течение ряда лет, поэтому основные параметры системы не могут не претерпевать изменений. Это заставляет строить такие системы с учётом возможного изменения их основных параметров [228] на различных этапах проектирования и изготовления. Возможность гибкого изменения параметров оптической системы является в настоящее время одним из основных требований современного проектирования оптико-электронной аппаратуры, и адаптивные оптические системы дают такую возможность. Это связано, прежде всего, с тем, что кардинальное изменение основных параметров оптической системы можно обеспечить только на основе смены алгоритма работы систем АО. На пути создания оптических систем неизбежны этапы проектирования систем и определения потенциальных возможностей их применения в условиях реальной атмосферы. Каждый элемент оптической схемы требует предварительных расчётов, поэтому часто приходится проводить расчёты не только параметров адаптивной оптики, но и всей системы в целом.

Развитие как теории, так и самих систем АО происходит непрерывно. Задачу формирования заданных параметров и коррекции аберраций лазерного излучения можно решать различными способами, например, с применением амплитудных масок, голографических и дифракционных элементов и т.д. Однако все перечисленные методы зависят от конкретных параметров пучка и в случае наличия в оптической системе шумов, аберраций. Поэтому использование гибких зеркал, параметры которых можно подстраивать под изменившиеся условия эксперимента, является с этой точки зрения наиболее универсальным.

В последние годы достаточно интенсивно развиваются методики управления параметрами лазерного излучения на основе внутривиброизлучающих систем, использующих гибкие активные зеркала на основе гибридных алгоритмов, позволяющих эффективно управлять фокусировкой, мощностью, пиковой интенсивностью и формой распределения поля лазерного излучения. Предложенные методики вневибраторного гибридного алгоритма управления биморфным корректором могут эффективно применяться для коррекции аберраций и для формирования заданных распределений интенсивности одномодового и многомодового по поперечным индексам излучения лазера в заданной плоскости.

Новым аспектом проблемы являются, например, генерация и компенсация вихревых оптических пучков управляемыми фазовыми элементами, позволяющие формировать такие пучки [229, 230], например, для систем лазерной связи, а также компенсировать их негативное влияние в задачах атмосферной оптики.

Хотелось бы отметить, что в связи с расширением областей применения систем АО регулярно появляются тематические выпуски известных журналов: в 1998 г. вышел очередной тематический выпуск журнала *Applied Optics* [231], а вопросам развития элементной базы АО был посвящён выпуск журнала *Автоматика* [232].

Работа выполнена при частичной поддержке гранта программы совместных исследований НАН Украины —

СО РАН 2012 г. и ФЦП "Кадры" Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 8877).

Автор благодарит сотрудников Лаборатории когерентной и адаптивной оптики Института оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН за всестороннюю помощь и поддержку. Автор сожалеет от том, что из-за физического ограничения объема обзора он не смог привести некоторые важные и интересные результаты. Заранее согласен с возможным замечанием, что способ подачи информации и стиль изложения данной темы в большей степени отражают научные интересы самого автора.

Список литературы

- Babcock H W *Publ. Astron. Soc. Pacific* **65** 229 (1953)
- Линник В П *Оптика и спектроскоп.* **57** 401 (1957)
- Tyson R K *Principles of Adaptive Optics* (Boston: Academic Press, 1991)
- Hardy J W *Proc. IEEE* **66** 651 (1978)
- Hardy J W, Feinlieb J, Wyant J C, in *Proc. Topical Meeting* (Boulder, CO: Univ. of Colorado, 1974)
- Merkle F et al. *Messenger* **58** 1 (1989)
- Татарский В И *Распространение волн в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1967)
- Гурвич А С и др. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1976)
- Strohbehn J W (Ed.) *Laser Beam Propagation in the Atmosphere* (Berlin: Springer-Verlag, 1978)
- Fried D L *J. Opt. Soc. Am.* **56** 1380 (1966)
- Labeyrie A *Astron. Astrophys.* **6** 85 (1970)
- Fried D L *J. Opt. Soc. Am.* **55** 1427 (1965)
- Greenwood D P *J. Opt. Soc. Am.* **67** 390 (1977)
- Greenwood D P, Fried D L *J. Opt. Soc. Am.* **66** 193 (1976)
- Татарский В И *Изв. вузов Радиофизика* **24** 861 (1981); Tatarskii V I *Radiophys. Quantum Electron.* **24** 590 (1981)
- Лукин В П, Чарноцкий М И *Изв. вузов Физика* **28** (11) 51 (1985); Lukin V P, Charnotskii M I *Sov. Phys. J.* **28** 894 (1985)
- Лукин В П *Атмосферная адаптивная оптика* (Новосибирск: Наука, 1986); Lukin V P *Atmospheric Adaptive Optics* (Bellingham, Wash.: SPIE, 1995)
- J. Opt. Soc. Am.* **67** (3) (1977), Special issue on adaptive optics
- J. Opt. Soc. Am. A* **11** (2) (1994), Special issue on adaptive optics
- Воронцов М А, Шмальгаузен В И *Принципы адаптивной оптики* (М.: Наука, 1985)
- Воронцов М А, Корябин А В, Шмальгаузен В И *Управляемые оптические системы* (М.: Наука, 1988)
- Лукьянов Д П, Корниенко А А, Рудницкий Б Е *Оптические адаптивные системы* (М.: Радио и связь, 1989)
- Тараненко В Г, Шанин О И *Адаптивная оптика* (М.: Радио и связь, 1990)
- Курмаева А Х, Шевченко В С (Отв. ред.) *Атмосферная неустойчивость и адаптивный телескоп* (Л.: Наука, 1988)
- Изв. вузов Физика* **28** (11) (1985), Тематический выпуск "Атмосферная адаптивная оптика"; *Sov. Phys. J.* **28** (11) (1985), Topical issue "Atmospheric adaptive optics"
- Оптика атмосферы* **3** (12) (1990), Тематический выпуск "Атмосферная адаптивная оптика"; *Atmospheric Opt.* **3** (12) (1990), Topical issue "Atmospheric adaptive optics"
- Оптика атмосферы* **4** (12) (1991), Тематический выпуск "Атмосферная адаптивная оптика"; *Atmospheric Opt.* **4** 855 (1991), Topical issue "Atmospheric adaptive optics"
- Оптика атмосферы* **5** (12) (1992), Тематический выпуск "Атмосферная адаптивная оптика"; *Atmospheric Opt.* **5** (12) (1992), Topical issue "Atmospheric adaptive optics"
- Оптика атмосферы* **6** (12) (1993), Тематический выпуск "Атмосферная адаптивная оптика"; *Atmospheric Opt.* **6** (12) (1993), Topical issue "Atmospheric adaptive optics"
- Оптика атмосферы и океана* **8** 172 (1995), Тематический выпуск "Атмосферная адаптивная оптика"; *Atmospheric Ocean. Opt.* **8** 151 (1995), Topical issue "Atmospheric adaptive optics"
- Белкин Н Д, Касперский В Б, Сычев В В *Оптический журн.* **61** (3) 5 (1994); Belkin N D, Kasperskii V B, Sychev V V *J. Opt. Technol.* **61** 175 (1994)
- Еськов Д Н и др. *Оптический журн.* **62** (10) 13 (1995); Es'kov D N et al. *J. Opt. Technol.* **62** 669 (1995)
- Лукин В П, Фортес Б В *Оптика атмосферы и океана* **9** 1492 (1996)
- Сычев В В *Адаптивные оптические системы в крупногабаритном телескопостроении* (Старый Оскол: ООО "ТНТ", 2005)
- Рытов С М, Кравцов Ю А, Татарский В И *Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля* (М.: Наука, 1978); Rytov S M, Kravtsov Yu A, Tatarskii V I *Principles of Statistical Radiophysics Vol. 3 Elements of Random Fields* (Berlin: Springer-Verlag, 1989)
- Лукин В П, Чарноцкий М И *Квантовая электроника* **9** 952 (1982); Lukin V P, Charnotskii M I *Sov. J. Quantum Electron.* **12** 602 (1982)
- Беспалов В И (Отв. ред.) *Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах* (Горький: ИПФ, 1979)
- Беспалов В И (Отв. ред.) *Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах* (Горький: ИПФ, 1982)
- Зельдович Б Я, Пилипецкий Н Ф, Шкунов В В *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985); Zel'dovich B Ya, Pilipetsky N F, Shkunov V V *Principles of Phase Conjugation* (Berlin: Springer-Verlag, 1985)
- Беспалов В И, Пасманик Г А *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1986); Bepalov V I, Pasmanik G A *Nonlinear Optics and Adaptive Laser Systems* (Commack, NY: Nova Sci. Publ., 1994)
- Дмитриев В Г *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта* (М.: Физматлит, 2003)
- Зуев В Е, Коняев П А, Лукин В П *Изв. вузов Физика* **28** (11) 6 (1985); Zuev V E, Konyaev P A, Lukin V P *Sov. Phys. J.* **28** 859 (1985)
- Бакут П А и др. *Зарубежная радиоэлектроника* (11) 3 (1978)
- Лукин В П *Квантовая электроника* **8** 2145 (1981); Lukin V P *Sov. J. Quantum Electron.* **11** 1311 (1981)
- Лукин В П, Матюхин В Ф *Квантовая электроника* **10** 2465 (1983); Lukin V P, Matyukhin V F *Sov. J. Quantum Electron.* **13** 1604 (1983)
- Hardy J W *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes* (New York: Oxford Univ. Press, 1998)
- Muller R A, Buffington A *J. Opt. Soc. Am.* **64** 1200 (1974)
- Noll R J *J. Opt. Soc. Am.* **66** 207 (1976)
- Noll R J *J. Opt. Soc. Am.* **68** 139 (1978)
- Valley G C, Wandzura S M *J. Opt. Soc. Am.* **69** 712 (1979)
- Wang J Y, Markey J K *J. Opt. Soc. Am.* **68** 78 (1978)
- Wang J Y, Silva D E *Appl. Opt.* **19** 1510 (1980)
- Geary J M *Introduction to Wavefront Sensors* (Tutorial Texts in Optical Engineering, Vol. TT 18) (Bellingham, Wash.: SPIE Opt. Eng. Press, 1995)
- Botygina N N, Emaleev O N, Konyaev P A, Lukin V P *Measurement Sci. Rev.* **10** (3) 101 (2010)
- Roddier F *Appl. Opt.* **27** 1223 (1988)
- Ragazzoni R *J. Mod. Opt.* **43** 289 (1996)
- Védrenne N et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 2980 (2007)
- Gonsalves R A *Opt. Eng.* **21** 829 (1982)
- Hudgin R H *J. Opt. Soc. Am.* **67** 375 (1977)
- Fried D L *J. Opt. Soc. Am.* **67** 370 (1977)
- Cubalchini R *J. Opt. Soc. Am.* **69** 972 (1979)
- Herrmann J J *J. Opt. Soc. Am.* **71** 989 (1981)
- Takajo H, Takahashi T *J. Opt. Soc. Am. A* **5** 1818 (1988)
- Takajo H, Takahashi T *J. Opt. Soc. Am. A* **5** 416 (1988)
- Лукин В П, Фортес Б В *Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999); Lukin V P, Fortes B V *Adaptive Beaming and Imaging in the Turbulent Atmosphere* (Bellingham, Wash.: SPIE Press, 2002)
- Лукин В П, Канев Ф Ю, Коняев П А, Фортес Б В *Оптика атмосферы и океана* **8** 409 (1995)
- Кудряшов А В, Тихонов В А, Шмальгаузен В И *Оптика атмосферы* **1** (3) 61 (1988)
- Madec P-Y *Proc. SPIE* **8447** 844705 (2012)

69. Алиханов А Н и др. *Лазерно-оптические системы и технологии* (М.: ФГУП НПО "Астрофизика", 2009)
70. Loktev M, Soloviev O, Vdovin G *Adaptive Optics Guide* (Delft, The Netherlands: OKO Technologies, 2008)
71. Cornelissen S, SPIE Newsroom, 19 December (2011)
72. Воробьев В В *Радиотехника и электроника* **11** 2334 (1981)
73. Кандидов В П, Ларионова И В, Попов В П *Оптика атмосферы* **2** 836 (1989)
74. *Adaptive Optics Lincoln Laboratory J.* **5** (1) (1992), Special issue
75. Зарубин П В *Квантовая электроника* **32** 1048 (2002); Zarubin P V *Quantum Electron.* **32** 1048 (2002)
76. Gebhardt F G *Appl. Opt.* **15** 1479 (1976)
77. Gebhardt F G, Smith D C *Appl. Opt.* **11** 244 (1972)
78. Gebhardt F, Smith D C *IEEE J. Quantum Electron.* **7** 63 (1971)
79. Bradley L C, Herrmann J J. *Opt. Soc. Am.* **61** 668 (1971)
80. Ulrich P B, Hayes J N, Aitken A H J. *Opt. Soc. Am.* **62** 298 (1972)
81. Bradley L C, Herrmann J *Appl. Opt.* **13** 331 (1974)
82. Лукин В П *Квантовая электроника* **4** 923 (1977); Lukin V P *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 522 (1977)
83. Fleck J A, Morris J R, Feit M D *Appl. Phys.* **10** 129 (1976)
84. Агровский Б С и др. *Квантовая электроника* **5** 1341 (1978); Agrovskii B S et al. *Sov. J. Quantum Electronics* **8** 765 (1978)
85. Коняев П А, в сб. *Тезисы докл. V Всесоюз. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере* (Томск: ИОА СО АН СССР, 1979)
86. Коняев П А, в сб. *Тезисы докл. VII Всесоюз. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере* (Томск: ИОА СО АН СССР, 1983)
87. Воронцов М А, Чесноков С С *Изв. вузов Радиотехника* **22** 1318 (1979); Vorontsov M A, Chesnokov S S *Radiophys. Quantum Electron.* **22** 917 (1979)
88. Выслоух В А, Егоров К Д, Кандидов В П *Изв. вузов Радиотехника* **22** 434 (1979); Vysloukh V A, Egorov K D, Kandidov V P *Radiophys. Quantum Electron.* **22** 299 (1979)
89. Коняев П А, Лукин В П *Изв. вузов Физика* **9** (2) 79 (1983); Konyaev P A, Lukin V P *Sov. Phys. J.* **26** 173 (1983)
90. Buckley R J. *Atmos. Terr. Phys.* **37** 1431 (1975)
91. Кандидов В П, Леденев В И *Изв. вузов Радиотехника* **24** 438 (1981); Kandidov V P, Ledenev V I *Radiophys. Quantum Electron.* **24** 301 (1981)
92. Martin J M, Flatte S M *Appl. Opt.* **27** 2111 (1988)
93. Быков В В *Цифровое моделирование в статистической радиотехнике* (М.: Советское Радио, 1971)
94. Collins S A (Jr), Duncan D D J. *Opt. Soc. Am.* **65** 1218 (1975)
95. Duncan D D, Collins S A (Jr) *J. Opt. Soc. Am.* **65** 1232 (1975)
96. Тельпуховский И Е, Чесноков С С *Оптика атмосферы* **4** 1294 (1991)
97. Fortes B V, Lukin V P *Proc. SPIE* **1668** 477 (1992)
98. Lukin V P et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **11** (2) 903 (1994)
99. Коняев П А, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Томск: Изд-во ТГУ, 1984)
100. Воробьев В В *Тепловое самовоздействие лазерного пучка в атмосфере: теория и модельный эксперимент* (М.: Наука, 1987)
101. Кандидов В П *УФН* **166** 1309 (1996); Kandidov V P *Phys. Usp.* **39** 1243 (1996)
102. Moore G E *Proc. SPIE* **2437** 2 (1995)
103. Bolbasova L A, Konyaev P A, Lukin V P, in *Real Time Control for Adaptive Optics, Intern. Workshop, ESO, Garching, Germany, December 4–5, 2012*
104. Боресков А В *Основы работы с технологией CUDA* (М.: ДМК Пресс, 2010)
105. Troung T et al. *Proc. SPIE* **7015** 701531 (2008)
106. Коняев П А, Тартаковский Е А, Филимонов Г А *Оптика атмосферы и океана* **24** 359 (2011); Konyaev P A, Tartakovskii E A, Filimonov G A *Atmos. Ocean. Opt.* **24** 425 (2011)
107. Дудоров В В, Колосов В В, Филимонов Г А *Изв. Том. политехн. ун-та* **309** (8) 85 (2006)
108. Коняев П А *Оптика атмосферы и океана* **25** 948 (2012)
109. Daukantas P *Opt. Photon. News* **18** (9) 28 (2007)
110. Щеглов П В *Проблемы оптической астрономии* (М.: Наука, 1980)
111. Davies R, Kasper M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **50** 305 (2012)
112. Лукин В П, Майер Н Н, Фортес Б В *Оптика атмосферы* **5** 1241 (1992); Lukin V P, Mayer N N, Fortes B V *Atmos. Ocean Opt.* **5** 941 (1992)
113. Витриченко Э А, Войцехович В В, Мищенко М И "Оценка углового поля зрения адаптивного телескопа", Препринт № 790 (М.: ИКИ АН СССР, 1983)
114. Витриченко Э А, Мищенко М И "Оценка радиуса поля изопланатизма адаптивных систем по критерию Марешаля", Препринт № 810 (М.: ИКИ АН СССР, 1983)
115. Лукин В П *Оптика атмосферы и океана* **5** 1294 (1992)
116. Vernin J, Azouit M J. *Opt.* **14** 131 (1983)
117. Wilson R W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337** 103 (2002)
118. Tokovinin A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343** 891 (2003)
119. Антошкин Л В и др. *Оптика атмосферы* **2** 621 (1989)
120. Sarazin M, Roddier F *Astron. Astrophys.* **227** 294 (1990)
121. Martin F et al. *Astron. Astrophys.* **336** L49 (1998)
122. Nosov V V et al. *Proc. SPIE* **7296** 82 (2008)
123. Lukin V P *J. Opt. Soc. Am. A* **27** A216 (2010)
124. Lukin V P, Pokasov V V *Appl. Opt.* **20** 121 (1981)
125. Good R E et al. *Proc. SPIE* **928** 165 (1988)
126. McKechnie T S J. *Opt. Soc. Am. A* **9** 1937 (1992)
127. Лукин В П *Оптика атмосферы и океана* **5** 354 (1992)
128. Лукин В П *Оптика атмосферы и океана* **6** 1102 (1993)
129. Voitsekhovich V V, Cuevas S J. *Opt. Soc. Am. A* **12** 2523 (1995)
130. Kasper M *Proc. SPIE* **8447** 84470B (2012)
131. Wizinowich P *Proc. SPIE* **8447** 84470D (2012)
132. Шустов Б М *Земля и Вселенная* (5) 3 (2006)
133. Ardeberg A, Andersen T *EURO50: A European 50M Adaptive Optics Extremely Large Telescope* (Berlin: Springer, 2006)
134. Roddier F "Effects of atmospheric turbulence in astronomy", in *Progress in Optics* Vol. 19 (Ed. E Wolf) (Amsterdam: Elsevier, 1981) p. 281
135. Michau V, Rousset G, Fontanella J C, in *Proc. of the Workshop on Real Time and Post Facto Solar Image Correction, NSO Sacramento Peak, USA, 15–18 September 1992*
136. Ricort G et al. *Solar Phys.* **69** 223 (1981)
137. Rutten R J, Hammerslag R H, Bettonvil F C M, in *Proc. THEMIS Forum "Science with THEMIS", France, Observatoire de Paris at Meudon, 1997*
138. von der Luehe O *Adv. Space Res.* **11** 275 (1991)
139. Acton D S, Smithson R C *Appl. Opt.* **31** 3161 (1992)
140. von der Luhe O et al. *Astron. Astrophys.* **224** 351 (1989)
141. Scharmera B G et al. *Proc. SPIE* **4853** 370 (2002)
142. Didkovsky L V et al. *Proc. SPIE* **4853** 630 (2002)
143. Rimmele T R *Proc. SPIE* **5490** 549004 (2004)
144. Rimmele T R et al. *Proc. SPIE* **5901** 5901 (2005)
145. Антошкин Л В и др. *Оптика атмосферы и океана* **15** 1027 (2002)
146. Лукин В П и др. *Оптический журн.* **73** (3) 55 (2006); Lukin V P et al. *J. Opt. Technol.* **73** 197 (2006)
147. Lukin V P et al. *Proc. SPIE* **6272** 62725I (2006)
148. Лукин В П и др. *Солнечно-земная физика* (12) 74 (2008)
149. Lukin V P et al. *Proc. SPIE* **8447** 84476E (2012)
150. Clare R M, Ellerbroek B L J. *Opt. Soc. Am. A* **23** 418 (2006)
151. Лукин В П *Квантовая электроника* **7** 1270 (1980); Lukin V P *Quantum Electronics* **10** 727 (1980)
152. Foy R, Labeyrie A *Astron. Astrophys.* **152** L29 (1985)
153. Tallon M, Foy R *Astron. Astrophys.* **235** 549 (1990)
154. Lukin V P, in *Proc. of the ICO-16 Satellite Conf. on Active and Adaptive Optics* (ESO Conf. and Workshop Proc., No. 48) (1993) p. 521
155. Fugate R Q *Opt. Photon. News* **4** (6) 14 (1993)
156. Банах В А, Миронов В Л *Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере* (Новосибирск: Наука, 1986); Banakh V A, Mironov V L *Lidar in a Turbulent Atmosphere* (Boston: Artech House, 1987)
157. Орлов В М и др. *Элементы теории светорассеяния и оптическая локация* (Новосибирск: Наука, 1982)
158. Tatarskii V I, Ishimaru A, Zavorotny V U (Eds) *Wave Propagation in Random Media (Scintillations), Intern. Conf., Univ. of Washington, Seattle, USA, 1992* (Bellingham, Wash.: SPIE, 1993)
159. Gavel D *Proc. SPIE* **7015** 70150J (2008)
160. Hankla A K et al. *Proc. SPIE* **6272** 62721G (2006)
161. Thompson L, Gardner C *Nature* **328** 229 (1987)

162. Bonaccini D et al., in *Workshop on Laser Technology and Systems for Astronomy*, 2006
163. Fried D L *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 939 (1995)
164. Foy R et al. *Astron. Astrophys. Suppl.* **111** 569 (1995)
165. Ragazzoni R *Astron. Astrophys.* **305** L13 (1996)
166. Lukin V P *Adaptive Optics. Techn. Digest Series.* **13** 35 (1996)
167. Лукин В П *Оптика атмосферы и океана* **8** 301 (1995)
168. Belen'kii M S *Proc. SPIE* **2471** 289 (1995)
169. Лукин В П, Фортес Б В *Оптика атмосферы и океана* **10** 34 (1997)
170. Milonni P W, Fugate R Q, Telle J M *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 217 (1998)
171. Ragazzoni R, Marchetti E, Valente G *Nature* **403** 54 (2000)
172. Gavel D et al. *Proc. SPIE* **7015** 701511 (2008)
173. Roberts E, Bouchez A H, Angione J *Proc. SPIE* **7015** 70152S (2008)
174. Yutaka H, Hideki T, Olivier G *Proc. SPIE* **7015** 701510 (2008)
175. Femania B *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 2719 (2005)
176. Bol'basova L A, Lukin V P *Proc. SPIE* **6747** 67470M (2007)
177. Большасова Л А, Лукин В П, Носов В В *Оптика и спектроскопия* **107** 833 (2009); Bol'basova L A, Lukin V P, Nosov V V *Optika i Spektroskopiya* **107** 993 (2009)
178. Milton N M, Lloyd-Hart M, Baranec C *Proc. SPIE* **7015** 701522 (2008)
179. Rabien S et al. *Proc. SPIE* **7015** 701515 (2008)
180. Clénet Y et al. *Proc. SPIE* **7015** 701529 (2008)
181. Колосов В В, Сысоев С И *Оптика атмосферы* **3** 83 (1990)
182. Wallace J, Pasciak J *J. Opt. Soc. Am.* **65** 1257 (1975)
183. Bradley L C, Herrmann J *Appl. Opt.* **13** 331 (1974)
184. Herrmann J *J. Opt. Soc. Am.* **65** 1212 (1975)
185. Dunphy J R, Smith D C *J. Opt. Soc. Am.* **67** 295 (1977)
186. Karr T J *Proc. SPIE* **1060** 120 (1989)
187. Ахманов С А и др. *Изв. вузов Радиофизика* **23** 1 (1980); Akhmanov S A et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **23** 1 (1980)
188. Васильев Ф П, Воронцов М А, Литвинова О А *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **19** 1053 (1979); Vasil'ev F P, Vorontsov M A, Litvinova O A *USSR Comput. Math. Math. Phys.* **19** 272 (1979)
189. Herrmann J *J. Opt. Soc. Am.* **67** 290 (1977)
190. Коняев П А *Оптика атмосферы и океана* **5** 1261 (1992)
191. Коняев П А, Лукин В П, Миронов В Л *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **49** 536 (1985)
192. Лукин В П, Фортес Б В *Оптика атмосферы и океана* **8** 435 (1995)
193. Воронцов М А *Квантовая электроника* **6** 2078 (1979); Vorontsov M A *Sov. J. Quantum Electron.* **9** 1221 (1979)
194. Воронцов М А, Чесноков С С *Изв. вузов. Радиофизика* **22** 1318 (1979); Vorontsov M A, Chesnokov S S *Radiophys. Quantum Electron.* **22** 917 (1979)
195. Выхлоух В А, Егоров К Д, Кандидов В П *Изв. вузов. Радиофизика* **22** 434 (1979); Vysloukh, V A, Egorov K D, Kandidov V P *Radiophys. Quantum Electron.* **22** 299 (1979)
196. Баранова Н Б, Зельдович Б Я *ЖЭТФ* **80** 1789 (1981); Baranova N B, Zel'dovich B Ya *Sov. Phys. JETP* **53** 925 (1981)
197. Fried D L, Vaughn J L *Appl. Opt.* **31** 2865 (1992)
198. Primmerman C A et al. *Appl. Opt.* **34** 2081 (1995)
199. Высотина Н В и др. *Изв. вузов. Физика* **28** (11) 42 (1985); Vysotina N V *Sov. Phys. J.* **28** 887 (1985)
200. Канев Ф Ю, Лукин В П *Оптика атмосферы* **4** 1273 (1991)
201. Roggermann M C, Lee J L *Appl. Opt.* **37** 4577 (1998)
202. Kanev F Y, Lukin V P, Makenova N A *Proc. SPIE* **5026** 127 (2002)
203. Kanev F Y, Lukin V P, Lavrinova L N *Proc. SPIE* **4341** 135 (2000)
204. Канев Ф Ю, Лукин В П *Адаптивная оптика. Численные и экспериментальные исследования* (Томск: Изд-во Ин-та оптики атмосферы СО РАН, 2005)
205. Bahk S-W G, Rousseau P, Planchon T A *Opt. Lett.* **29** 24 (2004)
206. Grosset-Grange C et al. *Proc. SPIE* **6584** 658403 (2007)
207. Александров А Г и др. *Квантовая электроника* **40** 321 (2010); Aleksandrov A G et al. *Quantum Electron.* **40** 321 (2010)
208. Александров А Г и др. *Автометрия* **48** (2) 52 (2011)
209. Atuchin V V et al. *Proc. SPIE* **5481** 43 (2004)
210. Starikov F A et al., Technical Program of EOS Annual Meeting 4-3188-22 (2010) p. 80
211. Starikov F A et al. *Opt. Lett.* **34** 2264 (2009)
212. Гаранин С Г и др. *Квантовая электроника* **37** 691 (2007); Garanin S G et al. *Quantum Electronics* **37** 691 (2007)
213. Гаранин С Г и др. *Автометрия* **48** (2) 30 (2012); Garanin S G et al. *Optoelectron. Instrum. Data Proces.* **48** (2) 134 (2012)
214. Grosset-Grange C et al. *Proc. SPIE* **6584** 658403 (2007)
215. Vorontsov M et al. *Appl. Opt.* **48** A47 (2009)
216. Duffner R W *Airborne Laser. Bullets of Light* (New York: Plenum Trade, 1997)
217. Steiner T D, Merritt P H *Proc. SPIE* **3706** 3 (1999)
218. Steiner T D, Butts R R *Proc. SPIE* **3706** 180 (1999)
219. "Air Force Shoots For Laser Ballistic Missile Terminator" *National Defense* **81** (522) 23 (1996)
220. Chadwell P A *National Defense* **64** 56 (1979)
221. Семчишен В, Мировен М, Сайлер Т *Рефракционная хирургия и офтальмология* **3** (1) 5 (2003)
222. Artal P *J. Refract. Surg.* **16** (5) 560 (2000)
223. Koh Set al. *Am. J. Ophthalmol.* **134** 115 (2002)
224. Barbero S et al. *J. Refract. Surg.* **18** (3) 263 (2002)
225. Maeda N et al. *Ophthalmology* **109** (11) 1996 (2002)
226. Ларичев А В и др. *Квантовая электроника* **32** 902 (2002); Larichev A V et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **32** 902 (2002)
227. Kudryashov A et al. *Proc. SPIE* **6113** 61130D (2006)
228. Галецкий С О и др. *Оптический журнал* **73** (7) 79 (2006); Galetskii S O et al. *J. Opt. Technol.* **73** 491 (2006)
229. Durnin J, Miceli J J (Jr.), Eberly J H *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499 (1987)
230. Lukin V P, Konayev P A, Sennikov V A *Appl. Opt.* **51** (10) C84 (2012)
231. *Appl. Opt.* **37** (1998) Special issue "Adaptive Optics"
232. *Автометрия* **48** (2) (2012) Тематический выпуск "Оптические информационные технологии"

Adaptive optics in the formation of optical beams and images

V.P. Lukin

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
pl. Akademika Zueva 1, 634021 Tomsk, Russian Federation
Tel. + 7 (3822) 49 26 06. Fax + 7 (3822) 49 20 86. E-mail: lukin@iao.ru

In connection with the wide use of optoelectronic systems, we review the development of adaptive optics as an effective tool for the elimination, through the use of controllable optical elements, of irregular distortions that occur as light propagates in an inhomogeneous medium. The subject matter of this fast developing field of science and technology is described. Of the ideas under development in recent years, many have been around for quite a long time, but it is only now, with the development of up-to-date optoelectronic element base, that they have started being widely incorporated into science and engineering practice. An analysis is carried out of the development of adaptive optics from just ideas to their application in astronomy, high-power laser physics, and medicine. The current state of adaptive optics in stellar and solar astronomy is reviewed, and some results of its use in distortion correction systems of high-power laser systems and complexes are presented.

PACS numbers: 42.65.Hw, **42.68.**—w, 42.68.Ay

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201406b.0599

Bibliography — 232 references

Received 19 April 2013, revised 17 December 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (6) 599 — 640 (2014)

Physics – Uspekhi **57** (6) (2014)