

В.П. Лукин

Новая схема формирования бистатистической опорной лазерной звезды

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 14.02.2000 г.

Рассмотрены бистатистические схемы формирования опорной звезды для телескопов наземного базирования. Выполнены расчеты эффективности коррекции общего наклона волнового фронта для лазерной опорной звезды в виде пересекающихся линий. Сделана попытка скорректировать фокусный и угловой неизопланатизмы.

Введение

Лазерные опорные источники [1—7] являются одним из важнейших элементов современной адаптивной оптической системы. Известно, что существует достаточно сложная проблема измерения общего наклона волнового фронта с использованием сигнала от лазерной опорной звезды (ЛОЗ) [6-8]. Рассмотрим здесь некоторые подходы к ее решению, которые открывают уже известные, а также новые схемы формирования ЛОЗ.

При проведении анализа будем применять всю имеющуюся у нас информацию о высотном распределении интенсивности C_n^2 и внешнего масштаба атмосферной турбулентности κ_0^{-1} . Дрожание изображения естественной звезды (общий наклон волнового фронта) будем описывать вектором $\Phi_{pl}(R_0)$, характеризующим флуктуации углового положения центра тяжести изображения, формируемого плоской волной в фокальной плоскости телескопа. Измеренное угловое положение изображения ЛОЗ будем характеризовать вектором Φ_m .

Оптимальный алгоритм коррекции

В [5, 9, 10] было предложено применять так называемый оптимальный алгоритм коррекции. Для этого при коррекции дрожания изображения естественной звезды $\Phi_{pl}(R_0)$ использовались данные измерений положения ЛОЗ (вектор Φ_m). Умножив этот вектор на специально выбранный коэффициент A , обеспечивающий минимум следующего функционала, получим

$$e^2 = \langle (\Phi_{pl} - A\Phi_m)^2 \rangle. \quad (1)$$

Нетрудно показать, что минимум функционала (1), характеризующего уровень остаточных дрожаний изображения естественной звезды, равный

$$e_{\min}^2 = \langle (\Phi_{pl} - A\Phi_m)^2 \rangle_{\min} = \langle (\Phi_{pl})^2 \rangle \left\{ 1 - \frac{\langle \Phi_{pl} \Phi_m \rangle^2}{\langle (\Phi_{pl})^2 \rangle \langle (\Phi_m)^2 \rangle} \right\}, \quad (2)$$

реализуется, когда коэффициент

$$A = \frac{\langle \Phi_{pl} \Phi_m \rangle}{\langle (\Phi_m)^2 \rangle}. \quad (3)$$

Можно ввести новое понятие – относительная эффективность коррекции наклона, используя для нее следующее определение:

Оптимальный коэффициент A , минимизирующий функционал (1), рассчитывается по формуле (3), либо на основе данных о высотном распределении интенсивности турбулентности C_n^2 и внешнего масштаба турбулентности κ_0^{-1} , либо по данным прямых измерений с помощью ЛОЗ и достаточно яркой естественной звезды. Здесь угловые скобки $\langle \dots \rangle$ указывают на усреднение по ансамблю турбулентных флуктуаций, $\langle (\Phi_{pl})^2 \rangle$ – дисперсия флуктуаций величины $\Phi_{pl}(R_0)$.

Следует заметить, что предлагаемый здесь алгоритм оптимальной коррекции наклона осуществляет частичную компенсацию неизопланатизма конуса. Как известно, этот неизопланатизм обусловлен тем, что опорная лазерная звезда формирует сферический волновой фронт, тогда как волновой фронт реальной звезды представляет собой плоскую волну. Продемонстрируем, что в действительности позволяет получить алгоритм оптимальной коррекции. Для этого сопоставим два значения остаточной дисперсии флуктуаций общего наклона волнового фронта (вычисляемые по формулам (1) и (2)) при условии, что данные измерений положения опорной звезды совпадают со значением дрожания точечного опорного источника, а именно: $\Phi_m = -\Phi_{sp}$. Получаем соответственно

$$e^2 = \langle (\Phi_{pl} + \Phi_{sp})^2 \rangle,$$

$$e_{\min}^2 = \langle (\Phi_{pl})^2 \rangle \left\{ 1 - \frac{\langle \Phi_{pl} \Phi_{sp} \rangle^2}{\langle (\Phi_{pl})^2 \rangle \langle (\Phi_{sp})^2 \rangle} \right\}.$$

Отметим, что оптимальное значение коррекции получается при

$$A = \frac{\langle \Phi_{pl} \Phi_{sp} \rangle}{\langle (\Phi_{sp})^2 \rangle}.$$

Таким образом, этот вводимый коэффициент обеспечивает пропорциональное увеличение данных измерений в сферической волне так, чтобы они в большей степени соответствовали плоской волне. Компенсируется отличие флуктуаций для плоской и сферической волн, связанное с действием фокального неизопланатизма. В связи с этим необходимо отметить, что термин «лазерная опорная звезда» неудачен, скорее надо говорить о «лазерном опорном бакене». Создать опорную плоскую волну (т.е. опорную звезду) просто невозможно.

Бистатистические схемы формирования ЛОЗ

В научной литературе неоднократно отмечалось [11–14], что с точки зрения коррекции общего наклона волнового фронта наиболее эффективными являются бистатистические схемы формирования ЛОЗ. На рис. 1 показаны две предлагаемые схемы, использующие дополнительные лазерные осветители (схема *a* из [11, 12]) и дополнительные телескопы (схема *б* из [13]).

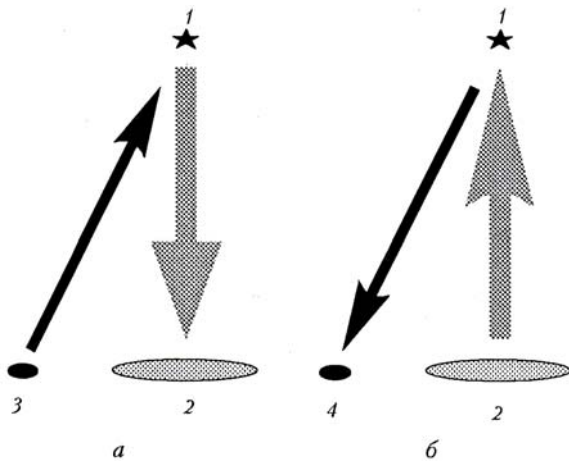


Рис. 1. Бистатистические схемы формирования лазерной опорной звезды: 1 – лазерная опорная звезда; 2 – основной телескоп; 3 – вспомогательный лазерный осветитель; 4 – вспомогательный телескоп

Размер апертуры основного телескопа R_0 , размер апертуры дополнительного телескопа (или осветителя) R_a , смещение вспомогательных телескопов относительно оси основного телескопа в двух взаимно ортогональных направлениях соответственно равны ρ^y , ρ^z . Для этих бистатистических схем [13, 15] угловое положение изображения ЛОЗ дается

$$\Phi_m = \Phi_{lb} + \Phi_{ss}, \quad (4)$$

где Φ_{lb} – случайные угловые смещения центра тяжести сфокусированного лазерного пучка; Φ_{ss} – случайные угловые смещения изображения «вторичного источника», собственно ЛОЗ.

Для предельного бистатистического режима [10, 14] дисперсия сигнала (4) запишется как

$$\langle (\Phi_m)^2 \rangle = \langle (\Phi_{lb})^2 \rangle + \langle (\Phi_{ss})^2 \rangle. \quad (5)$$

Видимые размеры вторичного источника (формируемой ЛОЗ) определяются величинами смещения точки на-

блюдения от оси основного телескопа, а именно

$$a_b^y = \rho^y l_b / X, \quad a_b^z = \rho^z l_b / X, \quad (6)$$

где X – высота формирования ЛОЗ; – продольная длина ЛОЗ. Для рэлеевской звезды «длина» ЛОЗ l_b определяется длиной каустики системы фокусировки пучка и составляет 2–5 км, для натриевой звезды (для $X = 100$ км) эта длина определяется естественной толщиной атмосферных натриевых слоев и примерно равна 10 км. Отсюда нетрудно понять, что пока относительное смещение телескопа и лазерного осветителя (или дополнительного телескопа) невелико, опорный источник из основного телескопа виден как точка.

Рассмотрим схему формирования опорной звезды с помощью двух дополнительных лазерных осветителей (рис. 1, *a*). Можно показать, что для точечного опорного источника, как показано в [14], в этом случае можно использовать для коррекции наклона волнового фронта прямой сигнал положения ЛОЗ, а именно сигнал вида

$$\Phi_m = \Phi_{lb} + \Phi_{sp}.$$

Последнее выражение получено из формулы (4) заменой Φ_{ss} на Φ_{sp} , где Φ_{sp} – угловое изображение точечного источника, помещенного на высоту X . В результате для такого сигнала предельная относительная эффективность коррекции

$$\beta^2 = \frac{\langle (\Phi_{pl} - A\Phi_m)^2 \rangle_{\min}}{\langle (\Phi_{pl})^2 \rangle} = \left\{ 1 - \frac{K^2(X)}{1 + \langle (\Phi_{pl})^2 \rangle / \langle (\Phi_{sp})^2 \rangle} \right\}, \quad (7)$$

где

$$K(X) = \frac{\langle \Phi_{pl} \Phi_{ss} \rangle}{\sqrt{\langle (\Phi_{pl})^2 \rangle} \sqrt{\langle (\Phi_{sp})^2 \rangle}}.$$

Функция $K(X)$ представляет собой нормированную корреляцию дрожания изображения плоской волны $\Phi_{pl}(R_0)$, идущей из бесконечности, и сферической волны Φ_{sp} , испущенной из точки на высоте X . Для модели турбулентности [16] функция $K(X)$ была рассчитана в работе [17] для различных высот расположения точечной опорной звезды (таблица).

X , км	$K(X)$	$K^2(X)$	$1 - K^2(X)$
1	0,65	0,42	0,58
2	0,72	0,52	0,48
3	0,75	0,56	0,44
4	0,79	0,62	0,38
10	0,84	0,71	0,29
20	0,88	0,77	0,23
40	0,89	0,79	0,21
100	0,90	0,81	0,19

Для модели атмосферы с бесконечным внешним масштабом

$$\langle \Phi_{lb}^2 \rangle / \langle \Phi_{sp}^2 \rangle = (R_a / R_0)^{-1/3}.$$

Таким образом, видно, что для минимизации величины β^2 из (7) необходимо, по возможности, увеличивать размер осветителя R_a . Отсюда появляется вполне конкретная рекомендация. Лазерная опорная звезда создается

самым большим телескопом в обсерватории [18, 19]. Этот телескоп «зажигает» точечную опорную звезду для меньших телескопов. Разнос телескопов в этом случае не должен превышать 1–2 км.

Лазерная опорная звезда как протяженный объект

При увеличении расстояния между основным и вспомогательным телескопами опорная звезда «видна» уже как протяженный объект. Рассмотрим схему *a* (Рагацони, 1995, [11, 12]). Опорная звезда видна из основного телескопа как отрезок прямой линии размером, определяемым в (6). Для ЛОЗ в виде протяженного объекта можно предложить следующую дифференциальную схему обработки сигнала. Датчик волнового фронта основного телескопа измеряет случайное угловое положение изображения ЛОЗ. При интегрировании сигнала в пределах всего изображения ЛОЗ получаем

$$\Phi_1 = \Phi_{lb} + \Phi_{ss},$$

а при интегрировании только в пределах центральной части линии ЛОЗ соответственно

$$\Phi_2 = \Phi_{lb} + \Phi_{sp}.$$

Вычисляя разности сигналов Φ_1 и Φ_2 , имеем

$$\Delta = \Phi_{ss} - \Phi_{sp}. \quad (8)$$

Этот разностный сигнал и будет использоваться как корректирующий для флуктуаций общего наклона волнового фронта. В результате такой коррекции (при использовании двух «звезд» в виде двух ортогональных линий) уровень остаточных флуктуаций общего наклона волнового фронта характеризуется величиной

$$\beta^2 = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + \langle(\Phi_{ss})^2\rangle / \langle(\Phi_{sp})^2\rangle}. \quad (9)$$

Здесь $\langle(\Phi_{ss})^2\rangle / \langle(\Phi_{sp})^2\rangle$ представляет собой отношение дисперсий дрожания изображения протяженного объекта длиной *a* и изображения точечного объекта [13, 17]. Обозначим это отношение как функцию

$$\langle(\Phi_{ss})^2\rangle / \langle(\Phi_{sp})^2\rangle = f(b, a). \quad (10)$$

Введем следующую нормировку:

$$b = a_b / R_0, \quad a = R_a / R_0, \quad c^2 = 2\kappa_0^{-2} R_0^{-2}.$$

Данные численного расчета функции $f(b, a)$, выполненные в [20], приведены на рис. 2 и 3 в виде шести фрагментов для высот 10 и 100 км соответственно. Левый столбец соответствует значению $a = 0,1$, правый – $a = 1$. Первая строка соответствует размеру апертуры основного телескопа $R_0 = 1$ м, вторая строка – $R_0 = 4$ м, третья – $R_0 = 10$ м. Величина внешнего масштаба турбулентности κ_0^{-1} в каждом из фрагментов задавалась в виде функций (см. [20]), обозначенных как *C* и *E*, либо равнялась 3, 10, 100, 1000 м. Последний случай практически соответствует турбулентности колмогоровского типа, т.е. для бесконечного внешнего масштаба.

В результате, используя наши расчеты (см. таблицу и рис. 2, 3), можно получить, исходя из формул (7), (9), (10), относительную эффективность коррекции флуктуаций общего наклона волнового фронта по схеме Рагацони. Используя новые обозначения, можно переписать формулу (9) в виде

$$\beta^2 = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + f(b, 1)}. \quad (11)$$

Отметим основные недостатки бистатической схемы (см. рис. 1, *a*) с дополнительным лазерным осветителем:

– если разнос основного телескопа и осветителя велик, то необходимо использовать осветитель возможно большего размера,

– для того чтобы использовать эффект протяженности ЛОЗ, разнос осей телескопа и осветителя должен быть (для $X = 100$ км и $2R_0 = 8$ м) порядка 40 км.

Проанализируем теперь как альтернативную схему рис. 1, *b*, использующую два вспомогательных телескопа [13]. При этом измерения положения изображения опорной звезды проводятся в двух вспомогательных телескопах. Полезный сигнал, измеренный в апертуре R_a , записывается как $\Phi_m = \Phi_{lb} + \Phi_{ss}$, в результате оптимальной коррекции получаем

$$\beta^2 = \left\{ 1 - \frac{\langle\Phi_{pl} \Phi_{lb}\rangle^2}{\langle(\Phi_{pl})^2\rangle \langle(\Phi_m)^2\rangle} \right\}. \quad (12)$$

Нетрудно понять из сравнительного анализа (11) и (12), что только при засветке всей апертуры R_0 (фокусированный лазерный пучок формируется всей апертурой основного телескопа), т.е. когда $\Phi_{lb} = -\Phi_{sp}$, можно получить эффективную коррекцию в схеме рис. 1, *a* и при этом качество коррекции характеризуется величиной

$$\beta^2 = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + f(b, a)}. \quad (13)$$

Сравнение последнего выражения с (11) показывает, что одинаковая эффективность в схемах рис. 1 получается только при условии, что $R_a = R_0$, т.е. когда вспомогательные и основные телескопы имеют одинаковые размеры апертур.

В итоге можно сделать следующие выводы:

– большим недостатком схемы с двумя вспомогательными телескопами является требование формирования звезды всей апертурой ввиду появления фосфоресценции оптических элементов телескопа [8],

– необходимы три одинаковых (больших) телескопа, – вынос осей вспомогательных телескопов должен быть (для $X = 100$ км и $2R_0 = 8$ м) больше 40 км.

Таким образом, видны определенные плюсы для бистатической схемы с двумя вспомогательными удаленными лазерными осветителями по сравнению со схемой, использующей два вспомогательных телескопа. Однако и у такой схемы есть недостатки, а именно:

– для обеспечения приемлемого уровня коррекции разнос осветителей относительно оси основного телескопа должен быть больше 40 км,

– кроме этого необходимо с высокой точностью (порядка 100") согласовывать направления основного телескопа и двух вспомогательных осветителей, излучение которых формирует в основном телескопе изображение в виде двух пересекающихся линий.

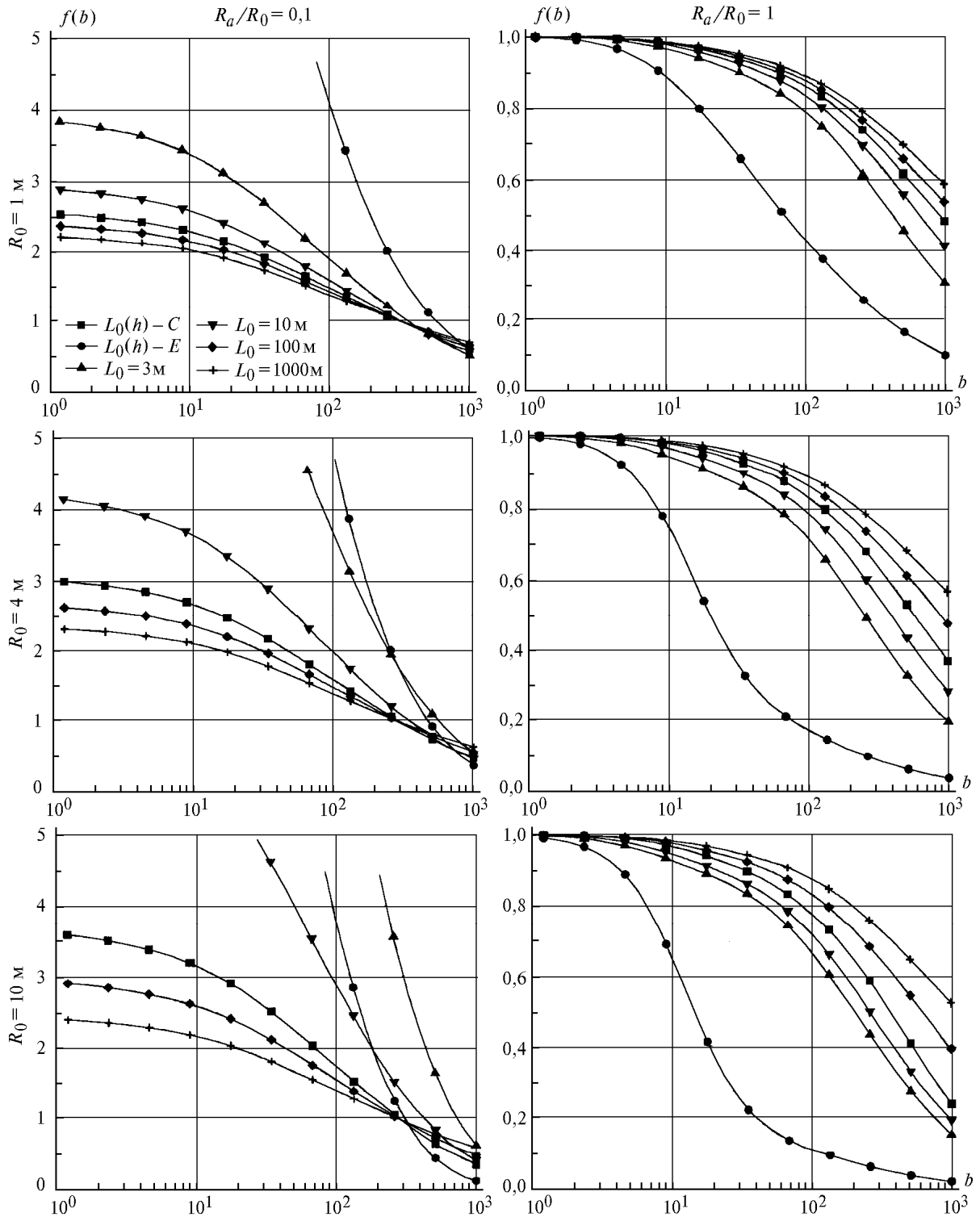


Рис. 2. Функция $f(b) = \langle (\Phi_F^{\text{вн}}(R_a))^2 \rangle / \langle (\Phi_F^{\text{сф}}(R_0))^2 \rangle$, рассчитанная как функция параметра $b = a/R_0$ для различных размеров апертуры основного телескопа, различных значений параметров $a = R_0/R_a$ и $c^2 = 2\kappa_0^2 R_0^2$ и для высоты расположения опорной звезды $X = 10 \text{ км}$

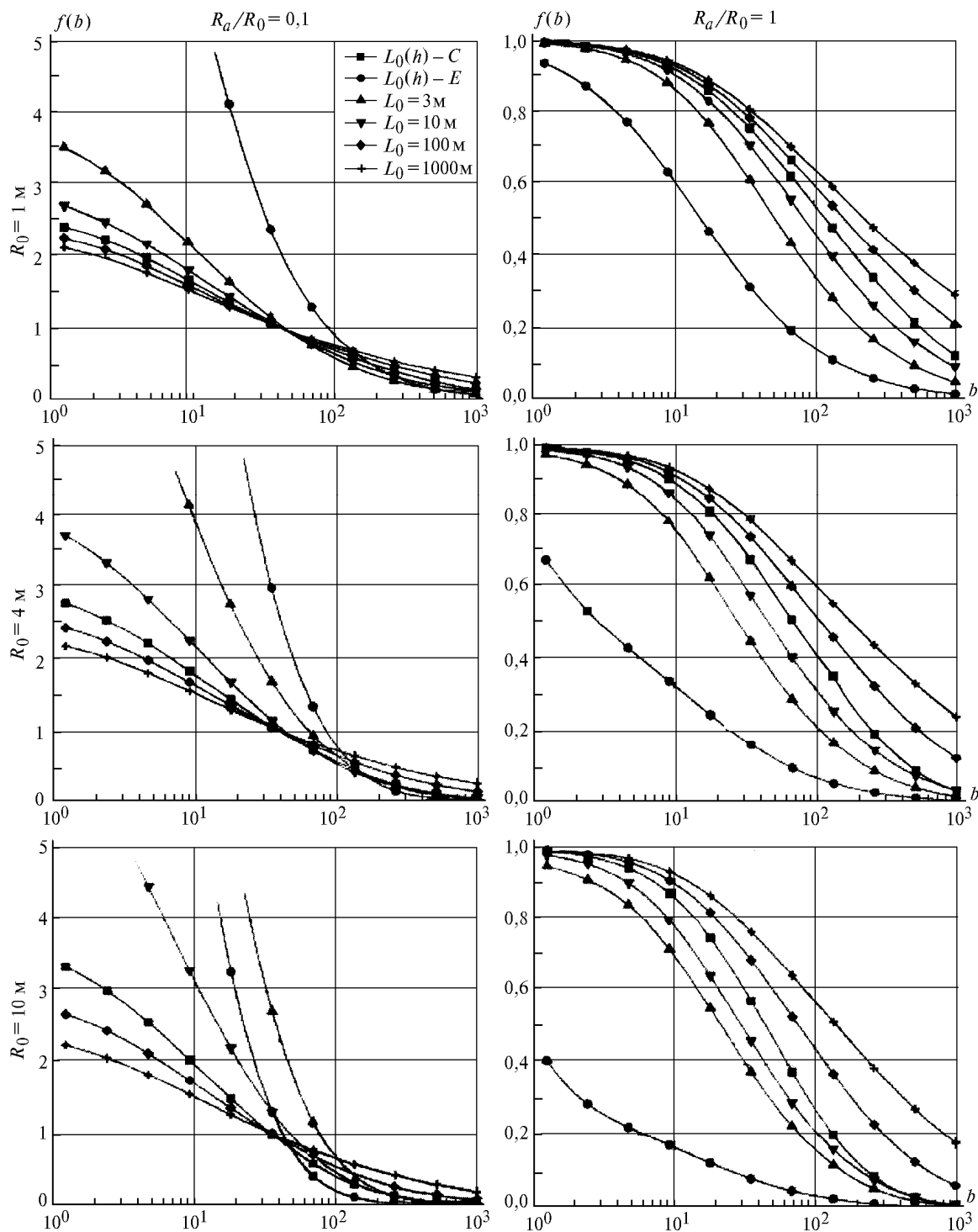


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 $X = 100$ км

Сканирующие схемы формирования ЛОЗ

Возможна совершенно другая техника реализации схемы с опорным источником в виде двух пересекающихся линий. Можно даже говорить о лазерной опорной звезде в виде *опорного креста*.

Для этого используем два узких лазерных пучка и осуществим их очень быстрое угловое сканирование. При этом два узких сфокусированных пучка излучаются из точки, расположенной вблизи апертуры (но вне ее) основного телескопа. Пучки осуществляют угловое сканирование в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Частота

такой угловой модуляции много выше характерных частот турбулентностного дрожания фокусированных пучков. За счет достаточно быстрого углового сканирования этих двух пучков в плоскости их фокусировки возникает светящийся объект – ЛОЗ в виде двух пересекающихся линий – лазерный опорный крест.

Реализуется практически моностатический прием сигнала. Датчик волнового фронта основного телескопа использует две одинаковые ПЗС-матрицы (ПЗС-матрица Y и ПЗС-матрица Z). Отметим, что разделение изображения опорного креста по двум каналам на две опорные полосы можно обеспечить, используя исходные ортогональные поляризации лазерных пучков. Оптическая схема датчика волнового фронта построена таким образом, что на каждой из двух ПЗС-матриц датчика формируется изображение только одной из линий. Обработка сигнала по каждой из матриц проводится следующим образом: одновременно фиксируются два сигнала, а именно сигнал, регистрируемый всей матрицей φ^y для ПЗС-матрицы Y (соответственно φ^z для ПЗС-матрицы Z), и сигнал, получаемый по измерениям только в центральной части φ_c^y для ПЗС-матрицы Y (или соответственно φ_c^z для ПЗС-матрицы Z), а затем вычисляются их разности. В результате получаем

$$\Delta^y = \varphi^y - \varphi_c^y \text{ для ПЗС-матрицы } Y,$$

$$\Delta^z = \varphi^z - \varphi_c^z \text{ для ПЗС-матрицы } Z.$$

Нетрудно показать, что слагаемые этих разностей, в свою очередь, выражаются следующим образом:

$$\varphi^y = \varphi_{lb}^y + \varphi_{ss}^y, \quad \varphi_c^y = \varphi_{lb}^y + \varphi_{sp}^y,$$

$$\varphi^z = \varphi_{lb}^z + \varphi_{ss}^z, \quad \varphi_c^z = \varphi_{lb}^z + \varphi_{sp}^z.$$

Их разностный сигнал-вектор $\Delta = \varphi_{ss} - \varphi_{sp}$. Уровень остаточных флуктуаций общего наклона волнового фронта при использовании сигнала Δ для коррекции общего наклона волнового фронта естественной звезды $\varphi_{pl}(R_0)$ записывается в виде

$$\langle [\varphi_{pl} - \Delta]^2 \rangle \approx \langle [\varphi_{pl} - \varphi_{sp}]^2 \rangle + \langle \varphi_{ss}^2 \rangle,$$

а величина относительной дисперсии

$$\beta^2 = \frac{\langle [\varphi_{pl} - \Delta]^2 \rangle}{\langle (\varphi_{pl})^2 \rangle} \approx \frac{\langle [\varphi_{pl} - \varphi_{sp}]^2 \rangle}{\langle (\varphi_{pl})^2 \rangle} + f(b, 1).$$

Здесь первое слагаемое связано с изопланатизмом конуса, а второе – с конечностью длины ЛОЗ. Следует указать, что оптимальный алгоритм коррекции дает в этом случае несколько меньший уровень остаточных искажений, а именно

$$\beta^2 = \frac{\langle [\varphi_{pl} - \Delta]^2 \rangle}{\langle (\varphi_{pl})^2 \rangle} = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + f(b, 1)}.$$

Поскольку угол сканирования лазерных пучков достаточно велик, линейный размер опорной линии может быть существенно больше радиуса корреляции флуктуаций общего наклона волнового фронта и тогда

$$\langle (\varphi_{ss})^2 \rangle / \langle (\varphi_{sp})^2 \rangle = f(b, 1) \Rightarrow 0.$$

Результат коррекции флуктуаций общего наклона волнового фронта в данном случае оказывается лучше, чем для любой известной бистатической схемы. У предлагаемой схемы есть достоинства: 1) не нужны дополнительные телескопы; 2) два лазерных осветителя могут находиться на

общей монтировке телескопа, что снимает задачу совместного нацеливания телескопа и лазерных осветителей; 3) формирование лазерных пучков происходит вне апертуры основного телескопа, поэтому отсутствует какая-либо фосфоресценция оптического тракта, 4) нет зависимости полезного сигнала $\Delta = \varphi_{ss} - \varphi_{sp}$, обеспечивающего коррекцию общего наклона волнового фронта от параметров лазерных пучков; 5) только изменением управляющего напряжения оптических дефлекторов лазерных пучков можно изменять размер лазерного опорного креста.

Необходимо отметить, что некоторые ограничения здесь налагаются на величину фокуса телескопа в датчике волнового фронта. Для примера возьмем телескоп из класса 8 м. Достаточный уровень уменьшения эффекта дрожания изображения в телескопе будет иметь место, если $b = a_b/R_0 > 10^3$. Здесь a_b видимый размер опорной полосы. Необходимо обеспечить такое поле зрения FOV для датчика волнового фронта, чтобы вся опорная полоса была внутри поля зрения, т.е. необходимо иметь

$$FOV = \frac{2R_0}{f} > \frac{bR_0}{X}.$$

Длина фокуса в датчике волнового фронта должна быть (для $X = 100$ км, $2R_0 = 8$ м, $b = a_b/R_0 > 10^3$) меньше 200 м.

Таким образом, достаточно обеспечить высокочастотное (с частотой порядка 10–20 кГц) угловое сканирование лазерных пучков на угол порядка 2–3° дуги и это будет эквивалентно выносу оси вспомогательного телескопа на 40 км.

Попытка уменьшить действие углового неизопланатизма

Рассмотрим один подход для минимизации эффекта углового неизопланатизма [21, 22]. Известно, что этот эффект связан с угловым рассогласованием между направлением на опорную звезду и на звезду, изображение которой подвергается адаптивной коррекции. Пусть опорная звезда формируется в зените, а исследуемая звезда находится на угловом расстоянии, равном θ . Известно, что любая функция, например функция флуктуации фазы оптической волны, может быть представлена в виде конечно-мерного разложения в круге радиуса R по ортогональным полиномам:

$$S(y, z, 0) = \sum_1^N a_j F_j(y/R, z/R). \quad (14)$$

Воспользуемся тем, что предварительно могут быть вычислены нормированные угловые корреляционные функции $b_j(\theta)$ модовых составляющих a_j ($j = 1, \dots, N$) флуктуаций фазы $S(y, z)$. Далее данные измерений (14), выполненных по опорной звезде, могут быть скорректированы на направление под углом θ по следующей схеме:

$$S(y, z, \theta) = \sum_1^N b_j(\theta) a_j F_j(y/R, z/R). \quad (15)$$

Нетрудно показать, что для любой модовой составляющей a_j ($j = 1, \dots, N$) разложения фазы (14) остаточная ошибка, обусловленная действием углового неизопланатизма, выражается следующим образом:

$$e_j^2 = \langle [a_j(0) - a_j(\theta)]^2 \rangle = D_j(\theta) = 2\langle a_j^2 \rangle [1 - b_j(\theta)].$$

Если же воспользоваться оценкой вида (15), то можно получить остаточную ошибку:

$$e_2^2 = \langle [a_j(\theta) - b_j(\theta) a_j(0)]^2 \rangle = \langle a_j^2 \rangle [1 - b_j^2(\theta)].$$

Видно, что вторая оценка остаточных искажений, обусловленных угловым неизопланатизмом, меньше первой. Найдем отношение значений двух последних дисперсий

$$e_2^2/e_1^2 = \langle [a_j(\theta) - b_j(\theta) a_j(0)]^2 \rangle / \langle [a_j(0) - a_j(\theta)]^2 \rangle = [1 + b_j(\theta)]/2.$$

Как известно, с ростом номера моды ее радиус (или угол) корреляции падает и поэтому при фиксированном угле рассогласования θ можно получить выигрыш за счет более правильного учета именно высших мод. Очевидно, что при углах θ , превышающих угловую корреляцию данной моды, остаточная ошибка будет уменьшаться вдвое. Таким образом, предлагаемый здесь алгоритм позволяет примерно в два раза уменьшить величину действия неизопланатизма фокуса.

1. Линник В.П. О возможностях уменьшения влияния атмосферы на изображение звезд // Оптика и спектроскопия. 1957. Т. 25. № 4. С. 401–402.
2. Харди Дж. Новая оптика // Труды IEEE. 1978. Т. 66. № 7. С. 31–85.
3. Лукин В.П. Исследование случайных смещений оптических пучков // V Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979. Ч. II. С. 33–36.
4. Lukin V.P. Correction of random angular displacement of optical beams // Quantum Elektronik. 1980. V. 7. P. 1270–1279.
5. Lukin V.P., Matyukhin V.F. Adaptive correction of the image // Quant. Electron. 1983. V. 10. N 12. P. 2465–2473.
6. Lukin V.P. Limiting resolution of adaptive telescope with the use of artificial star // Proc. ICO-16. «Active and Adaptive optics». 1993. P. 521–524.
7. Fugate R. Laser beacon adaptive optics // Optics and Photonics News. 1993. P. 14–19.

8. Fugate R.Q. and Wild W.J. Untwinkling the Stars. Part I // Sky and Telescope. 1994. P. 25–32.
9. Lukin V.P., Fortes B.V. Efficiency of adaptive correction of images in a telescope using an artificial guide star // OSA Techn. Digest. 1995. V. 23. P. 192–194.
10. Lukin V.P. Laser beacon and full aperture tilt measurements // Adapt. Optics. Techn. Digest Series. 1996. V. 13. P. 35–1–35–5.
11. Ragazzoni R., Esposito S., Marchetti E. Auxiliary telescopes for the absolute tip-tilt determination of a laser guide star // Mon. Not. R.Astron. Soc. 1995. V. 276. P. L76–L78.
12. Ragazzoni R. Absolute tip-tilt determination with laser beacons // Astron. Astrophys. 1996. V. 305. P. L13–L16.
13. Belen'kii M.S. Tilt angular correlation and tilt sensing techniques with a laser guide star // Proc. SPIE. 1996. V. 2956. P. 206–217.
14. Lukin V.P., Fortes B.V. Limiting opportunities and applicability of various ways of formation of laser guide stars // Atmosph. and Oceanic Optics. 1997. V. 10. P. 34–41.
15. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г., Белов М.Л. Элементы теории светорассеяния и оптического зондирования. Наука: Новосибирск, 1982. 225 с.
16. Грачева М.А., Гурвич А.С. Простая модель турбулентности // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16. С. 1107–1111.
17. Каллистратова М.А., Кош А.И. Флуктуации углов прихода световых волн от протяженных источников в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9. № 6. С. 1100–1107.
18. Lukin V.P. Monostatic and bistatic schemes and an optimal algorithms for tilt correction in ground-based adaptive telescopes // Appl. Opt. 1998. V. 37. N 21. P. 4634–4644.
19. Lukin V.P. Distinction and similarity of two schemes of formation laser guide star // Atmosph. and Ocean. Opt. 1998. V. 11. N 11. P. 1253–1257.
20. Lukin V.P. Some problems of use of laser guide stars // Proc. SPIE. 1999. V. 3983. P. 90–100.
21. Lukin V.P., Zuev V.E. Dynamic characteristics of optical adaptive systems // Appl. Opt. 1987. V. 27. P. 139–148.
22. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 212 с.

V.P. Lukin. New scheme of formation of bistatic reference laser star.

Bistatic schemes of the reference star formation for ground-borne telescopes are considered. The efficiency of correction of the wave front total slope is calculated for the laser reference star in the form of intersecting lines. An attempt was made to correct the focus and angular nonisoplanatism.