

УДК 520.16

Ю. В. Корниенко

## Интерферометрический подход к проблеме видения сквозь турбулентную атмосферу. I

*Изложен новый подход к проблеме преодоления мешающего влияния земной атмосферы при астрономических наблюдениях, предложенный ранее и основанный на измерении функции когерентности электромагнитного поля в оптическом диапазоне длин волн. Показаны его существенные преимущества перед традиционным способом формирования астрономического изображения с помощью телескопа. Предложено использовать этот подход при проектировании многозеркальных телескопов.*

*ІНТЕРФЕРОМЕТРИЧНИЙ ПІДХІД ДО ПРОБЛЕМИ БАЧЕННЯ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУ АТМОСФЕРУ. I, Корнієнко Ю. В. — Викладено новий підхід до проблеми подолання завад земної атмосфери при астрономічних спостереженнях, запропонований раніше і заснований на вимірюванні функції когерентності електромагнітного поля в оптичному діапазоні довжин хвиль. Показані його суттєві переваги перед традиційним способом формування астрономічного зображення за допомогою телескопа. Запропоновано використовувати цей підхід при проектуванні багатодзеркальних телескопів.*

*INTERFEROMETRIC APPROACH TO THE PROBLEM OF TURBULENT ATMOSPHERE EFFECTS IN ASTRONOMICAL OBSERVATIONS. I, by Kornienko Yu. V. — A new approach to the problem of overcoming destructive influence of the Earth's atmosphere in astronomical observations. The approach is based on measuring the coherence function in the optical wavelength range and is shown to have the significant advantage over the traditional way of forming an image using the telescope. We propose to use this procedure for the multimirror telescope design.*

Обычным способом получения изображения астрономического объекта в оптическом диапазоне является его формирование с помощью телескопа. При этом вся информация об объекте содержится в функции когерентности поля, создаваемого объектом, а телескоп формирует в фокальной плоскости фурье-образ функции когерентности. Неоднородная земная атмосфера, которую можно грубо рассматривать как фазовый экран, расположенный перед телескопом, искажает изображение объекта, что приводит к потере разрешения. Усилия, направленные на преодоление этого явления, сводятся в основном к апостериорной обработке получаемых изображений (например винеровская фильтрация) и к усовершенствованию методов получения изображений с помощью телескопа (например спекл-интерферометрия). Лишь отдельные работы посвящены поиску нетрадиционных оптических схем для формирования астрономических изображений, которые были бы более устойчивы к мешающему влиянию атмосферы, чем традиционный

телескоп (например применение телескопа с избыточной апертурой).

В настоящей работе принят другой подход к этой проблеме. Отправляясь от функции когерентности как единственного источника информации об объекте, мы хотим найти ответ на вопрос, как наилучшим образом извлечь эту информацию в условиях мешающего влияния атмосферных неоднородностей. Ключевым моментом в этой попытке является теорема Ван-Циттерта—Цернике, в силу которой функция когерентности, зависящая, вообще говоря, от пары точек, в случае удаленного объекта фактически зависит только от вектора, соединяющего эту пару точек (базового вектора). В силу этого измерение функции когерентности в разных парах точек с одним и тем же базовым вектором должно давать один и тот же результат, и все наблюдаемые различия заведомо обусловлены погрешностями измерения.

Это создает определенную избыточность кодирования информации об объекте полем световой волны и потому позволяет исключить из результатов измерения искажения, обусловленные влиянием атмосферы, и воссоздать неискаженное изображение объекта.

Первая часть данной статьи посвящена истории вопроса, основным идеям нового метода и их обоснованию. Следующие части будут посвящены специальным аспектам практической реализации интерферометрического метода. Предполагается рассмотреть: информационную эффективность интерферометра в условиях мешающего влияния атмосферы; применимость метода при наблюдении сквозь неизопланатичную атмосферу; совместимость временного накопления сигнала с предложенным пространственным накоплением, в том числе при наблюдении очень слабых объектов.

Краткая история вопроса. Влияние земной атмосферы на качество астрономического изображения впервые ощутил еще в позапрошлом веке В. Гершель после того как построил крупнейший по тем временам телескоп диаметром 1.2 м [14]. Первый метод преодоления мешающего влияния земной атмосферы на разрешающую способность телескопа был предложен Физо и эффективно реализован в звездном интерферометре Майкельсона [18]. Однако этот метод был пригоден лишь для измерения угловых диаметров звезд и не мог помочь в повышении качества изображений астрономических объектов. В течение многих лет усилия по преодолению атмосферных искажений были направлены в основном по пути выбора подходящего места и времени наблюдений. Было осознано существование мест с хорошим и плохим астроклиматом, а также зависимость качества изображения от времени года и суток.

Знаменитые наблюдения Марса, выполненные Скиапарелли в 1877 г., показали, что качество изображения быстро изменяется в течение одного сеанса наблюдений. Сопоставление рисунков Скиапарелли с первыми фотографиями Марса, полученными Тиховым в 1909 г., показали, что на фотографии отсутствуют многие детали, видимые при визуальных наблюдениях. Это было интерпретировано как результат усреднения изображения по времени и стало первым экспериментальным фактом, который позже лег в основу идеи спекл-интерферометрии.

Появление во второй половине 1940-х годов электронной вычислительной техники впервые создало возможность для цифровой обработки изображений. Это открыло путь для идей, которые раньше могли бы показаться фантастическими. Так, И. К. Коваль [5] одним из первых предложил описывать атмосферное замытие интегральным уравнением и восстанавливать изображения путем решения этого уравнения. В [4] была показана некорректность этой задачи и указан путь ее регуляризации, приводящий к винеровскому фильтру. Несколько ранее в [13] без специального обоснования было предложено применение винеровского фильтра для решения подобных задач: эта возможность была реализована с помощью когерентно-

оптической установки. Однако возможности этого способа устранения искажений оказались весьма ограниченными из-за сильного подавления высших пространственных частот при усреднении изображения по промежутку времени, большому по сравнению с временем заморозенности атмосферы.

К концу 1960-х годов было осознано, что фурье-компоненты мгновенного изображения значительно меньше подавлены атмосферой, чем после усреднения их по времени, и главное влияние атмосферы состоит в искажении их фаз. На этом факте основан метод Лабейри (спекл-интерферометрия) [17], позволяющий путем накопления больших серий мгновенных изображений восстановить неискаженный пространственный спектр, и следовательно, автокорреляционную функцию объекта. В простейших случаях это позволяет даже восстановить изображение объекта, однако вопрос о том, насколько широк класс таких случаев, оставался открытым.

В 1981 г. В. А. Петровым [10] был строго исследован один частный класс объектов, для которых изображение может быть легко восстановлено по автокорреляционной функции. Суть результата в том, что эта возможность может быть обеспечена наличием в изображении исследуемого объекта достаточно яркого точечного источника.

Вопрос о том, насколько можно расширить класс изображений, поддающихся восстановлению по модулю фурье-образа, был поставлен и решен в [6]. Этому послужила следующая аналогия. Известно, что между вещественной и мнимой частью диэлектрической проницаемости вещества существуют соотношения Крамерса—Кронига, позволяющие по модулю диэлектрической проницаемости найти ее фазу. Эти соотношения вытекают из принципа причинности, т. е. отклик системы появляется не раньше начала воздействия, иначе говоря, на отрицательной полуоси он равен нулю. Подобное ограничение, но в более сильной форме, существует и в случае астрономического объекта: обычно яркость объекта за пределами некоторой ограниченной области равна нулю. Это условие и оказалось достаточным для возможности восстановить изображение по модулю его фурье-спектра. Там же был предложен алгоритм такого восстановления, показана сходимость процесса и единственность результата при условии достаточно хорошего начального приближения. Эта возможность проиллюстрирована машинным экспериментом в [1]. Позже этот результат подтвержден в [12].

Одновременно с усовершенствованием процедуры регистрации изображений с помощью традиционного телескопа и методов их апостериорной обработки развивались и новые способы формирования изображений. В 1958 г. Дженисон [15] обратил внимание на то, что если три пространственные частоты образуют треугольник, то произведение соответствующих им фурье-компонентов изображения не подвержено влиянию атмосферы. Это обстоятельство теперь широко используется в радиоастрономии. В 1973 г. Родс и Гудмен [19] показали, как можно распространить этот принцип на оптический диапазон. С этой целью они предложили диафрагмировать телескоп безызбыточной маской и формировать изображения объекта последовательно с разными масками из некоторого набора. Соответствующая апостериорная обработка позволяет по этой серии парциальных изображений сформировать неискаженное изображение объекта. Эта процедура, будучи безупречной в принципиальном отношении, оказывается крайне неэффективной практически, так как каждая такая маска выделяет на апертуре телескопа лишь малую часть площади, в результате чего большая часть светового потока безвозвратно теряется.

Этот недостаток метода был устранен В. Н. Уваровым в [11], где было предложено разместить все необходимые маски на апертуре телескопа одновременно и разделить соответствующие парциальные изображения в пространстве, а не во времени. Там же был предложен алгоритм синтеза

конфигурации таких масок и алгоритм апостериорной обработки получаемых изображений. Этот результат подводил исследователя к мысли о необходимости измерения функции когерентности и поиска оптимальных способов такого измерения.

Новый результат, к которому естественным образом вела вся предыстория идей этого круга, был сформулирован в [7] и почти одновременно в [20]. В работе [8] было показано, что новый метод, первоначально сформулированный только для случая изопланатичной атмосферы, легко распространить на случай слабо неизопланатичной атмосферы.

Следующие разделы статьи посвящены соображениям и результатам, кратко изложенным в [7].

**Формирование изображения телескопом.** Идеальный объектив является фурье-преобразователем. Это значит, что электрическое поле  $E(x)$  в задней фокальной плоскости объектива является фурье-образом поля  $E(\xi)$  в передней фокальной плоскости:

$$E(x) = \frac{1}{\pi} \int \tilde{E}(\xi) \exp(-i\xi x) dS_{\xi}. \quad (1)$$

Здесь  $dS_{\xi}$  — элемент площади в передней фокальной плоскости,  $E$  — комплексная векторная амплитуда поля,  $\xi$  и  $x$  — радиусы-векторы точки соответственно в передней и задней фокальной плоскости.

При наблюдении астрономических объектов приходится иметь дело только с некогерентным светом. Поэтому напряженность поля оказывается недоступной непосредственному измерению (и не представляет большого интереса). Вместо нее объектом измерения становится интенсивность светового потока, которая, как это следует из электродинамики, равна

$$I(x) = \frac{c}{4\pi} \langle E^*(x) \cdot E(x) \rangle, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость света, звездочкой обозначена комплексно сопряженная величина, а точкой — скалярное умножение.

Напряженность поля некогерентной световой волны является случайным гауссовым процессом. Треугольные скобки означают усреднение мгновенной интенсивности по статистическому ансамблю. Из соображений эргодичности оно может быть заменено усреднением по времени, достаточно большому по сравнению с временным радиусом корреляции волны. В остальных отношениях время усреднения может быть весьма малым.

Если подставить в (2) напряженность поля (1), мы получим

$$I(x) = \frac{1}{\pi} \int \tilde{I}(k) \exp(-ikx) dS_k, \quad (3)$$

где

$$\tilde{I}(k) = \int \frac{c}{4\pi} \langle \tilde{E}^*(\xi) \cdot \tilde{E}(\xi + k) \rangle a(\xi) a(\xi + k) dS_{\xi}. \quad (4)$$

Выражение в треугольных скобках называется взаимной интенсивностью светового потока [3]; результат ее деления на интенсивность называется функцией когерентности. Заметим, что поскольку один из множителей в (4) содержит комплексное сопряжение, величина интеграла для объектов малого углового размера мало изменяется при перемещении плоскости интегрирования вдоль оси телескопа. Поэтому среди астрономов чаще принято говорить, что интеграл (4) берется по апертурной плоскости.

Как видно из (4), взаимная интенсивность является функцией двух векторных аргументов —  $\xi$  и  $\xi + k$ . При астрономических наблюдениях объект можно считать бесконечно удаленным, а его угловые размеры обычно малы. В этом случае взаимная интенсивность не зависит от  $\xi$  и является фурье-образом распределения яркости по диску объекта (теорема Ван-Циттерта—Цернике [3]). В результате взаимную интенсивность в (4) можно вынести из-под интеграла и представить (4) в виде

$$\begin{aligned}\tilde{I}(k) &= A_0(k) \cdot \tilde{I}_0(k), \\ A_0(k) &= \int a(\xi) a(\xi + k) dS_\xi, \\ \tilde{I}_0(k) &= \frac{c}{4\pi} \langle \tilde{E}^*(\xi) \cdot \tilde{E}(\xi + k) \rangle,\end{aligned}\tag{5}$$

где  $\tilde{I}_0(k)$  — фурье-образ истинного распределения яркости по объекту, а  $A_0(k)$  — частотная характеристика телескопа. Из этого видно, что идеальный телескоп в отсутствие атмосферы строит изображение объекта, которое отличается от истинного только диффракционным ограничением пространственного спектра, обусловленным конечными размерами телескопа.

**Искажающее влияние атмосферы.** Пусть теперь перед телескопом находится среда со случайными флуктуациями показателя преломления. Это приводит к тому, что разные лучи имеют разную оптическую длину, и возникает фазовое искажение поля, зависящее от координат  $\xi$ . В этой работе мы не будем учитывать амплитудные искажения. Такое рассмотрение справедливо для тонкого слоя атмосферы, расположенного непосредственно вблизи телескопа. На языке наблюдательной астрономии это означает, что атмосферное мерцание мало по сравнению с дрожанием.

В этом случае искажение поля описывается фазовым множителем:

$$\tilde{E}(\xi) = \tilde{E}_0(\xi) \exp[i\delta(\xi)].\tag{6}$$

Подставляя (6) в (4) и вынося невозмущенную взаимную интенсивность за знак интеграла, получим

$$\begin{aligned}\tilde{I}(k) &= A(k) \cdot \tilde{I}_0(k), \\ A(k) &= \int \exp\{i[\delta(\xi + k) - \delta(\xi)]\} a(\xi) a(\xi + k) dS.\end{aligned}\tag{7}$$

Полученная частотная характеристика  $A(k)$  системы телескоп — атмосфера существенно отличается от частотной характеристики идеального телескопа  $A_0(k)$ . Интегрирование комплексной экспоненты по области апертурной плоскости, размеры которой заметно превосходят радиус корреляции атмосферных неоднородностей, порождает глубокие провалы в частотной характеристике, а усреднение (7) по времени при наблюдениях с длительной экспозицией приводит к почти полному подавлению пространственных частот за пределами некоторой полосы пропускания атмосферы.

Телескоп как измеритель функции когерентности. Рассматривая (4) с этой точки зрения, можно заметить, что  $\tilde{I}(k)$  является результатом интегрирования многих независимых измерений взаимной интенсивности, выполненных при разных значениях  $\xi$ . Поскольку поле от наблюдаемого объекта пространственно коррелировано, это интегрирование приближенно эквивалентно суммированию по дискретному набору точек, отстоящих друг от друга на радиус корреляции поля. Это интегрирование вполне аналогично интегрированию сигнала по времени в радиотехнике, и потому его можно рассматривать как накопление сигнала, однако не временное, как в случае радиосигналов, а пространственное. При таком подходе сразу возникает вопрос о том, является ли это накопление оптимальным. В качестве критерия оптимальности выберем условие минимума средней квадратичной ошибки. Будем считать оптимальным такое накопление сигнала, которое позволяет получить наиболее вероятное значение измеряемой величины с минимальной средней квадратичной ошибкой.

Представим себе, что измерения функции взаимной интенсивности для разных  $\xi$  производятся независимо: погрешности разных измерений распределены нормально и независимо и имеют одну и ту же дисперсию. Из очевидных соображений ясно, что в этом случае оптимальным способом

накопления сигнала является арифметическое усреднение результатов измерения. Положение, однако, изменяется, когда в игру вступают атмосферные искажения фазы. В этом случае, как видно из (7), шум становится мультипликативным, нормально распределенная погрешность оказывается в показателе экспоненты, сигналом, оптимальным накоплением которого является арифметическое суммирование, становится логарифм измеряемой величины, и следовательно, оптимальным накоплением сигнала (в отсутствие шума регистрации) становится геометрическое усреднение.

Если атмосферные возмущения фазы малы по сравнению с единицей, экспоненту в (7) можно разложить в ряд Тэйлора, ограничиваясь линейным членом. В этом случае геометрическое усреднение приближенно эквивалентно арифметическому. Итак, мы видим, что телескоп при наличии атмосферы лишь в той степени является оптимальным накопителем сигнала, в какой справедливо такое приближение. Это означает, что в случае реальной атмосферы, когда фазовые набегі составляют  $2\pi$  и более, традиционный способ формирования изображения с помощью телескопа оказывается весьма далеким от оптимального.

Оптимальный способ накопления сигнала при измерении функции когерентности. Пусть апертура телескопа разделена на  $n$  субапертур такого размера, что зависимостью атмосферного искажения фазы в пределах субапертуры можно пренебречь. Пусть это искажение на  $i$ -й субапертуре равно  $\delta_i$ . Тогда связь между измеренной  $\psi_\mu$  и истинной  $\varphi_\nu$  фазами той фурье-компоненты функции когерентности, которая передается этой парой субапертур с номерами  $i$  и  $k$ , имеет вид

$$\varphi_\nu + \delta_i - \delta_k = \psi_\mu. \quad (8)$$

Совокупность всех уравнений этого вида с  $i, k = 1, 2, \dots, n$  образует линейную систему, определяющую истинные значения фаз фурье-компонент изображения, подлежащего реконструкции по результатам наблюдения. Найти решение этой системы означало бы полностью исключить влияние атмосферы на изображение объекта. Насколько велика надежда на успех в этом деле, целиком зависит от свойств этой системы.

Первый вопрос, который возникает, касается единственности решения системы (8): достаточно ли уравнений для этого она содержит? Следующий простой расчет, хотя и не доказывает единственности решения, дает большие основания для надежды. Пусть апертура содержит  $n$  субапертур. Тогда существует  $n(n-1)/2$  различных пар субапертур, позволяющих выполнить столько же независимых измерений функции когерентности. Это выражение увеличивается асимптотически квадратично с увеличением числа субапертур. С другой стороны, если некоторая область апертурной плоскости плотно заполнена субапертурами, то число разных частотных окон, передаваемых такой апертурой, увеличивается пропорционально  $n$ . Таким образом, число уравнений в системе (8) увеличивается с увеличением  $n$  квадратично, в то время как число неизвестных, включая неизвестные фазовые искажения  $\delta_i$ , только линейно. Это приведет к тому, что при достаточно большом  $n$  число уравнений превзойдет число неизвестных.

Вопрос о существовании таких расположений субапертур, при которых система (8) имеет единственное решение, решается простой проверкой. Уже для небольших  $n$ , начиная с пяти, удастся найти подходящие конфигурации субапертур; некоторые из них приведены на рис. 1.

Второй вопрос касается существования решения при наличии погрешностей измерения фаз функции когерентности. Они неизбежны и, как нетрудно показать, приводят к тому, что переопределенная система (8) с вероятностью единица становится несовместной. Это не зачеркивает идею, а лишь приводит к необходимости, как и во многих других случаях,

рассматривать исходную задачу как некорректную и искать способ ее регуляризации. Если все измерения правых частей системы (8) производятся в равных условиях и потому сопровождаются независимыми погрешностями с одной и той же дисперсией, вопрос решается традиционным методом наименьших квадратов, который дает нам наиболее вероятные значения неизвестных.

Поэтому процедура решения системы (8) методом наименьших квадратов и есть оптимальный способ пространственного накопления сигнала при измерении функции когерентности.

Очередной вопрос, рассматриваемый далее, касается технической осуществимости такого измерения правых частей системы (8), при котором эффективно использовался бы световой поток от наблюдаемого объекта.

Оптическая схема интерферометра для измерения функции когерентности. Как уже ясно из сказанного ранее, для преодоления мешающего влияния атмосферы наблюдения следует производить не с помощью телескопа традиционного типа, а с помощью многолучевого интерферометра, который, подобно обычному телескопу, измеряет функцию когерентности во всех парах точек апертурной плоскости, но в отличие от него не суммирует полученные результаты, оставляя функцию накопления сигнала более эффективно действующему накопителю. Входная апертура такого интерферометра должна представлять собой совокупность субапертур, в которых берут свое начало интерферирующие пучки. Дальнейший ход лучей должен обеспечить различимость интерференционных картин, образованных разными парами субапертур, передающих одну и ту же пространственную частоту. Эту задачу можно решить различными способами, однако практический интерес представляет лишь такое решение, при котором световые пучки не претерпевают дальнейшего дробления, и каждый пучок целиком интерферирует с каждым другим. Нарушение этого требования сделает интерферометр малоэффективным в энергетическом отношении.

Практическая схема такого интерферометра была предложена в [7, 20]. Основная задача — развязать интерференционные картины, соответствующие одной и той же пространственной частоте для разных пар субапертур — решена в этой схеме с помощью специального преобразователя входной апертуры. Каждый пучок, исходящий от своей первичной субапертуры, с помощью перископического устройства смещается в направлении, перпендикулярном к оси интерферометра и выходит из преобразователя через некоторую смещенную вторичную субапертуру. Таким образом, каждой первичной субапертуре ставится в соответствие вторичная. Совокупность вторичных субапертур образует безызбыточный набор. Это значит, что ни одно значение вектора, соединяющего центры вторичных субапертур, не встречается в этом наборе более одного раза. Во вторичной апертурной плоскости помещается объектив, который из волнового фронта, исходящего из вторичной апертуры, строит изображение в фокальной плоскости. Это изображение и является интерферограммой, подлежащей регистрации.

Такой способ формирования интерферограммы обеспечивает разделение вкладов различных пар субапертур по частоте. Каждая пара вторичных субапертур формирует в интерферограмме систему полос со своей пространственной частотой. Благодаря безызбыточности набора вторичных субапертур все частоты различаются между собой. Это дает возможность разделить вклады разных пар субапертур путем фурье-фильтрации интерферограммы.

Сформированная таким способом интерферограмма находится в сложной связи с истинным изображением объекта. Ее низкочастотная часть, спектр которой ограничен полосой пропускания одной субапертуры, ничем не отличается от изображения объекта, построенного одной субапертурой (кроме интенсивности, которая пропорциональна числу субапертур). Высо-

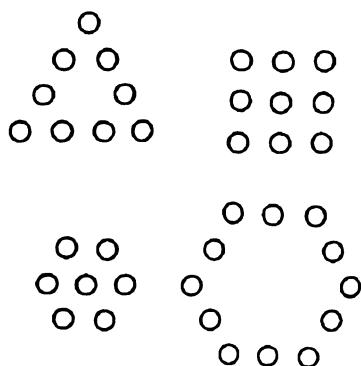
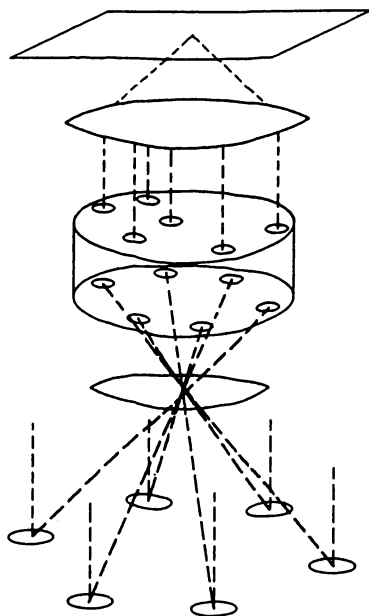


Рис. 1. Простейшие конфигурации входной апертуры интерферометра, допускающие однозначную реконструкцию изображения по интерферограмме

Рис. 2. Оптическая схема многозеркального телескопа, построенного по схеме многолучевого интерферометра



кочастотная же часть имеет спектр, состоящий из  $n(n - 1)/2$  частотных окон, по одному на каждую пару первичных субапертур. Фурье-образ интерферограммы в каждом частотном окне представляет собой результат измерения взаимной интенсивности соответствующей парой субапертур.

В связи с необходимостью построения безыбыточной конфигурации вторичной апертуры возникает ряд задач оптимизации. Некоторые из них рассмотрены в [16].

**Пространственное накопление сигнала.** Функция накопления сигнала в этом методе отделена от акта наблюдения и возложена на процедуру апостериорной обработки результатов наблюдения. Эта процедура должна состоять в следующем. Зарегистрированная интерферограмма подвергается преобразованию Фурье. Из спектра интерферограммы выделяются частотные окна, соответствующие различным парам субапертур. По результатам, полученным на этом этапе, строится система уравнений (8). Затем она решается методом наименьших квадратов. Измеренные амплитуды фурье-компонент и полученные при решении системы (8) фазы образуют фурье-образ изображения, подлежащего реконструкции по результатам наблюдения. Это изображение формируется обратным преобразованием Фурье.

**Другие варианты оптической схемы интерферометра.** Схема, описанная выше, может показаться технически бесполезной, поскольку в ней размер выходной апертуры превышает размер входной, роль которой в простейшем случае должно играть главное зеркало телескопа. Это возражение легко отклонить, если учесть, что преобразователь апертуры может быть установлен не в первичном, а во вторичном зрачке телескопа.

Еще один вариант оптической схемы такого интерферометра вскоре после [7] был независимо предложен в [20]. Этот вариант схемы основан на объединении большого числа телескопов системы Кеплера в единый интерферометр описанного здесь типа.

Наконец, можно предложить вариант оптической схемы интерферометра, который может представить наибольший практический интерес.

В последние годы широко обсуждаются различные проекты многозеркальных телескопов [9]. В большинстве случаев речь идет либо о некогерентном сложении пучков от различных зеркал, что дает выигрыш в



интенсивности светового потока, но не в разрешении, либо о когерентном сложении, которое достигается специальными мерами по фазировке световых потоков. Недостатком последнего варианта, помимо очевидных трудностей фазировки, является также неоптимальность традиционной схемы телескопа. (Это возражение не снимается и в том случае, если телескоп предназначен для работы в космосе: при большом размере телескопа вибрации различного происхождения, от технического до метеоритного, породят те же фазовые искажения, которые на земле создает атмосфера).

Этим проектам можно противопоставить многозеркальный телескоп, построенный по схеме описанного здесь интерферометра (рис. 2). Многие технические решения, предложенные для многозеркальных телескопов, например, независимое отслеживание атмосферного дрожания разными зеркалами [2], окажутся полезными и в этом случае.

1. *Бабичев А. А., Корниенко Ю. В., Парусимов В. Г. и др.* Цифровая обработка астрономических изображений // Тр. 14 Междунар. конгресса по высокоскоростной фотографии и фотонике. — М., 1980.—С. 436—439.
2. *Баранов Ю. В., Новиков С. Б., Овчинников А. А.* Улучшение разрешения телескопа с помощью компенсатора наклонов волнового фронта. Методы повышения эффективности оптических телескопов. — М.: Изд-во МГУ, 1987.—С. 73—80.
3. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. — М.: Наука, 1970.—855 с.
4. *Дудинов В. Н.* О возможности учета погрешностей, вызванных замытием изображения планет // Астрон. журн.—1969.—46, вып. 5.—С. 1064—1073.
5. *Коваль И. К.* // Астрон. циркуляр.—1965.—№ 317.—С. 1.
6. *Корниенко Ю. В.* О возможности восстановления изображения слабого объекта, искаженного влиянием земной атмосферы // Докл. АН УССР. Сер. А.—1977.—№ 10.—С. 928—932.
7. *Корниенко Ю. В., Уваров В. Н.* Накопление сигнала при наблюдении астрономического объекта сквозь турбулентную атмосферу // Докл. АН УССР. Сер. А.—1987.—№ 4.—С. 60—63.
8. *Корниенко Ю. В., Уваров В. Н.* О возможности достижения дифракционного предела разрешения при наблюдении астрономического объекта сквозь турбулентную атмосферу // Докл. АН УССР. Сер. А.—1988.—№ 10.—С. 62—64.
9. *Оптические и инфракрасные телескопы 90-х годов* // Под ред. А. Хьюит. — М.: Мир, 1983.—286 с.
10. *Петров В. А.* О восстановлении функций по модулю преобразования Фурье // Вестн. Харьк. ун-та.—1981.—№ 223, вып. 16.—С. 25—33.
11. *Уваров В. Н.* О возможности получения изображений с дифракционным разрешением при наблюдении сквозь неоднородную среду // Докл. АН УССР. Сер. А.—1979.—№ 10.—С. 839—841.
12. *Fienuip J. R.* Reconstruction of the object from the modulus of its Fourier transform // Opt. Lett.—1978.—3, N 1.—P. 97—99.
13. *Helstrom C. W.* Image reconstruction by the method of least squares // J. Opt. Soc. Amer.—1967.—57, N 3.—P. 297—303.
14. *Herschel W.* The scientific papers. L., 1912.
15. *Jenison R. C.* A phase sensitive interferometer technique for the Fourier transform spatial brightness distributions of small angular extent // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1958.—118.—P. 278—384.
16. *Kopilovich L. E.* Construction of non-redundant masks over square grids using difference sets // Opt. Com.—1988.—68, N 1.—P. 7—10.
17. *Labeyle A.* Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images // Astron. and Astrophys.—1970.—6.—P. 85—87.
18. *Michelson A. A., Piese F. G.* Measurement of the diameter of Alpha Orionis with interferometer // Astrophys. J.—1921.—53.—P. 249—259.
19. *Rhodes W. T., Goodman J. W.* Interferometric technique for recording and restoring images by unknown aberration // J. Opt. Soc. Amer.—1973.—63, N 6.—P. 647—657.
20. *Roddier F.* Redundant versus nonredundant beam recombination in an aperture synthesis with coherent optical arrays // J. Opt. Soc. Amer.—1987.—A4, N 8.—P. 1396—1401.