

# Телескопические системы с динамической нелинейно-оптической коррекцией искажений

М.В.Васильев, В.Ю.Венедиктов, А.А.Лещёв

*Дан обзор основных достижений в области нелинейной адаптивной оптики, в частности в области схмотехники и свойств адаптивных оптических телескопов, в которых искажения изображения, вносимые погрешностями главного зеркала и других оптических элементов, компенсируются нелинейно-оптическими методами. Применение методов, традиционных для лазерной оптики (ОВФ, динамическая голография), позволяет как решать задачи классической (изображающей) оптики, связанные с созданием телескопов для наблюдения удаленных объектов с высоким разрешением на основе крупногабаритных облегченных или составных зеркал, так и создавать системы формирования лазерных пучков с волновым фронтом высокого качества. Приведены основные схемные решения подобных телескопов и дан анализ возможностей коррекции искажений в них, подтвержденный результатами экспериментов.*

**Ключевые слова:** телескоп, обращение волнового фронта, динамическая голография, коррекция искажений.

	Содержание
Введение . . . . .	1
1. Схемы телескопов с ОВФ-компенсацией . . . . .	3
2. Экспериментальные исследования телескопических систем с ОВФ-коррекцией искажений . . . . .	7
3. Телескопические системы с динамической голографической коррекцией искажений ГЗ . . . . .	11
Заключение . . . . .	14
Литература . . . . .	14

## Введение

Получение в оптическом телескопе качества изображения, близкого к дифракционному, является одной из классических задач оптики. Основные трудности при этом связаны с технологией изготовления крупногабаритных зеркал, а также с необходимостью поддержания их формы в условиях динамических механических, тепловых и прочих нагрузок. Лобовой подход к решению этой задачи, основанный на создании крупногабаритных зеркал высокого оптического качества и их динамической разгрузке, исчерпывает себя при диаметре главного зеркала (ГЗ) телескопа 2–3 м [1, 2]. В то же время существует ряд важных практических задач, таких как создание космических телескопов для внеатмосферной наблюдательной астрономии, наблюдения поверхности Земли из космоса и формирования направленных лазерных пучков, для решения которых требуется получать дифракционное разрешение на значительно больших апертурах. Хорошо известно, что разрешение наземных телескопов классического типа ограничено вследствие влияния атмосферной турбулентности. В видимом диапазоне при наилучшем астроклимате это ограничение проявляет себя на уровне, соответствующем диаметру входного зрач-

ка в несколько десятков сантиметров. Большие же ГЗ нужны только для сбора как можно большей световой энергии от слабых источников и не обязательно должны иметь дифракционное качество изображения.)

Сегодня для улучшения качества изображения в оптических телескопах часто применяются методы так называемой линейной адаптивной оптики [3]. В самом общем виде они основаны на реализации тем или иным способом следующей процедуры. Оптическая система формирует искаженное изображение наблюдаемого объекта – естественной или так называемой искусственной звезды (artificial beacon), создаваемой лазером за счет рассеяния в атмосфере. В том случае, когда требуется корректировать только искажения, вносимые элементами собственно оптической системы, опорный точечный источник может располагаться внутри самой системы (так называемый proximal beacon). В частности, при коррекции искажений, вносимых ГЗ телескопа, такой источник может располагаться вблизи центра кривизны ГЗ.

Искажения излучения, прошедшего через систему, анализируются с помощью специальной вспомогательной оптической системы (интерферометр, датчик Гартмана и т.п.). Затем производится цифровая (компьютерная) обработка полученной информации. На ее основе вычисляются искажения волнового фронта, внесенные системой. После этого по цепи обратной связи с помощью специального управляемого оптического элемента (так называемого актюатора), включенного в корректируемую оптическую систему, вносятся деформации волнового фронта, компенсирующие исходные искажения волнового фронта, создаваемые элементами систе-

НИИ лазерной физики, Россия, 199034 Санкт-Петербург, Биржевая ул., 12; тел.: (812) 328 10 93, (812) 328 55 94, факс: (812) 328 58 91, эл. почта: vened@ilph.spb.su

Поступил в редакцию 24 декабря 1998 г., после доработки – 25 мая 2000 г.

мы или атмосферой. Такой актуатор может быть реализован в виде управляемого гибкого зеркала (самого ГЗ или вспомогательного зеркала малой апертуры), в виде управляемого пространственного фазового модулятора света и т. п.

К настоящему времени достигнуты большие успехи в области традиционной адаптивной оптики [4], но ее использование всегда связано с применением дорогостоящих компьютерных подсистем и с затратами времени на проведение вычислений, что приводит к ограничению времени срабатывания системы. Кроме того, создание быстродействующего, надежного и воспроизводимого актуатора представляет собой сложную техническую задачу.

К середине 80-х годов стало ясно, что в ряде случаев, и в частности в случае коррекции искажений, вносимых погрешностями ГЗ и других оптических элементов телескопа, цифровые методы линейной адаптивной оптики можно заменить значительно более дешевыми и быстродействующими методами аналоговой нелинейно-оптической коррекции, основанными на применении когерентного излучения. Это могут быть методы динамической голографии или методы ОВФ. В этом случае излучение удаленной или внутренней искусственной звезды «считывает» искажения ГЗ и затем записывает нелинейно-оптический корректор. Успехам, достигнутым на этом пути, и посвящен настоящий обзор. Тема его, собственно, относится скорее к области традиционной (изображающей) оптики, нежели к лазерной оптике. Тем не менее все рассматриваемые схемы и методы основаны на применении когерентных свойств излучения, и, таким образом, создание систем рассматриваемого типа неразрывно связано с применением лазеров.

Прообразом систем с динамической нелинейно-оптической коррекцией искажений явились системы со статической голографической коррекцией. Отметим сразу, что в нашем обзоре речь будет идти только о компенсации случайных и, вообще говоря, неизвестных заранее фазовых неоднородностей с помощью голографических корректоров, записываемых аналоговым способом. Мы не будем рассматривать коррекцию регулярных оптических искажений (так называемых зейделевских aberrаций – сферической aberrации, комы, астигматизма и т. д.), которые могут быть устранены при расчете вспомогательных оптических элементов, в частности могут быть скомпенсированы с помощью голограммного оптического элемента (ГОЭ) [5], реализуемого как записанная или синтезированная голограмма.

Основные идеи голографической коррекции искажений содержатся уже в самых первых работах, посвященных голографии. Собственно уже Габор в качестве первого применения голографии как изобретенного им метода регистрации волновых фронтов предложил коррекцию aberrаций линз электронного микроскопа [6].

Из нескольких разработанных в дальнейшем методов голографической коррекции – метода *обращенных лучей* [7, 8], метода *равных искажений* [9, 10] и др. – особый интерес для нашего случая представляет так называемый метод *вычитания фазы* (phase subtraction), известный также как метод *однопроходной коррекции*. Этот способ, в отличие от других, основан не на записи голограммы наблюдаемого объекта, а на записи голограммы фазовых погрешностей оптической системы или оптической среды, искажающих изображение, и на использовании

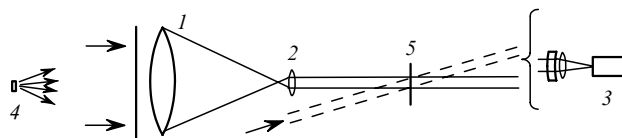


Рис.1. Принципиальная схема однопроходной голографической коррекции искажений оптического телескопа:

1 – корректируемый объектив телескопа; 2 – окуляр; 3 – система регистрации изображения; 4 – удаленный наблюдаемый объект; 5 – голограмма, записываемая как картина интерференции двух когерентных световых волн от вспомогательного источника, одна из которых прошла через элемент, искажения которого корректируются.

такой голограммы в качестве корректора указанных искажений.

Принцип однопроходной коррекции [11, 12] весьма прост. Применение его для коррекции искажений линзового объектива иллюстрирует рис.1. Пучок когерентного излучения разделяется на пробный и опорный пучки. Пробный пучок пропускается по оптическому пути, фазовые искажения которого следует скорректировать, и в плоскости голограммы интерферирует с неискаженным опорным пучком. Записанная голограмма проявляется и устанавливается на то же место, что и при записи. При освещении ее искаженным пробным пучком восстанавливается неискаженный опорный пучок, другими словами, внесенные в пробный пучок фазовые искажения вычитаются.

Заметим, что восстанавливать голограмму можно не только тем пробным пучком, который использовался при ее записи, но и наклоненными пучками, в том числе немонахроматическими и на несколько смещенной длине волны. В пределах некоторого поля зрения и некоторого спектрального диапазона каждый такой искаженный пучок восстанавливает практически плоскую волну. Иными словами, в одном из порядков дифракции на голограмме наблюдается скорректированное изображение некоего удаленного объекта.

Это изображение разложено в спектр, т. к. разные его спектральные компоненты дифрагируют на голограмме под разными углами. В работе [13] было предложено ахроматизировать скорректированное изображение с помощью дополнительной дифракционной решетки, частота штрихов которой совпадает с несущей частотой корректирующей голограммы. В результате скорректированное изображение может наблюдаться в широком спектральном диапазоне.

Правда, следует сразу отметить, что несовпадение длин волн при записи голограммы и при последующей коррекции приводит к возникновению неустранимых остаточных хроматических искажений. Это вызвано неполным вычитанием фазового искажения при дифракции на голограмме пучка с длиной волны, отличной от длины волны записи голограммы. Эти остаточные искажения уменьшаются при приближении длины волны наблюдения к длине волны записи корректора. При записи корректора на длине волны  $\lambda_1$  и наблюдении объекта на длине волны  $\lambda_2$  теоретический предел отношения исходных волновых aberrаций  $W_{in}$  к остаточным aberrациям  $W_{res}$  равен  $\lambda_1/|\lambda_1 - \lambda_2|$ . Тем не менее, несмотря на этот эффект, применение голографической коррекции позволяет получать существенный выигрыш и при работе в достаточно широком спектральном диапазоне.

В работе [12] для коррекции оптических неоднородностей оптической системы впервые использовалась

голограмма, записываемая плоской волной и излучением точечного источника, располагавшегося в плоскости объекта. На этапе восстановления на место точечного источника помещался объект наблюдения, а в первом порядке дифракции за голограммой наблюдалось его скорректированное изображение. Впоследствии аналогичные схемы использовались для исправления низкокачественных объективов микроскопов [14] и для наблюдения объектов сквозь волоконно-оптические элементы [15].

В случае коррекции искажений крупногабаритных зеркальных объективов прямое применение указанного метода оказывается невозможным из-за необходимости изготовления голограммы с размером, примерно равным размеру корректируемого объектива, и из-за невозможности разместить точечный источник когерентного излучения в плоскости бесконечно удаленного объекта.

Это ограничение было преодолено авторами работ [16, 17]. Аберрации, внесенные деформированным крупногабаритным зеркальным объективом, устранялись с помощью голограммы сфокусированного изображения этого объектива, зарегистрированной вспомогательным интерферометром (рис.2), в котором точечный источник когерентного излучения располагался вблизи центра кривизны объектива.

После записи и проявления голограмма устанавливалась в фокальном узле телескопа в плоскости изображения деформированного зеркала окуляром телескопа. При этом масштаб изображений ГЗ окуляром и вспомогательной системой интерферометра должен был быть одинаковым. Изображение объекта наблюдалось в первом порядке дифракции на голограмме.

В работах [16, 17] экспериментально смоделирована голографическая коррекция телескопических систем с диаметрами зеркальных объективов 150 мм и относительными отверстиями  $D:F = 1:5.7$  и  $1:2.3$ , причем в работе [17] была применена коррекция хроматизма голограммы с помощью дополнительной дифракционной решетки. В экспериментах было показано, что волновые аберрации формируемого изображения, вызванные деформацией ГЗ, уменьшались в 70 раз при наблюдении объекта на длине волны записи корректора (0.63 мкм) и в 5.5 раз при

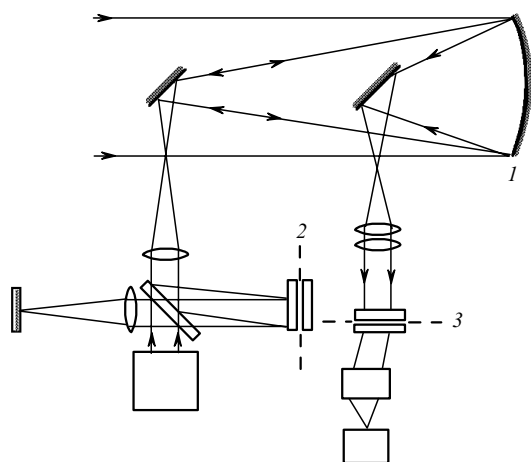


Рис.2. Схема записи и использования статического голографического корректора искажений ГЗ телескопа. Голограмма искажений ГЗ 1, считанных из его центра кривизны, записывается когерентным излучением в плоскости изображения зрачка ГЗ 2. После проявки и обработки голограмма-корректор устанавливается в фокальном узле телескопа в плоскости изображения зрачка ГЗ 3.

наблюдении на длине волны 0.53 мкм. При наблюдении объекта в широком спектральном диапазоне ( $0.52 < \lambda < 0.68$  мкм), включавшем длину волны записи голографического корректора, было достигнуто трехкратное улучшение качества изображения по сравнению с изображением, полученным с помощью нескорректированного телескопа.

Идеи, изложенные в [16, 17], были подтверждены в ряде последующих работ [18–24]. В [18, 19] осуществлена коррекция аберраций зеркального объектива диаметром 500 мм с синтезированной апертурой (зеркало состояло из 18 элементов, расположенных по кольцу). В работе [24] при наблюдении объекта на длине волны записи корректора волновые аберрации, вызванные деформацией ГЗ диаметром 450 мм, уменьшались в 1000 раз – со  $100\lambda$  до  $0.1\lambda$ .

Тем не менее методы статической голографической коррекции случайных искажений ГЗ не нашли реального практического применения. Это обусловлено невозможностью отслеживать динамические деформации, а также трудностями юстировки голограммы-корректора. Результаты описанных выше исследований нашли свое применение в технике голографической коррекции регулярных искажений (аббераций) оптических систем [5]. Что же касается коррекции динамических случайных искажений, то новый толчок развитию описываемых систем в середине 80-х годов дали результаты, полученные в области ОВФ-компенсации.

## 1. Схемы телескопов с ОВФ-компенсацией

С конца 70-х годов в лазерной технике уделяется большое внимание исследованию и использованию ОВФ когерентного излучения. Как известно, при некоторых видах нелинейно-оптического взаимодействия излучения с веществом, в частности при рассеянии света на динамической голограмме или при вынужденном рассеянии света, можно сформировать световую волну с волновым фронтом, обращенным по отношению к волновому фронту падающей волны, т. е. имеющим точно такую же форму, но распространяющимся в противоположном направлении. Этому эффекту, принципам построения ОВФ-зеркал и различным их параметрам, таким как коэффициент отражения, точность обращения и т. д., посвящено несколько монографий [25, 26] и множество обзоров.

Основным применением ОВФ сегодня является компенсация фазовых искажений, вносимых лазерными усилителями [25, 26]. Такая компенсация основывается на свойстве взаимности распространения световых лучей: при повторном проходе обращенной волны через ту же искажающую оптическую среду ранее накопленные фазовые искажения компенсируются. Например, при коррекции лазерного усилителя на его вход подается световой пучок с волновым фронтом высокого качества. При усилении он накапливает фазовые искажения, возникающие из-за дефектов усилителя, его тепловых деформаций и других неоднородностей.

Затем производится процедура ОВФ, вследствие чего накопленные искажения волнового фронта меняют свой знак. На повторном проходе в обратном направлении по тому же оптическому пути искажения компенсируются, и на выходе системы формируется высококачественный усиленный лазерный пучок. При необходимости его аб-

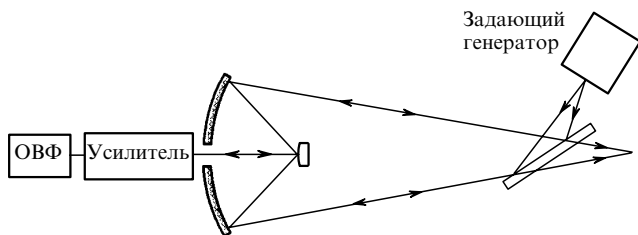


Рис.3. Схема тривиального подхода к ОВФ-компенсации искажений оптических систем.

солютная расходимость может быть уменьшена с помощью выходного телескопа, но требования к качеству элементов этого телескопа остаются, в отличие от элементов лазерного усилителя, высокими, т.к. элементы этого телескопа не охвачены петлей ОВФ-компенсации.

Искажения, вносимые системой формирования лазерного пучка или другой оптической системой, можно также компенсировать благодаря их взаимности. В [27, 28] было предложено использовать ОВФ для самонаведения мощного лазерного излучения на малый объект. Объект подсвечивался маломощным излучением, а рассеянное им излучение собиралось низкокачественным объективом. После усиления и ОВФ все усиленное излучение собиралось на объекте. Сходную систему можно применять и для высококачественного воспроизведения в масштабе 1:1 изображения некоторого объекта (рис.3), например в задачах микрофотолитографии.

Достаточно очевидно, что компенсацию искажений можно получить и при невзаимном распространении пучков, когда после процедуры ОВФ излучение распространяется по другому оптическому пути, вносящему, тем не менее, такие же или близкие искажения. Например, в [29] было предложено использовать два идентичных каскада усиления, искажения в которых близки. На пути к ОВФ-зеркалу излучение усиливалось в одном из них, а после ОВФ с помощью светоделителя направлялось в другой модуль, причем внесенные обоими модулями искажения взаимно компенсировались.

Тот же подход может быть применен и к оптическим элементам. В частности, интуитивно ясно, что при преобразовании световых пучков зеркалом или линзой погрешности оптического элемента будут «сходным» образом проявляться в волновых фронтах световых пучков с различной кривизной. Таким образом, если «считывать» искажения зеркала или линзы лазерным пучком с одной кривизной волнового фронта, обратить его волновой фронт, а затем с помощью вспомогательной оптической системы изменить кривизну его волнового фронта и повторно «считать» искажения, то в принципе можно – в той или иной степени – скомпенсировать их влияние.

В начале 80-х годов в СССР и США независимо были предложены две схемы, по-разному реализующие эту идею. Наиболее изящна схема [30, 31] (рис.4), в которой используется ГЗ с нанесенной на его поверхность концентрической дифракционной структурой (ГОЭ). В режиме формирования направленного лазерного пучка такая система работает следующим образом. На входе телескопа с помощью вспомогательной оптики формируется точечный источник когерентного излучения. На длине волны лазерного излучения действие ГОЭ подобно действию вогнутого зеркала с иной, нежели у зеркала-подложки, кривизной. ГОЭ строит действительное изображение точечного источника в фокусе ГЗ. Затем с по-

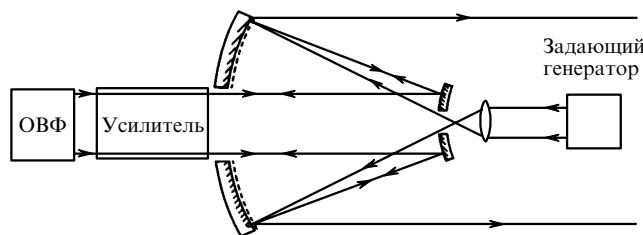


Рис.4. Система формирования направленного лазерного пучка с динамической компенсацией искажений ГЗ формирующего телескопа, основанная на применении дифракционной структуры на поверхности ГЗ [30, 31].

мощью вспомогательной оптики излучение направляется в тракт ОВФ-зеркала, который может, в частности, содержать лазерный усилитель\*. После процедуры ОВФ излучение снова проходит сквозь усилитель (с компенсацией внесенных им искажений), возвращается на ГЗ и на этот раз отражается от него в нулевой порядок дифракции. Таким образом, вся система в целом строит изображение исходного точечного источника на бесконечности. В обратном ходе лучей с помощью такой системы можно строить изображение удаленного объекта (разумеется, с подсветкой когерентным излучением).

При наличии деформаций поверхности ГЗ искажения, вносимые ими в волновые фронты световых пучков, продифрагировавших в нулевой и другие порядки, примерно одинаковы, и потому в обратном ходе лучей влияние этих искажений компенсируется. Это подтверждается результатами ряда теоретических и экспериментальных работ [31 – 33], к которым мы еще вернемся. Заметим, что в такой системе компенсируются искажения, вносимые всеми элементами оптического тракта, кроме системы формирования точечного источника света. Система является компактной, т.к. ее физическая длина примерно равна фокусному расстоянию ГЗ и, таким образом, практически не отличается от физической длины телескопа классической компоновки.

Описанная выше система не лишена и недостатков, характерных для систем с использованием ГОЭ [5]. Это, во-первых, неизбежные потери энергии при дифракции и при зеркальном отражении от ГЗ и, во-вторых, сильный хроматизм ГОЭ, который затрудняет использование системы на нескольких длинах волн. Но основным препятствием, не позволяющим пока реализовать данный подход в реальных телескопах, является ограниченность доступных технологий создания крупногабаритных ГОЭ. На сегодняшний день ни одна из таких технологий (прямая голографическая запись, фотолитография, алмазное точение) не позволяет наносить дифракционные структуры требуемого типа на поверхность подложки диаметром более нескольких десятков сантиметров, не говоря уже о требуемых нескольких метрах.

Использование сегментированного зеркала также не решает проблемы, поскольку в описанной схеме компенсируются только искажения, связанные с погрешностями собственно отражающей поверхности зеркала, но при этом требуется «состыковать» отдельные сегменты дифракционной структуры в единую пространственную сис-

\*Отметим, что для этой и рассматриваемых далее систем собственно физическая сущность конкретного устройства ОВФ не важна. Предполагается, что это устройство обеспечивает идеально точное сопряжение волновых фронтов и рассматривается поэтому лишь как некий оптический элемент в ряду прочих элементов (зеркала, линзы и т.п.).

тому, причем погрешности стыковки никак не компенсируются. Попытка реализовать такой подход была принята в работе [32]; как и следовало ожидать, она показала, что эта стыковка возможна, но ее осуществление требует применения примерно таких же методов линейной адаптивной оптики (а значит, и таких же затрат усилий и времени), как и простая фазировка сегментов ГЗ.

В работе [33] было предложено решить проблему создания крупногабаритного ГЗ с ГОЭ на поверхности с помощью динамического ГОЭ, записываемого в специальном нелинейно-оптическом слое на поверхности ГЗ излучением вспомогательного лазера. В качестве такого слоя может использоваться, например, слой полупроводника. Излучением коротковолнового лазера в нем можно создать рельеф носителей заряда, который модулирует коэффициент отражения слоя для более длинноволнового излучения. Такой способ открывает возможность создания систем рассматриваемого класса с сегментированным ГЗ; тем не менее и этот подход пока весьма далек от практического применения из-за технологических трудностей создания однородных слоев, необходимости применения достаточно мощного вспомогательного лазера и невысокой дифракционной эффективности динамического ГОЭ.

Таким образом, несмотря на изящество схемы с ГОЭ на ГЗ, на сегодняшний день динамическая компенсация в основном может быть получена в альтернативной схеме, лишенной изящества и компактности описанных выше схем, но основанной на применении обычного ГЗ. В системе с ГОЭ на ГЗ компенсация достигается за счет того, что в обратном ходе лучей ранее полученные дефекты волнового фронта (с обратным знаком, т. е. как бы «вывернутые наизнанку») возвращаются на породившие их дефекты ГЗ. При этом на участках от ГЗ до ОВФ-зеркала и обратно излучение распространяется взаимным образом. Невзаимность же достигается за счет того, что само ГЗ представляет собой светоделитель. Сходный эффект можно получить и путем применения схемы, в которой на участках от ГЗ до ОВФ-зеркала и обратно излучение идет по разным путям, а возврат дефектов волнового фронта в места, где они возникли, обеспечивается с помощью вспомогательной проецирующей оптики.

На рис. 5 показана принципиальная схема системы подобного рода, известной как невзаимный телескоп или телескоп «с обводкой» (bypass) [34–37]. Такая система содержит корректируемый объектив, ОВФ-зеркало со светоделителем на входе и две вспомогательные проецирующие системы, которые в простейшем случае представляют собой два проекционных объектива. Оба они строят изображение зрачка корректируемого объектива в одном и том же масштабе в плоскостях 3 и 4, расположенных на одном и том же расстоянии от ОВФ-зеркала.

В режиме формирования изображения удаленного точечного источника А когерентного излучения система работает следующим образом. Корректируемый объектив строит искаженное изображение точки А в плоскости, проходящей через точку В перпендикулярно оптической оси системы. Излучение перехватывается первым вспомогательным объективом и направляется в устройство ОВФ. После ОВФ светоделитель направляет излучение по другому световому пути, через другой вспомогательный объектив. При этом в плоскости точки В' восстанавливается искаженное изображение исходного точечного объекта, а в плоскости 4 – изображение зрачка

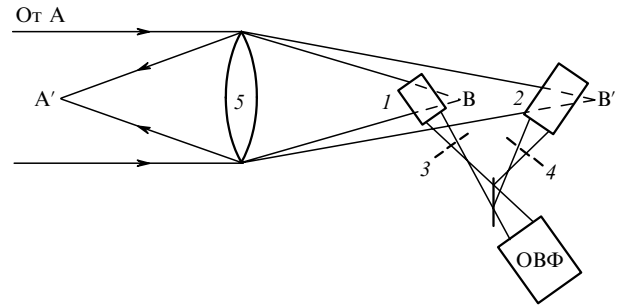


Рис. 5. Динамическая компенсация искажений в схеме «с обводкой» [34–37]. Вспомогательные оптические системы 1 и 2 строят изображение зрачка корректируемого объектива 5 в плоскостях 3 и 4, оптически сопряженных по отношению к ОВФ-зеркалу.

компенсируемого объектива, построенное первым вспомогательным объективом в плоскости 3. Плоскость 4 совпадает с плоскостью, где такое же изображение строит второй вспомогательный объектив. В обратном ходе лучей после прохождения через второй вспомогательный объектив в плоскости зрачка компенсируемого объектива восстанавливается его же изображение в масштабе 1:1 (так называемое условие самопроецирования [34, 36, 37]). Иными словами, как и в схеме с ГОЭ на ГЗ, искажения волнового фронта возвращаются (опять же «вывернутыми наизнанку») на дефекты компенсируемого объектива, приведшие к возникновению этих искажений. После второго прохода через этот объектив искажения компенсируются, и в плоскости точки А' восстанавливается исправленное изображение исходного точечного источника.

Воспроизведение изображения зрачка объектива или ГЗ на нем самом можно осуществить с использованием вспомогательных объективов как с положительной, так и с отрицательной оптической силой. Объективы с положительной оптической силой удобно применять для формирования изображения удаленного объекта с лазерной подсветкой. При формировании направленного пучка достаточно интенсивного лазерного излучения более целесообразно использовать схему с отрицательными вспомогательными объективами, лишенную внутренних точек фокусировки; в этом случае для выполнения условия «самопроецирования» пространственно совмещаются мнимые изображения зрачка ГЗ.

Вспомогательные оптические системы могут иметь и более сложное устройство, нежели просто проецирующий объектив. Например, в [38, 39] была предложена схема лазерного коллиматора, в которой все элементы невзаимного телескопа расположены на одной оси, причем роль светоделителя и единственного элемента второй вспомогательной проецирующей системы играет полупрозрачное зеркало, нанесенное на выпуклую поверхность последней линзы первой вспомогательной проецирующей системы. Такая осесимметричная система компактнее и удобнее с точки зрения юстировки, чем системы, в которых роль светоделителя играет плоское зеркало. В то же время плоский светоделитель может представлять собой поляризационное зеркало, а процедуру ОВФ можно производить с поворотом плоскости поляризации. Это позволяет исключить в системе потери световой энергии, неизбежные при использовании обычных интерференционных или дифракционных ответвителей.

Заметим, что по сравнению с системой с ГОЭ на ГЗ система «с обводкой», помимо несколько худших ком-

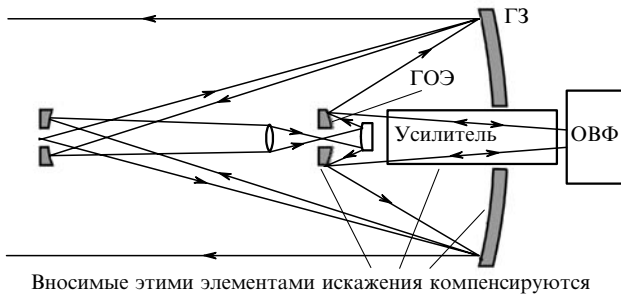


Рис.6. Схема телескопической системы ТЕНОКОМ с ОВФ-компенсацией искажений, вносимых всеми элементами выходного тракта.

пенсационных возможностей (см. ниже) и вдвое большей длины (определяемой уже не фокусным расстоянием ГЗ, а его радиусом кривизны), имеет еще один принципиальный недостаток. Если в системе с ГОЭ на ГЗ корректируются искажения всех ее оптических элементов, кроме системы формирования точечного источника когерентного излучения, то в системе «с обводкой» это не так, поскольку высокие требования предъявляются и к обоим вспомогательным оптическим системам, а коррекция распространяется только на само ГЗ и элементы, расположенные между светоделителем и ОВФ-зеркалом. В то же время хорошо известно, что излучение достаточно высокой мощности может вызывать деформации оптических элементов. Это означает, что система «с обводкой» уступает системе с ГОЭ по возможностям формирования направленных пучков лазерного излучения с высокой средней мощностью.

Данную проблему удалось решить в гибридной системе, объединяющей оба подхода к коррекции искажений [40]. Можно построить телескоп, в котором для коррекции искажений, вносимых погрешностями ГЗ, применен принцип «обводки», а для коррекции искажений, вносимых единственным термонагруженным элементом малого диаметра, – принцип систем с ГОЭ. На рис.6 показана принципиальная схема такого гибридного телескопа, известного также под названием ТЕНОКОМ (телескоп с нелинейно-оптической компенсацией).

В этой схеме в качестве светоделителя использовалось выпуклое зеркало с нанесенным на его поверхность ГОЭ, эквивалентным на длине волны лазерного излучения вогнутому зеркалу. На входе системы находится сравнительно маломощный точечный источник когерентного излучения. Вогнутое зеркало, линза, малое выпуклое зеркало и ГОЭ образуют первую вспомогательную оптическую систему, формирующую мнимое изображение зрачка ГЗ в той же плоскости (и в том же масштабе), что и система выпуклое зеркало – подложка ГОЭ. Продифрагировавшее на ГОЭ излучение направляется в тракт ОВФ-зеркала, содержащий еще и компенсируемый усилитель мощности. Если дифракционная эффективность ГОЭ невелика, то большая часть усиленного излучения с ОВФ зеркально отражается от зеркала-подложки ГОЭ, повторно отражается от ГЗ и уходит в точку фокусировки.

Нетрудно видеть, что в такой системе за счет применения ОВФ компенсируются искажения, вносимые всеми элементами тракта усилителя мощности, погрешностями ГЗ (за счет восстановления его изображения на нем самом в обратном ходе лучей, как и в любой другой схеме «с обводкой») и деформациями единственного элемента второй вспомогательной проецирующей системы

– выпуклого зеркала с ГОЭ на его поверхности, которое при правильном подборе дифракционной эффективности ГОЭ является и единственным термонагруженным элементом малого диаметра.

Как уже говорилось, в отличие от схем со взаимным ходом лучей, в невзаимном случае искажения, вносимые в прямом и обратном ходе лучей, примерно одинаковы, но не идентичны, что приводит к определенной остаточной недокомпенсации. Анализ компенсационных возможностей систем «с обводкой» был проведен в работах [36, 37], а в работе [41] проанализированы вытекающие из него особенности абберационного расчета таких телескопов. Основные результаты этого анализа сводятся к следующему.

Прежде всего, можно математически строго показать [36, 37], что в параксиальном приближении, понимаемом как допустимость аппроксимации сферы параболой, в системах рассматриваемого типа искажения, вносимые погрешностями объектива, компенсируются полностью.

Вне параксиальной области всем рассматриваемым типам телескопов присущи принципиально неустранимые остаточные искажения. Происхождение их очевидно. Известно, что при отражении плоской волны от неровной зеркальной поверхности ее неровности  $\varphi(x, y)$  воспроизводятся в волновом фронте отраженной волны как  $2\varphi(x, y) \cos \alpha$ , где  $\alpha$  – угол падения на зеркало. В системе «с обводкой», работающей в режиме изображения удаленного объекта, пучок излучения сначала приходит на ГЗ из бесконечности, а затем – из центра кривизны. В режиме формирования лазерных пучков ход лучей является обратным. Соответственно, в любом случае при двух отражениях от ГЗ искажения его поверхности воспроизводятся в форме волнового фронта с некоторыми различиями.

В результате искажения волнового фронта полностью не компенсируются, а лишь существенно снижаются. Это снижение (коэффициент или степень компенсации  $\xi$ ) обратно пропорционально квадрату угла падения излучения на зеркало. Для типичного в телескопах отношения диаметра ГЗ к его радиусу кривизны 1:6–1:8 такое снижение на краю зеркала составляет несколько тысяч раз [36, 37, 41], а для светосильных систем, в которых это отношение равно 1:3–1:4, – сотни раз [41].

Недокомпенсация в системе с ГОЭ на ГЗ описывается соотношениями, сходными с соотношениями в случае системы «с обводкой» и имеет тот же порядок. Впрочем, в системе «с обводкой» существует еще один фактор, приводящий к дополнительному ухудшению точности компенсации искажений. Если в системе с ГОЭ искажения волнового фронта пучка излучения с ОВФ автоматически попадают на породившие их дефекты ГЗ, то в системе «с обводкой» такое совмещение обеспечивается вспомогательными проецирующими системами. Абберации этих вспомогательных систем, погрешности их изготовления и юстировки не позволяют обеспечить идеальное выполнение условия «самопроецирования». Это приводит к тому, что один и тот же луч отражается от ГЗ до и после ОВФ в двух близких, но разных точках. Это дополнительно снижает компенсационные возможности системы (в 5–10 раз, как показала практика расчета и моделирования реальных систем) и появляется зависимость  $\xi$  от поперечного масштаба деформаций ГЗ: мелкомасштабные искажения компенсируются хуже крупномасштабных [36, 37, 41].

Тем не менее, несмотря на все вышеизложенное, как показала практика численного и экспериментального моделирования телескопов с ОВФ-компенсацией, в большинстве случаев максимально допустимые отклонения реальной поверхности ГЗ от расчетной ограничиваются не столько параметром  $\xi$ , сколько чисто техническими причинами, такими как виньетирование излучения на элементах телескопа, ограниченное поле зрения устройства ОВФ или предшествующего ему оптического тракта и т. п.

Все приведенные соображения о компенсационных возможностях справедливы не только для изображения точки на оси системы, но и для внеосевых точек. Если угловое поле зрения системы много меньше ее апертурного угла (а это распространенная в оптических телескопах ситуация) и если для внеосевого пучка выполнено условие «самопроецирования» ГЗ, то и компенсационные возможности системы для такого внеосевого пучка будут теми же, что и для осевого. Таким образом, поле зрения телескопа с ОВФ-компенсацией определяется теми же факторами, что и в обычном телескопе, т. е. возможностью устранения полевых aberrаций.

Вопрос об особенностях aberrационного расчета (aberrационной оптимизации) телескопов «с обводкой» был подробно рассмотрен в работе [41]. Расчет производился в предположении некоторой заданной формы ГЗ без учета ее искажений. В процессе оптимизации системы добиваются не только выполнения обычного требования построения высококачественного изображения объектной плоскости в заданном поле зрения, но и выполнения условия «самопроецирования» ГЗ на самого себя. Такая aberrационная оптимизация может быть выполнена с помощью существующих программных средств, обеспечивающих моделирование голограммных оптических элементов (устройство ОВФ также может рассматриваться как голограмма).

В процессе aberrационной оптимизации таких телескопов следует учесть некоторые их особенности. В обычных оптических телескопах большую роль играет правильный выбор формы асферической поверхности ГЗ. Ее сочетание с формой вторичного зеркала позволяет эффективно скорректировать и сферическую aberrацию, и полевые aberrации. К сожалению, в телескопах «с обводкой» это невозможно. Как было показано в [36, 37], таким системам свойственна специфическая сферическая aberrация, которая зависит не столько от точной формы асферического ГЗ, сколько от геометрии системы в целом. Ее происхождение достаточно очевидно.

Допустим, что мы используем в качестве ГЗ сферическое зеркало. В этом случае оно работает без сферической aberrации при изображении самой на себя точки в центре его кривизны. При изображении же тем же зеркалом фокальной точки на бесконечности возникает сферическая aberrация, определяемая отличием сферы от параболы. Если же, наоборот, использовать в системе параболическое ГЗ, то оно будет работать без aberrаций при изображении фокальной точки на бесконечности, но при изображении им центра кривизны ГЗ возникнет та же сферическая aberrация, определяемая отличием сферы от параболы. Нетрудно убедиться, что в обоих случаях, равно как и при использовании гиперболического или эллиптического ГЗ, основная составляющая сферической aberrации при работе всей системы в целом будет неизменна. Следовательно, в большинстве случаев при создании те-

лескопов «с обводкой» наиболее целесообразно использовать обычные сферические зеркала.

Для коррекции сферической aberrации в таких системах необходимо учесть ее при разработке вторичной (окулярной) оптики. Это вполне возможно, хотя и накладывает ограничения на увеличение телескопа. Как показали практические расчеты [41], вполне возможно скорректировать сферическую aberrацию в телескопах с увеличением (т. е. отношением световых диаметров ГЗ и окуляра)  $10^{\times}$  и более, что также вполне соответствует стандартным параметрам оптических телескопов.

За последнее десятилетие было разработано, оптимизировано и промоделировано несколько телескопов «с обводкой». Некоторые из них были реализованы в экспериментах (см. ниже), результаты которых подтвердили теоретические оценки и результаты численного моделирования.

В работе [41] подробно промоделирована наиболее светосильная из разработанных невзаимных систем – телескоп типа ТЕНОКОМ с диаметром ГЗ, равным 1000 мм, и физической длиной 3 м, определяемой радиусом кривизны этого ГЗ (т. е. числовая апертура ГЗ  $D:F = 1:1.5$ ). Система была предназначена для работы в составе космического лидара глобального мониторинга на основе  $\text{CO}_2$ -лазера. Результаты численного моделирования этого телескопа показали, что для локальной погрешности степень компенсации составила 10–20 раз. Как и в менее светосильных системах, в данном телескопе для глобальных погрешностей типа торичности (астигматизма) или погрешности в кривизне ГЗ степень компенсации еще выше. В частности, такой телескоп дает практически дифракционное качество формируемого пучка при весьма существенной торичности (астигматизме) поверхности ГЗ  $\delta R_x = -\delta R_y = 10^{-3} R$ .

## 2. Экспериментальные исследования телескопических систем с ОВФ-коррекцией искажений

Экспериментальные исследования телескопических систем с ОВФ-коррекцией искажений начались в середине 80-х годов, хотя публикации по этой тематике стали появляться значительно позже [36, 37, 42, 43]. Первые эксперименты с невзаимными оптическими системами проводились при использовании сравнительно малосветосильных линзовых объективов [43]. Первая и вторая вспомогательные оптические системы в этих экспериментах имели один общий (обычно линзовый) элемент. Такая схема коррекции в принципе не может быть сделана светосильной при большом диаметре главного элемента и небольшой апертуре вспомогательных оптических элементов. Тем не менее в экспериментах с системами подобного типа можно было проверить правильность некоторых идей компенсации искажений в невзаимных системах. В первых экспериментах [36, 37, 43] искажения моделировались неоднородными фазовыми пластинками различного типа, а в качестве объектов использовались простейшие штриховые объекты пропускающего типа.

В эксперименте [43] исследовалась система формирования высококачественных пучков излучения ( $\lambda = 1.06$  мкм) с фокусировкой на конечном расстоянии (50 м) при использовании сферического ГЗ диаметром 500 мм со светосилой 1:11. Система работала в режиме формирования мощных моноимпульсов с энергией до 10 Дж на

выходе; использовалось ОВФ при ВРМБ в различных средах. Для того чтобы избежать значительной взаимной экранировки вспомогательных элементов, эксперимент проводился во внеосевой геометрии. Расходимость излучения на выходе системы была близка к дифракционной.

После формулировки и обоснования основных принципов построения невзаимных оптических систем с независимыми вспомогательными системами (см. разд.1), позволяющими создавать компактные телескопические системы с компенсацией искажений, начались эксперименты по исследованию подобных систем [36, 37, 42, 44].

В эксперименте [36] корректировались искажения линзового объектива с диаметром 300 мм и фокусным расстоянием 2000 мм. Он имел значительные искажения, приводившие к размыванию нескорректированного изображения точечного объекта в несколько десятков дифракционных углов. В эксперименте в импульсном режиме ( $\lambda = 0.53$  мкм) строились изображения сложных пропускающих объектов, представляющих собой группы из десятков мир. Для того чтобы обеспечить ОВФ высокого качества при большой расходимости излучения, в этих экспериментах использовалась четырехволновая система ОВФ на основе гиперзвука [45]. Была продемонстрирована возможность получения скорректированных изображений сложных объектов в поле зрения порядка  $1000\theta_d$ , где  $\theta_d = 2.44\lambda/D$ .

Теоретические исследования предельных возможностей компенсации искажений различного типа, и в частности поршневых искажений, а также прямое численное моделирование показали возможность получения значительных коэффициентов компенсации искажений в зеркальных телескопических системах даже при их большой светосиле. В эксперименте [42, 44] (рис.7) исследовалось качество формирования изображений системой на основе составного ГЗ с диаметром 300 мм и фокусным расстоянием 1200 мм. Изображаемыми объектами являлись девять ( $3 \times 3$ ) точечных источников когерентного излучения, имитируемые линзовым растром 4, через который пропусклась плоская волна второй гармоники моноимпульсного Nd:YAP-лазера ( $\lambda = 0.54$  мкм). Изображаемый тест-объект располагался на расстоянии 16.5 м от компенсируемого ГЗ телескопа и занимал все расчетное поле зрения с угловой шириной  $2'$ .

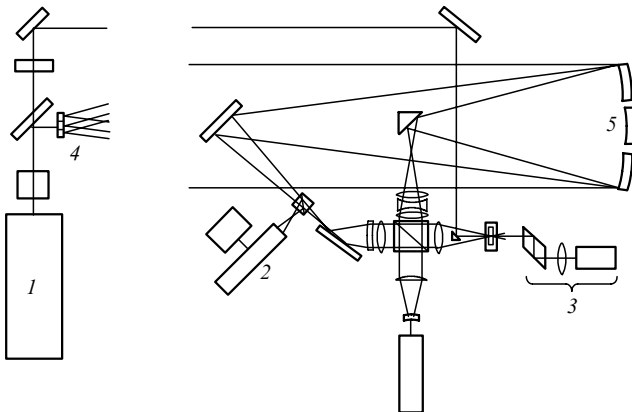


Рис.7. Схема экспериментальной установки [42, 44]: 1 – лазер подсветки (2-я гармоника моноимпульсного Nd:YAP-лазера); 2 – система регистрации исправленного изображения; 3 – подсистема ОВФ (гиперзвуковое четырехволновое зеркало); 4 – линзовый растр; 5 – корректируемое сегментированное ГЗ.

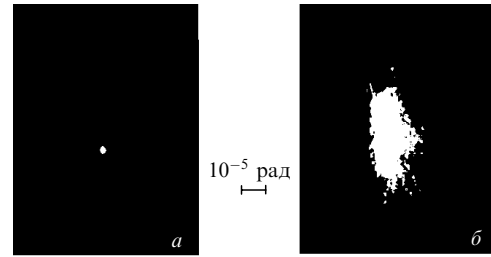


Рис.8. Изображение точечного источника в эксперименте [42, 44], построенное системой с компенсацией искажений (а) и обычным телескопом (излучение юстировочного лазера) (б) при одном и том же ГЗ.

В системе использовались специальные ахроматизированные двух- и трехлинзовые вспомогательные объективы. Вся система была ахроматизирована в диапазоне  $530 \pm 30$  нм и работала в импульсном режиме с малой частотой повторения. ОВФ слабого излучения, приходящего от объекта, осуществлялось, как и в описанном выше эксперименте с линзовым объективом [36], при четырехволновом гиперзвуковом взаимодействии.

На рис.8 показано полученное в данном эксперименте изображение одного из девяти точечных объектов, который был расположен в центре поля зрения системы, сформированное при работе системы в режиме компенсации искажений ГЗ (рис.8,а). Для сравнения в том же угловом масштабе дано изображение точечного объекта, создаваемое без компенсации ГЗ (рис.8,б). Поскольку все зеркальные сегменты имели качество, далекое от дифракционного, то без компенсации изображение представляло собой спеклованное пятно с угловым размером  $\sim (10 - 20)\theta_d$ . При таких условиях система в режиме компенсации формировала изображение почти дифракционного качества с расходимостью  $\sim (4 - 6) \cdot 10^{-6}$  рад. Высокое качество изображения системы сохранялось при угловых разбюстировках зеркала как целого или отдельных его сегментов относительно оси системы на  $\sim 30\theta_d$  и при погрешностях поршневого сдвига сегментов относительно друг друга  $\sim 10$  мкм.

В работе [35], выполненной в США, методом интерферометрии исследовалось качество коррекции малых искажений малосветосильного ( $D:F = 1:42$ ) сферического зеркала диаметром 150 мм, служившего ГЗ невзаимной телескопической системы с двумя независимыми однолинзовыми вспомогательными оптическими системами. Система работала в непрерывном режиме формирования плоской волны, источником излучения служил аргоновый лазер мощностью 1 Вт ( $\lambda = 0.514$  мкм). ОВФ осуществлялось в фоторефрактивном кристалле ВаTiO<sub>3</sub>. Параметры вспомогательных элементов системы были подобраны так, чтобы реализовалось необходимое для компенсации искажений условие «самопроецирования» ГЗ.

Благодаря малой светосиле системы искажения ГЗ могли моделироваться с помощью оптически-неоднородной тонкой стеклянной пластинки, устанавливаемой вплотную к зеркалу. В эксперименте сравнивалось качество излучения на выходе телескопа без коррекции и с коррекцией внесенных с помощью пластинки искажений. Без коррекции максимальные отклонения волнового фронта составляли  $1.3\lambda$  при среднеквадратичном отклонении  $\lambda/3$ . В телескопе с коррекцией искажений среднеквадратичные отклонения волнового фронта были равны  $\lambda/17$ .



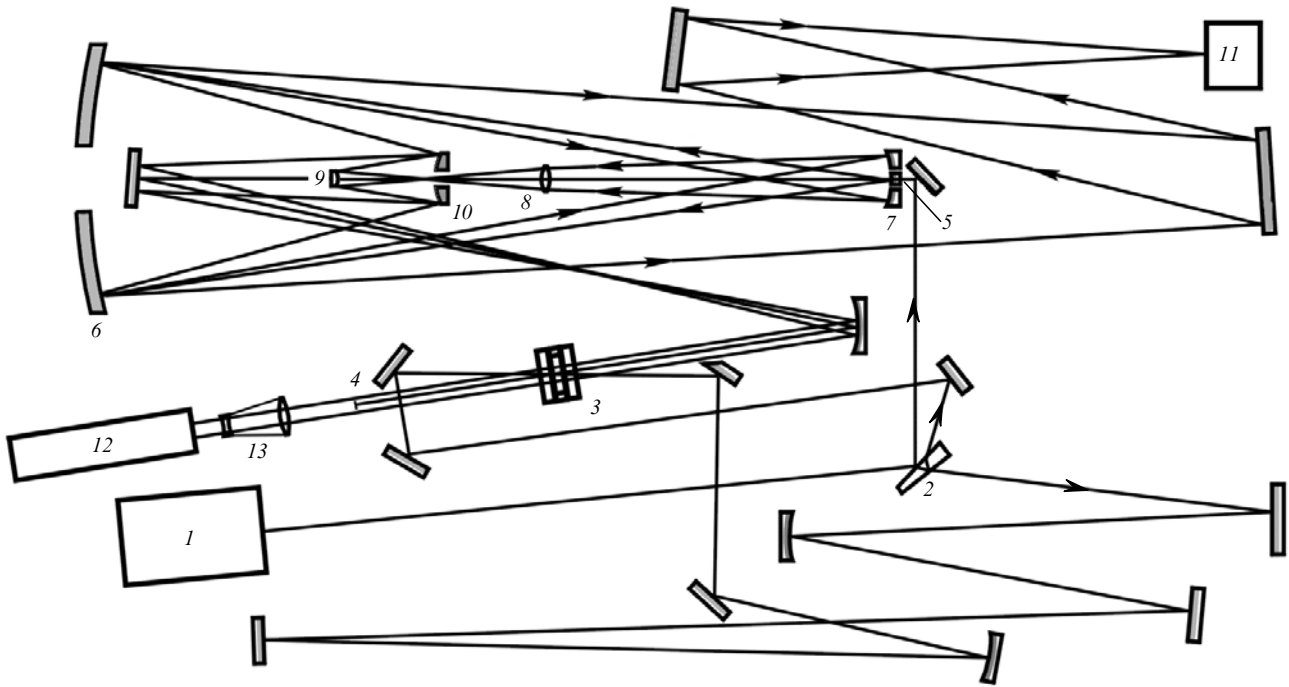


Рис.9. Схема экспериментальной установки [40, 47 – 50]:

1 – импульсный ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазер; 2 – светоделительный клин из  $\text{ZnSe}$ , формирующий сигнальную волну и две волны накачки четырехволнового ОВФ-зеркала (кювета с потоком газа  $\text{SF}_6$ ); 3 – ОВФ-зеркало; 4 – линза для формирования вспомогательного юстировочного пучка; 5 – отрицательная линза из  $\text{KCl}$ ; 6 – компенсированное ГЗ ( $D = 400$  мм,  $F = 2000$  мм, 6 сегментов); 7 – вогнутое зеркало; 8 – линза из  $\text{KCl}$ ; 9 – выпуклое зеркало; 10 – компенсируемый выпуклый контррефлектор с concentрической дифракционной структурой (коэффициент дифракции 8 %); 11 – система регистрации (фотокамера с искровой подсветкой или калориметр); 12 – юстировочный  $\text{He-Ne}$ -лазер; 13 – коллиматор.

В этом эксперименте на примере телескопа с малым относительным отверстием была продемонстрирована возможность достижения весьма высокого качества выходного оптического излучения при наличии небольших искажений ГЗ. На основе данного подхода, очевидно, можно строить оптические коллиматоры большой апертуры [39, 46].

Система ТЕНОКОМ была впервые экспериментально исследована при использовании импульсно-периодического ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера со сравнительно небольшой средней мощностью  $\sim 20$  Вт и частотой повторения импульсов  $\sim 10$  Гц [40, 47 – 50]. Схема эксперимента представлена на рис.9. Составное сферическое ГЗ с диаметром 400 мм и фокусным расстоянием 2000 мм имело шесть субапертур. Дифракционная структура на поверхности вторичного зеркала диаметром 60 мм была изготовлена методом фотолитографии и имела максимальную частоту штрихов на краю зеркала, равную 18 штр./мм. В эксперименте применялось ОВФ на основе вырожденного четырехволнового взаимодействия в поглощающей среде (газ  $\text{SF}_6$  [51]).

На рис.10 приведены полученные в этом эксперименте зависимости доли энергии излучения, идущего в телесный угол, от этого телесного угла (в единицах  $\theta_d$ , где  $\theta_d = 2.44\lambda/D$ ,  $D$  – диаметр соответствующего пучка) для исходного лазерного пучка с центральным экранированием, после обращения такого лазерного пучка в ОВФ-зеркале, использовавшемся в основном эксперименте, и на выходе из формирующей телескопической системы.

Расходимость пучка на входе в телескопическую систему была близка к дифракционной (при центральном экранировании 0.3 по диаметру максимальная доля энергии излучения, идущего в угол  $\theta_d$ , равна 65 %). Некоторое увеличение расходимости лазерного пучка после ОВФ объяснялось неидеальным качеством пучков накачки че-

тырехволнового ОВФ-зеркала. Из сопоставления кривых 2 и 3 (рис.10) видно, что в пучке, сформированном телескопической системой, угловое распределение энергии в центральном керне практически не отличалось от предельно возможного при данных экранировке и качестве ОВФ. Повышение доли энергии излучения, идущего в крылья, объяснялось дифракцией светового пучка на оптических и конструктивных элементах телескопической системы.

Качество формируемого пучка излучения не ухудшалось при относительных поршневых смещениях сегментов до  $150\lambda$  (т. е. вплоть до 1.5 мм) и при относительных наклонах сегментов на углы до  $25\lambda/D$ . Угол  $25\lambda/D$  определялся виньетированием светового пучка вспомогательной оптикой.

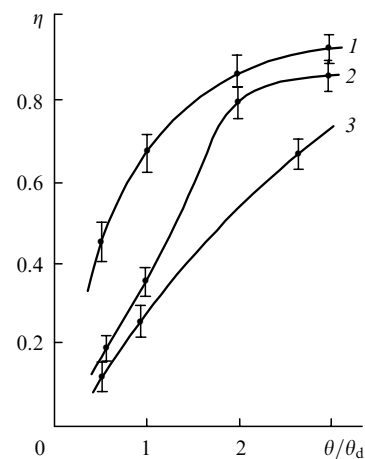


Рис.10. Зависимости доли  $\eta$  энергии излучения, идущего в телесный угол  $\theta$ , от  $\theta$  для исходного лазерного пучка с центральным экранированием 0.3 по диаметру до (1) и после (2) ОВФ, а также сигнального пучка на выходе из системы (3).



Рис.11. Изображение в дальней зоне излучения, формируемое только одним ГЗ системы ТЕНОКОМ без компенсации влияния взаимного наклона субапертур (а) и всей системой ТЕНОКОМ с использованием того же ГЗ (б; даны три изображения, зарегистрированные с разным ослаблением).

Позднее тот же телескоп исследовался при использовании частотно-импульсного CO<sub>2</sub>-лазера, работающего на частоте до 100 Гц, и системы ОВФ в активной среде CO<sub>2</sub>-лазера [52]. На рис.11 приведена диаграмма направленности излучения, отраженного ГЗ, без компенсации погрешностей юстировки ГЗ и при работе системы в режиме с компенсацией погрешностей угловых наклонов субапертур ГЗ. На рис.12,а представлены результаты работы системы на частоте 50 Гц при введении угловой вибрации ГЗ с частотой 12 Гц. На рис.12,б показана динамика диаграммы направленности нескомпенсированного ГЗ. Результаты данных экспериментов демонстрируют устойчивость работы системы по отношению к воздействиям на ГЗ. Степень влияния искажений, вносимых погрешностями вторичного зеркала, на работу системы в [40, 47–50, 52] не исследовалась.

Параллельно с исследованиями невзаимных систем велись и экспериментальные исследования телескопических систем с дифракционными структурами на ГЗ. В эксперименте [31] с ТЕА CO<sub>2</sub>-лазером использовалось ГЗ диаметром  $D = 150$  мм с радиусом кривизны 3 м. На это зеркало методом фотолитографии была нанесена дифракционная структура. При ОВФ излучения применялась та же методика, что и в случае невзаимных оптических систем, т. е. ОВФ при вырожденном четырехволновом взаимодействии в газе SF<sub>6</sub> [51]. Было показано, что описываемая система формирует практически дифракционно-ограниченный световой пучок со стабильной диаграммой направленности при поворотах ГЗ на углы до ~ 2 мрад, причем диапазон углов наклона был ограничен лишь виньетированием излучения в отверстии ГЗ. Перемещение исходного точечного источника по полю зрения системы приводило к наклону формируемого пучка без нарушения компенсации.

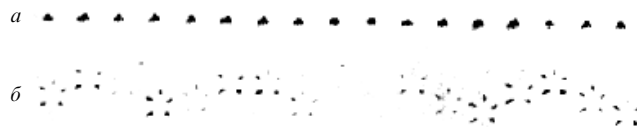


Рис.12. Изображение в дальней зоне излучения, формируемое импульсно-периодическим лазером, при работе всей системы ТЕНОКОМ (а) и при использовании только ГЗ без компенсации его искажений при воздействии на зеркало периодической вибрации (б).

В сходной геометрии, но на длине волны 1.06 мкм (Nd:YAG-лазер) был выполнен и эксперимент в работе [32]. На ГЗ с такими же параметрами, как и в предыдущем эксперименте, путем голографической записи была нанесена дифракционная структура. В этом эксперименте при наклонах ГЗ на углы до 0.15 мрад наблюдалась стабильная диаграмма направленности выходного излучения дифракционного качества. Подобные же результаты были получены и при использовании составного ГЗ, имеющего четыре субапертуры с поперечным размером 40 мм каждая. Эти эксперименты показали также, что для достижения дифракционной направленности выходного излучения при использовании составной апертуры необходима весьма точная юстировка поперечного положения субапертур ГЗ. Кроме того, в этих экспериментах впервые демонстрировалась работа телескопической системы совместно с усилителем энергии импульса, находящимся в компенсированном тракте телескопической системы.

Как уже было сказано в разд.1, возможное решение проблемы создания крупногабаритных зеркал с ГОЭ на поверхности заключается в том, чтобы применить в системе не стационарную дифракционную структуру, «впечатанную» в ГЗ, а динамическую голограмму, которая записывается на поверхности зеркала с помощью вспомогательного лазера и обновляется по мере необходимости (в соответствии с темпом возникающих искажений составного зеркала). Этот вариант был впервые предложен и экспериментально промоделирован в [33].

В работе [33] динамическая голограмма записывалась двумя волнами от вспомогательного лазерного источника в слое германия, нанесенного на поверхность медного зеркала. Под воздействием излучения Nd<sup>3+</sup>:YAG-лазера на длине волны 1.06 мкм в слое полупроводника генерировались свободные носители. В результате на поверхности зеркала формировалась динамическая голограмма с временем релаксации порядка 100 нс.

Оптическая схема эксперимента приведена на рис.13. Излучение ТЕА CO<sub>2</sub>-лазера использовалось для форми-

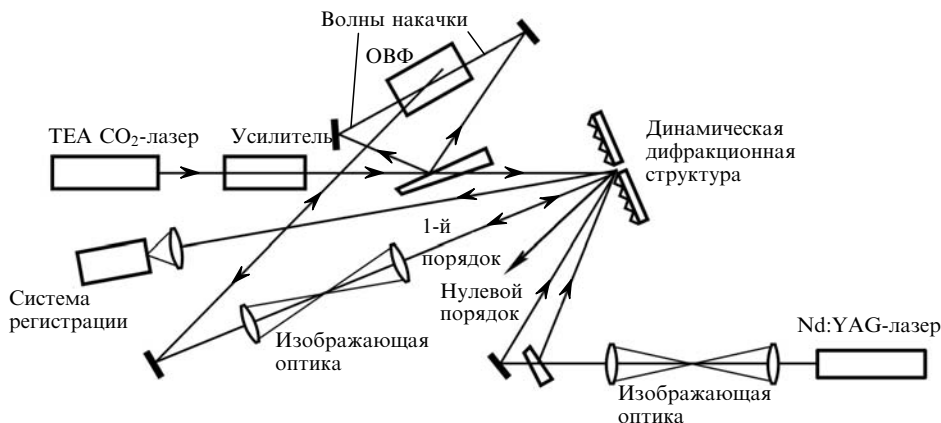


Рис.13. Принципиальная схема эксперимента [33].

рования пробной волны и двух сопряженных волн накачки ОВФ-кюветы с газом  $^{34}\text{SF}_6$  [51]. Пробное излучение с энергией 0.8 Дж и длительностью импульса  $\sim 1$  мкс падало на двухсегментное плоское зеркало. Динамическая решетка с пространственной частотой 5.8 штр./мм записывалась импульсным излучением  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера с длительностью импульса 0.5 мкс и плотностью энергии 50 мДж/см<sup>2</sup> в каждом из записывающих пучков. В этих условиях дифракционная эффективность решетки для пробной волны составляла около 1%. Продифрагировавшая пробная волна, которая несла информацию об искажениях составного зеркала, падала на ОВФ-кювету. Излучение с ОВФ распространялось во встречном направлении. Зеркально отраженное поверхность составного зеркала излучение со скорректированным волновым фронтом поступало в систему регистрации. В результате эксперимента была продемонстрирована возможность коррекции влияния взаимных наклонов сегментов на углы  $\pm 4.5$  мрад и поршневого сдвига до 2 мм.

### 3. Телескопические системы с динамической голографической коррекцией искажений ГЗ

Прогресс в создании телескопов с ОВФ-коррекцией позволил на новом витке развития лазерной техники вернуться к применению голографической коррекции искажений в наблюдательных телескопах, работающих в обычном (некогерентном) оптическом излучении, но теперь уже с применением методов динамической голографии. Были разработаны новые реверсивные среды для динамической голографии, такие как оптически адресуемые жидкокристаллические пространственные модуляторы света (ОА ЖК ПМС), фоторефрактивные кристаллы и др., позволившие уменьшить интервал между записью голограммы и ее восстановлением и, таким образом, осуществить коррекцию в динамическом режиме.

Работы по формированию изображений с динамической голографической коррекцией оптических искажений можно разделить на две группы. К первой относятся работы, в которых демонстрируется возможность использования различных нелинейных сред в качестве динамических корректоров, исследуются их временные и пространственные характеристики. Практически во всех этих работах применяются схемы однопроходной коррекции, в которых точечный источник сигнальной волны, участвующий в записи корректора, располагается в плоскости объекта. Во второй группе работ исследуются системы коррекции зеркальных объективов телескопических систем с точечным источником, расположенным вблизи центра кривизны корректируемой поверхности.

Рассмотрим сначала работы, относящиеся к первой группе. Среди всего многообразия голографических корректоров можно выделить плоские и объемные динамические голограммы. К достоинствам объемных голограмм (фоторефрактивные кристаллы, тепловые решетки и др.) можно отнести высокую дифракционную эффективность, которая для фазовых голограмм может, согласно теории, быть близка к 100%. Эксперименты по однопроходной коррекции с применением объемных голограмм проводились с различными нелинейными средами, в частности с фоторефрактивными кристаллами [53–55], с пленками бактериородопсина [56, 57] и с фторборосиликатным стеклом FBAG (fluorescein doped borosilicate glass) [58–60]. Однако спектральная и угловая

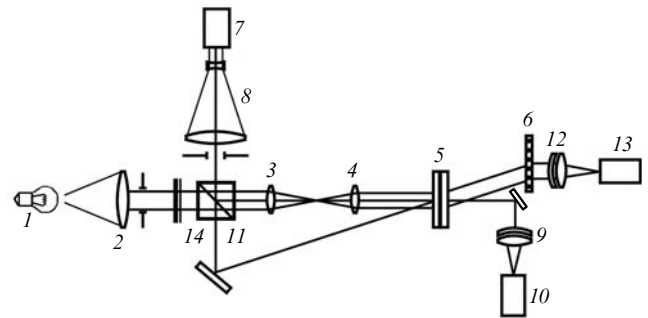


Рис.14. Схема экспериментальной установки [65, 66]:

1 – тест-объект; 2 – объектив; 3 – объектив компенсируемого телескопа; 4 – окуляр; 5 – голограмма-корректор; 6 – дифракционная решетка; 7 – лазер для записи голограммы-корректора; 8 – расширительный телескоп; 9, 10 – элементы системы регистрации нескорректированного изображения; 11 – светоделительный куб; 12, 13 – элементы системы регистрации скорректированного изображения; 14 – светофильтры.

селективность таких корректоров существенно ограничивает поле зрения системы и ширину рабочего спектрального диапазона.

В то же время корректоры, в которых формируются плоские голограммы, при меньшей дифракционной эффективности не имеют спектральных и угловых ограничений. Именно они представляются наиболее перспективными для реализации голографической коррекции в широком спектральном диапазоне. Из числа таких сред вне конкуренции находятся ОА ЖК ПМС [61, 62]. В данном элементе слои поликристаллического или аморфного фотопроводника и жидкого кристалла заключены между прозрачными электродами, к которым прикладывается напряжение. При освещении фотопроводника экспонирующим излучением его проводимость (полное сопротивление) в экспонированной области меняется, в результате чего происходит перераспределение питающего напряжения между слоями фотопроводника и жидкого кристалла. Это приводит к переориентации молекул жидкого кристалла, модуляции показателя преломления и, как следствие, к фазовой модуляции считывающего излучения в соответствии с распределением освещенности фотопроводника.

При толщине слоя жидкого кристалла несколько микрон и угле между записывающими пучками  $\sim 10^{-2}$  рад в модуляторе формируется фазовая структура со свойствами плоской голограммы, имеющая теоретический предел дифракционной эффективности 34% для синусоидальной решетки и около 40% – для решетки с прямоугольным профилем штриха. Экспериментальные дифракционные эффективности, достигнутые в импульсном режиме питания модулятора [63], близки к этим значениям [64].

В работах [65, 66] исследовались характеристики ОА ЖК ПМС, работающего в импульсном режиме записи, в схеме однопроходной коррекции оптических искажений. Схема эксперимента приведена на рис.14. Импульсное излучение второй гармоники  $\text{Nd}:\text{YAP}$ -лазера использовалось для записи в ОА ЖК ПМС голограммы искажений объектива линзового телескопа, формировавшего изображение стандартной штриховой миры, подсвеченной излучением лампы накаливания. Искажения объектива имитировались установленными перед ним травленными стеклянными пластинками. Применение вспомогательной дифракционной решетки для компенсации хро-

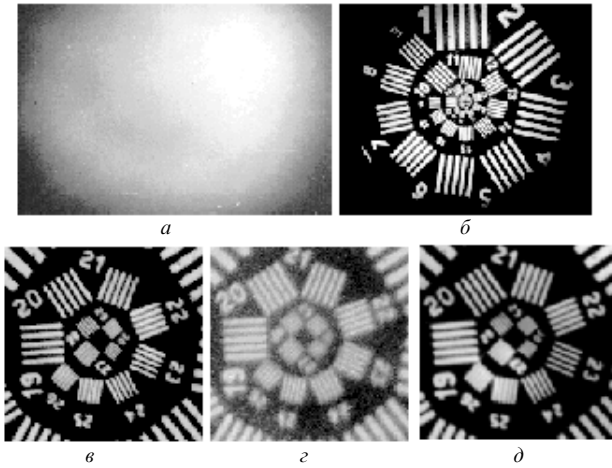


Рис.15. Изображение тест-объекта [65, 66] в нескорректированном телескопе при установке перед объективом травленной в плавиковой кислоте стеклянной пластинки (расходимость пучка  $6 \cdot 10^{-3}$  рад) (а), скорректированное изображение (б), центральные зоны скорректированного изображения, зарегистрированные в спектральных диапазонах  $0.53 \pm 0.04$  (в) и  $0.63 \pm 0.04$  мкм (г; видно некоторое ухудшение качества из-за сдвига частотного интервала относительно длины волны записи корректора), а также во всем видимом спектральном диапазоне (д).

матизма голографического корректора, записанного в ОА ЖК ПМС, позволило сформировать скорректированное изображение тест-объекта во всем видимом спектральном диапазоне. На рис.15 приведены искаженное и скорректированные изображения тест-объекта. Качество коррекции анализировалось по контрасту изображений штрихов миры. На рис.16 приведены измеренные частотно-контрастные характеристики оптической системы. Из рис.15 и 16 видно, что качество изображения в зеленой области спектра с полушириной 50 нм было близко к дифракционному.

В работе [67] продемонстрировано использование в схеме однопроходной голографической коррекции оптических искажений ОА ЖК ПМС с разделяющим зеркальным слоем (т.е. при оптическом разделении каналов записи голограммы и ее считывания). Запись голограммы

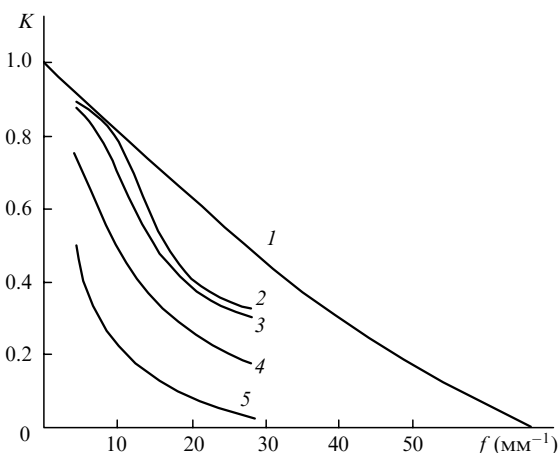


Рис.16. Частотно-контрастные характеристики системы при отсутствии искажений линзового объектива (1, 2) и при его мелкомасштабных искажениях (3–5):

1 – характеристика идеальной системы; 2 – характеристика оптической системы, использовавшейся в эксперименте; 3 – коррекция искажений объектива в зеленой области спектра; 4 – коррекция во всем видимом диапазоне; 5 – коррекция в красной области спектра.

осуществлялась на длине волны 543 нм, а считывание – на длине волны 633 нм. В эксперименте компенсировались как статические искажения, так и динамические, вызванные турбулентностью нагретого воздушного пространства. Характерное время отклика ОА ЖК ПМС в этом эксперименте составляло 5 мс. В более поздней работе [68] в аналогичном эксперименте была продемонстрирована возможность компенсации искажений турбулентного слоя с помощью ОА ЖК ПМС с ферроэлектрическим жидким кристаллом. Характерная частота изменения оптических неоднородностей при этом составляла 10 кГц.

Успехи в развитии техники голографической однопроходной коррекции сделали возможным реализацию в эксперименте и схемы с внутренним опорным источником.

В схемах статической голографической коррекции (см. Введение) запись голограммы осуществлялась во вспомогательном интерферометре. После соответствующей обработки корректор устанавливался в другую плоскость – плоскость изображения зрачка объектива окуляром телескопа. Использование в схеме дополнительных ретранслирующих элементов позволило пространственно объединить плоскость записи и плоскость восстановления голограммы. При этом оказалось, что принципиальные схемы телескопических систем с динамической голографической коррекцией искажений и схемы систем с ОВФ-коррекцией весьма схожи. Соответственно и основные выводы о компенсирующей способности, справедливые для телескопических систем с ОВФ, остаются справедливыми и для телескопических систем с голографической коррекцией. Подробнее этот вопрос обсуждался в работах [69, 70].

Единственное существенное различие этих двух систем обусловлено спектральными искажениями. Как уже говорилось, голографическая коррекция позволяет формировать изображения объектов не только на длине волны записи голограммы искажений, но и на других длинах волн, лежащих в некоем спектральном диапазоне. При этом из-за искажений волнового фронта, восстановленного излучением с длиной волны, отличной от длины волны записи голограммы, степень компенсации искажений объектива телескопа будет снижаться по мере удаления от длины волны записи. Возможности коррекции в таких телескопах обсуждались в статьях [69, 70]. Так, при записи корректора на длине волны  $\lambda_1 = 530$  нм и восстановлении изображения на длине волны  $\lambda_2$ , отстоящей от  $\lambda_1$  на  $\Delta\lambda = 25$  нм искажения могут быть снижены не более чем в  $\lambda_1/\Delta\lambda \approx 20$  раз.

Известно несколько экспериментальных работ, в которых была реализована динамическая голографическая коррекция искажений. В первых экспериментах использовались модельные монохроматические изображаемые объекты и объемные голографические среды.

По-видимому, впервые динамическая голографическая коррекция была осуществлена в работе [52]. В этом эксперименте использовался модифицированный телескоп с дифракционной структурой на вторичном зеркале, ранее применявшийся в экспериментах по реализации схемы ТЕНОКОМ [40, 47–50] (см. выше) с составным шестисегментным ГЗ с диаметром 400 мм и фокусным расстоянием 2000 мм. В качестве корректора использовалась объемная тепловая решетка, записываемая в  $\text{SF}_6$  на длине волны 10.6 мкм (рис.17). Телескоп формировал

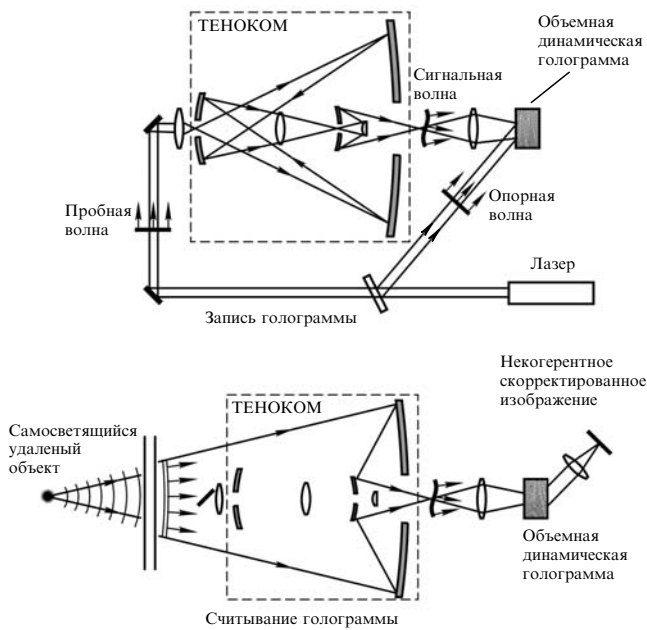


Рис.17. Принципиальная схема эксперимента [52].

изображение точечного источника, подсвеченного излучением вспомогательного, некогерентного с записывающим лазером, излучающего на той же длине волны. В эксперименте для демонстрации компенсирующей способности системы отдельные сегменты ГЗ наклонялись относительно оси телескопа в радиальном направлении на углы  $\sim 0.12$  мрад. В результате нескорректированное изображение точечного источника состояло из шести пятен (излучение, прошедшее через голограмму в нулевом порядке дифракции), в то время как в первом порядке дифракции наблюдалось скорректированное изображение точечного источника с качеством, близким к дифракционному.

В серии экспериментов [70,71] в качестве объемных пропускающих голографических корректоров применялись фоторефрактивные кристаллы  $\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (SBN) и  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO). В эксперименте с зеркальным объективом диаметром 25 мм при записи голограммы на длине волны  $\text{Ar}^+$ -лазера  $\lambda = 514$  нм строилось изображение точечного источника на нескольких длинах волн с суммарной шириной спектра 40 нм. Для компенсации хроматизма голограммы использовалась отражающая дифракционная решетка.

В эксперименте с составным объективом диаметром 150 мм строилось изображение точечного источника, подсвеченного излучением He – Ne-лазера ( $\lambda = 633$  нм). При этом разность длин волн записи и восстановления голограммы  $\Delta\lambda$  составила 120 нм. При формировании изображения стандартной штриховой миры, подсвеченной излучением лампы накаливания, использовался цельный зеркальный объектив диаметром 150 мм. Его искажения моделировались неоднородной стеклянной пластинкой, устанавливаемой вплотную к объективу. Система фильтров выделяла из всего спектра излучения лампы видимый диапазон шириной 350 нм. Скорректированное изображение тест-объекта оказалось ограниченным и спектрально-окрашенным из-за селективности объемной голограммы. Каждой точке объекта соответствовал свой угол падения излучения на голограмму. При этом дифракционная эффективность при каждом

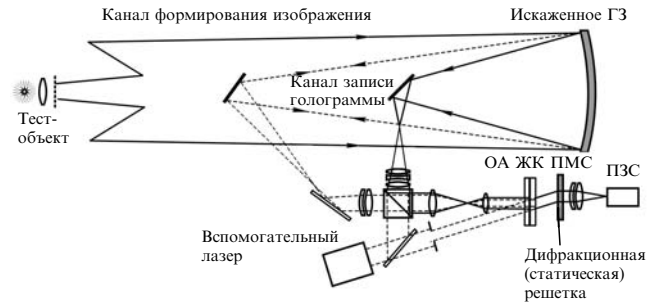


Рис.18. Принципиальная схема телескопической системы с голографической коррекцией искажений [72, 73].

угле падения была максимальна для определенной спектральной компоненты, удовлетворявшей условию Брэгга.

Использованию ОА ЖК ПМС в качестве голографических динамических корректоров в телескопах с внутренним опорным источником посвящены работы [72–75]. В [74] осуществлялась коррекция 150-миллиметрового мембранного зеркала с относительным отверстием 1:6. Качество коррекции оценивалось по изображению бесконечно удаленного точечного источника на длине волны записи голограммы (излучение He – Ne-лазера,  $\lambda = 543$  нм). В качестве голографического корректора применялся модулятор с разделяющим зеркальным слоем и ферроэлектрическим жидким кристаллом, работающий с частотой 300 Гц. При исходных искажениях объектива  $\sim 200\lambda$  размер скорректированного изображения точечного источника в 1.6 раза превышал размер дифракционно-ограниченного пятна.

В работах [72, 73] исследовалась светосильная телескопическая система, формировавшая изображение штриховой миры в спектральном диапазоне шириной 50 нм с центром, совпадавшим с длиной волны записи голограммы ( $\lambda = 540$  нм). В этих исследованиях применялся модифицированный телескоп [42, 44], первоначально предназначенный для формирования изображений с ОВФ-компенсацией при когерентной подсветке удаленного объекта. В работе [69] были проанализированы необходимые изменения, вносимые в конструкцию телескопа, и проведено численное моделирование модифицированной схемы.

Принципиальная схема эксперимента [72, 73] приведена на рис.18. Хроматизм корректора компенсировался с помощью пропускающей дифракционной решетки с пространственной частотой  $\sim 100$  штр./мм, соответствовавшей несущей частоте голографического корректора. В качестве объектива телескопа использовалось тонкое зеркало с диаметром 300 мм и относительным отверстием 1:4. Отклонения формы поверхности зеркала от сферической составляли  $\sim 2$  мкм. На рис.19 даны изображе-

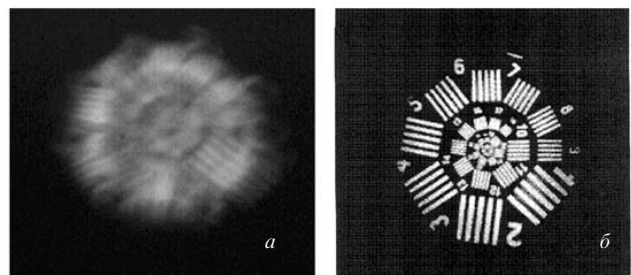


Рис.19. Изображение штриховой миры без коррекции (а) и ее скорректированное изображение (б) [72, 73].

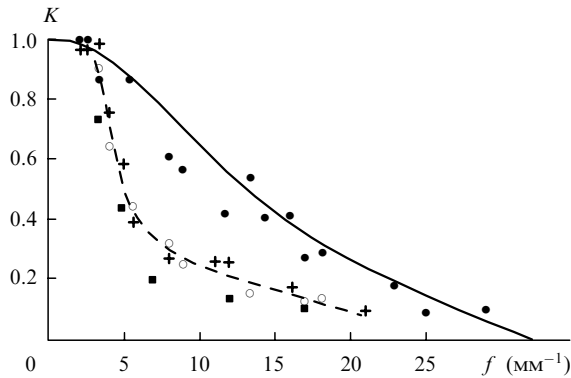


Рис.20. Частотно-контрастные характеристики телескопической системы [72, 73]: входного тракта системы с ГЗ высокого оптического качества (●), идеальной системы (сплошная линия), системы с компенсацией искажений при использовании высококачественного ГЗ (○), системы с деформированным ГЗ (+) и системы со спектральным сдвигом подсветки объекта (■).

ния штриховой миры без коррекции и ее скорректированное изображение. На рис.20 приведены частотно-контрастные характеристики системы. В опубликованной одновременно с [73] работе [75] в аналогичной схеме осуществлена коррекция 750-миллиметрового зеркального объектива.

В заключение данного раздела следует отметить, что, хотя экспериментальное исследование систем с голографической коррекцией искажений проводилось только в режиме наблюдения удаленных объектов, аналогичный подход может быть применен и для систем формирования высоконаправленного излучения, в частности для крупногабаритных коллиматоров [38, 39, 46], а также для коррекции искажений в лазерных системах, работающих на нескольких длинах волн.

Заметим также, что методы динамической аналоговой нелинейно-оптической коррекции искажений не ограничиваются только динамической голографией. Существует альтернативная техника, основанная на применении оптически адресуемого модулятора фазы в петле отрицательной оптической обратной связи [76, 77]. Ее достоинствами являются отсутствие потерь энергии и более широкий (по сравнению с голографическими корректорами) спектральный диапазон корректируемого излучения. Недостатки связаны в первую очередь с характеристиками модуляторов фазы [61, 62] — малым быстродействием и недостаточной глубиной модуляции. Недавно [78] была показана перспективность объединения в одной системе схемы с обратной связью и динамической голографии. Однако эти исследования находятся пока на начальной стадии.

## Заключение

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что телескопические системы с коррекцией случайных искажений ГЗ и оптических трактов, основанные на методах нелинейной оптики и динамической голографии, являются новым перспективным классом адаптивных оптических систем. К настоящему времени экспериментально реализованы телескопы с диаметром апертуры ГЗ до  $\sim 500$  мм, но достаточно очевидно, что многие полезные свойства таких систем масштабируются. Так, например, предельная степень компенса-

ции искажений не зависит от диаметра ГЗ телескопа, поэтому при больших диаметрах телескопов, достигающих многих метров, можно существенно удешевить соответствующие системы.

Обладая значительной компенсационной способностью оптических искажений, достигающей нескольких десятков и даже сотен раз, такие системы могут быть эффективно использованы для решения практических задач двух типов:

- формирование лазерных пучков высокого качества и большой апертуры;
- формирование изображений удаленных объектов.

Задачи первого типа связаны как с проблемой передачи энергии или информации на большие расстояния (вплоть до межпланетных расстояний [79]), так и с проблемой создания метрологической оптики большой апертуры, предназначенной для аттестации крупногабаритных оптических элементов, а также для измерения неоднородности сред в больших объемах. Задачи второго типа связаны с возможностью создания систем наблюдения земной поверхности с высоким разрешением, систем связи между космическими аппаратами, а также между астрономическими телескопами космического базирования нового поколения [80].

1. Рябова Н.В. *Оптич. ж.*, **62**, № 10, 4 (1995).
2. Еськов Д.Н., Бонштедт Б.Э., Лебедева Г.И., Родионов С.А. *Оптич. ж.*, **62**, № 10, 13 (1995).
3. Воронцов М.А., Шмалгаузен В.И. *Принципы адаптивной оптики* (М., Наука, 1985).
4. Fugate R.Q., Ellerbroek B.L., Higgins C.H. et al. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **11**, 310 (1994).
5. Грейсух Г.И., Ефименко И.М., Степанов С.А. *Оптика градиентных и дифракционных элементов* (М., Радио и связь, 1990).
6. Gabor D. *Proc.Roy.Soc.London A*, **197**, 454 (1949).
7. Kogelnik H. *Bell Syst.Tech.J.*, **44**, 2451 (1965).
8. Leith E.N., Upatnieks J. *J.Opt.Soc.Amer.*, **56**, 523 (1966).
9. Goodman J.W., Huntley W.H., Jackson D.W., Lehmann M. *Appl. Phys.Letts*, **8**, 311 (1966).
10. Goodman J.W., Jackson D.W., Lehmann M., Knotts J. *Appl.Optics*, **8**, 1581 (1969).
11. Upatnieks J., Vander Lugt A., Leith E. *Appl.Optics*, **5**, 589 (1966).
12. Kogelnik H., Pennington K.S. *J.Opt.Soc.Amer.*, **58**, 273 (1968).
13. Burckhardt C.B. *Bell Syst.Tech.J.*, **45**, 184 (1966).
14. Toth L., Collins S.A. *Appl.Phys.Letts*, **13**, 79 (1968).
15. Семенов Г.Б., Смирнов В.В., Денисюк Ю.Н., Орлов В.Б. *Труды семинара «Оптическая голография»* (Л., ЛДНТП, 1972, р.13).
16. Денисюк Ю.Н., Соскин С.И. *Оптика и спектроскопия*, **31**, 991 (1971).
17. Денисюк Ю.Н., Соскин С.И. *Оптика и спектроскопия*, **33**, 994 (1972).
18. Кузилин Ю.Е., Синцов В.Н. *Оптика и спектроскопия*, **36**, 608 (1974).
19. Пименов Ю.Д., Кузилин Ю.Е., Синцов В.Н., Ситник Н.А. *Опт.-мех. пром.*, № 7, 23 (1984).
20. Munch J., Wuerker R. *Appl.Optics*, **28**, 1312 (1989).
21. Munch J., Wuerker R., Heflinger L. *Appl.Optics*, **29**, 2440 (1990).
22. Lemelin G., Lessard R., Borra E. *Astron.Astrophys.*, **274**, 983 (1993).
23. Andersen G., Munch J., Veitch P. *Appl.Optics*, **35**, 603 (1996).
24. Andersen G., Munch J., Veitch P. *Appl.Optics*, **36**, 1427 (1997).
25. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М., Наука, 1985).
26. Рагульский В.В. *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М., Наука, 1990).
27. Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.И., Рагульский В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **27**, 619 (1978).
28. Bloom D.M., Bjorklund G.C. *Appl.Phys.Letts*, **31**, 592 (1977).
29. Kochemasov G.G., Kulikov S.M., Sucharev S.A. *Techn.Digest of the Conf.CLEO'92* (Anaheim, CA, USA, 1989, CtuO2, p.114).
30. O'Meara T.R. *Opt.Engng*, **21**, 234 (1982).

31. Андреев Р.Б., Волосов В.Д., Иртуганов В.М. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 762 (1991).
32. Андреев Р.Б., Калинин А.Г., Каминский С.В., Сомс Л.Н. *Квантовая электроника*, **21**, 365 (1994).
33. M.P.Bogdanov, S.A.Dimakov, A.V.Gorlanov et al. *Optics Comm*, **129**, 405 (1996).
34. Лещев А.А., Кулагин О.В., Пасманик Г.А., Сидорович В.Г. А.с. № 1729221 СССР, приоритет от 21.05.85. *Бюллетень изобретений и открытий*, № 15, 232 (1992).
35. Menders X.J., Aghahamian R., Godden J. *Proc.SPIE*, **1044**, 255 (1989).
36. Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А., Пасманик Г.А., Сидорович В.Г. *Изв. АН СССР. Сер. Физич.*, **55**, № 2, 260 (1991).
37. Leshchev A.A., Sidorovich V.G., Vasil'ev M.V., Venediktov V.Yu. *Intern.J.Nonlin.Opt.Phys.*, **3**, 89 (1994).
38. Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А., Сергеев П.А. Заявка на выдачу патента РФ № 96102299/28, приоритет от 13.02.96.
39. Vasil'ev M.V., Leshchev A.A., Venediktov V.Yu. *Proc.SPIE*, **3352**, 68 (1998).
40. Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А., Семенов П.М. *Квантовая электроника*, **20**, 317 (1993).
41. Gan M.A., Leshchev A.A., Potyomin I.S., Vasil'ev M.V., Venediktov V.Yu. *Proc.SPIE*, **2478**, 315 (1995).
42. Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 1405 (1991).
43. Bubis E.L., Kulagin O.V., Pasmanik G.A., Shilov A.A. *Appl.Optics*, **33**, 5571 (1994).
44. Leshchev A.A., Sidorovich V.G., Solodyankin O.V. et al. *Proc.SPIE*, **2201**, 1004 (1994).
45. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. *ЖЭТФ*, **77**, 526 (1979).
46. Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Духопел И.И., Лещев А.А., Сидорович В.Г. А.с. № 1661567 СССР, приоритет от 24.04.86.
47. Leshchev A.A., Vasilyev M.V., Venediktov V.Yu. *Proc.SPIE*, **2096**, 50 (1994).
48. Andreev R.B., Leshchev A.A., Vasil'ev M.V., Venediktov V.Yu., Semenov P.M. *Techn. Digest of EuroCLEO'94* (Amsterdam, 1994, p. 64).
49. Andreev R.B., Irtuganov V.M., Leshchev A.A. et al. *Proc.SPIE*, **2771**, 324 (1995).
50. Андреев Р.Б., Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А., Семенов П.М. *Оптич. ж.*, **63**, № 1, 46 (1996).
51. Горячкин Д.А., Калинин В.П., Козловская И.М. и др. *Оптика и спектроскопия*, **60**, 324 (1986).
52. Ageichik A.A., Kotyayev O.G., Leshchev A.A. et al. *Proc.SPIE*, **2771**, 156 (1995).
53. Fisher B., Cronin-Golomb M., White J.O., Yariv A. *Appl.Phys.Letts*, **4**, 141 (1982).
54. Sun Y., Moharam M.G. *Appl.Optics*, **32**, 1954 (1993).
55. Yariv A., Koch T.L. *Optics Letts*, **7**, 113 (1982).
56. Downie J.D. *Appl.Optics*, **33**, 4353 (1994).
57. Какичашвили Ш.Д. *Оптика и спектроскопия*, **33**, 171 (1972).
58. Kramer M.A., Alley T.G., Martinez D.R., Schelonka L.P. *Appl. Optics*, **29**, 2576 (1990).
59. Chakmakjian S.H., Gruneisen M.T., Koch K., Kramer M., Erch V. *Appl.Optics*, **34**, 1076 (1995).
60. MacDonald K.R., Tompkin W.R., Boyd R.W. *Optics Letts*, **13**, 485 (1988).
61. Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.В. *Пространственные модуляторы света* (М., Радио и связь, 1987).
62. Беренберг В.А., Данилов И.И., Резников Ю.А., Сидоров А.И., Томилин М.Г. *Оптич. ж.*, **60**, № 7, 57 (1993).
63. Каманина Н.В., Сомс Л.Н., Тарасов А.А. *Оптика и спектроскопия*, **68**, 691 (1990).
64. Onokhov A.P., Berenberg V.A., Chaika A.N. et al. *Proc.SPIE*, **3388**, 18 (1998).
65. Berenberg V.A., Leshchev A.A., Vasil'ev M.V., Venediktov V.Yu. *Proc.SPIE*, **3353**, 145 (1998).
66. Беренберг В.А., Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А., Сомс Л.Н. *Оптич. ж.*, **64**, № 9, 73 (1997).
67. Kramer M.A., Wetterer C.J., Martinez T. *Appl.Optics*, **30**, 3319 (1991).
68. Ma S., Guthals D., Hu P., Campbell B. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **11**, 428 (1994).
69. Bezina N.A., Leshchev A.A., Vasil'ev M.V., Venediktov V.Yu. *Proc.SPIE*, **3353** 884 (1997).
70. Димаков С.А., Климентьев С.И., Свенцицкая Н.А., Шерстобитов В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **80**, 699 (1996).
71. Bogdanov M.P., Dimakov S.A., Gorlanov A.V. et al. *Proc.SPIE*, **3263**, 29 (1998).
72. Беренберг В.А., Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А., Семенов П.М. *Оптич. ж.*, **65**, № 12, 70 (1998).
73. Berenberg V.A., Leshchev A.A., Semenov P.M., Vasil'ev M.V., Venediktov V.Yu. *Proc.SPIE*, **3353**, 146 (1998).
74. Gruneisen M.T., Peters K.W., Wilkes J.M. *Proc.SPIE*, **3143**, 171 (1997).
75. Guthals D.M., Sox D., Joswick M.D. *Proc.SPIE*, **3353**, 106 (1998).
76. Воронцов М.А., Киракосян М.Е., Ларичев А.В. *Квантовая электроника*, **18**, 117 (1991).
77. Pepper D.M. et al. *Techn.Digest of CLEO'93* (Baltimor, Maryland, USA, 1993, p. 464).
78. Venediktov V.Yu. *Proc.SPIE*, **3219**, 133 (1997).
79. Мак А.А., Шерстобитов В.Е., Купренюк В.И., Лещев А.А., Сомс Л.Н. *Оптич. ж.*, **65**, № 12, 52 (1998).
80. *The next generation space telescope*. Ed. by H.S.Stockman (Washington, DC, NASA, The Association of Universities for Research in Astronomy, USA, 1997).