

# Фазовое управление сфокусированным лазерным пучком. Сопоставление эффективности методов

В.П.Лукин

*Рассмотрена адаптивная фазовая коррекция искажения передаваемых через слой турбулентной атмосферы пространственно ограниченных лазерных пучков и плоской волны. Определены требования к размеру элемента зеркала и к полосе частот системы коррекции, которые оказались теми же, что и в случае слабых флуктуаций интенсивности.*

*Ключевые слова:* турбулентность, лазерные пучки, фазовая коррекция, амплитуда.

## 1. Введение

Ранее в ряде работ [1–3] были рассмотрены характеристики фазовой коррекции искажений оптических волн при большой дисперсии флуктуаций фазы. При этом предполагалось, что флуктуации интенсивности отсутствуют. В настоящей работе, напротив, рассматривается другой предельный случай сильных флуктуаций интенсивности.

Долгое время термины «фазовая коррекция» и «коррекция волнового фронта» считались взаимозаменяемыми, а «фазовый корректор» и «корректор волнового фронта» – синонимами. Адаптивная коррекция зачастую трактовалась как выпрямление волнового фронта, если речь шла о приёме искаженной волны. Для адаптивной фокусировки пучков коррекция рассматривается как предискажение волнового фронта. В рамках волновой оптики фокусировка пучка или изображения может рассматриваться как сложение парциальных волн с учётом фазы их колебаний [1].

В условиях, когда волновой фронт – достаточно гладкая поверхность, оба подхода действительно являются практически эквивалентными. Однако при нарушении гладкости волнового фронта ситуация меняется. Это происходит, например, в турбулентной атмосфере, когда флуктуации интенсивности, вызванные турбулентными флуктуациями показателя преломления, становятся достаточно сильными.

Цель настоящей работы – исследование эффективности фазовой коррекции в условиях сильных флуктуаций интенсивности.

## 2. Фазовая коррекция – потенциальная и дислокационная фазы

Известно, что фазовые искажения, возникающие при прохождении волны через оптически неоднородную среду, по мере дальнейшего её распространения трансформируются в модуляцию пространственного распределе-

ния интенсивности. При достаточно глубокой модуляции могут возникнуть точки с нулевой интенсивностью. Если описывать волну в терминах комплексной амплитуды  $U$ , то такие точки будут образовываться в местах пересечения (или соприкосновения) линий, где её вещественная и мнимая части равны нулю. В тех случаях, когда  $\text{Re } U$  и  $\text{Im } U$  при переходе через эти линии меняют знак с положительного на отрицательный, такие точки пересечения являются точками дислокаций волнового фронта. С точки зрения адаптивной фазовой коррекции важно то, что при наличии дислокаций нарушается непрерывность двумерного распределения фазы – появляются её разрывы.

Отметим, что при появлении разрывов ошибка аппроксимации волнового фронта деформируемым адаптивным зеркалом будет значительно увеличиваться. Применение специальных корректоров (в которых сочетаются возможности как составных, так и деформируемых зеркал) в общем случае также не даст эффекта, поскольку при коррекции турбулентных искажений дислокации возникают в случайно расположенных точках апертуры. При построении карты аберраций опорной волны с помощью алгоритмов, используемых сегодня в большинстве датчиков волнового фронта, на выходе имеем непрерывную функцию поперечных координат. При этом фильтруется вихревая часть данных измерений [2, 4].

### 2.1. Эффективность алгоритма фазового сопряжения

Рассмотрим результаты [2, 5] численных экспериментов, показывающих, как влияют флуктуации интенсивности и дислокации фазы на коррекцию турбулентных искажений. Численные эксперименты были проведены для схемы коррекции, представленной на рис. 1, которая является схемой адаптивного формирования когерентного пучка излучения на основе предискажений, вносимых в оптическую волну в плоскости излучения ( $z = 0$ ). Корректируемое (основное) излучение распространяется из плоскости корректора ( $z = 0$ ) на удалённый объект. Опорное излучение распространяется навстречу основному. Таким образом, здесь реализуется схема адаптации по алгоритму фазового сопряжения (ФС) на основе измерений в опорной волне. Линза регистрирующей системы находится в плоскости  $z = L$ , адаптивная система – в плоскости  $z = 0$ . Плоская опорная волна распростра-

В.П.Лукин. Институт оптики атмосферы СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 1; тел.: (382) 2 491 606, e-mail: lukin@iao.ru

Поступила в редакцию 10 марта 2004 г., после доработки – 3 августа 2004 г.

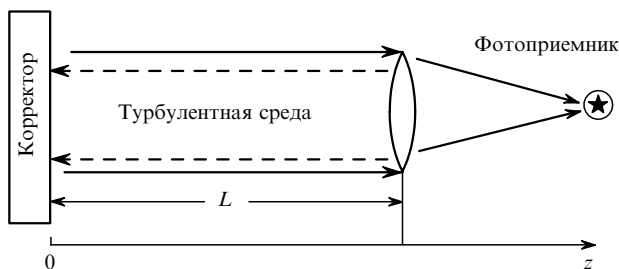


Рис.1. Оптическая схема численного эксперимента – схема фазового сопряжения.

няется из плоскости  $z = L$  в плоскость  $z = 0$ . В плоскости  $z = 0$  адаптивная система измеряет искажения опорного излучения и в соответствии с алгоритмом ФС осуществляет коррекцию излучаемой волны.

Практический и научный интерес представляют два аспекта. Первый – насколько значительно потеря амплитудной информации влияет на эффективность фазовой коррекции. Второй – как сильно потеря информации, заключенной в вихревой части фазовых измерений, снижает эффективность адаптации.

Было рассмотрено два варианта алгоритма измерения фазы. В первом варианте идеальная адаптивная система мгновенно и точно воспроизводит фазу опорной волны на всей плоскости поперечного сечения, включая особые точки волнового фронта (дислокации). Во втором варианте корректируется только составляющая, соответствующая потенциальной части векторного поля локальных наклонов волнового фронта. Далее будем называть такую коррекцию коррекцией «потенциальной» (или «безвихревой») фазы. Фактически на основе данной схемы могут быть реализованы четыре алгоритма численного эксперимента: 1) идеальная система компенсации; 2) система компенсации «потенциальной» части аберраций; 3) идеальная система, работающая по алгоритму ФС; 4) система, работающая по алгоритму ФС, где используется только «потенциальная» часть аберраций.

Данную схему оптического эксперимента можно описать четырьмя численными параметрами задачи. Ими являются: длина трассы распространения  $L$ , диаметр линзы  $D$ , длина волны  $\lambda$  и интенсивность турбулентности  $C_n^2$ . В соответствии с теорией подобия Гурвича [3] задача распространения плоской волны в турбулентной атмосфере характеризуется только двумя масштабами: поперечным, в качестве которого можно использовать радиус когерентности оптической волны  $r_0$ , и продольным – длиной дифракции  $L_d = kr_0^2$  на радиусе когерентности. Тогда задача будет характеризоваться нормированной длиной трассы  $L/L_d$  и нормированным диаметром апертуры  $D/r_0$ . Индекс мерцания плоской волны  $\beta_0^2$  для степенного спектра турбулентности однозначно связан с отношением  $L/L_d$ :  $\beta_0^2 = 2.9(L/L_d)^{5/6}$ . Его можно использовать в качестве параметра вместо отношения  $L/L_d$ .

Была рассмотрена задача распространения ограниченного когерентного пучка в среде с колмогоровской турбулентностью [3]. В результате численных расчетов на основе программного обеспечения [2] было показано (см. рис.2), что при идеальной компенсации только «безвихревой» части фазы (нижняя группа кривых) эффективность коррекции при увеличении индекса мерцания снижается довольно значительно. Двукратное уменьшение параметра Штреля  $Sg$  достигается уже при  $\beta_0^2 \sim 1 - 1.5$ . Дальнейший рост флуктуаций интенсивности приводит к

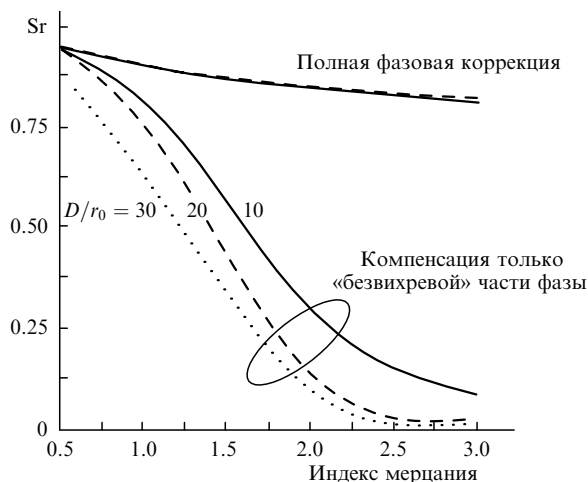


Рис.2. Зависимости параметра Штреля  $Sg$  от индекса мерцания в схеме фазового сопряжения.

тому, что интенсивность в фокусе линзы стремится к нескорректированному значению (рис.2). Это означает, что применение рассматриваемой фазовой коррекции становится малоэффективным, когда длина трассы достигает длины дифракции на радиусе когерентности. Кроме этого было обнаружено, что эффективность коррекции в схеме идеального фазового сопряжения начинает зависеть от величины флуктуаций интенсивности. Однако данная зависимость не столь сильна, как этого можно было бы ожидать. При  $\beta_0^2 = 3$  параметр  $Sg$  уменьшается до 0.8 (см. верхнюю группу кривых) и практически не зависит от диаметра апертуры (или отношения  $D/r_0$ ).

## 2.2. Эксперимент Линкольнской лаборатории. Сопоставление с расчетами

Существуют экспериментальные данные, с которыми можно сравнить приведенные результаты численного анализа. Эксперимент [6] был проведен Линкольнской лабораторией (США) на трассе протяженностью 5.5 км. В адаптивную систему входили гартмановский датчик и деформируемое зеркало, использовался алгоритм фазового сопряжения для сфокусированного пучка. Длины волн опорного и корректируемого пучков составляли 633 и 514 нм соответственно.

На рис.3 приведены результаты этого эксперимента. По горизонтальной оси отложена дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды  $\chi$  для сферической волны. По данным Линкольнской лаборатории трудно судить, в какой мере снижение эффективности коррекции происходит вследствие нарушения непрерывности фазы и фильтрации фазовых дислокаций, а в какой – из-за увеличения отношения диаметра апертуры к радиусу когерентности, наличия ошибок датчика искажений волнового фронта и других ошибок адаптивной системы. Непротиворечивость результатов эксперимента данным нашего расчета говорит о том, что именно применение алгоритма восстановления волнового фронта опорного пучка, фильтрующего «вихревую» фазу, является решающим фактором, обуславливающим снижение эффективности коррекции [2].

Согласие с результатами нашего расчета говорит о том, что именно применение алгоритма восстановления волнового фронта опорного пучка, фильтрующего «вихревую» фазу, является решающим фактором, обуславливающим снижение эффективности коррекции [1].

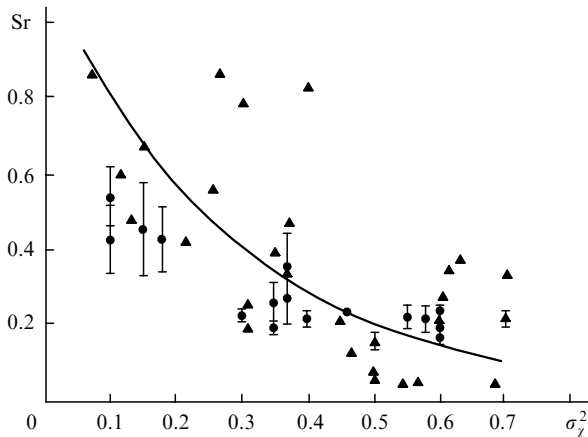


Рис.3. Зависимости параметра Штреля  $Sr$  ( $\lambda = 514$  нм) от дисперсии флуктуаций амплитуды сферической волны: сплошная кривая – результат расчёта в приближении метода плавных возмущений, точки – данные эксперимента [6].

Табл.1.

$D/r_0$	$Sr_{n\text{cor}}$	$Sr_{\text{cor}}$	$Sr_{n\text{cor}}/Sr_{\text{cor}}$
10	0.0324	0.129	3.98
20	0.0106	0.038	3.58
30	0.0051	0.025	4.90

В табл.1 приведены отношения значений скорректированного параметра Штреля  $Sr_{\text{cor}}$  к нескорректированному  $Sr_{n\text{cor}}$  для схемы компенсации «безвихревой» фазы при  $\beta_0^2 = 3$ . Видно, что при всех значениях  $D/r_0$  скорректированный параметр примерно в четыре раза больше нескорректированного. Таким образом, можно констатировать, что и при больших флуктуациях амплитуды (когда  $\beta_0^2 = 3$ ) имеет место существенный выигрыш по сравнению со значением параметра Штреля в отсутствие коррекции.

### 3. Составное и гибкое зеркало, сравнение эффективностей

Известно, что дислокации волнового фронта, положение которых совпадает с точками, где мгновенное значение интенсивности равно нулю, возникают при расстояниях распространения оптической волны в случайной среде, примерно равных дифракционной длине  $L_d = kr_0^2$ , где  $k$  – волновое число излучения. При наличии таких точек в волновом фронте опорной волны эффективность адаптивных систем с гибкими зеркалами начинает снижаться. В то же время численный эксперимент [2] с моделью составного фазового корректора показал, что его эффективность практически не изменяется при переходе в область сильных флуктуаций интенсивности.

#### 3.1. Плоская волна

Прежде чем рассматривать результаты, полученные для сфокусированного волнового пучка в адаптивной системе, работающей «на передачу», т. е. на формирование сфокусированного пучка, напомним наиболее важные данные, полученные в [2, 7] для плоской волны при работе «на приём». Мы обнаружили, что для плоской волны эффективность адаптивной системы с составным корректором не меняется при переходе из области слабых флуктуаций интенсивности в область сильных флуктуа-

ций. Сначала этот вывод показался нам даже несколько парадоксальным, поскольку мы ожидали, что наличие особых точек фазы и разрывов волнового фронта потребует применения адаптивного корректора с большим числом элементов. Однако этого не произошло.

В то же время с точки зрения подхода к адаптивной системе как к системе фазировки парциальных волн именно так и должно быть. Действительно, трансформация фазовых искажений в амплитудные при переходе от короткой трассы к эквивалентной с точки зрения турбулентности длинной трассе вовсе не способствует уменьшению размера площадки когерентности, а даже наоборот, приводит к некоторому её увеличению. Поэтому, имея составное зеркало с размером элемента, равным радиусу когерентности, мы можем сфазировать между собой эти площадки и тем самым обеспечить когерентное сложение волн в фокусе телескопа.

С этой точки зрения легко объясним и другой результат для плоской волны [2,7], а именно тот факт, что зависимость эффективности адаптивной системы от задержки в контуре коррекции практически не изменяется при переходе в область сильных флуктуаций.

#### 3.2. Ограниченный гауссов пучок и «идеальный» корректор

Задачей данного раздела работы было исследование сфокусированного гауссова пучка. Мы хотели проверить, удастся ли получить для него такое же высокое качество коррекции, как и для плоской волны. К тому же в данном случае адаптивная система работает «на передачу», что тоже может привести к другим результатам.

Известно, что «идеальная» адаптивная система в этом случае обеспечивает высокое качество коррекции сфокусированного пучка [7, 8]. «Идеальность» означает, что размер элемента фазового корректора бесконечно мал и граничные условия, описывающие поле на излучающей апертуре адаптивной системы, имеют следующий вид:

$$U(\rho) = A_0(\rho) \exp[-\arg u(\rho)], \tag{1}$$

где  $\rho$  – координата плоскости наблюдения;  $A_0$  – начальная амплитуда поля фокусируемого пучка.

Рассмотрим сначала результаты для «идеальных» датчика и корректора. Здесь прежде всего интересно сопоставить эффективность адаптивной коррекции исходной плоской волны и сфокусированного пучка. Результат расчётов изображён на рис.4. В обоих случаях оптическая система работает в режиме «на передачу», т. е. излучаемая волна сначала модулируется адаптивным фазовым корректором, а затем распространяется через неоднородности показателя преломления. Таким образом, адаптивная коррекция вводится в оптическую волну как предискажение исходного излучения. Для сфокусированного гауссова пучка мерой качества коррекции является средняя интенсивность излучения в фокусе, а для плоской волны – её интенсивность, измеренная в дальней зоне, т. е., в фокусе линзы, расположенной на другом конце трассы в плоскости  $z = L$ . Этот случай приближенно соответствует широкому коллимированному пучку или широкому пучку, сфокусированному далеко за слой случай-неоднородной среды.

Как следует из рис.4, мы имеем существенно различные результаты для сфокусированного пучка и плоской волны. В численном эксперименте мы изменяли длину

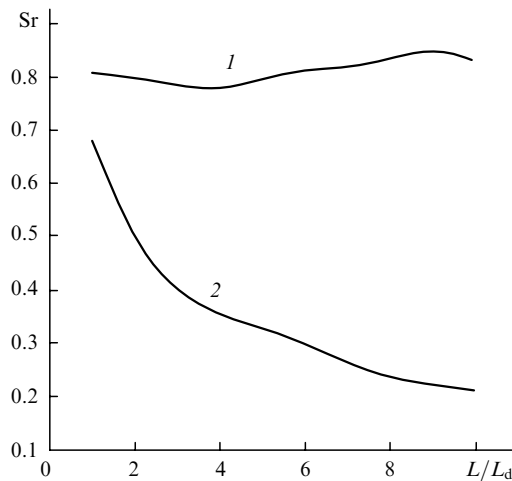


Рис.4. Зависимости параметра Штреля  $Sr$  от нормированной длины трассы при  $D/r_0 = 10$  для плоской волны (1) и сфокусированного гауссова пучка (2).

трассы  $L$  от  $10^{-1}L_d$  до  $10L_d$  и не обнаружили существенного снижения эффективности коррекция для плоской волны. Иной результат получился для гауссова пучка. Уже при  $L = 2L_d$  фокальная интенсивность снижается вдвое, при  $L = 5L_d$  – втрое, а при  $L = 7L_d$  даже вчетверо по сравнению с дифракционно-ограниченным значением. Отсюда следует вывод, что существует принципиальное ограничение на чисто фазовую коррекцию турбулентного уширения сфокусированного пучка. Оказывается, что какой бы ни была адаптивная система, полностью скомпенсировать турбулентные эффекты на длинных трассах не удастся. Для наглядности в табл.2 показано, что в данном случае соответствует понятию «длинная трасса». Здесь приведены значения  $L$  и достижимые значения параметра Штреля  $Sr$  для  $r_0 = 10$  см и длины волны 0.5 мкм. Расчёт был выполнен для апертуры  $D = 10r_0$ . Для  $D > 10r_0$  можно ожидать примерно такой же зависимости параметра  $Sr$  от  $L/L_d$ , по крайней мере для  $0.1 < Sr < 1$ .

### 3.3. Коррекция только «безвихревой» части фазы

Рассмотрим другой вариант – коррекцию только «безвихревой» части составляющей фазовых искажений. Данный вариант соответствует адаптивной системе традиционного типа – с гибким зеркалом и датчиком, данные которого обрабатываются по стандартному алгоритму реконструкции фазы из её разностей. В работах [2, 7] мы представляли результаты, полученные для плоской волны. Сравним их с результатами расчёта, выполненного для сфокусированного пучка (рис.5). Несколько неожиданным, на первый взгляд, является то, что эффективность применения адаптивной фазовой коррекции для плоской волны меньше, чем для сфокусированного пучка. В случае, показанном на рис.4, наоборот, быстрее уменьшалась эффективность коррекции в сфокусированном пучке. Это легко объяснить, если учесть, что в сис-

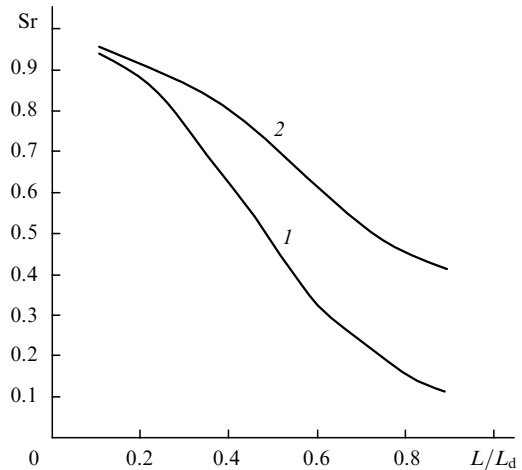


Рис.5. Зависимости параметра Штреля  $Sr$  от нормированной длины трассы при коррекции «безвихревой» части фазы для плоской волны (1) и сфокусированного гауссова пучка (2) при  $d \ll r_0$  ( $d$  – размер отдельного элемента активного зеркала)

теме со сфокусированным пучком опорным излучением является расходящаяся волна, в которой флуктуации интенсивности развиваются медленнее, чем в плоской. Это отчетливо видно из сравнения выражений [3] для индексов мерцания плоской волны,

$$\beta_0^2 = 1.24C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (2)$$

и расходящейся сферической волны,

$$\beta_0^2 = 0.42C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}. \quad (3)$$

Из (2) и (3) следует, что при равных значениях  $C_n^2 k^{7/6}$  в расходящейся волне в сравнении с плоской заданное значение индекса мерцания будет иметь место на трассе, длина которой почти в два раза больше. Поэтому при одинаковых длинах трасс  $L$  в расходящейся сферической опорной волне фазовых дислокаций будет меньше, чем в плоской волне, а значит, эффективность коррекции будет выше.

Таким образом, мы сравнили эффективность адаптивной коррекции для плоской волны и сфокусированного пучка и выяснили, что в случае коррекции всех фазовых aberrаций (включая фазовые дислокации) с увеличением длины трассы быстрее снижается фокальная эффективность для сфокусированного пучка, а при коррекции только сглаженной («безвихревой») части фазовых aberrаций – наоборот. При этом масштабы длин трасс различаются почти на порядок (ср. рис.4 и 5). Заметим, что в обоих случаях пространственное разрешение адаптивной системы полагалось бесконечным, т.е. мы считали, что размеры корректора  $d$  и элементов датчика много меньше, чем радиус когерентности Фрида  $r_0$ .

Табл.2.

$Sr$	$L$ (км)	$L/L_d$
0.68	125	1
0.48	250	2
0.33	625	5
0.25	825	7

## 4. Влияние размера элемента в датчике волнового фронта

Далее нас будет интересовать эффективность адаптивной системы с конечным размером элемента; для определенности возьмём  $d = r_0$ . Как показано в [2, 7], для адаптивной коррекции искажений в плоской волне ис-

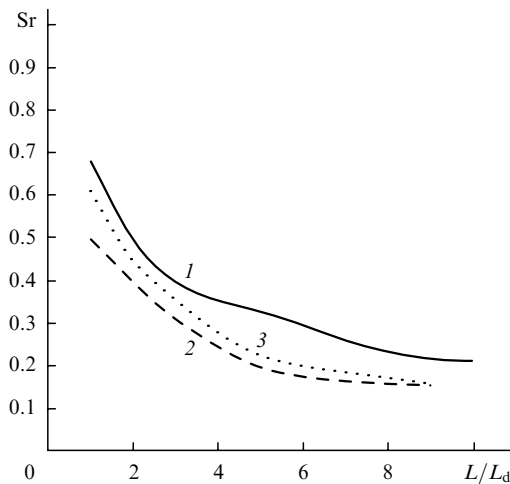


Рис.6. Зависимости параметра Штреля Sr от нормированной длины трассы в случае коррекции с конечным размером элемента адаптивной системы при  $d \ll r_0$  (1) и  $d = r_0$  – коррекция средней фазы и наклона волнового фронта (2) и коррекция только средней фазы (3).

пользуемого пространственного разрешения ( $d = r_0$ ) вполне достаточно в области как слабых, так и сильных флуктуаций интенсивности. Проверим, так ли это для сфокусированного пучка. Напомним, что мы будем определять [2, 3] фазу на элементе субапертуры размером  $d$  через среднюю комплексную амплитуду по формуле

$$\varphi = \arg(\bar{U}), \quad \bar{U} = \frac{1}{d^2} \iint_d U(x, y) dx dy. \quad (4)$$

Фактически мы меняем местами операцию усреднения по площадке и операцию вычисления арктангенса (точнее – главного значения аргумента). Тем самым мы избегаем сложностей, связанных с проблемой определения непрерывной фазы на всей апертуре при наличии фазовых дислокаций [9, 10].

Рассмотрим результаты численного моделирования, приведённые на рис.6. Здесь показаны три кривые: одна – для бесконечного пространственного разрешения (размер площадки  $d = 0$ ) и две другие – для  $d = r_0$ , когда в одном случае корректируется только средняя фаза, а в другом – средняя фаза и локальный наклон волнового фронта. Из сопоставления кривых 1–3 видно, что различие между этими тремя вариантами не принципиально. И хотя эффективность адаптивной системы с бесконечным пространственным разрешением выше, большее значение имеет длина трассы.

### 5. Двухцветная адаптивная система

Совершенно по-новому проявляют себя амплитудные флуктуации и связанные с ними фазовые дислокации в приложении к двухцветной адаптивной коррекции. Основная проблема возникает вследствие необходимости масштабирования измеренных фазовых aberrаций для длины волны опорного излучения  $\lambda_r$  на длину волны корректируемого излучения  $\lambda$  [11]. Таким образом, уже сама постановка задачи об использовании опорного излучения с другой длиной волны оказывается увязанной с алгоритмом, на котором основана работа датчика волнового фронта. В принципе в двухцветной адаптивной системе более логично измерять именно aberrации вол-

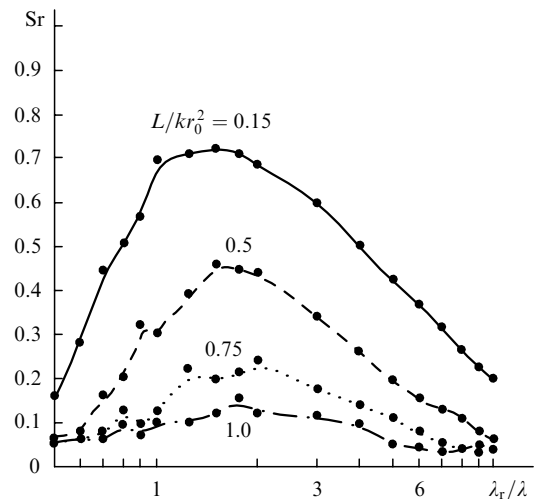


Рис.7. Зависимости нормированной интенсивности (Sr) от длины волны опорного излучения при различных нормированных длинах трассы  $L/kr_0^2$  (нормировка на длине волны корректируемого излучения).

нового фронта, характеризующие флуктуации разности оптической длины пути, а не флуктуации разности фаз. Поскольку задача двухцветной коррекции трудна и сама по себе многофакторна, не будем её усложнять введением дополнительного пространственного масштаба – размера пучка. Рассмотрим некоторые результаты численного эксперимента с плоской волной.

Результаты численного моделирования такой задачи [12, 13], представлены на рис.7. Все расчёты выполнены для плоской волны при следующих соотношениях между размером фокусирующей линзы  $D$ , радиусом когерентности  $r_0$  и размером субапертуры  $d$ :  $D/r_0 = 10$ ,  $d = r_0$ . Случайно-неоднородная среда моделировалась десятью случайными экранами, и интенсивность в фокальной плоскости линзы усреднялась по десяти случайным реализациям.

Мы варьировали длину волны опорного излучения. На рис.7 показаны зависимости нормированной интенсивности в фокусе линзы (фактически параметр Штреля Sr) для четырех трасс различной протяженности. Видно, что даже при равных длинах волн, т. е. при  $\lambda_r = \lambda$ , нормированная интенсивность фокального пятна меньше её дифракционно-ограниченного значения. С уменьшением длины волны опорного излучения флуктуации интенсивности растут и соответственно быстро падает эффективность коррекции. При изменении длины волны опорного излучения  $\lambda_r$  от  $\lambda$  до  $0.7\lambda$  параметр Штреля уменьшается почти вдвое. Увеличение длины волны опорного излучения приводит сначала к некоторому возрастанию значения Sr при изменении  $\lambda_r$  от  $\lambda$  до  $2\lambda$ , а при переходе к ещё более длинноволновому опорному излучению эффективность адаптивной коррекции начинает уменьшаться, однако достаточно медленно. При увеличении  $\lambda_r$  до  $6\lambda$  параметр Штреля уменьшается примерно вдвое, до  $8\lambda$  – втрое.

### 6. Выводы

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. При коррекции турбулентных искажений эффективность фазовой коррекции снижается примерно вдвое при

возрастании нормированной дисперсии флуктуации интенсивности (индекса мерцания)  $\beta_0^2$  от нуля до единицы. В этом диапазоне значений  $\beta_0^2$  эффективность коррекции практически не зависит от соотношения между диаметром апертуры и радиусом когерентности. С дальнейшим возрастанием флуктуаций интенсивности начинает проявляться зависимость эффективности коррекции от диаметра апертуры. При  $\beta_0^2 \sim 3$  эффективность коррекции снижается на порядок и более и параметр  $Sr$  стремится к значению, получаемому в системе без коррекции.

2. Поскольку  $\beta_0^2 = 3$  примерно соответствует границе применимости [3] метода плавных возмущений (МПВ), то можно предположить, что и применимость МПВ связана с возникновением дислокаций. Заметим, что в точках дислокаций интенсивность равна нулю и логарифм амплитуды  $\chi$  обращается в бесконечность, а МПВ фактически является методом возмущений для логарифма поля.

3. Использование в качестве опорного более длинноволнового излучения приводит к незначительному изменению эффективности коррекции при  $\lambda_r = 1\lambda, \dots, 3\lambda$ , а при переходе к ещё большим длинам волн – к медленному уменьшению эффективности коррекции, что преодолеть, по-видимому, уже нельзя, поскольку это связано не с

флуктуациями интенсивности (они уменьшаются с ростом  $\lambda$ ) или с неудачным выбором датчика искажений, а просто с дифракцией. С ростом длины волны фазовые искажения быстрее переходят в амплитудные, и это не приводит к росту флуктуаций интенсивности только потому, что сами фазовые искажения уменьшаются с увеличением длины волны.

1. Лукин В.П. *Атмосферная адаптивная оптика* (Новосибирск: Наука, 1986).
2. Фортес Б.В. *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 422 (1999).
3. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1976).
4. Fried D.L., Vaughn J.L. *Appl. Opt.*, **31**, 2865 (1992).
5. Martin J.M., Flatte S.M. *Appl. Opt.*, **27**, 2111 (1988).
6. Greenwood D., Primmerman Ch. *Lincoln Laboratory J.*, **5** (1), 25 (1992).
7. Lukin V.P., Fortes B.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4034**, 198 (2000).
8. Lukin V.P., Fortes B.V., Kanev F.Yu., Konyaev P.A. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **11**, 903 (1994).
9. Takajo H., Takanashi T. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **5**, 416 (1988).
10. Takajo H., Takanashi T. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **5**, 1818 (1988).
11. Lukin V.P. *Opt. Lett.*, **4**, 15 (1979).
12. Lukin V.P., Fortes B.V. *Appl. Opt.*, **41** (27), 1 (2002).
13. Лукин В.П. *УФН*, **173** (8), 11 (2003).