

Исследования пространственно-временных характеристик искаженного турбулентностью лазерного излучения при его динамической фазовой коррекции в адаптивной оптической системе

В.Н.Белоусов, В.А.Богачев, М.В.Волков, С.Г.Гаранин, А.В.Кудряшов,
А.Н.Никитин, А.Л.Рукосуев, Ф.А.Стариков, Ю.В.Шелдакова, Р.А.Шнягин

Представлены результаты анализа экспериментов по динамической фазовой коррекции лазерного излучения, искаженного турбулентным потоком воздуха, в адаптивной оптической системе (АОС) с датчиком волнового фронта (ДВФ) Шака–Гартмана. В качестве основного элемента управления АОС используется программируемая пользователем вентиляльная матрица, что обеспечивает ширину полосы частот АОС в замкнутом цикле до 2000 Гц. С помощью ДВФ оценена характерная ширина полосы частот созданной турбулентности $\nu_{\text{турб}}$. Проанализировано изменение пространственного и временного спектров фазы лазерного излучения, а также качество пучка при его динамической фазовой коррекции на различных частотах АОС. Экспериментально и путем расчета показано, что для обеспечения высокой эффективности коррекции волнового фронта частота АОС должна не менее чем в 20 раз превышать $\nu_{\text{турб}}$.

Ключевые слова: адаптивная оптика, датчик волнового фронта, программируемая пользователем вентиляльная матрица, турбулентность атмосферы.

1. Введение

Задача транспортировки лазерного излучения в условиях земной атмосферы актуальна для передачи энергии и лазерной связи (см., напр., [1–4]). Одним из существенных ограничений эффективности передачи энергии является изменение локального показателя преломления в турбулентных воздушных потоках, в результате чего волновой фронт лазерного излучения при распространении через атмосферу приобретает динамические пространственные искажения [5]. Эти искажения снижают качество фокусировки. Как следствие, эффективность передачи лазерной энергии снижается вплоть до полной потери функциональности системы.

Коррекция волнового фронта лазерного излучения в адаптивной оптической системе (АОС) в режиме реального времени позволяет уменьшить влияние турбулентности. Эффективная фазовая коррекция в таком режиме требует соответствующего быстродействия АОС. Как показано в работе [6], характерный спектр атмосферных флуктуаций достигает частот ~ 100 Гц и более. Согласно

простым оценкам [7] скорость работы АОС должна быть как минимум на порядок больше данной величины, т.е. составлять не менее 1000 Гц. При использовании обычного персонального компьютера (ПК) для управления АОС сложно достичь такой высокой скорости работы из-за задержек операционной системы либо ряда трудностей при организации параллельных вычислений.

Одним из способов решения проблемы повышения быстродействия АОС является использование программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) в системе управления вместо ПК. В работах [8, 9] сообщалось о создании принципиально новой АОС с использованием программируемой пользователем вентиляльной матрицы (ППВМ) – разновидности ПЛИС [10] – в качестве основного управляющего элемента. Ширина полосы частот АОС, работающей с датчиком волнового фронта (ДВФ) Шака – Гартмана [11–13], в замкнутом цикле достигала 2000 Гц.

Цель настоящей работы – детальные расчетные и экспериментальные исследования пространственно-временных характеристик лазерного излучения при его динамической фазовой коррекции в АОС в зависимости от ее быстродействия, а также определение условия, когда коррекция эффективна. Инструментом исследования является АОС на основе ППВМ [8].

2. Адаптивная оптическая система

Принципиальная схема АОС приведена на рис.1. Плоскопараллельный лазерный пучок диаметром 50 мм с распределением интенсивности, показанным на рис.2, формируется с помощью коллимирующей линзы 2 из излучения диодного лазера 1 мощностью 1 мВт, сопряженного с оптоволоконном. Длина волны излучения 0.65 мкм была выбрана для облегчения визуальной юстировки

В.Н.Белоусов, А.Н.Никитин, А.Л.Рукосуев, Ю.В.Шелдакова. Институт динамики геосфер им. М.А.Садовского РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, корп.1; e-mail: alru@nightn.ru
В.А.Богачев, М.В.Волков, С.Г.Гаранин, Ф.А.Стариков, Р.А.Шнягин. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ Институт лазерно-физических исследований, Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37
А.В.Кудряшов. Институт динамики геосфер им. М.А.Садовского РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, корп.1; Московский политехнический университет, Россия, 107023 Москва, ул. Б. Семеновская, 38

Поступила в редакцию 29 июня 2021 г., после доработки – 7 октября 2021 г.

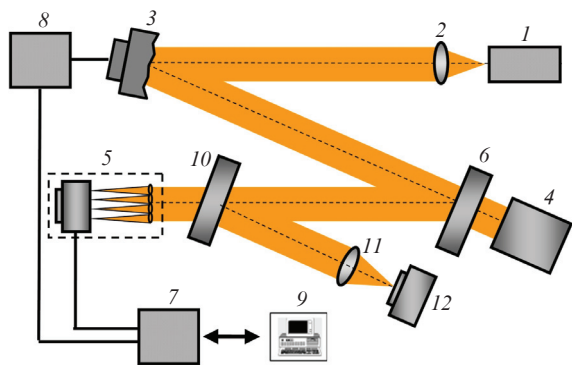


Рис.1. Схема адаптивной оптической системы:
 1 – лазер; 2, 11 – линза; 3 – адаптивное зеркало; 4 – потребитель;
 5 – ДВФ; 6, 10 – светоделитель; 7 – ППВМ; 8 – блок управления;
 9 – ПК; 12 – КМОП-камера.

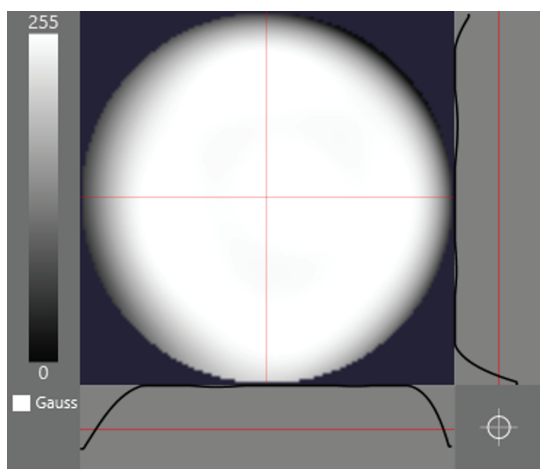


Рис.2. Распределение интенсивности лазерного излучения на выходе коллиматора.

АОС; также может быть использовано излучение с другой длиной волны, соответствующей спектральной чувствительности камеры ДВФ. Динамические искажения волнового фронта создавались с помощью тепловентилятора мощностью 1.5 кВт с диаметром выходного отверстия 130 мм, воздушный поток которого направлялся на лазерный пучок перпендикулярно его оси после прохождения им коллимирующей линзы 2 с фокусным расстоянием 300 мм. Далее искаженный лазерный пучок попадает на адаптивное зеркало (АЗ) 3 биморфного типа [14–16] и отражается от него в направлении возможного потребителя 4. Расстояние от коллимирующей линзы до зеркала составляло 1300 мм. Малая часть лазерного пучка отводится к ДВФ 5 с помощью светоделителя 6 (оптический путь от зеркала до ДВФ равен 2660 мм). Видеоинформация с камеры ДВФ поступает в ППВМ 7, которая обрабатывает эту информацию, рассчитывая вектор напряжений на основе предварительно загруженных координат фокальных точек опорного волнового фронта и функций отклика зеркала. Эти напряжения передаются на блок управления (БУ) АЗ 8, который преобразует цифровой код напряжений в аналоговый сигнал и выполняет усиление до величины, определяемой параметрами АЗ. Затем сформированные напряжения прикладываются к электродам зеркала для исправления искажений волнового фронта. Персональный компьютер 9 в этой схеме не входит в контур оперативного управления АОС. Он слу-

жит для задания требуемого режима работы АОС, загрузки опорных координат фокальных точек, загрузки функций отклика АЗ, а также для получения из ППВМ информации о процессе коррекции для последующего постпроцессорного анализа.

Для регистрации волнового фронта в АОС используется ДВФ Шака – Гартмана [17, 18]. АОС реализует алгоритм фазового сопряжения, при котором волновой фронт выходного излучения должен стремиться к заданному опорному волновому фронту, в частности к плоскому. Управление в замкнутой петле осуществлялось по пропорциональному алгоритму. При эффективной динамической фазовой коррекции лазерного пучка АОС формирует плоский волновой фронт на выходе за счет удержания во времени пятен гартманограммы в референсных позициях.

Основные задачи, которые ППВМ решает в данной конфигурации: получение видеоинформации от ДВФ, обработка информации ДВФ (расчет координат фокальных точек и расчет вектора напряжений для АЗ), отправка цифрового представления вектора напряжений в БУ, обмен информацией с ПК. По сравнению с ПК, ППВМ обеспечивает более быстрые вычисления благодаря их аппаратной реализации и параллелизации вычислительных процессов. Кроме того, ППВМ имеет низкоуровневый доступ к оборудованию камеры и БУ, что позволяет оптимизировать работу с потоками данных, тем самым уменьшая время цикла коррекции волнового фронта.

Параметры ДВФ Шака – Гартмана, реализованного на базе высокоскоростной камеры JetCam-19 и платы захвата изображения Kaya Komodo Frame Grabber (Kaya Instruments) [19], представлены ниже.

Камера Kaya JetCam-19	
Спектральный диапазон (нм)	350–1100
Динамический диапазон	$\pm 50\lambda$
Точность измерений (PV)	$\lambda/15$
Плата захвата изображения Kaya Komodo Fiber	
Частота кадров (кадр/с):	
разрешение 1920 × 1080 пикселей	2400
разрешение 480 × 480 пикселей.	4000
Интерфейс	Оптоволокно, 40 Гб/с
Фокусное расстояние	
линзового растра (мм)	12
Число рабочих субапертур	20 × 20
Максимальный размер	
входного пучка (мм)	4.8 × 4.8
Разрешение (бит)	8
Вес (г)	1260

Плата захвата изображения включает в свой состав ППВМ Argia V GZ. Все электрические соединения, необходимые для сопряжения камеры и ППВМ, уже выполнены, и для реализации алгоритма замкнутой АОС было разработано и загружено в ППВМ соответствующее программное обеспечение. Для связи ППВМ с внешними устройствами реализованы дополнительные интерфейсы ввода-вывода с БУ и ПК с помощью модулей расширения SFP (Small Form-factor Pluggable – промышленный стандарт модульных компактных приемопередатчиков), соответствующие разъемы для которых входят в состав устройства захвата изображения. Внутренняя структура ППВМ показана на рис.3.

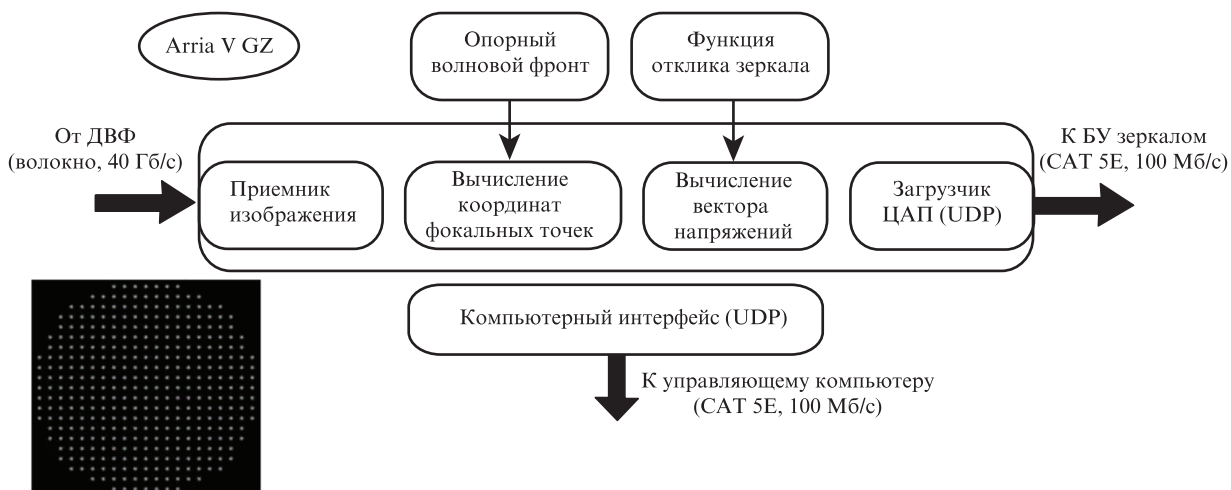


Рис.3. Внутренняя структура ППВМ.



Рис.4. Временная диаграмма одного цикла работы ППВМ.

Помимо использования быстрых вычислительных алгоритмов, реализация управления АОС на основе ППВМ дает возможность оптимизировать последовательность вычислений. ППВМ использует интерфейс камеры ДВФ на аппаратном уровне, что позволяет работать с отдельными пикселями в процессе их поступления на плату захвата изображения, т.е. в режиме реального времени. Получив несколько строк изображения, содержащих первый ряд фокальных точек гартманогаммы ДВФ, можно рассчитать координаты этих точек и заполнить соответствующие элементы матрицы, предназначенной для расчета вектора напряжений. С учетом того, что нижние строки изображения, как правило, не содержат полезной информации, сразу после получения всего изображения вектор управляющих напряжений оказывается вычисленным. Общее время одного цикла сокращается до 0.5 мс, что соответствует частоте 2000 Гц. Диаграмма временного цикла замкнутой АОС приведена на рис.4.

В эксперименте для коррекции искажений волнового фронта использовалось биморфное АЗ DM2-50-31, конфигурация электродов которого показана на рис.5, а его параметры представлены ниже.

Чистая апертура (мм)	50
Число каналов управления	31
Ширина кольца электродов (мм)	8
Прогиб первого электрода (мкм)	12
Прогиб остальных электродов (мкм)	2
Частота первого резонанса (кГц)	8.3
Диапазон управляющих напряжений (В)	-200 + 300

Первый электрод, условно показанный в левом нижнем углу рис.5, представляет собой полноапертурный

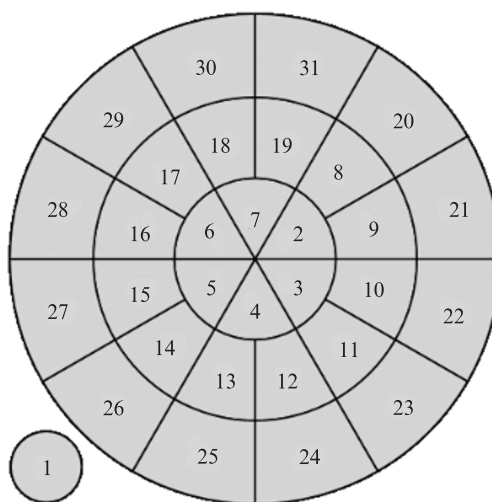


Рис.5. Конфигурация электродов биморфного адаптивного зеркала.

диск и используется для управления общей дефокусировкой.

Для независимой проверки качества коррекции экспериментальная установка содержит индикатор дальней зоны, образованный линзой 11 (см. рис.1) с фокусным расстоянием 1 м и камерой Gig-E DMK23GM021 12 [20] с размером пикселя 3.75 мкм, расположенной в фокальной плоскости линзы. Дифракционно-ограниченный диаметр фокального пятна при длине волны 0.65 мкм составляет 31.7 мкм или 8.46 пикселя.

3. Параметры лазерного пучка с турбулентными фазовыми искажениями

В проведенных экспериментах [8] оптические неоднородности на трассе распространения лазерного пучка создавались турбулентным потоком нагретого воздуха от тепловентилятора, направленного поперек лазерного пучка. Можно полагать, что продолжительность существования тепловых неоднородностей воздуха значительно больше времени, за которое эти неоднородности перемещаются под действием ветра в пределах апертуры пучка. Это приближение известно в литературе как гипотеза

Тейлора [21]. В рамках этой гипотезы пространственный масштаб фазовых искажений связан с их временным масштабом таким образом, что чем крупнее искажения, тем они медленнее, и наоборот [5].

Угловая расходимость лазерного пучка до коррекции определяется глубиной и масштабом пространственных фазовых искажений, приобретенных в турбулентной среде. На рис.6 показаны мгновенное и усредненное в течение 10 с экспериментальные распределения интенсивности лазерного пучка на матрице камеры дальней зоны, а также доли мощности излучения в угле θ . Расходимость пучка по уровню 50% мощности составила $3.5\theta_d$, где θ_d – дифракционная расходимость по этому же критерию. Пространственный масштаб турбулентных фазовых искажений характеризуется радиусом Фрида r_0 [22], который можно определить с помощью ДВФ Шака – Гартмана из градиентов фаз [23]. Значение радиуса Фрида, определенное с помощью ДВФ при времени усреднения 10 с, составило примерно 1 см, что качественно согласуется с оценкой по расходимости (см. рис.6). В этом случае при характерном размере электрода зеркала ~ 0.8 см и размере субапертуры ДВФ $s = 0.25$ см (с учетом масштабирования) обеспечивается требуемое пространственное разрешение АОС [24].

Рассмотрим теперь вопрос о временном масштабе фазовых неоднородностей в эксперименте и необходимом временном разрешении АОС. Зная динамику всех центроидов гартманогаммы ДВФ относительно реперных точек, можно восстановить динамику волнового фронта. В настоящей работе при восстановлении волнового фронта лазерного пучка использовались схема дискретизации Фрида и метод, изложенный в [25]. В этой схеме значения градиентов измеряются в центре квадратной ячейки, где требуется определить значения фазы. При количестве субапертур ДВФ $N \times N$ фаза лазерного пучка определяется на сетке размерностью $(N + 1) \times (N + 1)$. На рис.7 показана

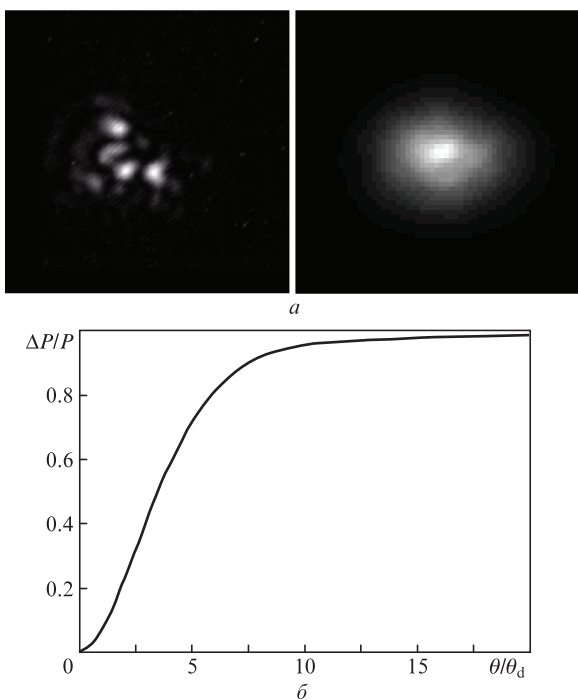


Рис.6. Мгновенное и среднее распределения интенсивности лазерного пучка в дальней зоне (а) и доля мощности P лазерного излучения в угле θ (б).

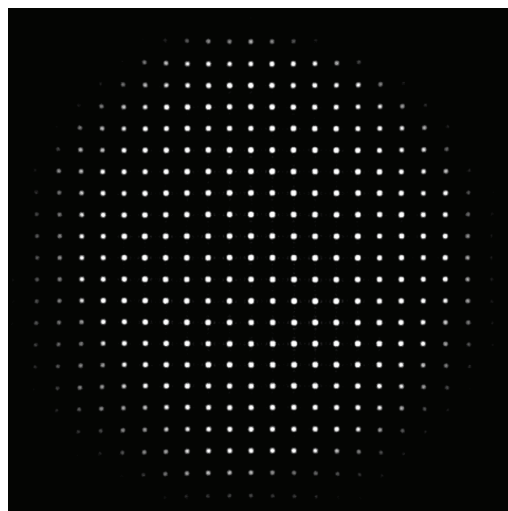


Рис.7. Типичная гартманогамма ДВФ при $s = 0.25$ см.

на типичная экспериментальная гартманогамма при $s = 0.25$ см ($N = 20$), а на рис.8 приведены распределения фазы с интервалом 6.67 мс (частота работы ДВФ в данных эксперимента по измерению динамики волнового фронта равна 1 кГц). Из рис.8 видно, что изменение фазовой картины во времени носит преимущественно сдвиговый характер, определяемый ветровым «сносом» фазы. Именно такой характер изменения волнового фронта наблюдается при выполнении гипотезы Тейлора (см., напр., [26]). Из анализа перемещения минимумов и максимумов фазовой картины во времени определена скорость ветра v в эксперименте, составившая 0.8 м/с (0.74 и 0.3 м/с по осям x и y соответственно). Из восстановленной при $s = 0.25$ см серии экспериментальных волновых фронтов (рис.8) была получена динамика локальной фазы. На рис.9,а показан временной спектр мощности флуктуаций локальной фазы, усредненный по апертуре [27]. Для колмогоровской турбулентности спектр фазы характеризуется степенной зависимостью от частоты с показателем $-8/3$ [28] (прямая линия на рис.9,а). Видно, что созданная турбулентность в диапазоне частот 10–200 Гц имеет характер, близкий к колмогоровскому. На рис.9,б приведен нормированный интеграл от спектра мощности фазы, т.е. «энергия» турбулентности. Спектральная «энергия» достигает уровня 95% при частоте около 30 Гц.

Определенный вывод о ширине полосы существенных турбулентных искажений можно сделать из простого анализа динамики центроидов гартманогаммы [8, 26]. На рис.10 показана экспериментально полученная динамика флуктуаций центроида в субапертуре ДВФ при $s = 0.25$ см по горизонтальной оси x (из-за различной скорости ветра по осям x и y частота флуктуаций центроида по оси y несколько меньше). В силу статистической однородности волнового фронта по апертуре пучка характер динамики флуктуаций центроидов во всех субапертурах, кроме граничных, приблизительно одинаков.

Восстановленная при $s = 0.25$ см серия экспериментальных волновых фронтов дает возможность получить серию гартманогамм с увеличенным размером субапертуры s и сравнить динамику флуктуаций центроида на субапертурах ДВФ различного размера.

На рис.11,а показан спектр мощности флуктуаций центроида (с учетом суммарных флуктуаций по осям x и y), а на рис.11,б – нормированный интеграл от спектра

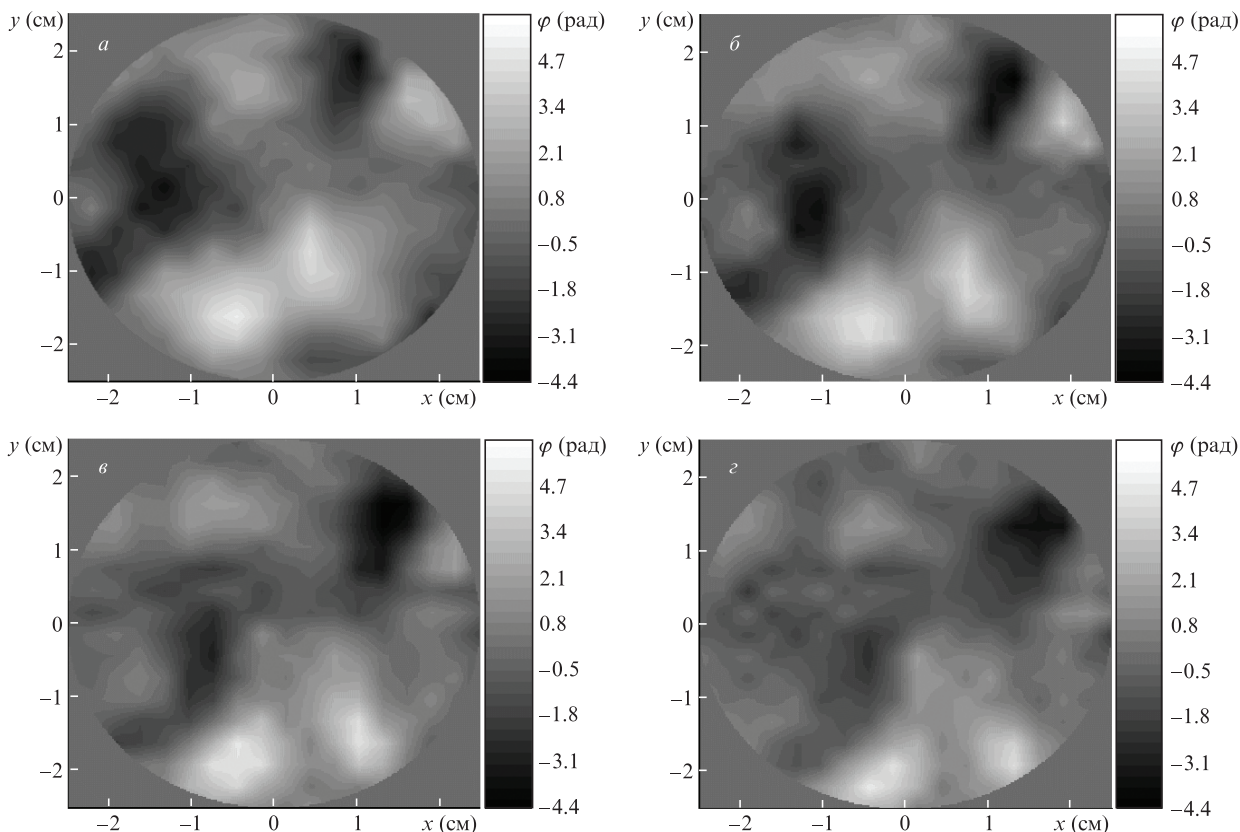


Рис.8. Экспериментальные распределения фазы лазерного излучения с шагом 6.67 мс при $s = 0.25$ см.

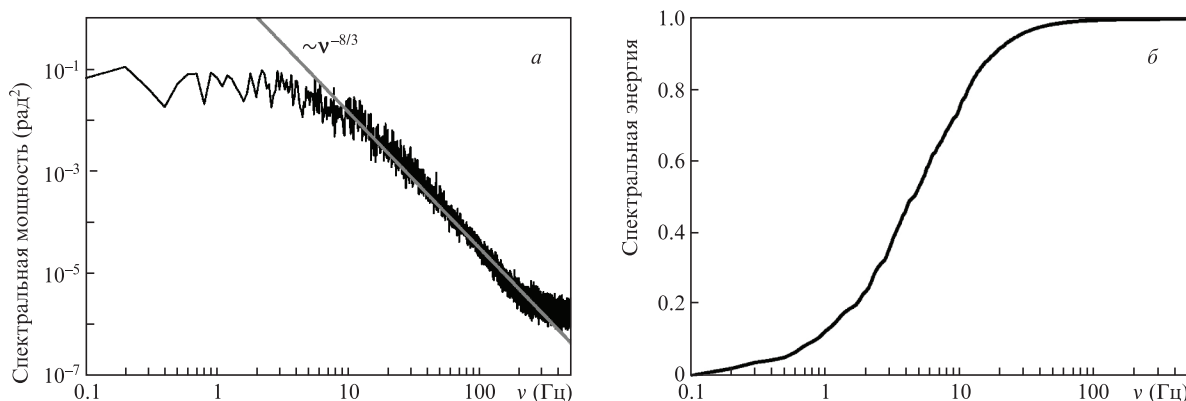


Рис.9. Усредненный спектр мощности флуктуаций фазы (серая прямая линия – зависимость $\sim \nu^{-8/3}$) (а) и нормированный интеграл от спектра мощности фазы (б).

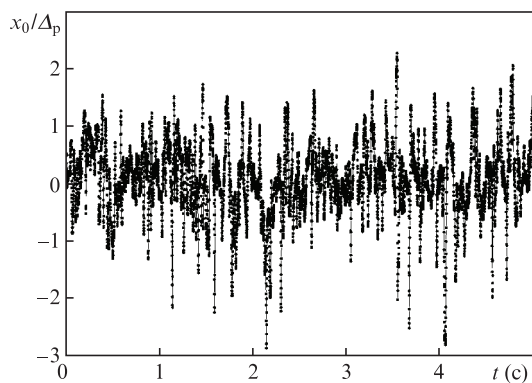


Рис.10. Экспериментальная динамика отношения отклонения центра x_0 в субапертуре ДВФ по оси x к размеру пикселя камеры ДВФ Δ_p при $s = 0.25$ см.

мощности, т. е. спектральная «энергия», при $s = 0.25, 0.7$ и 1 см для волнового фронта в отсутствие коррекции. Как видно из рис.11,а, амплитуда флуктуаций центраида с увеличением размера субапертуры ДВФ уменьшается. С ростом субапертуры уменьшается и частота, на которой насыщается интеграл от спектра мощности, – увеличивается минимальный масштаб регистрируемых фазовых неоднородностей турбулентной среды, которые вносят вклад в флуктуации центраида.

Если характеризовать ширину полосы частот турбулентности ν_{turb} по уровню 95% спектральной энергии флуктуаций центраида на субапертуре ДВФ [26], то, как видно из рис.11,б, $\nu_{\text{turb}} = 60, 30$ и 25 Гц для $s = 0.25, 0.7$ и 1 см соответственно. Определенная таким образом ширина полосы турбулентности сама по себе не несет информации о размере и амплитуде фазовых искажений на всей

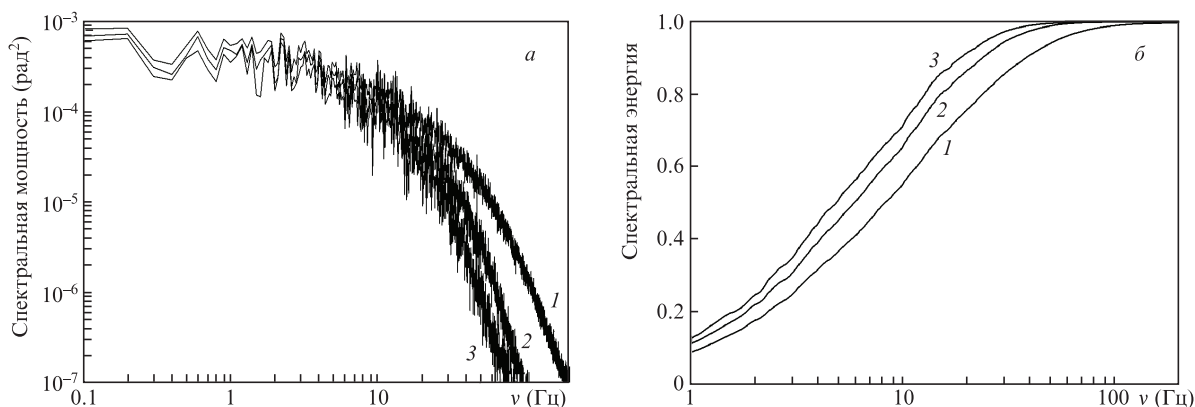


Рис.11. Спектры мощности флуктуаций центра в ДВФ (а) и нормированные интегралы от спектра мощности (б) при $s = 0.25$ (1), 0.7 (2) и 1 см (3).

апертуре пучка. Минимальный пространственный масштаб фазовых неоднородностей, которые вносят вклад в расходимость лазерного пучка, определяется радиусом Фрида. Поэтому, чтобы отследить все масштабы фазовых неоднородностей, требующих коррекции, размер субапертуры ДВФ s должен быть близок к радиусу Фрида [26]. В нашем случае $r_0 = 1$ см. При $s = 1$ см подлежащая коррекции ширина полосы турбулентности $\nu_{\text{turb}} \approx 25$ Гц.

Таким образом, созданная турбулентность приводит к следующим пространственно-временным характеристикам фазы лазерного излучения: $r_0 = 1$ см, $\nu_{\text{turb}} = 25$ Гц. Согласно результатам расчетов [26], требуемая частота работы АОС ($\nu_{\text{АОС}}$) для эффективной компенсации турбулентности с достижением числа Штреля 0.7 – 0.8 должна превышать ν_{turb} в 20 раз, т.е. составить около 500 Гц. Интересно сравнить оцененную частоту $\nu_{\text{АОС}}$ с классическими параметрами колмогоровской турбулентности, на основе которых определяются требования к быстродействию атмосферной АОС, – частотой Гринвуда $\nu_G = 0.427\nu/r_0$ [29] и обратным временем когерентности $1/\tau_0 = \nu_G/0.134$ [30]. При скорости ветра 0.8 м/с имеем $\nu_G = 34$ Гц, $1/\tau_0 = 254$ Гц, т.е. частота Гринвуда близка к ν_{turb} , а $1/\tau_0$ вдвое меньше, согласно [26], требуемой частоты работы АОС.

4. Результаты коррекции волнового фронта лазерного пучка и их анализ

Была исследована эффективность фазовой коррекции лазерного пучка с турбулентными возмущениями фазы

при различной частоте работы АОС, вплоть до $\nu_{\text{АОС}} = 2000$ Гц. Изменение $\nu_{\text{АОС}}$ в сторону уменьшения осуществлялось за счет введения временной задержки после передачи управляющих напряжений в БУ (см. рис.4), а время экспозиции оставалось неизменным.

На рис.12 представлены временные спектры флуктуаций центра и зависимость среднего по времени модуля коэффициента разложения волнового фронта лазерного пучка по полиномам Цернике A_{N_z} от номера полинома N_z до коррекции и во время коррекции. Волновой фронт восстанавливался из экспериментальной динамики градиентов фаз при $s = 0.25$ см. Частота коррекции АОС в данном эксперименте равна 1500 Гц. Нумерация полиномов соответствует индексации по Ноллу [31]. Низшим гармоникам соответствуют меньшие значения N_z .

Фазовая коррекция приводит к уменьшению амплитуды пространственных и временных гармоник; наиболее интенсивно корректируются низшие гармоники с меньшей частотой. Такое поведение пространственного и временного спектров фазовых искажений при коррекции в АОС с конечным быстродействием характерно для колмогоровской турбулентности (см., напр., [26]).

На рис.13 приведены мгновенные распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне при различных частотах коррекции АОС, при этом каждое распределение нормировано на свое максимальное значение интенсивности. Видно, что с увеличением частоты коррекции $\nu_{\text{АОС}}$ качество фокального пятна улучшается.

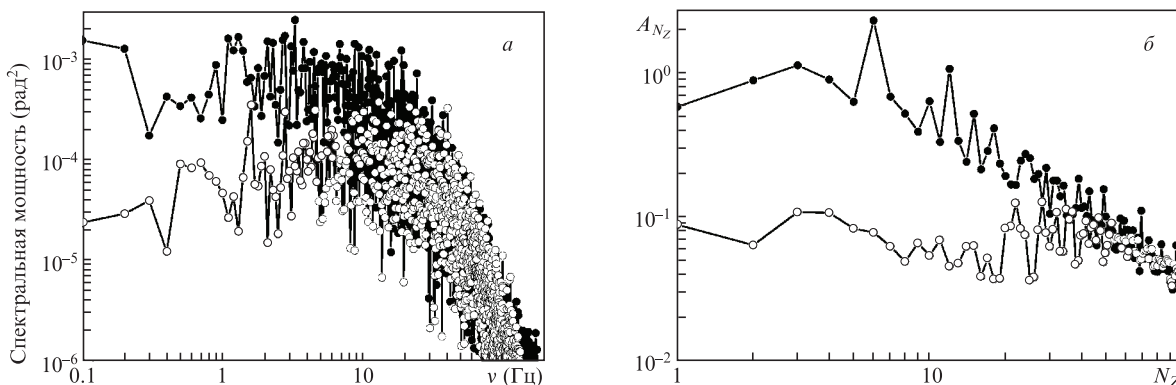


Рис.12. Временные спектры флуктуаций центра ДВФ (а) и зависимость среднего по времени модуля коэффициента в разложении волнового фронта лазерного пучка по полиномам Цернике (A_{N_z}) от номера полинома N_z до коррекции (черные кружки) и во время коррекции (белые кружки) (б).

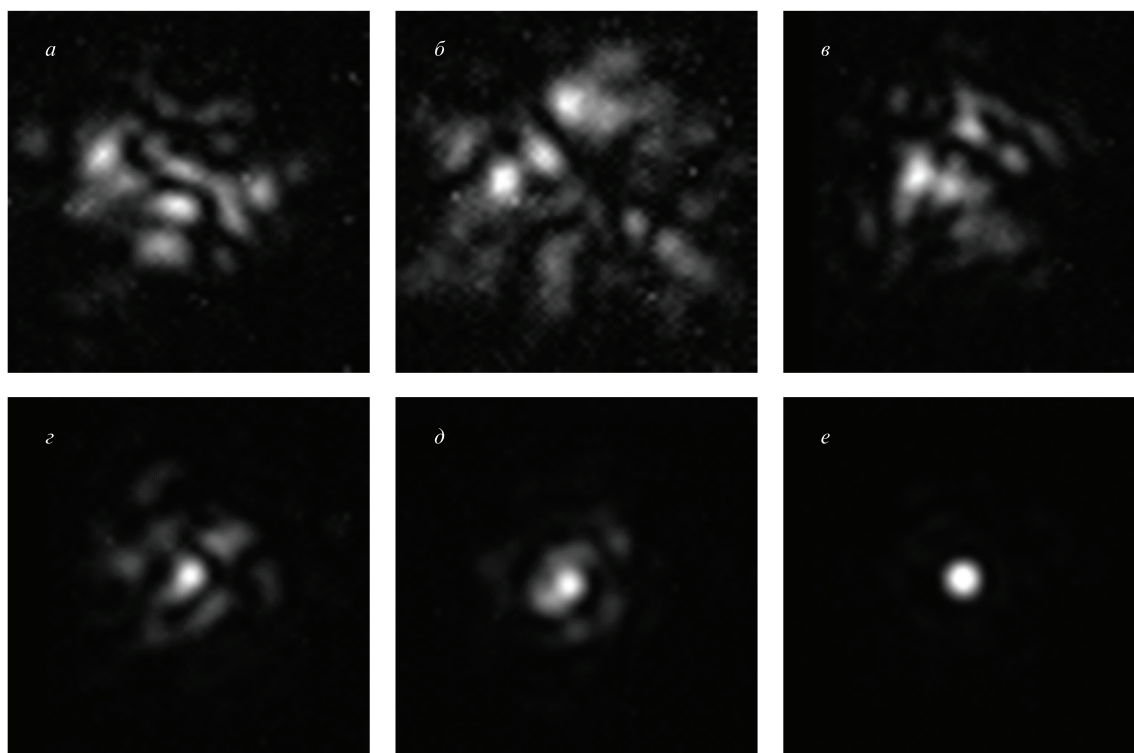


Рис.13. Мгновенные распределения лазерной интенсивности в дальней зоне при частотах коррекции АОС 10 (а), 25 (б), 100 (в), 200 (г), 500 (д) и 2000 Гц (е).

Угловые распределения мощности лазерного излучения при различных частотах коррекции показаны на рис.14.

Из анализа рис.13 и 14 следует, что при повышении частоты фазовой коррекции происходит уменьшение расходимости с перераспределением энергии лазерного излучения в дальней зоне. Часть энергии из «крыла» переходит в приосевую область, образуя узконаправленный керн. При коррекции с частотой 2000 Гц АОС обеспечивает в дальней зоне узконаправленный керн, в котором содержится около 80% всей энергии лазерного излучения. Остальная часть энергии содержится в крыле, наличие которого обусловлено нескомпенсированными мелкомасштабными (меньше пространственного разрешения АЗ) турбулентными искажениями.

Сопоставление результатов экспериментов и численного моделирования работы АОС представлено на рис.15, где показана зависимость отношения расходимо-

сти лазерного излучения к дифракционной расходимости (θ/θ_d) от отношения частоты коррекции $\nu_{АОС}$ к ширине полосы турбулентных искажений $\nu_{turb} = 25$ Гц. Расчетная модель описана в работе [26]. Динамика волнового фронта была восстановлена из экспериментально измеренных градиентов фаз. Фазовая коррекция рассчитывалась в приближении адаптивного зеркала с идеальным пространственным разрешением. Сплошная горизонтальная линия соответствует уровню расходимости лазерного излучения в присутствии турбулентных фазовых искажений, а штриховая линия – минимальной расходимости (дифракционный предел).

Видно, что результаты расчетов, моделирующих работу АОС, качественно согласуются с экспериментальными данными. Некоторое количественное расхождение

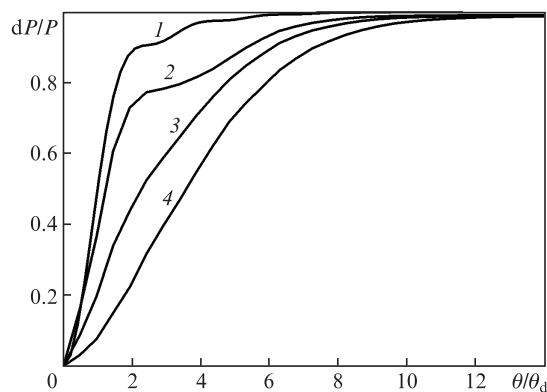


Рис.14. Доли мощности P лазерного излучения в угле θ при дифракционной расходимости (1) и при $\nu_{АОС} = 2000$ (2), 200 (3) и 25 Гц (4).

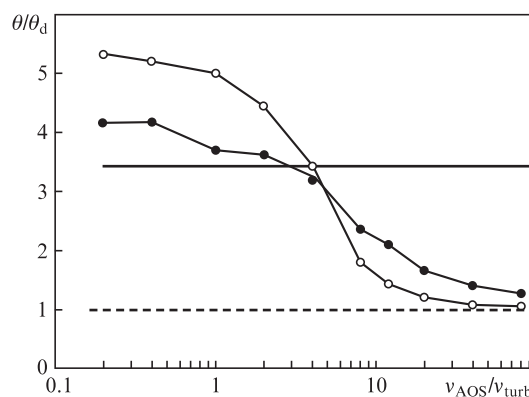


Рис.15. Зависимости отношения расходимости лазерного излучения к дифракционной расходимости от отношения $\nu_{АОС}/\nu_{turb}$ при $\nu_{turb} = 25$ Гц в эксперименте (черные кружки) и в результате расчета (белые кружки).

при высоких $\nu_{\text{АОС}}$ вызвано тем, что в расчетах АЗ обеспечивало «идеальное» пространственное разрешение, а в экспериментах оно конечное. При низких частотах $\nu_{\text{АОС}}$ экспериментальная расходимость ниже расчетной, т. к. в экспериментах вычитание фона в дальней зоне сопровождается некоторой потерей высокоугловых компонент сигнала.

Поскольку время экспозиции в данных условиях пренебрежимо мало, то при низком быстродействии работа АОС негативно сказывается на качестве пучка: АОС вносит дополнительные искажения в лазерный пучок, и расходимость лазерного излучения даже увеличивается относительно исходного уровня. Уменьшение расходимости излучения по отношению к исходной наблюдается при $\nu_{\text{АОС}}/\nu_{\text{турб}} \geq 4$. Как отмечалось выше, согласно [26] для эффективной компенсации турбулентности с достижением числа Штреля на уровне 0.8 требуемая частота $\nu_{\text{АОС}}$ должна превышать $\nu_{\text{турб}}$ в 20 раз, что достигается при $\nu_{\text{АОС}} = 500$ Гц, и результаты расчетов это подтверждают (см. рис.15). Эксперимент, однако, показал, что при $\nu_{\text{АОС}}/\nu_{\text{турб}} = 20$ качество пучка еще не достигает своего предела. Дальнейшее увеличение частоты АОС (с 500 до 2000 Гц) приводит к уменьшению θ/θ_d с 1.7 до 1.3 (см. рис.13, д и е).

5. Заключение

Проведены экспериментальные и расчетные исследования пространственных и временных характеристик фазы и качества пучка излучения, искаженного турбулентным потоком воздуха в лабораторных условиях, при его фазовой коррекции на различной частоте работы АОС. В экспериментах использовалась АОС с шириной полосы частот до 2000 Гц с ДВФ Шака–Гартмана и программируемой пользователем вентиляционной матрицей в качестве основного управляющего элемента.

Из анализа временного спектра фазы лазерного пучка сделан вывод, что турбулентность имеет близкий к колмогоровскому характер. При параметре Фрида $r_0 = 1$ см обеспечивается хорошее пространственное разрешение АОС. Ширина полосы турбулентности $\nu_{\text{турб}}$, определенная по уровню 95% спектральной энергии флуктуаций центроида на субапертуре ДВФ, соответствующей $r_0 = 1$ см, составила 25 Гц. Ранее путем расчета было подтверждено [26], что для обеспечения высокоэффективной коррекции волнового фронта рабочая частота АОС должна в 20 раз превышать $\nu_{\text{турб}}$. В нашем случае это достигается при $\nu_{\text{АОС}} = 500$ Гц (заметьте, что частота Гринвуда $\nu_G = 34$ Гц, обратное время когерентности $1/\tau_0 = 254$ Гц). Тем не менее дальнейшее повышение быстродействия АОС до 2000 Гц привело к дополнительному снижению расходимости с 1.7 до 1.3 дифракционных пределов.

Работа поддержана ГК «Росатом» (проект ЕОТП-ЛТ-386) в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

- Lu M., Bagheri M., James A.P., et al. *IEEE Access*, **6**, 29865 (2018).
- Landis G.A., Westerlund L.H. *Laser Beamed Power – Satellite Demonstration Applications. NASA Contractor Report 190793*, IAF-92-0600, 18 (1992).
- Huang Q., Liu D., Chen Y., et al. *Opt. Express*, **26**, 13536 (2018).
- Vorontsov M., Weyrauch T., Carhart G., et al. *Lasers, Sources and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest Series (CD)*, LSMA1 (2010); <https://doi.org/10.1364/LSC.2010.LSMA1>.
- Татарский В.И. *Распространение волн в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1967).
- Andrews L.C., Phillips R.L. *Laser Beam Propagation Through Random Media*, 2nd Ed. (Bellingham: SPIE Press, 2005).
- Rukosuev A.L., Kudryashov A.V., Lylova A.N., et al. *Atmos. Oceanic Opt.*, **28**, 381 (2015).
- Рукосуев А.Л., Белоусов В.Н., Никитин А.В. и др. *Квантовая электроника*, **50**, 707 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 707 (2020)].
- Kudryashov A., Rukosuev A., Nikitin A., Galaktionov I., Sheldakova J. *Opt. Express*, **28**, 37546 (2020).
- Kudryashov A.V., Rukosuev A.L., Samarkin V.V., et al. *Proc. SPIE*, **10772**, 107720V (2018).
- Malacara D. *Optical Shop Testing*, 3rd Ed. (New Jersey: John Wiley & Sons, 2007).
- Neal D.R. *Shack-Hartmann Sensor Engineered for Commercial Measurement Applications* (SPIE Press, 2004).
- Southwell W.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **70**, 998 (1980).
- Toporovskiy V., Kudryashov A., Samarkin V., Sheldakova J., Rukosuev A., Skvortsov A., Pshonkin D. *Appl. Opt.*, **58**, 6019 (2019).
- Cherezova T.Yu., Chesnokov S.S., et al. *Opt. Express*, **3**, 180 (1998).
- Wattellier B., Fuchs J., Zou J.P., Chanteloup J.C., Bandulet H., Michel P., Labaune C., Depierreux S., Kudryashov A., Aleksandrov A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1632 (2003).
- Кудряшов А.В., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В., Александров А.Г. *Автометрия*, **48**, 52 (2012).
- Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В., Рукосуев А.Л., Шелдакова Ю.В., Самаркин В.В., Романов П.Н. *Квантовая электроника*, **40**, 321 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 321 (2010)].
- <https://kayacameras.com/product-category/jetcam-high-speed-cameras/>.
- <https://www.theimagingsource.com/products/industrial-cameras/>.
- Taylor G.I. *Proc. Roy. Soc.*, **164**, 476 (1938).
- Fried D.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 1372 (1966).
- Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **11**, 1219 (1998).
- Volkov M.V., Bogachev V.A., Starikov F.A. *19th Inter. Conf. Laser Opt. (ICLO) 2020* (St. Petersburg, 2020, Techn. Program, WeR4-p12). DOI: 10.1109/ICLO48556.2020.9285761].
- Fried D.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 370 (1977).
- Волков М.В., Богачев В.А., Стариков Ф. А. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **34**, 547 (2021).
- Brigham E.O. *The Fast Fourier Transform and its Applications* (Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1988).
- Greenwood D.P., Fried D.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **66**, 193 (1976).
- Greenwood D.P. *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 390 (1977).
- Hardy J.W. *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes* (New York: Oxford Univ. Press, 1998).
- Noll R.J. *J. Opt. Soc. Am.*, **66** (3), 207 (1976).