

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРЯМЫХ ИЗМЕРЕНИЙ РАССТОЯНИЙ ВО ВСЕЛЕННОЙ РАДИОМЕТОДАМИ И «ТРЕХМЕРНАЯ» РАДИОАСТРОНОМИЯ

Н. С. Кардашев, Ю. Н. Парийский, Н. Д. Умарбаева ***

Предлагаются два метода измерения космологических расстояний — метод параллакса и метод кривизны фронта — с использованием интерферометрических систем с очень большими базами (до 1 а. е.). Рассмотрены ограничения точности измерения расстояний из-за искажений, вносимых тропосферой, межпланетной средой, межзвездным и межгалактическим газом. Показано, что радиоинтерферометрия с большими базами может дать дополнительное уравнение, связывающее параметры релятивистской космологии, и позволит определить эти параметры независимо от эволюционных свойств объектов. Высказываются соображения о возможности построения «трехмерных» радиоизображений тел солнечной системы, галактических объектов и ближайших галактик.

Two methods of measurements of cosmological distances are proposed — the method of parallaxes and the method of wave front's curvature using the VLBI-technique with bases up to 1 a. u. Limitations on the accuracy of these measurements owing to distortions caused by the troposphere, interplanetary medium, interstellar and intergalactic gas are investigated. It is shown that the VLB-interferometry may give an opportunity to determine relativistic cosmology parameters independently of any evolutionary properties of objects. The possibility of building «three-dimensional» radio images of the solar system members, Galactic objects, and nearby galaxies is discussed.

До последнего времени в астрономии применялся единственный прямой способ измерения космических расстояний — метод параллакса. Этим способом были измерены расстояния до ближайших звезд. Его возможности ограничены точностью измерения угловых расстояний в астрономии, которая определяется либо размером турбулентного диска звезды (при наземных наблюдениях), либо разрешающей способностью (или абберациями) оптических зеркал (при внеатмосферных наблюдениях).

Исключительные успехи радиоинтерферометрии, связанные с применением новых методов, позволяют получать высокое (теоретически почти неограниченное) разрешение (выше, чем в наземной оптической астрономии). Поэтому можно ожидать, что и точность измерения расстояний методом параллакса в ближайшие годы будет существенно повышена. Кроме этого, как будет показано ниже, радиоинтерферометрия с большими базами может иметь большое значение для определения основных космологических параметров Вселенной, для построения «трехмерных» радиоизображений галактических объектов и ближайших галактик и для многих других астрофизических задач.

* Сотрудник Института космических исследований АН СССР.

** Сотрудник Физико-технического института АН ТуркмССР.

§ 1. «ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ» ПАРАЛЛАКСЫ

Пусть R — расстояние до объекта, D — параллактическая база (1 а. е.), π — параллактическое смещение при наблюдениях с помощью радио- или оптического телескопа с диаметром d . Тогда, очевидно,

$$R = D/\pi$$

и точность определения расстояния

$$\delta R = -D\delta\pi/\pi^2 = -R^2/D \cdot \delta\pi. \quad (1)$$

Но точность определения параллактического смещения

$$\delta\pi = \sqrt{2}/2 \cdot \text{шум/сигнал} \cdot \varphi, \quad (2)$$

где φ — диаметр изображения объекта, который определяется как размером «турбулентного» диска $\varphi_{\text{турб}}$, так и разрешающей способностью λ/d :

$$\varphi \approx [(\lambda/d)^2 + \varphi_{\text{турб}}^2]^{1/2}.$$

Поэтому

$$\delta R = \sqrt{2}/2 \cdot \text{шум/сигнал} \cdot R^2/D \cdot \varphi.$$

Как в оптической астрономии, так и в радиоастрономии формулой (2) можно пользоваться только при отношении сигнал/шум не более 100. В дальнейшем, отвлекаясь пока от проблемы чувствительности, мы и примем в формуле (2) коэффициент равным 1/100.

В тех случаях, когда диаметр изображения определяется только разрешающей способностью, имеем

$$\varphi \approx \lambda/d$$

и

$$\delta R = \sqrt{2}/2 \cdot 1/100 \cdot R^2/D \cdot \lambda/d.$$

В случае, когда диаметр изображения определяется размером «турбулентного» диска,

$$\delta R = \sqrt{2}/2 \cdot 1/100 \cdot R^2/D \cdot \varphi_{\text{турб}}. \quad (3)$$

Назовем «радиусом действия» телескопа расстояние R_{max} , на котором точность определения расстояния δR сравнима с R :

$$R_{\text{max}} \approx \delta R$$

или

$$\delta R/R_{\text{max}} = \sqrt{2}/2 \cdot 1/100 \cdot R_{\text{max}}/D \cdot \varphi = 1,$$

откуда

$$R_{\text{max}} \approx 141D/\varphi.$$

«Турбулентный» диск дрожания близок к $1''$. Поэтому в оптической наземной астрономии предельным расстоянием является (по формуле (3))

$$R_{\text{max}} \approx 100 \text{ пс.}$$

Такое же (или меньшее) предельное расстояние и при определении его методом параллаксом с помощью «сплошных» радиотелескопов, так как предельный размер диаметра радиоизображения, обусловленный турбулентностью атмосферы, также порядка $1''$ [1].

Совершенно другая ситуация возникает при фазочувствительной интерферометрии с большими базами, когда положение интерференционного лепестка, а следовательно, и положение объекта (относительно опорного объекта) может быть определено с точностью до малых долей λ/d , а само отношение $\lambda/d \ll 1''$. Ясно, что теперь мы можем надеяться достичь $R_{\max} \gg 100$ пс.

В методе параллаксов последовательно сравниваются направления нормалей к волновому фронту электромагнитной волны от двух источников излучения (исследуемого и опорного) в различных точках пространства. Фазочувствительные методы позволяют мгновенно сравнивать направления нормалей к волновому фронту от одного (исследуемого) источника в различных точках пространства.

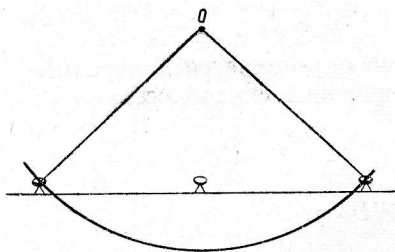


Рис. 1. Иллюстрация метода кривизны фронта.

O — объект исследования.

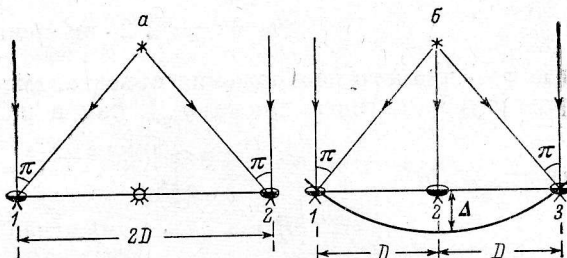


Рис. 2. К сравнению методов параллаксов и кривизны фронта.

a — метод параллаксов, б — метод кривизны фронта.

Фактически речь идет о методах определения кривизны фронта электромагнитной волны (рис. 1). Для «сплошных» радиотелескопов аналогичная (но обратная) задача (вычисление положения фазового центра радиотелескопа в зависимости от кривизны падающего фронта) была решена Н. А. Есепкиной [2].

Рассмотрим и сравним два метода определения расстояний: метод параллаксов и метод кривизны фронта (см. рис. 2).

В первом методе определение расстояния происходит обычным способом — измерением параллактического смещения (относительно поля опорных звезд) 2π в двух диаметрально противоположных точках земной орбиты. Если D — расстояние между точками 1 и 2 орбиты на рис. 2, то параллакс

$$\pi = D/R.$$

Во втором методе мы производим одновременно относительные измерения фазы в трех точках на базе D , т. е. измерения кривизны фронта

$$\Delta = D^2/2R.$$

Ясно, что величине $\Delta = \lambda$ соответствует параллакс $\pi = 2\lambda/D$. Предельно измеримые величины Δ :

$$\Delta_{\min} = \sqrt{2}/2 \cdot \text{шум/сигнал} \cdot \lambda \approx 1/100 \cdot \lambda.$$

Этому соответствуют значения параллакса

$$\pi_{\min} = \sqrt{2}/2 \cdot 1/100 \cdot 2\lambda/D.$$

Но такие параллаксы недоступны обычным наземным измерениям: в лучшем случае можно получить $\pi = \sqrt{2} \cdot 1/100 \cdot \lambda/d$, где d — диаметр

зеркала (или база наземного интерферометра). Поэтому обычный способ измерения параллакса в D/d раз (т. е. на много порядков) менее точен, чем метод кривизны фронта.

Метод кривизны фронта эквивалентен измерениям параллакса с помощью двухэлементного радиоинтерферометра с базой D . Как будет ясно из дальнейшего, фазочувствительная антенная система из трех и более элементов предпочтительнее по чисто «техническим» причинам.

Принципиальные ограничения измерения расстояний определяются параметром

$$R = D^2/2\Delta.$$

Это выражение является не чем иным, как определением границы ближней зоны радиоинтерферометра. Таким образом, измерения параллаксов, так же как и измерения кривизны фронта, возможны только в ближней зоне данного радиоинтерферометра, точнее в области расстояний, меньших, чем

$$R_{\max} = D^2/2\delta\lambda,$$

где

$$\delta\lambda = \sqrt{2}/2 \cdot \text{шум/сигнал} \cdot \lambda.$$

ТАБЛИЦА 1

База (D)	R_{\max} , см	Ближняя зона
Диаметр крупнейшего параболоида ($D=100$ м)	10^9	Околосолнечное пространство
Диаметр Земли	10^{19}	Околосолнечное пространство
Земля—Луна	10^{22}	Галактика
а. е.	10^{28}	Метагалактика

В табл. 1 приведены значения R_{\max} для различных D при $\lambda=3$ см и для отношения сигнал/шум, равного 100.

Итак, если вывести элементы радиоинтерферометра на орбиту вокруг Солнца, вся Метагалактика окажется в ближней зоне такого радиотелескопа. Потенциальная возможность применения такого инструмента для решения космологических задач очевидна.

Однако, прежде чем серьезно обсуждать астрофизические возможности и технические детали такого космического «дальномера», необходимо, во-первых, быть уверенным в существовании объектов, которые может «почувствовать» такой интерферометр (наличие радиоисточников с очень малыми угловыми размерами), во-вторых, нужно оценить искажающее влияние среды между источником и наблюдателем.

§ 2. МИНИМАЛЬНЫЕ РАЗМЕРЫ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Относительно возможных размеров источников радиоизлучения пока можно только утверждать, что значительный процент источников имеет детали с угловым размером менее 10^{-2} — 10^{-4} сек. дуги. С другой стороны, линейный размер любого объекта, r , не может быть меньше его «гравитационного» радиуса r_g :

$$r > r_g = 2GM/c^2$$

(здесь G — гравитационная постоянная, M — масса объекта, c — скорость света), а его угловой размер

$$\theta = r/R > 2GM/c^2R,$$

где R — расстояние до объекта. Размер источника, параллакс которого измеряется, должен быть меньше самого параллакса $\theta = r/R < \pi$, но параллакс $\pi = D/R$, тогда $r/R < D/R$ и r должен быть меньше D , где D — параллактическая база. Для $D \approx 2$ а. е. получим ограничение массы M объекта:

$$M < Dc^2/2G = 0.5 \cdot 10^6 M_{\odot}.$$

Насколько серьезно это ограничение, пока сказать трудно. Однако, по-видимому, многие квазары имеют значительно большие массы.

Наименьшие линейные размеры имеют звезды (в том числе — пульсары), области аномального излучения в линиях H_2O и OH , ядра некоторых галактик и квазары. Однако пока нет уверенности в том, что ощутимая часть излучения квазаров и сейфертовских галактик исходит из очень малых объемов. Правда, у нас нет и доказательств обратного. Весьма малых размеров должны быть «белые дыры», т. е. области выхода излучения из-под гравитационного радиуса.

По-видимому, только наблюдения с очень большими базами позволят ответить на вопрос о минимальных масштабах тонкой структуры галактических и внегалактических радиоисточников.

§ 3. ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ МЕЖДУ ИСТОЧНИКОМ И НАБЛЮДАТЕЛЕМ

При распространении электромагнитного излучения от источника к наблюдателю даже в «окнах прозрачности» среды волновой фронт претерпевает значительные возмущения из-за ее неоднородности и различия показателей преломления среды. Так как общий фазовый сдвиг из-за больших расстояний достигает миллионов длин волн, то даже относительно небольшие неоднородности могут вызывать существенные фазовые искажения. Эти искажения могут приводить как к увеличению видимого углового размера источника радиоизлучения и ощутимому искривлению фронта в пределах размера радиотелескопа, так и к «дрожанию» радиоизображения, т. е. к повороту нормали к волновому фронту, и падению точности определения параллакса.

Ниже мы последовательно рассмотрим фазовые искажения, вносимые земной атмосферой (тропосферой), межпланетной средой, межзвездным и межгалактическим газом.

Стационарные случайные флуктуации фазы полностью характеризуются структурной функцией флуктуации фазы в точках 1 и 2 (см. рис. 2) на расстоянии r :

$$D_{\varphi}(r) = \overline{(\varphi_1 - \varphi_2)^2}.$$

Экспериментальных данных о структурной функции среды на интересующих нас базах $r \approx 2$ а. е. нет. Поэтому мы сделаем оценки на основании экстраполяции имеющихся измерений или из общих соображений в предположении однородной изотропной турбулентности среды.

А. Фазовые искажения, вносимые тропосферой. Как показано в [3], структурная функция флуктуаций фазы в тропосфере имеет вид, графически изображенный на рис. 3. Максимальная дисперсия электрических длин σ , достигает $\sim 3 \div 10$ см (напомним, что общий «набег» фазы в тропосфере составляет 200 см [4]). Основная часть энергии флуктуаций заключена в низкочастотных, очень медленных флуктуациях и связана с масштабами в несколько десятков и сотен километров. Как показано в [5], угловой размер (при наземных наблюдениях) этих масштабов больше 1 рад., и поэтому тропосферные флуктуации при наземных наблюдениях легко исключаются с помощью достаточно близкого опорного объекта [5]. Это относится и к случаю, когда только один элемент

радиоинтерферометра находится в зоне действия тропосферных флуктуаций фазы (остальные вынесены за пределы атмосферы). Вынос всех элементов интерферометра за пределы тропосферы позволяет полностью снять влияние тропосферы. Напомним также, что тропосферные флуктуации фазы в электрических длинах (см. рис. 3) не зависят от длины волны.

Итак, для целей радиоинтерферометрии с очень большими базами тропосфера не является главным препятствием.

Б. Фазовые искажения, вносимые межпланетной средой. Согласно прямым измерениям, характерный масштаб флуктуаций плотности солнечного ветра составляет ~ 200 км =

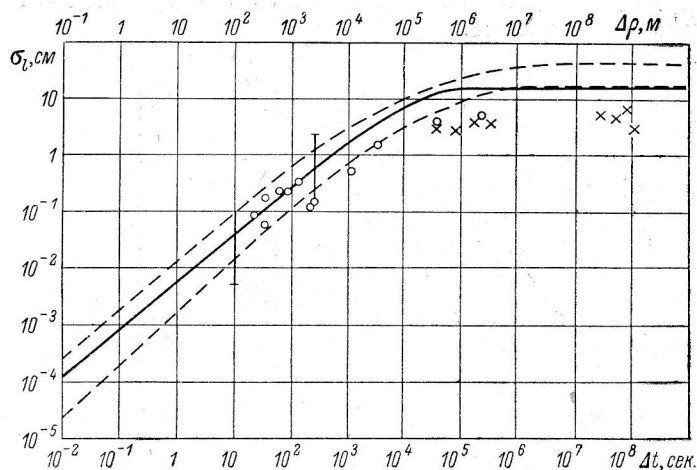


Рис. 3. Структурная функция флуктуаций электрических длин, обусловленных тропосферой.

Кружки и крестики — экспериментальные точки, сплошная линия — теоретическая модель с подходящими параметрами тропосферы. Обсуждение этого рисунка см. в [3].

$= 2 \cdot 10^8$ см. В пределах этого масштаба можно построить структурную функцию флуктуаций фазы вплоть до малых масштабов вдали от плоскости эклиптики (см. рис. 4).

В последнее время Джокипи [6] подверг сомнению правильность интерпретации наблюдений мерцаний радиоисточников на неоднородностях межпланетной среды и привел некоторые аргументы за то, что наблюдаемые масштабы неоднородностей являются не характерными, а минимальными, — основные же масштабы составляют около 10^6 км — именно такие масштабы регистрируются межпланетными кораблями Маринер II и другими. Однако Хьюиш [7] показал, что такая интерпретация противоречит наблюдениям. Для наших целей, впрочем, достаточно убедиться [8] (рис. 5) в том, что флуктуации фазы в межпланетной среде не превосходят 1 рад. даже в метровом диапазоне и в плоскости эклиптики для луча зрения, проходящего на расстояниях более 10° от Солнца. Наконец, даже на расстояниях 0.6° от Солнца, как показали прямые измерения радиодрожаний [9], амплитуда «дрожданий» на волне 3.75 см существенно меньше 0.05 и должна убывать с расстоянием от Солнца по крайней мере линейно; при элонгациях более 1 рад. дрожания будут менее 0.0005 в плоскости эклиптики и значительно меньше в направлении полюса.

В. Гравитационное рассеяние. Показатель преломления в вакууме и в центральном поле тяготения равен [10]

$$n = \sqrt{1 - GM/c^2R}.$$

Среда, заполненная гравитирующими телами различной массы (Солнце, планеты, звезды, галактики), действует аналогично турбулентной среде с флуктуирующим показателем преломления и должна вызывать рассеяние электромагнитного излучения. По-видимому, при этом в основном мы будем иметь дело с гравитационным «дрожанием» изображения и с видимым расширением источников [5]. Наиболее быстрые «дрожания» будут связаны с «планетным» гравитационным шумом. Так, большие планеты должны давать «дрожания» порядка 10^{-6} сек. дуги, что значительно превышает величину «космологического» параллакса ($\sim 10^{-9}$ сек. дуги, см. ниже).

Ощутимый эффект должны также давать флуктуации плотности межзвездного газа в Галактике.

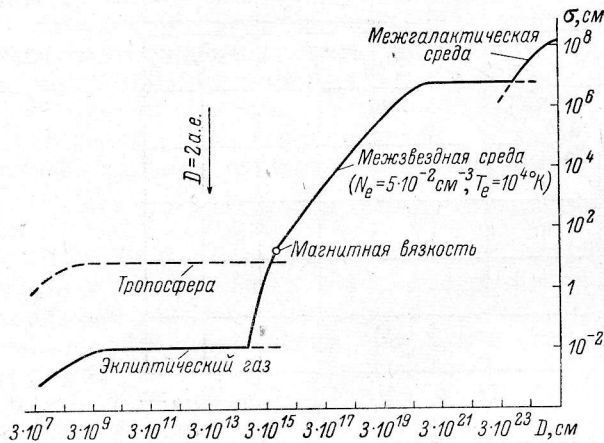


Рис. 4. Характер структурных функций экваториального газа, межзвездной и межгалактической среды (без учета аномальных флуктуаций на масштабах $\sim 10^{11}$ см [16]) для $\lambda=3$ см (σ [см] $\propto \lambda^2$). Для сравнения здесь же приведена структурная функция тропосферы Земли (штриховая линия).

σ — структурная функция флуктуаций электрических длин.

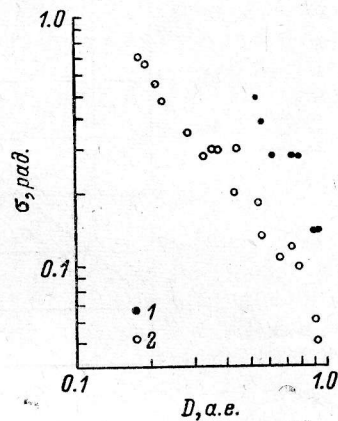


Рис. 5. Флуктуация фазы в межпланетной среде по данным [8].

1 — на частоте 195 Мгц, 2 — на частоте 430 Мгц.

Г. Фазовые искажения, вносимые межзвездной средой. Поскольку из имеющегося экспериментального материала наиболее богатый материал по полю скоростей в межзвездной среде, можно попытаться найти структурную функцию флуктуаций фазы по структурной функции поля скоростей. Это можно сделать следующим образом. Пусть D_v — структурная функция поля скоростей. Полагая [11]

$$P = N_e k T_e = \rho v^2,$$

где P — давление, N_e — электронная плотность, k — постоянная Больцмана, T_e — температура, ρ — плотность, v — скорость межзвездного газа, найдем структурную функцию для флуктуаций концентрации

$$D_N = D_P / (kT)^2 = D_v^2 \rho^2 / (kT)^2,$$

здесь D_P — структурная функция для флуктуаций давления, D_v — структурная функция поля скоростей. Структурная функция флуктуаций фазы D_φ равна [12]

$$D_\varphi = k^2 D_N R r = k^2 D_v R^2 \cdot r / R,$$

где D_n — структурная функция коэффициента преломления

$$D_n = \langle n^2 \rangle = \langle (2\pi e^2 N_e / m\omega^2)^2 \rangle \propto \langle N_e^2 \rangle = D_N$$

(k — волновое число, R — толщина рассеивающего слоя).

Наблюдаемая структурная функция отличается от истинной множителем $2r/R$, где R — эффективная толщина турбулентного слоя, r — расстояние между лучами зрения в картинной плоскости. Поэтому окончательно имеем

$$\langle \varphi^2 \rangle^{1/2} = D_\varphi^{1/2} = k D_{\varphi 0} (rR)^{1/2} / kT \cdot (2r/R)^{1/2}.$$

Значения $D_\varphi(r)$ в области $1 < r < 100$ пс нами взяты из работы Каплана [11], средняя плотность газа была принята 0.05 см^{-3} , $T_e = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, $R = 100$ пс. Результаты вычислений приведены в графическом виде на рис. 4. В наблюдаемой части ($r > 1$ пс) кривая согласуется с данными по полю скоростей. Как следует из рис. 4, даже без учета вязкости (см. ниже) «классическая» межзвездная среда не является препятствием для фазочувствительных измерений с базами до нескольких астрономических единиц. Однако в последние годы, в связи с использованием пульсаров для определения свойств межзвездного газа, выяснилось, что имеются аномально сильные мелкомасштабные флуктуации плотности межзвездного газа с характерными масштабами порядка 10^{11} см. Эти флуктуации являются причиной медленных мерцаний пульсаров и приводят к эффектам рассеяния. Может показаться, что из всех эффектов, рассмотренных нами выше, эти флуктуации плотности представляют наибольшее препятствие для нашей задачи: вследствие рассеяния угловые размеры даже точечного источника могут превзойти λ/D и он не будет регистрироваться с помощью интерферометра. Однако, как мы видели, измерять расстояния до объектов (как методом параллакса, так и по кривизне фронта) можно только в ближней зоне радиотелескопа. Поэтому требование $\theta < \lambda/D$ заменяется условием $r < D$, которое выполняется проще.

Д. Фазовые искажения, вносимые межгалактическим газом. Принимая внешний масштаб турбулентности равным размеру галактик, электронную плотность $N_e \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ и пользуясь теорией изотропной турбулентности, можно оценить структурную функцию флуктуаций фазы в межгалактической среде по формуле

$$D_\varphi \propto D_N R^2 \cdot r/R.$$

Полученные значения структурной функции флуктуаций электрической длины в среде между бесконечно удаленным источником и наблюдателем являются, по-видимому, верхним пределом, так как на малых масштабах должна сказаться вязкость — кинематическая и магнитная. Внутренний масштаб турбулентности, r_0 , равен

$$r_0 = (v^3/\varepsilon)^{1/4}, \quad (4)$$

где v — вязкость, ε — энергия, передаваемая 1 г газа в 1 сек. По порядку величины эта энергия

$$\varepsilon \approx v^2/t = v^3/r,$$

где $t = r/v$.

Для межзвездной среды $\varepsilon \approx 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$. Для метагалактической $\varepsilon \approx v_{\text{гал}}^3/R_{\text{гал}} \approx 3 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{сек}$. Кинематическая вязкость и магнитная вязкость равны [13]

$$\begin{aligned} v_{\text{кинем}} &\approx v_{\text{тепл}} \cdot l_{\text{св. пробега}}, \\ v_{\text{магн}} &\approx v_{\text{поля}} \cdot d_{\text{скин-слоя}} = c^2/4\pi\lambda_{\text{магн}}, \end{aligned}$$

где

$$\lambda_{\text{магн}} = \lambda m_i m_e c^2 / F^2 \tau_i \tau_e e^2 H^2$$

(λ — электропроводность, F — доля нейтральных атомов по массе, τ_i , τ_e — время пробега для иона и электрона, H — магнитное поле, e — заряд электрона, m_i — масса иона, m_e — масса электрона).

Вычисленные (приближенные) значения $\nu_{\text{кинем}}$ и $\nu_{\text{магн}}$ приведены в табл. 2 (в $\text{см}^2/\text{сек.}^2$).

ТАБЛИЦА 2

Среда	Кинематическая вязкость	Магнитная вязкость		
		$H = 10^{-5}$	$H = 10^{-6}$	$H = 10^{-7}$
Межпланетная	10^{20}	10^{21}	10^{19}	10^{17}
Межзвездная	10^{21}	10^{23}	10^{21}	10^{19}
Межгалактическая	10^{26}	10^{31}	10^{29}	10^{27}

Принимая наиболее вероятные значения для кинематической вязкости $10^{21} \text{ см}^2/\text{сек.}^2$ (межзвездная среда) и $\sim 10^{26} \text{ см}^2/\text{сек.}^2$ (межгалактическая среда), найдем по формуле (4) значения r_0 :

для межзвездной среды: $r_0 \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}$,

для межгалактической среды: $r_0 \approx 10^{19} \text{ см}$.

На масштабах, меньших r_0 , структурная функция флуктуаций фазы резко заваливается.

Точки перегиба структурной функции указаны на рис. 4. Разумеется, построенная структурная функция флуктуаций фазы носит весьма предварительный характер и вряд ли соответствует действительности даже по порядку величины. Однако за неимением лучшего будем проводить оценки с помощью нашего рис. 4.

Анализ рис. 4 приводит нас к следующим заключениям. Минимальная длина волны наземного радиотелескопа (масштабы $\sim 10^9 \text{ см}$) определяется тропосферой — 50 м. Применение метода опорного объекта [5] или вынос радиотелескопа за атмосферу может уменьшить эту длину волны в десятки и сотни раз. Минимальная длина волны «эклиптического» радиотелескопа (масштабы $\sim 2 \text{ а. е.} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}$) около 1 см.

Условие

$$(\varphi^2 [\text{см}])^{1/2} < \lambda$$

означает, что искажения фазового фронта на соответствующих масштабах малы и, следовательно, 1) увеличением размеров радиосточника из-за рассеяния можно пренебречь, 2) кривизна падающего фронта мало отличается от истинной. Наконец, тот факт, что основная энергия флуктуаций связана с очень большими масштабами, приводит к эффекту «дрожания» радиоизображения, но не к изменению кривизны фронта.* В этом смысле метод параллакса, по-видимому, менее перспективен, чем метод кривизны фронта.

До сих пор мы рассматривали эффекты, приводящие к случайным смещениям положений радиосточников или к рассеянию их радиоизлучения. Однако для многих задач (абсолютные измерения угловых координат и расстояния до объекта и др.) необходимо знать систематические

* Аналогичная ситуация имеет место для «сплошных» наземных оптических и радиотелескопов с размерами меньше предельных — тропосферная турбулентность приводит прежде всего к флуктуациям угла прихода электромагнитных волн, но не к падению усиления радиотелескопа.

эффекты, искажающие видимое расположение звезд. Перечислим наиболее очевидные эффекты этого типа, которые могут быть существенны при измерении «космологических» параллаксов (т. е. при точностях $\sim 10^{-9}$ сек. дуги, см. ниже).

1. Регулярная составляющая фазовых сдвигов в атмосфере Земли (аналог рефракции для дальней зоны). Она составляет $\sim 3 \cdot \sec h$ метров (h — высота светила над горизонтом) и в принципе может быть учтена с точностью до 1%. Однако на волнах короче 3 см это дает неучитываемые сдвиги, большие длины волны.

2. Регулярная составляющая фазовых сдвигов в солнечном ветре (аналог рефракции для малых баз; эффект возникает в связи с отсутствием сферической симметрии в распределении эклиптического газа и с нецентральной позицией элементов радиоинтерферометра в эклиптической системе координат). Разность электрических длин на элементах интерферометра может составить $10 \cdot (\lambda [\text{см}])^2$ см, что приведет к соответствующей «рефракции». Вблизи Солнца искажения в солнечной атмосфере по измерениям в [9] составляют 0,1 на волне 3,75 см на расстоянии $2,5 R_{\odot}$ от центра Солнца. Эта величина резко (круче, чем $(R/R_{\odot})^{-2,3}$) зависит от расстояния от Солнца R , но все же может достигать 10^{-6} сек. дуги на расстояниях около 1 рад. от Солнца.

3. Гравитационное искривление фронта волны в околосолнечном пространстве. Солнце действует как линза, смещая луч на $1,75$ вблизи своего лимба, что при линейной зависимости этого эффекта от расстояния от Солнца приведет к величинам $\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ сек. дуги для $D \approx 1$ а. е.

4. «Рефракция» в галактическом газе. Этот эффект должен привести к смещению истинных положений объектов на величину $\sim 10^{-5}$ сек. дуги вдали от галактического полюса в дециметровом диапазоне волн.

5. Гравитационное искривление фронта волны в метagalacticком пространстве. Эффект от туманности Андромеды (M31) составляет 10^{-4} сек. дуги даже на очень больших расстояниях от M31.

Следует отметить также, что для реализации полной точности «эклиптических» радиотелескопов необходимо на несколько порядков повысить точность определения фундаментальных констант астрономии (астрономической единицы, постоянной абберации, прецессии, нутации и др.). Таким образом, как и следовало ожидать, осуществить абсолютные координатные измерения с точностью $10^{-3} - 10^{-9}$ сек. дуги значительно сложнее, чем относительные, и они требуют тщательного исследования и учета многих новых факторов, с которыми астрономы ранее никогда не имели дела.

§ 4. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ «ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ» ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Кратко перечислим наиболее очевидные астрофизические задачи радиоинтерферометрии с предельно большими базами.

Система, чувствительная к расстоянию излучающего объекта от наблюдателя, может быть использована как для построения трехмерных радиоизображений протяженных источников радиоизлучения, так и для определения расстояний до удаленных источников малого углового размера.

Как известно, антенная система может быть сфокусирована на объект, находящийся в ближней зоне. Линейные размеры диаграммы направленности (точнее — фокальные пятна при рассмотрении системы в режиме излучения) радиотелескопа в ближней зоне на расстоянии R равны

$$\begin{aligned}\Delta x &= \lambda / D_x \cdot R, \\ \Delta y &= \lambda / D_y \cdot R, \\ \Delta z &\approx \lambda / 2 \sin^2 (D_z / 2R) \approx 2\lambda (R/D)^2.\end{aligned}$$

Эти величины определяют и «собственные интервалы» радиотелескопа по осям x, y, z .

Выражение «антенного сглаживания» для радиотелескопа, сфокусированного на объект в ближней зоне, имеет вид

$$T_A(x, y, z) = \iiint \varepsilon(x-x', y-y', z-z') f_R(x', y', z') dx' dy' dz' : \\ \iiint f_R(x, y, z) dx dy dz,$$

где f_R — «диаграмма направленности» радиотелескопа в линейных координатах x, y, z (форма фокального пятна на расстоянии R в режиме излучения), $\varepsilon(x, y, z)$ — излучательная способность единицы объема. В дальней зоне это выражение переходит в обычное уравнение антенного сглаживания.

В трехмерном пространстве пространственных частот имеем

$$\bar{T}_A(u, v, w) = \bar{\varepsilon}(u, v, w) \cdot \bar{f}(u, v, w), \\ \bar{\varepsilon}(u, v, w) = \bar{T}_A / \bar{f}.$$

Обратное трехмерное преобразование Фурье от $\bar{\varepsilon}$ даст объемное изображение прозрачного источника радиоизлучения.

Трехмерные изображения можно строить тогда, когда размеры фокального пятна в ближней зоне («глубина фокуса») по всем координатам меньше линейного размера источника радиоизлучения, т. е. если

$$\Delta z/R, \Delta x/R, \Delta y/R < \varphi,$$

где R — расстояние до объекта с угловыми размерами φ .

ТАБЛИЦА 3

Размер радиотелескопа	Глубина фокуса φ (минимальный размер разрешаемого источника), сек. дуги		
	источники в солнечной системе	источники среди ближайших туманностей	источники среди ближайших галактик
«Глобальный» радиотелескоп ($D=10^9$ см)	$> 30''$	—	—
С базой Земля—Луна ($D=4 \cdot 10^{10}$ см)	$> 10^{-2}''$	> 195	—
Эклиптический радиотелескоп ($D=3 \cdot 10^{13}$ см)	$> 10^{-7}''$	$> 0,6$	$> 1'$

Глубина фокуса и минимальные угловые размеры объекта, для которого можно построить трехмерное радиоизображение, приведены в табл. 3 (для $\lambda=3$ см).

Таким образом, в принципе можно построить трехмерные изображения поясов радиации Юпитера уже с «глобальным» радиотелескопом, туманности Ориона или Крабовидной туманности — с базой Земля—Луна, большого числа ближайших галактик — с «эклиптическим» радиотелескопом.

Мы рассмотрели нереальный случай «сплошного» радиотелескопа. В случае многоэлементного радиоинтерферометра можно синтезировать пространственные частоты последовательно. Синтез третьего измерения легко проследить на примере простейшего трехэлементного интерферометра (см. рис. 1).

Легко убедиться в том, что чувствительность такого интерферометра по Z — координате в первом приближении — гармоническая функция с периодом

$$\Delta Z = 2\lambda R^2/D^2.$$

Поэтому такой радиотелескоп работает как δ -фильтр пространственных частот по этой координате. При наблюдениях с независимой записью СВЧ-поля в трех точках пространства достаточно при совместной обработке записей осуществить суперпозицию СВЧ-полей с различными временными сдвигами записи поля на центральной антенне относительно крайних — для реализации процесса свертывания f_R с ε :

$$T_A(x_0, y_0, z) = f(x_0, y_0, z) * \varepsilon(x_0, y_0, z).$$

Меняя длину волны λ или базу D , можно получить значения w в интервале пространственных частот

$$0 < w < D^2/2\lambda R.$$

§ 5. РАССТОЯНИЯ ДО ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Точность измерения расстояний до радиоисточников определяется «глубиной фокуса», т. е. величиной $\lambda R^2/D^2$. Для близких объектов кривизна фронта однозначно связана с расстоянием.

Важность прямых измерений расстояний для астрофизики очевидна. Отметим, что фазочувствительный «эклиптический» радиотелескоп позволяет также непосредственно измерить постоянную Хаббла. Измеряя красное смещение z , можно определить постоянную Хаббла в настоящую эпоху H_0 . «Радиус кривизны» фронта волны

$$R = cz/H_0,$$

параллакс же

$$\pi = DH_0/cz,$$

где D — параллактическая база.

Эти соотношения справедливы для любой модели Вселенной, но для малых расстояний. На больших расстояниях кривизна фронта чувствительна к космологическим моделям и может быть использована для их проверки. Остановимся на этом вопросе подробнее.

§ 6. ПАРАЛЛАКСЫ, КРИВИЗНА ФРОНТА И КОСМОЛОГИЯ

Как известно, наблюдения плотности потока радиоизлучения вблизи Земли, красных смещений и угловых размеров радиоисточников позволяют определить параметры Вселенной только в том случае, если ни светимости, ни линейные размеры радиоисточников не подвержены изменениям. В противном случае задача построения модели Вселенной по наблюдениям не имеет решения.

Однако задача может быть решена, если известны параллаксы (или кривизна фронта) проходящей от источника волны). Действительно, как показал МакКрей еще в 1935 г. [14], космологический параллакс π равен

$$\pi = a(1 - k \cdot r^2/4 + R_0 \cdot r/c) : R_0 r. \quad (5)$$

Здесь a — база; k — кривизна фронта волны, равная ± 1.0 ; r — безразмерная радиальная координата; R_0 — современный «радиус» кривизны Вселенной.

Безразмерная радиальная координата r связана с сопутствующей радиальной координатой σ соотношением

$$\sigma = r/(1 + k \cdot r^2/4); \quad (6)$$

σ , в свою очередь, как показал Маттиг [15], связана с основными параметрами модели

$$\sigma = [c/R_0 H_0 q_0^2 (1 + z)] \cdot [q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1)]. \quad (7)$$

Здесь H_0 , q_0 — постоянная Хаббла и параметр ускорения в современную эпоху. Кроме того,

$$kc^2/R_0^2 = H_0^2(2q_0 - 1). \quad (8)$$

Эти соотношения справедливы для всех Фридмановских моделей.

Из (5) и (6) можно получить

$$\pi = a [\sqrt{1 - k\sigma^2}/R_0\sigma + H_0/c]. \quad (9)$$

Таким образом, для определения параметров модели Вселенной мы имеем систему трех уравнений (7), (8), (9) с тремя неизвестными: k , q_0 , R_0 (значение H_0 считается уже определенным по близким объектам).

Для эвклидовой модели ($k = 0$, $q_0 = 1/2$) получаем

$$\pi = aH_0/2c \cdot (3\sqrt{1+z} - 2)/(\sqrt{1+z} - 1).$$

При $z \ll 1$, как и следовало ожидать,

$$\pi = aH_0/cz.$$

При $z \gg 1$

$$\pi_\infty = 3/2 \cdot aH_0/c.$$

Вообще же

$$\pi_\infty = aH_0/c \cdot [1 + (1 - q_0)].$$

При $a = 3 \cdot 10^{13}$ см, $R_0 = c/H_0 = 10^{28}$ см находим

$$\pi_\infty = \begin{cases} 1.2 \cdot 10^{-9''} (q_0 = 0), \\ 0.9 \cdot 10^{-9''} (q_0 = +1/2), \\ 0.6 \cdot 10^{-9''} (q_0 = +1). \end{cases}$$

Для моделей с Λ -членом, отличным от нуля, например для модели Леметра, получаем

$$\pi = aH_0/c \cdot [\text{ctg } f/Q + 1],$$

где

$$\sigma = \sin f, \quad f = \int_0^z dz/Q,$$

$$Q = [2/3 \cdot (1 + \epsilon)(1 + z)(1 + z_m)^{-1} + 1/3 \cdot (1 + \epsilon)(1 + z_m)^2 + (1 + z)^2]^{1/2} \quad (10)$$

(ϵ — параметр, характеризующий отличие модели от стационарной модели Эйнштейна, z_m — красное смещение момента «остановки» расширения Вселенной). При $z \rightarrow 0$, $Q_0 \rightarrow 1$ получим опять

$$\pi_0 = aH_0/cz.$$

При $f \rightarrow 90^\circ, 270^\circ, \dots \pi \rightarrow \infty$. Эти особые точки являются следствием идеализации модели, и значения π в этих точках значительно уменьшаются, если учесть неоднородность распределения масс во Вселенной. Любопытно также, что, как следует из формулы (10), знак параллакса различен по разные стороны от особых точек. Предполагается, что оба эти эффекта могут проявиться при $z=1.95$.

Осуществление таких глобальных антенных систем со столь большими базами пока, конечно, невозможно: нет крупных космических антенн, не обладают необходимой стабильностью гетеродины, мал потенциал космической связи для передачи необходимого объема информации с космических антенн и т. д. Однако мы уверены, что все эти технические трудности могут быть преодолены и будут преодолены при решении других, более неотложных задач.

Значительно более неопределенной остается проблема минимальных размеров радиоисточников.

Л и т е р а т у р а

1. G. W. Swenson, N. C. Mathur, Proc. IEEE, 56, No. 12, 2114, 1968.
2. Н. А. Есепкина, Докл. АН СССР, 113, 1, 1957.
3. А. А. Стоцкий. Радиотехника и электроника, 17, 11, 1972.
4. L. W. Scharer, D. H. Staelin, J. W. Waters, Proc. IEEE, 58, No. 2, 273, 1970.
5. Ю. Н. Парийский, А. А. Стоцкий, Изв. Глав. астрон. обс. в Пулкове, № 188, 195, 1972.
6. J. R. Jokipii, J. V. Hollweg, Astrophys. J., 160, No. 2, 745, 1970.
7. A. Hewish, Astrophys. J., 163, No. 3, 645, 1971.
8. M. H. Cohen et al., Astrophys. J., 147, No. 2, 449, 1967.
9. R. A. Sramek, Astrophys. J., 167, No. 2, L55, 1971.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. Релятивистская астрофизика. Изд-во «Наука», М., 1967.
11. С. А. Каплан. Межзвездная газодинамика. Физматгиз, М., 1958.
12. В. И. Татарский. Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере. Изд-во «Наука», М., 1967.
13. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, М., 1963.
14. W. McCrea, Z. Astrophys., 9, No. 4, 290, 1935.
15. W. Mattig, Astron. Nachr., 284, 109, 1958.
16. K. R. Lang, B. J. Rickett, Nature, 225, No. 5232, 528, 1970.

Декабрь 1971 г.