

Фазировка излучения 7-канального оптоволоконного лазера с динамическими турбулентными искажениями фазы с использованием стохастического параллельного градиентного алгоритма при ширине полосы 450 кГц

М.В.Волков, С.Г.Гаранин, Т.И.Козлова, М.И.Коновальцов, А.В.Копалкин, Р.С.Лебедев, Ф.А.Стариков, О.Л.Течко, С.В.Тютин, С.В.Хохлов, В.С.Цыкин

Создан экспериментальный стенд для когерентной фазировки 7-канальной оптоволоконной лазерной системы ($\lambda = 1064$ нм) в схеме «задающий генератор + блок параллельных усилителей» с оптоволоконными модуляторами фазы на основе ниобата лития. Блок аппаратного управления модуляторами фазы с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма обеспечивает ширину полосы системы до 450 кГц. Проведены экспериментальные исследования эффективности фазировки излучения, прошедшего турбулентную среду с характерным временным масштабом τ_{turb} , от времени фазировки τ_{ph} . Показано, что увеличение среднего числа Штреля начинается при $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \geq 2$, а резкий рост эффективности компенсации динамических фазовых искажений на трассе распространения имеет место при $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \approx 20$. При $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \geq 30-40$ среднее число Штреля остается на достигнутом постоянном уровне.

Ключевые слова: фазировка лазерного излучения, оптоволоконный лазер, стохастический параллельный градиентный алгоритм, турбулентность атмосферы.

1. Введение

Сила излучения лазера прямо пропорциональна его мощности и обратно пропорциональна квадрату угловой расходимости, поэтому ее можно увеличивать, повышая мощность лазера и/или уменьшая расходимость. Мощность зависит от энергетического потенциала активной среды, а расходимость – от размера апертуры лазерного пучка и оптических неоднородностей активной среды и тракта. В случае одноканального лазера, как правило, невозможно существенно нарастить мощность без увеличения расходимости или снизить расходимость без потерь мощности. Когерентное фазовое сложение излучения N параллельных лазерных каналов – это способ и повысить мощность, и уменьшить расходимость излучения (см., напр., [1–3]). При этом мощность системы возрастает в N раз по сравнению с одноканальным случаем, а сила излучения может вырасти в N^2 раз из-за уменьшения расходимости за счет увеличения общей когерентной апертуры системы. Важно, что реализация последнего условия возможна только при условии равенства фаз излучения в каналах на выходе лазерной системы; в отсутствие фазировки средняя сила излучения, как и мощность, возрастает лишь в N раз.

В ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ проведены исследования фазировки многоканального непрерывного лазерного из-

лучения (с дифракционной расходимостью в каждом канале) с помощью стохастического параллельного градиентного (СПГ) алгоритма [4]. СПГ алгоритм – итеративная двухэтапная процедура оптимизации выбранной целевой функции. На первом этапе осуществляются случайные малые сдвиги фаз в каналах, а на втором, «интеллектуальном», этапе проводится корректирующее воздействие. В результате расчетной оптимизации были найдены условия для повышения скорости сходимости СПГ алгоритма до 2–3 итераций на один лазерный канал и экспериментально продемонстрирована СПГ фазировка разделенного на ряд каналов лазерного пучка в динамике, но при относительно малом быстродействии [5]. В работе [6] была экспериментально реализована СПГ фазировка 7-канальной оптоволоконной лазерной системы (задающий генератор (ЗГ) и семь параллельных усилителей) с компенсацией ее внутренних тепловых фазовых искажений при ширине полосы системы 14 кГц.

При фазировке на выходе многоканальной лазерной системы происходит компенсация фазовых неоднородностей, развивающихся внутри системы. Особый интерес представляет фазировка системы на большие расстояния в оптической неоднородной среде, например турбулентной атмосфере. В отличие от методов фазировки, основанных на измерении фаз (см., напр., [7]), СПГ алгоритм позволяет осуществлять фазировку многоканального пучка через оптически неоднородную среду посредством оптического контроля фокусировки на мишени в петле обратной связи [8]. Естественно, на эффективность фазировки влияет как пространственный, так и временной масштаб флуктуаций фазы излучения в среде. В работе [9] показано с помощью расчетов, а в работе [10] – экспериментально, что эффективность фазировки через турбулентную атмосферу высока, когда атмосферный радиус когерентности (параметр Фрида) [11] равен по порядку величины или больше поперечного размера лазерного канала (субапертуры).

М.В.Волков, С.Г.Гаранин, Т.И.Козлова, М.И.Коновальцов, А.В.Копалкин, Р.С.Лебедев, Ф.А.Стариков, О.Л.Течко, С.В.Тютин, С.В.Хохлов, В.С.Цыкин. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Институт лазерно-физических исследований, Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: oefimova@otd13.vniief.ru

Поступила в редакцию 19 ноября 2019 г., после доработки – 15 января 2020 г.

Цель настоящей работы – экспериментально исследовать влияние временного масштаба флуктуаций фазы в среде с динамическими оптическими неоднородностями на фазировку многоканального лазерного излучения и установить критерий эффективности фазировки от соотношения между временем фазировки и характерным временем «замороженности» турбулентных флуктуаций фазы. Такое исследование стало возможным после радикального повышения быстродействия системы СПГ фазировки в ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ с увеличением ее ширины полосы до 450 кГц.

2. Схема эксперимента

Принципиальная схема фазировки излучения 7-канальной оптоволоконной лазерной системы, представленная на рис.1, аналогична рассмотренной в работе [9]. Задающий генератор 1 (длина волны $\lambda = 1064$ нм, спектральная ширина линии 10 кГц), построенный по двухкаскадной схеме, состоит из одночастотного полупроводникового лазерного диода 2 и предусилителя 3 на оптоволокне, легированном ионами Yb^{3+} , с диодом накачки 4. Степень поляризации излучения на выходе ЗГ равна 0.98. Для сохранения степени поляризации излучения все дальнейшие элементы лазерной системы были собраны на оптоволокне с поддержкой поляризации.

Система деления излучения ЗГ 5 состоит из трех каскадов делителей (один из восьми каналов в дальнейшем не использовался). Коэффициент деления для каждого делителя при $\lambda = 1064$ нм равен 50/50. После системы деления излучение каждого канала вводится в оптоволоконные усилители 6. Каждый усилитель имеет свою систему термостабилизации и накачивается отдельным лазерным диодом. Суммарная мощность выходного излучения составляла около 2 Вт.

Усиленное излучение поступало на электрооптические волоконные фазовые модуляторы 7 на основе кристалла LiNbO_3 (в случае невысокой лазерной мощности распо-

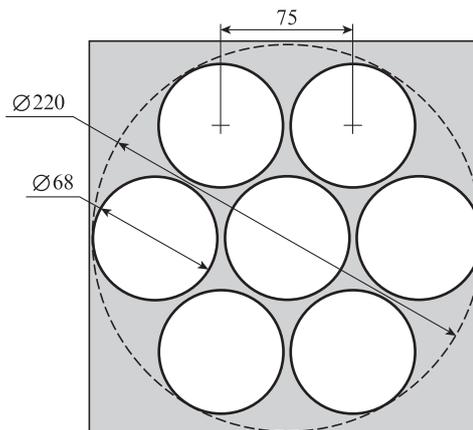


Рис.2. Геометрия расположения собирающих линз на выходе системы (размеры в мм).

ложение модуляторов до или после усилителей не принципиально). После фазовых модуляторов располагались патч-корды 8, затем 7-канальное лазерное излучение поступало на семь расположенных гексагонально линз 9, закрепленных в металлической оправе. Геометрия расположения собирающих линз диаметром 68 мм в достаточно плотной упаковке показана на рис.2; суммарная выходная апертура лазера составляла 220 мм. Сборка линз размещалась таким образом, чтобы их общая фокальная плоскость находилась на торцах патч-кордов. После коллимации лазерное излучение, представляющее собой семь плоскопараллельных пучков, попадало на двухлинзовую систему 10 (см. рис.1) с эквивалентным фокусом 100 м. В фокальной плоскости двухлинзовой системы (в дальней зоне) помещалась диафрагма 11 диаметром 0.2 мм. Излучение, прошедшее через диафрагму, регистрировалось фотодиодом 12. В этих условиях фотодиод регистрирует мощность 7-канального излучения в угле 0.002 мрад при ширине дифракционного максимума 0.013 мрад для суммарной апертуры, т. е. фактически осевую силу суммарного

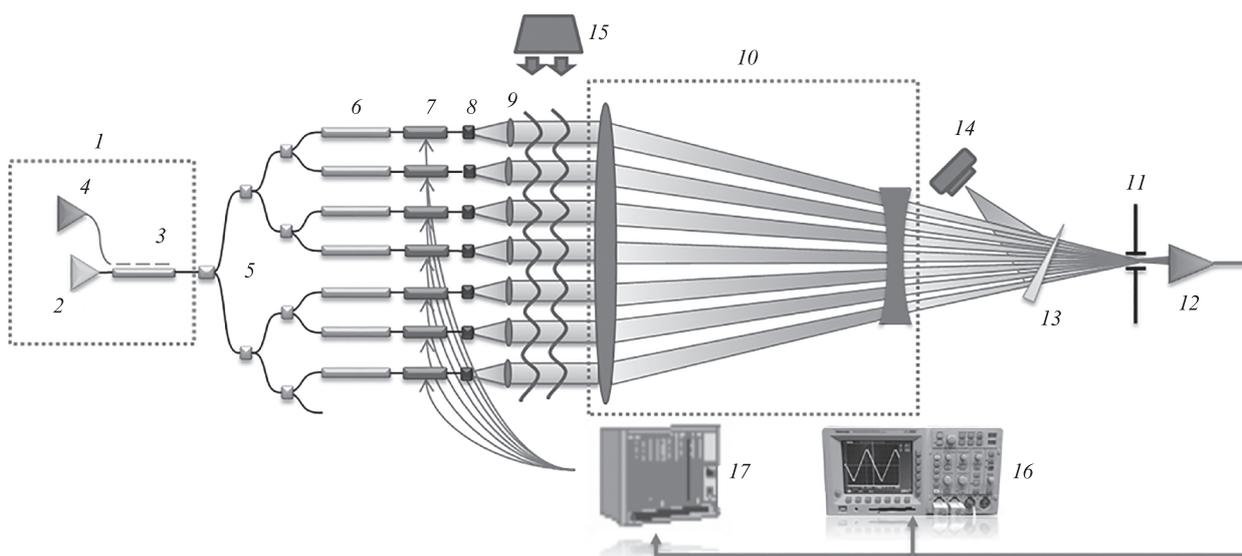


Рис.1. Принципиальная схема лазерной системы:

1 – задающий генератор; 2 – одночастотный лазерный диод; 3 – предусилитель; 4 – диод накачки предусилителя; 5 – система деления излучения; 6 – усилители; 7 – фазовые модуляторы; 8 – патч-корды; 9 – сборка линз; 10 – двухлинзовая система; 11 – диафрагма; 12 – фотодиод; 13 – клин; 14 – CCD-камера; 15 – тепловентилятор; 16 – осциллограф; 17 – блок управления фазовыми модуляторами.

излучения, которая и является целевой функцией СПГ алгоритма. Отметим, что скорость сходимости СПГ алгоритма не зависит от размера диафрагмы, если этот размер не превышает дифракционного [12]. Для визуализации процесса часть излучения, отраженная от клина 13, поступала на матрицу CCD-камеры 14, также расположенную в фокальной плоскости двухлинзовой системы 10. Турбулентные фазовые искажения, которые приобретает пучок на трассе распространения, создавались потоком нагретого воздуха от тепловентилятора 15, подаваемого в широкоапертурную часть пучка между сборкой линз 9 и фокусирующей линзовой системой 10. Положение тепловентилятора во всех экспериментах не менялось.

При включении обратной связи в системе фазировки зарегистрированное фотодиодом 12 значение целевой функции (осевой силы излучения) передается на блок управления 17, который в соответствии с СПГ алгоритмом формирует напряжения, подаваемые на фазовые модуляторы 7. Электронный блок управления построен на базе микроконтроллеров, работающих параллельно. В совокупности с использованием встроенных в оптоволокно быстродействующих фазовых модуляторов данное решение позволило достичь ширины полосы системы 450 кГц (величина, обратная времени замкнутого цикла, т.е. одного этапа итерации СПГ алгоритма). Время экспозиции фотодиода занимает малую часть времени замкнутого цикла.

На первом этапе каждой итерации СПГ алгоритма блок управления с помощью модуляторов фазы параллельно производит в каналах относительно малые случайные

пробные сдвиги фаз амплитудой $\pm \alpha$, затем на втором этапе итерации параллельно осуществляются корректировочные сдвиги фаз в каналах с заданной амплитудой. В результате целевая функция в среднем возрастает по сравнению с исходной. Далее регистрируется новое значение целевой функции и совершается очередная итерация, и т. д. В работе [5] показано, что при амплитуде пробного сдвига фаз $\alpha < 0.1\pi$ каждой величине α соответствует оптимальное значение амплитуды сдвига фаз на втором этапе, которое обеспечивает максимальную скорость сходимости СПГ алгоритма при достижении заданного числа Штреля. При $\alpha \geq 0.1\pi$ процесс фазировки с ростом α становится более медленным и все более неустойчивым. Например, в случае 7-канального лазерного излучения для достижения числа Штреля 0.8 при $\alpha = 0.03\pi$ и 0.05π в среднем необходимо 14 итераций (2 итерации/канал) и 18 итераций (2.6 итерации/канал) соответственно [5], а при $\alpha = 0.09\pi$ – уже 21 итерация (3 итерации/канал) [6].

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Система фазировки, работающая в замкнутом цикле, в идеальном случае должна обеспечить дифракционное распределение интенсивности в дальней зоне вне зависимости от рассогласования фаз в каналах и фазовых искажений на трассе. Для наибольшей скорости сходимости СПГ алгоритма в экспериментах задавались его оптимальные параметры, определенные в работе [5].

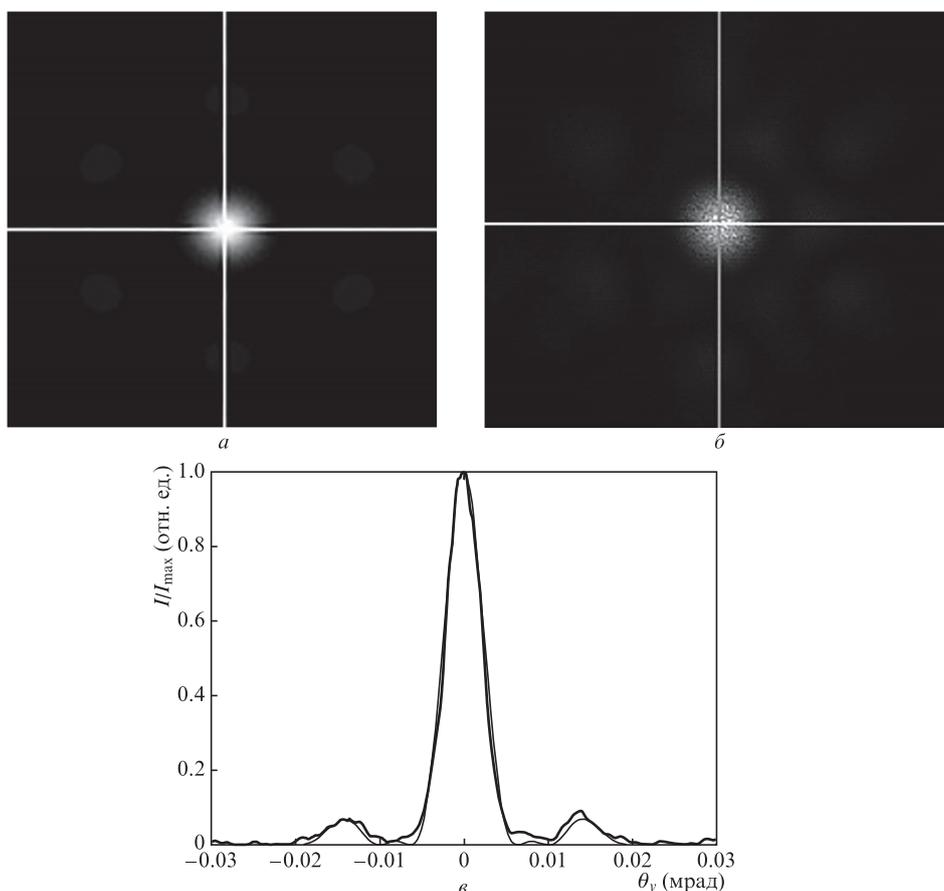


Рис.3. Расчетное (а) и экспериментальное (б) распределения интенсивности семи сфазированных каналов оптоволоконного лазера в дальней зоне, а также профиль распределения по координате y (толстая кривая – эксперимент, тонкая кривая – расчет) (в).

На рис.3 представлены картины расчетного и экспериментального мгновенных распределений интенсивности излучения 7-канального волоконного лазера в дальней зоне после завершения процесса фазировки; здесь же показаны соответствующие профили распределений по одной из координат. Чтобы минимизировать влияние конечности ширины полосы системы фазировки, динамические фазовые искажения в схеме отсутствовали. В этом случае фазовые искажения определяются только оптической разностью хода в каналах (см. рис.1) и тепловыми фазовыми шумами в усилителях, которые в герцевом диапазоне достаточно плавно изменяются во времени [13]. В настоящем эксперименте система фазировки работала при ширине полосы 234 кГц и амплитуде пробного сдвига фаз $\alpha = 0.03\pi$.

Видно, что расчетное и экспериментально измеренное отношения интенсивностей центрального и боковых максимумов в дальней зоне хорошо согласуются. Следовательно, в отсутствие существенных динамических фазовых искажений на трассе система фазировки на основе СПГ алгоритма обеспечивает расходимость 7-канального лазерного излучения, близкую к дифракционной, и число Штреля, близкое к единице. Так как угловой размер диафрагмы 11 на рис.1 существенно меньше дифракционного, то число Штреля в эксперименте есть нормированный сигнал фотодиода U/U_{\max} , где U_{\max} – среднее значение сигнала при включенной обратной связи и отсутствии динамических искажений на трассе.

Рассмотрим, как проходил процесс фазировки и за какое время лазерная система сфазировалась, т.е. распределение интенсивности в дальней зоне приняло вид, показанный на рис.3. На рис.4 приведена типичная экспериментальная зависимость числа Штреля St от времени при включении обратной связи в момент времени $t = 0$. Согласно расчетным и экспериментальным данным работы [5] при амплитуде пробного сдвига фаз $\alpha = 0.03\pi$ и оптимальных параметрах СПГ процедуры для достижения $St = 0.8$ в среднем необходимо 2 итерации/канал, т.е. 14 двухэтапных итераций для 7-канального лазерного пучка. Как видно из рис.4, при включении обратной связи число Штреля возросло примерно с 0.03 до 0.8–0.9 за 70–100 мкс, что при ширине полосы системы 234 кГц соответствует 8–12 двухэтапным итерациям СПГ алгоритма (т.е. в данной экспериментальной реализации число требуемых итераций даже ниже его среднего значения).

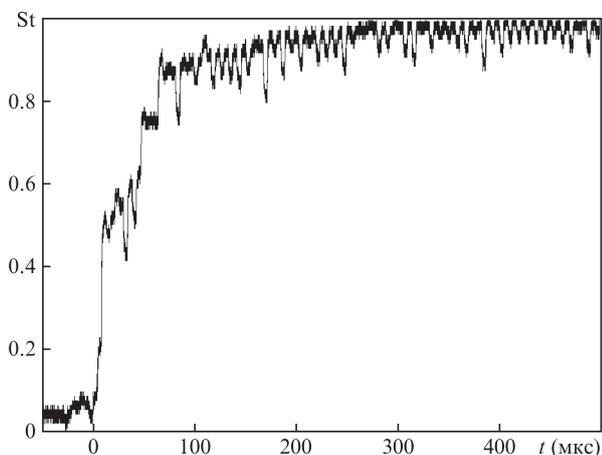


Рис.4. Экспериментальная зависимость числа Штреля от времени при включении обратной связи.

Таким образом, зная ширину полосы системы и скорость сходимости СПГ алгоритма, можно оценить среднее время фазировки τ_{ph} как произведение времени одной итерации на среднее число итераций, необходимое для достижения $St = 0.8$. Например, в условиях данного эксперимента время фазировки $\tau_{ph} = (2/234 \text{ кГц}) \times 14 \approx 120 \text{ мкс}$.

Далее рассмотрим процесс фазировки при наличии существенных динамических флуктуаций показателя преломления на трассе. При включении тепловентилятора 15 (см. рис.1) на трассе появляются динамические оптические неоднородности, и, как следствие, временной спектр колебаний осевой силы (или числа Штреля) суммарного излучения в дальней зоне приобретает дополнительные частоты. Примеры характерного мгновенного распределения интенсивности излучения многоканального пучка в дальней зоне при наличии динамических флуктуаций показателя преломления приведены на рис.5.

Динамика числа Штреля суммарного излучения и зависимость его спектральной мощности от частоты при наличии турбулентных искажений в тракте и выключенной обратной связи представлены на рис.6,а и б. Временной спектр числа Штреля имеет вид, характерный для спектра показателя преломления турбулентной среды и содержащий инерционный интервал, где спектральная мощность спадает по степенному закону. Можно заключить, что инерционный интервал турбулентности в нашем слу-

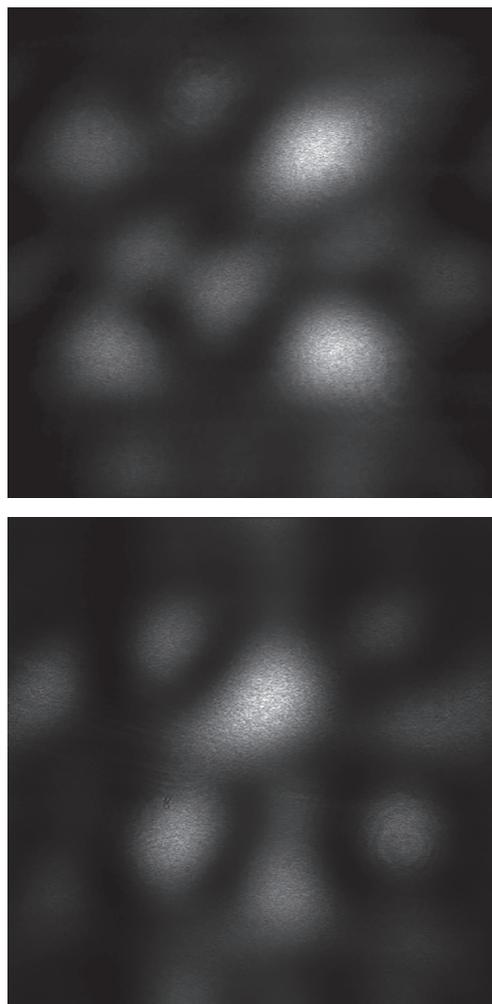


Рис.5. Мгновенные распределения интенсивности излучения семи лазерных каналов в дальней зоне при наличии динамических искажений фазы в тракте.

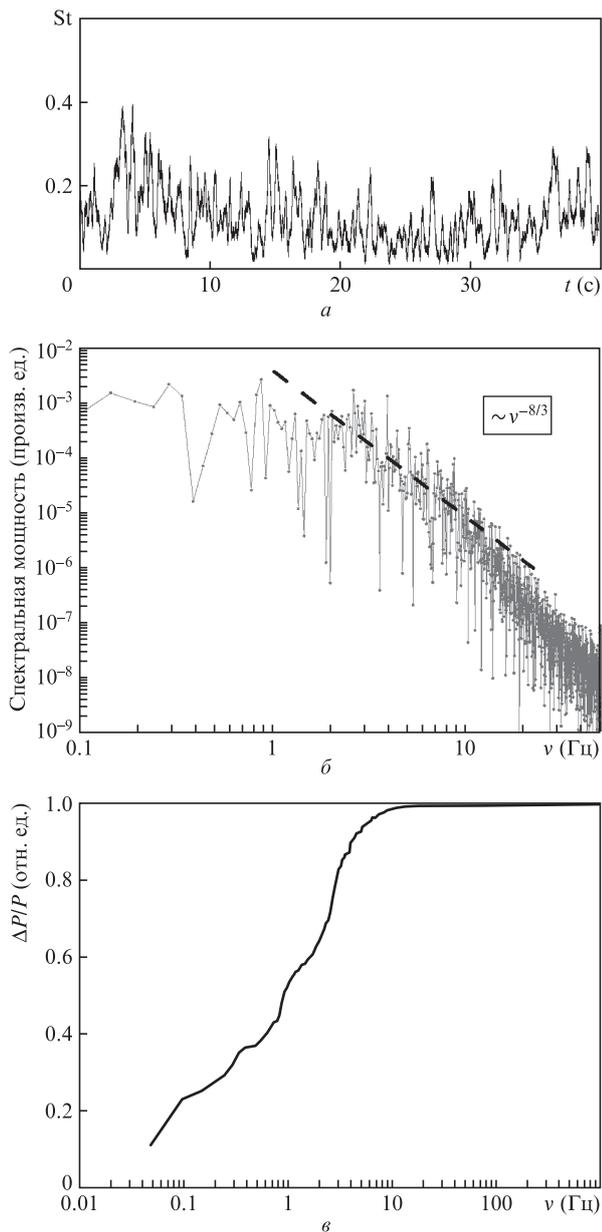


Рис.6. Динамика числа Штреля (а), его спектр мощности (б) при выключенной обратной связи и частотная зависимость нормированного на единицу интеграла от спектральной мощности числа Штреля (в).

чае лежит в пределах 1–10 Гц. При меньших частотах временной спектр выходит на постоянный уровень, а при больших частотах спадает более быстро. В случае колмогоровской турбулентности спектральная мощность фазовых флуктуаций в инерционном интервале имеет степенную зависимость ($\sim \nu^{-5/3}$), а при когерентной турбулентности показатель степени другой ($\nu^{-8/3}$) [14]. Колмогоровская (некогерентная) турбулентность создается при последовательном распаде хаотических крупных воздушных вихрей разного масштаба на более мелкие, а в нашем случае механизм турбулентности определяется распадом вихря только одного размера, связанного с размером лопасти вентилятора. Число Штреля является интегральным по пространству параметром излучения, и в рассматриваемом инерционном интервале его спектральная мощность спадает как $\nu^{-8/3}$. На рис.6,б эта зависимость показана штриховой линией.

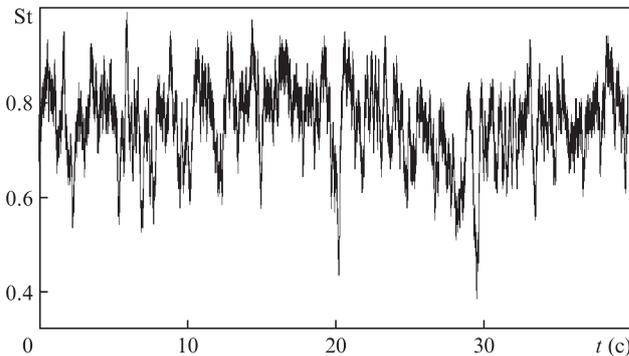


Рис.7. Динамика числа Штреля при включенной обратной связи.

На рис.6,в приведена зависимость спектральной «энергии» – интеграла от спектральной мощности числа Штреля по частоте, нормированного на единицу. Из рисунка видно, что верхняя граница инерционного интервала совпадает с частотой, в пределах которой находится практически вся спектральная «энергия» турбулентности. Таким образом, можно считать, что характерный временной масштаб фазовых искажений τ_{turb} , вносимых потоком воздуха от тепловентилятора, равен 0.1 с.

Динамика числа Штреля при включенной обратной связи, ширине полосы 125 кГц и амплитуде пробного сдвига фаз $\alpha = 0.03\pi$ показана на рис.7. Видно, что число Штреля существенно возросло (см. рис.6,а).

На рис.8 представлена зависимость усредненного за 40 с числа Штреля при включенной обратной связи и наличии динамических турбулентных искажений от отношения временного масштаба фазовых искажений $\tau_{turb} = 0.1$ с к среднему времени фазировки τ_{ph} при амплитудах пробного сдвига фаз $\alpha = 0.03\pi, 0.05\pi$ и 0.09π . Точки, соответствующие максимальным значениям τ_{turb}/τ_{ph} , т. е. минимальным τ_{ph} , получены при максимальной ширине полосы 450 кГц. Увеличение τ_{ph} в эксперименте осуществлялось за счет искусственного снижения ширины полосы системы – увеличения времени измерения целевой функции на каждом этапе итерации СПГ алгоритма (такой механизм уменьшения ширины полосы представляется естественным для реальной ситуации, в которой часто возникает проблема слабого сигнала). Видно, что увеличение

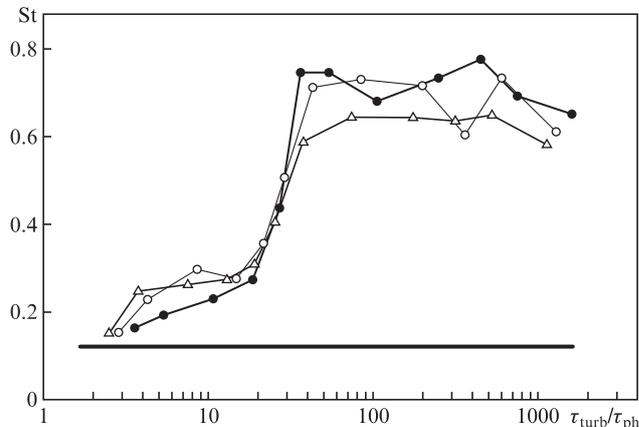


Рис.8. Зависимость среднего числа Штреля от отношения характерного времени фазовых искажений τ_{turb} к среднему времени фазировки τ_{ph} при амплитуде пробного сдвига фаз $\alpha = 0.03\pi$ (●), 0.05π (○) и 0.09π (△). Сплошная горизонтальная линия – уровень среднего числа Штреля при выключенной обратной связи.

среднего числа Штреля при включении обратной связи начинается при $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} > 2$, а резкий рост эффективности компенсации динамических фазовых искажений имеет место при $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \approx 20$, т. е. когда время коррекции фазы в 20 раз меньше характерного времени ее турбулентного изменения. При $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \geq 30-40$ среднее число Штреля остается на достигнутом постоянном уровне (~ 0.7), увеличившись примерно в 6 раз по сравнению с дефазированным случаем. Более низкое число Штреля (~ 0.65) при амплитуде пробного сдвига фаз $\alpha = 0.09\pi$ обусловлено близостью α к 0.1π , что согласно [5] ведет к более высокой дисперсии флуктуаций целевой функции при СПГ фазировке. Мы рассмотрели случай $\alpha = 0.09\pi$, чтобы продемонстрировать, к чему может привести вынужденное увеличение α , необходимое, например, в условиях высокого уровня зашумления целевой функции.

Установленные критерии не зависят от амплитуды пробного сдвига фаз СПГ алгоритма α , которая влияет лишь на скорость его сходимости, а зависят только от отношения $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}}$. Отсюда можно заключить, что критерии не зависят от используемого алгоритма управления фазой многоканального лазерного излучения, а также от числа фазированных каналов. Некоторые детали функции St от $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}}$, очевидно, зависят от формы спектра динамических фазовых искажений. Так, в [15] отмечено, что при адаптивной компенсации гармонического колебания амплитуда сигнала еще практически не меняется, когда время коррекции в 10 раз меньше периода колебания.

Возникает вопрос, почему в результате динамической фазировки получено увеличение среднего числа Штреля с 0.14 до 0.7, а не до 1, т. е. в 5, а не в $N = 7$ раз, как на рис.3 и 4, согласно теории? В работе [9] было показано, что эффективность фазировки многоканального лазерного излучения через турбулентную атмосферу высока, когда радиус атмосферной когерентности (параметр Фрида) больше или порядка поперечного размера одного лазерного канала. Поскольку максимальное значение числа Штреля, полученное нами в экспериментах с динамическими фазовыми искажениями тракта, составляет около 0.7, то можно предположить, что согласно результатам [9] радиус когерентности в этих экспериментах примерно вдвое меньше поперечного размера лазерного канала. Это видно из рис.5, где число пятен в дальней зоне несколько превышает число каналов, и из рис.6,а, где среднее значение числа Штреля дефазированного излучения меньше $1/N = 1/7$.

4. Заключение

Создан экспериментальный стенд для когерентной фазировки 7-канальной волоконной лазерной системы ($\lambda = 1064$ нм) в схеме «одноканальный ЗГ + блок параллель-

ных усилителей» с оптоволоконными модуляторами фазы на основе ниобата лития и электронным блоком аппаратного управления модуляторами. Управление модуляторами фазы осуществляется с помощью двухэтапного итеративного СПГ алгоритма. Блок управления модуляторами построен на микроконтроллерах и обеспечивает ширину полосы системы фазировки до 450 кГц в замкнутом цикле.

На созданном стенде экспериментально исследована эффективность фазового сложения излучения 7-канальной лазерной системы, прошедшего среду с турбулентными искажениями фазы с характерным временным масштабом τ_{turb} , при варьировании времени фазировки τ_{ph} . Установлено, что среднее значение числа Штреля начинает увеличиваться при $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \approx 2$, а резкий рост эффективности компенсации динамических фазовых искажений на трассе распространения имеет место при $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \approx 20$. При $\tau_{\text{turb}}/\tau_{\text{ph}} \geq 30-40$ среднее число Штреля остается на достигнутом постоянном уровне, величина которого высока, если радиус когерентности атмосферы (радиус Фрида) порядка (или больше) размера апертуры одного канала системы.

1. Fan T.Y. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 567 (2005).
2. Brignon A. (Ed). *Coherent Laser Beam Combining* (Berlin: Wiley, 2013).
3. Protz R., Zoz J., Geidek F., Dietrich S., Fall M. *Proc. SPIE*, **8547**, 854708-1 (2013).
4. Гаранин С.Г., Маначинский А.Н., Стариков Ф.А., Хохлов С.В. *Автоматика*, **48** (2), 30 (2012) [Gararin S.G., Manachinsky A.N., Starikov F.A., Khokhlov S.V. *Optoelectron. Instrum. Data Process.*, **48** (2), 134 (2012)].
5. Волков В.А., Волков М.В., Гаранин С.Г., Долгополов Ю.В., Копалкин А.В., Куликов С.М., Стариков Ф.А., Сухарев С.А., Тютин С.В., Хохлов С.В., Чапарин Д.А. *Квантовая электроника*, **43** (9), 852 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (9), 852 (2013)].
6. Волков М.В., Гаранин С.Г., Долгополов Ю.В., Копалкин А.В., Куликов С.М., Синявин Д.Н., Стариков Ф.А., Сухарев С.А., Тютин С.В., Хохлов С.В., Чапарин Д.А. *Квантовая электроника*, **44** (11), 1039 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (11), 1039 (2014)].
7. Пырклов Ю.Н., Трикшев А.И., Цветков В.Б. *Квантовая электроника*, **42** (9), 790 (2012) [*Quantum Electron.*, **42** (9), 790 (2012)].
8. Weyrauch T., Vorontsov M.A., Carhart G.W., Beresnev L.A., Rostov A.P., Polnau E.E., Liu J.J. *Opt. Lett.*, **36** (22), 4455 (2011).
9. Волков В.А., Волков М.В., Гаранин С.Г., Стариков Ф.А. *Квантовая электроника*, **45** (12), 1125 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (12), 1125 (2015)].
10. Weyrauch T., Vorontsov M., Mangano J., Ovchinnikov V., Bricker D., Polnau E., Rostov A. *Opt. Lett.*, **41** (4), 840 (2016).
11. Fried D.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **56** (10), 1380 (1966).
12. Волков В.А., Волков М.В., Гаранин С.Г., Долгополов Ю.В., Копалкин А.В., Куликов С.М., Стариков Ф.А., Сухарев С.А., Тютин С.В., Хохлов С.В. *Труды РФЯЦ ВНИИЭФ*, **19**, 404 (2014).
13. Augst S.J., Fan T.Y., Sanchez A. *Opt. Lett.*, **29** (5), 474 (2004).
14. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **32** (3), 228 (2019).
15. Рукосуев А.Л., Кудряшов А.В., Лылова А.Н., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В. *Оптика атмосферы и океана*, **28** (2), 189 (2015).