

Министерство высшего и среднего специального образования

Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 181

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
РАСПРЕДЕЛЕННОГО КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
В МЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Н.М.ЦЕЙТЛИН

М.Е.МИЛЛЕР

С.А.ПЕЛЮШЕНКО

В.Н.БУБУКИНА

Горький 1984

Приводятся результаты абсолютных измерений яркостной температуры распределенного космического радионизлучения в диапазоне 0,8 - 1,5 м в областях с координатами $\delta = -6^{\circ},5$ и $\alpha = 17^h - 20^h$. Измерения проведены "нулевым" методом замещения "черным" диском, обеспечившим погрешность в значениях яркостных температур от 7 до 12%, что существенно меньше погрешностей, приводимых в имеющихся картах радиоизотоп или пересчитанных на исследуемые частоты ($\approx 15-30\%$). Пространственные "нулевые" области могут использоваться в качестве опорных при проведении относительных измерений.



Введение

Одной из существенных проблем в исследовании распределенного космического радиоизлучения является составление карт радиоизотоп, т.е. пространственного распределения яркостной температуры этого излучения. При этом наибольшие трудности возникают при установлении абсолютной шкалы температур, т.е. абсолютных значений яркостной температуры в опорных областях, относительно которой отсчитываются яркостные температуры при относительных измерениях. Погрешности при абсолютных измерениях, составляющие на существующих картах радиоизотоп от 15 до 30%, в основном определяются трудно учитываемым вкладом радиоизлучения, попадающего в боковые и задние лепестки диаграммы направленности антенны радиотелескопа, а также погрешностями в значениях параметров антенны и в тепловой калибровке приёмной аппаратуры. Относительные значения температур, указанных на изотоптах, известны с гораздо большей точностью, т.к. при относительных измерениях возможно создать условия, при которых вклад в антенну температуру мешающего радиоизлучения, попадающего в боковые и задние лепестки, остается в процессе измерений неизменным и может быть исключен. При этом яркостная температура $T_{\text{ярк}}^{\text{оп}}$ "опорных" областей, естественно, должна быть близкой к минимальной, чтобы погрешности её абсолютного измерения возможно меньше влияли на погрешности в значениях яркостных температур, отсчитываемых от $T_{\text{ярк}}^{\text{оп}}$

В метровом диапазоне радиоволн минимальные яркостные температуры составляют около 300 К. Естественно, поэтому, возникает возможность (см. [1]) измерить эти температуры с максимальной точностью нулевым методом замещения "черным" диском, яркостная температура которого близка к температуре окружающей среды, т.е. к 300 К. При этом отпадает необходимость в тепловой калибровке и знании параметров антенны и автоматически исключается влияние радиоизлучения, попадающего в боковые и задние лепестки диаграммы направленности.

Метод "черного" диска [2-10] широко применяется в радиоастрономии и в антенной технике. Суть метода заключается в следующем. В качестве эталона яркостной температуры радиоизлучения используется диск, покрытый "абсолютно" поглощающим материалом с температурой T_0 . При измерениях сначала принимается радиоизлучение диска (плоскость диска перпендикулярна лучу антенны), а затем диск убирается из диаграммы антенны так, чтобы при этом не возникали и не исчезали какие бы ни было элементы конструкций. Антенна при этих измерениях остаётся неподвижной, а в направлении главного лепестка диаграммы появляется и затем исчезает только диск. Приращение температуры антенны при этом равно [10]

$$\Delta T_{a.d} = (T_0 - T_{ф.д.}) (1 - \beta_d) \eta (1 + \xi), \quad (I)$$

где $T_{ф.д.}$ - усредненная по телесному углу диска Ω_d температура фона за диском; β_d - коэффициент рассеяния относительно телесного угла, занимаемого диском; η - коэффициент полезного действия антенны; $\xi = \int_{\Omega_3} F_d d\Omega - \int_{4\pi} F_d d\Omega$ - дифракционная поправка, учитывающая радиоизлучение Земли, принимаемое в телесном угле Ω_3 дифракционной диаграммой диска F_d . Соотношение (I) получено в приближении малости и однородности в пределах дифракционной диаграммы диска космического радиоизлучения и радиоизлучения атмосферы, что достаточно хорошо выполняется в диапазоне сантиметровых-дециметровых волн.

В работе [1] было предложено проводить абсолютные измерения яркостной температуры распределенного космического радиоизлучения "нулевым" методом. Суть его заключается в исследовании областей неба, температура излучения которых равна (или близка) яркостной температуре замещающего эти области "черного" диска. При прохождении этих областей неба через неподвижную диаграмму, направленную на диск, радиоконтраст $\Delta T_{a.d} = 0$ и, как следует из (I), $T_{ф.д.} = T_0$. При этом, как уже сказано, отпадает необходимость в тепловой калибровке и знании параметров антенны $(1 - \beta_d) \eta$ и $(1 + \xi)$, а вклад мешающего излучения исключается, т.е. погрешность абсолютного измерения температуры излучения этих областей, казалось бы, будет определяться только неточностью в значении яркостной температуры "черного" диска T_0 , не превышающей нескольких процентов. Однако оказывается, что вклад мешающего радиоизлучения все же приходится учитывать. Дело в том, что

соотношение (1) было получено в предположениях, справедливых в сантиметровом-дециметровом диапазонах волн. В метровом диапазоне дифракционная диаграмма диска будет принимать не только радиоизлучение земли, постоянное в пределах телесного угла Ω_z , но также и космическое радиоизлучение, сравнимое и более интенсивное, чем радиоизлучение земли и существенно неоднородное ($T_{\text{косм}} \sim \lambda^\beta$, где $\beta = 2,2 - 2,8$). Это требует более общего рассмотрения значений антенной температуры от радиоизлучения "черного" диска и экранируемого им космического радиоизлучения.

I. Основные соотношения

Очевидно, что температуры антенны от распределенного космического радиоизлучения (фона), экранируемого диском ($T_{\text{а.ф}}$), и от радиоизлучения диска ($T_{\text{а.д}}$) соответственно равны

$$T_{\text{аф}} = T_{\text{фд}} (1 - \beta_{\text{д}}) \zeta + T_{\text{ф}} (\Omega_{\text{гд}} - \Omega_{\text{д}}) [(1 - \beta_{\text{гд}}) - (1 - \beta_{\text{д}})] \zeta + T_{\text{фвск}} \beta_{\text{гд}} \zeta + T_0 (1 - \zeta); \quad (2)$$

$$T_{\text{ад}} = T_0 (1 - \beta_{\text{д}}) \zeta + T_{\text{ф}} (\Omega_{\text{гд}} - \Omega_{\text{д}}) [(1 - \beta_{\text{гд}}) - (1 - \beta_{\text{д}}) - (1 - \beta_{\text{д}})] \zeta + T_{\text{ф.дмфр}} (1 - \beta_{\text{д}}) \zeta + T_{\text{фвск}} \beta_{\text{гд}} \zeta + T_0 (1 - \zeta). \quad (3)$$

Соотношение (2) обычно при приеме радиоизлучения (см., например, [10]). Величина $T_{\text{а.д}}$ (соотношение (3)) определяется излучением диска (первый член), излучением фона, попадающим в главный лепесток вне телесного угла диска (второй член, часть мощности $(1 - \beta_{\text{д}})$ из главного лепестка перешла в дифракционную диаграмму⁺⁾ , излучением, попадающим в дифракционную диаграмму в полном телесном угле 4π (третий член), фоновым излучением, попадающим в боковые и задние лепестки, и собственными шумами антенны $T_0 (1 - \zeta)$. Из (2) и (3) следует, что

$$\Delta T_{\text{ад}} = [(T_0 + \Delta T_{\text{ф}}) - T_{\text{фд}}] (1 - \beta_{\text{д}}) \zeta, \quad (4)$$

где

⁺⁾ В соответствии с принципом Бабиня - мощность, рассеиваемая черным телом, равна мощности им поглощенной. По этой же причине в третьем члене (3) содержится множитель $(1 - \beta_{\text{д}})$.

$$\Delta T_{\xi} = T_{\text{Ф.дифр}}^{4\pi} - T_{\text{Ф}}(\Omega_{\text{ГЛ}} - \Omega_{\Delta}) \quad (5)$$

Выражение (5) имеет смысл дифракционной поправки, учитывающей как радиоизлучение земли, так и распределенное космическое радиоизлучение. Можно представить (5) в результате несложных преобразований в виде

$$\Delta T_{\xi} = T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{Б}}} (1 - \xi) + T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{З}}} \xi - T_{\text{Ф}}(\Omega_{\text{ГЛ}} - \Omega_{\Delta}), \quad (6)$$

где $T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{Б}}}$ - усредненная по верхнему полупространству ($\Omega_{\text{Б}} = 4\pi - \Omega_{\Delta}$) температура фона, принимаемая дифракционной диаграммой диска; $T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{З}}}$ - усредненная по телесному углу $\Omega_{\text{З}}$ температура излучения земли, принимаемая дифракционной диаграммой диска. Для оценки ΔT_{ξ} рассмотрим два предельных случая - абсолютно "черной" и абсолютно "зеркальной" земли.

I. Земля абсолютно "черная". При этом предположении $T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{З}}} = T_0$ и из (4) с учетом (6) имеем

$$\Delta T_{\Delta\Delta} = [(T_0 - T_{\text{Ф}\Delta})(1 + \xi) + T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{Б}}}(1 - \xi) - T_{\text{Ф}}(\Omega_{\text{ГЛ}} - \Omega_{\Delta}) + T_{\text{Ф}\Delta} \xi](1 - \beta_{\Delta}) \zeta. \quad (7)$$

Примем для оценки, что космическое радиоизлучение однородно в пределах $\Omega_{\text{ГЛ}}$, т.е. $T_{\text{Ф.д}} = T_{\text{Ф}}(\Omega_{\text{ГЛ}} - \Omega_{\Delta})$. Тогда

$$\Delta T_{\Delta\Delta} = [(T_0 - T_{\text{Ф}\Delta})(1 + \xi) + (T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{Б}}} - T_{\text{Ф}\Delta})(1 - \xi)](1 - \beta_{\Delta}) \zeta. \quad (8)$$

Нетрудно убедиться, что

$$T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{Б}}} = T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{ГЛ.дифр}}} \left(\frac{1 - \beta_{\text{ГЛ.дифр}}}{1 - \xi} \right) + T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{Б}} - \Omega_{\text{ГЛ.дифр}}} \left(\frac{\beta_{\text{ГЛ.дифр}} - \xi}{1 - \xi} \right), \quad (9)$$

где $T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{ГЛ.дифр}}}$ - усредненная по главному лепестку дифракционной диаграммы температура фона; $T_{\text{Ф.дифр}}^{\Omega_{\text{Б}} - \Omega_{\text{ГЛ.дифр}}}$ - усредненная по верхнему полупространству вне главного лепестка дифракционной диаграммы температура фона; $I - \beta_{\text{ГЛ.дифр}} = \int_{\Omega_{\text{ГЛ.дифр}}} F_{\Delta} d\Omega / \int_{4\pi} F_{\Delta} d\Omega$ - коэффициент рас-

сеяния относительно главного лепестка дифракционной диаграммы. С учетом (9) соотношение (8) преобразуется к виду, аналогичному (I),

$$\Delta T_{\Delta\Delta} = (T_0 - \tilde{T}_\varphi)(1 + \xi)(1 - \beta_\Delta)\tau, \quad (I0)$$

т.е. вместо $T_{\tilde{\Phi}.д}$ имеем

$$\tilde{T}_\varphi = T_{\varphi\Delta} \left(\frac{2}{1 + \xi} \right) - T_{\varphi.дифр} \frac{\Omega_{г\Delta.дифр} (1 - \beta_{г\Delta.дифр})}{1 + \xi} - T_{\varphi.дифр} \frac{\Omega_{\Sigma\beta} - \Omega_{г\Delta.дифр} (\beta_{г\Delta.дифр} - \xi)}{1 + \xi} \quad (II)$$

и при нулевом методе измерений, т.е. при $\Delta T_{\Delta.д} = 0$, $\tilde{T}_\varphi = T_0$. В сантиметровом-дециметровом диапазонах воли выражение (I0), как и следует ожидать, переходит в (I), поскольку в этом диапазоне космическое радиоизлучение однородно в пределах дифракционной диаграммы диска и

$$T_{\varphi.дифр} \frac{\Omega_{г\Delta.дифр}}{\Omega_{\Sigma\beta} - \Omega_{г\Delta.дифр}} = T_{\varphi\Delta}, \quad (I2)$$

т.е., как видно из (II), $\tilde{T}_\varphi = T_{\tilde{\Phi}.д}$.

2. Земля абсолютно "зеркальная", т.е. сама не излучает, а лишь отражает космическое радиоизлучение. В этом приближении $T_{\tilde{\Phi}.дифр} \frac{\Omega_{\Sigma\beta}}{\Omega_{\Sigma\beta} - \Omega_{г\Delta.дифр}} =$

$T_{\tilde{\Phi}.дифр}$ и выражение (4) с учетом (9) преобразуется к виду

$$\Delta T_{\Delta\Delta} = (T_0 - \tilde{T}_\varphi)(1 - \beta_\Delta)\tau, \quad (I3)$$

где

$$\tilde{T}_\varphi = 2 T_{\varphi\Delta} - T_{\varphi.дифр} \frac{\Omega_{г\Delta.дифр} (1 - \beta_{г\Delta.дифр})}{\Omega_{\Sigma\beta} - \Omega_{г\Delta.дифр}} - T_{\varphi.дифр} \beta_{г\Delta.дифр}. \quad (I4)$$

Если предположить, что космическое радиоизлучение однородно в пределах дифракционной диаграммы диска, нетрудно убедиться, что $\tilde{T}_\varphi = T_{\tilde{\Phi}.д}$ и (I3) преобразуется к виду

$$\Delta T_{\Delta\Delta} = (T_0 - T_{\varphi\Delta})(1 - \beta_\Delta)\tau. \quad (I5)$$

Выражение (I5) имеет ясный физический смысл: если земля является абсолютно "зеркальной" и космическое радиоизлучение однородно, дифракционная диаграмма диска не принимает никакого дополнительного радиоизлучения относительно диаграммы собственно антенны.

Как видно из (I0) и (I3), при абсолютных измерениях яркостной температуры космического радиоизлучения можно реализовать нулевой метод, т.е. $\Delta T_{\Delta.д} = 0$. При этом вычисляется значение $T_{\tilde{\Phi}.д}$, которое,

исходя из выражений (I0) и (I3) с учетом (II) и (I4), может быть представлено в общем виде

$$T_{\text{ФА}} = T_0 + \Delta T_{\xi} - \frac{\Delta T_{\text{А.Д.}}}{2(1-\beta_{\text{А}})\tau}, \quad (I6)$$

где для идеализации "черной" земли

$$\Delta T'_{\xi} = T_0 \left(\frac{\xi - 1}{2} \right) + T_{\text{Ф.дифр}} \frac{\Omega_{\text{гл.дифр}}}{\Omega_{\text{Ф.дифр}}} \left(\frac{1 - \beta_{\text{гл.дифр}}}{2} \right) + T_{\text{Ф.дифр}} \frac{\Omega_{\text{В}} - \Omega_{\text{гл.дифр}}}{\Omega_{\text{Ф.дифр}}} \left(\frac{\beta_{\text{гл.дифр}} - \xi}{2} \right) \quad (I7)$$

и для идеализации "зеркальной" земли

$$\Delta T''_{\xi} = -\frac{T_0}{2} + T_{\text{Ф.дифр}} \frac{\Omega_{\text{гл.дифр}}}{\Omega_{\text{Ф.дифр}}} \left(\frac{1 - \beta_{\text{гл.дифр}}}{2} \right) + T_{\text{Ф.дифр}} \frac{\Omega_{\text{В}} - \Omega_{\text{гл.дифр}}}{\Omega_{\text{Ф.дифр}}} \left(\frac{\beta_{\text{гл.дифр}}}{2} \right). \quad (I8)$$

Из (I6) видно, что при $\Delta T_{\text{А.Д.}} = 0$ искомое значение

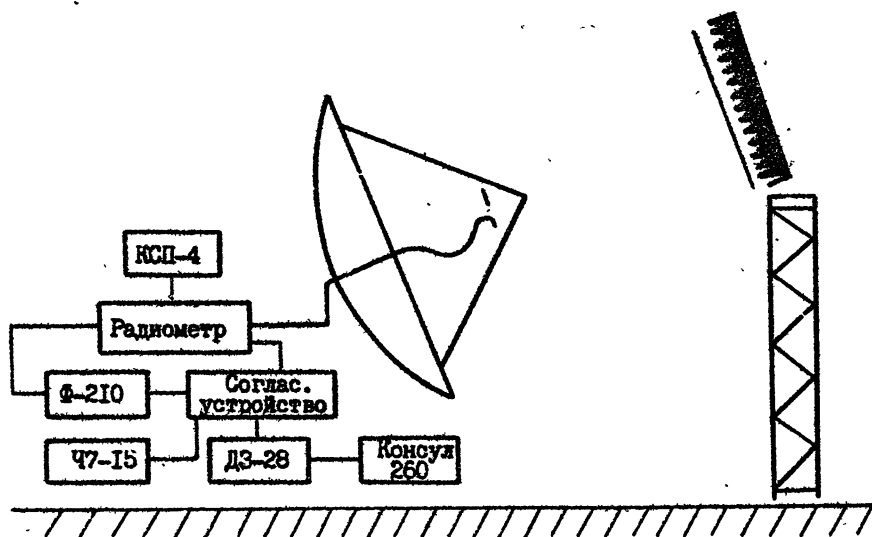
$$T_{\text{ФА}} = T_0 + \Delta T_{\xi} \quad (I9)$$

и погрешность абсолютного измерения интенсивности космического радиоизлучения из "нулевых" областей будет определяться не только погрешностью в значении яркостной температуры T_0 "черного" диска, как это предполагалось ранее, и которая составляет единицы процентов, но и, в основном, неточностью внесения дифракционной поправки ΔT_{ξ} , которую необходимо рассчитывать в каждом конкретном случае на основании имеющихся радиоизотоп (в метровом диапазоне, например, [I2, I3]). Таким образом, предложенный в [I] нулевой метод абсолютных измерений яркостной температуры космического радиоизлучения может применяться для уточнения имеющихся радиоизотоп в отдельных областях, где $\Delta T_{\text{А.Д.}} = 0$, с целью использования этих областей в качестве "опорных" при измерениях радиоизотоп.

2. Аппаратура, методика измерений и обработки

В июле-сентябре 1983 года на РАС НИРФИ "Старая Пустынь" были проведены абсолютные измерения интенсивности космического радиоизлучения нулевым методом на четырех фиксированных волнах в диапазоне 0,8

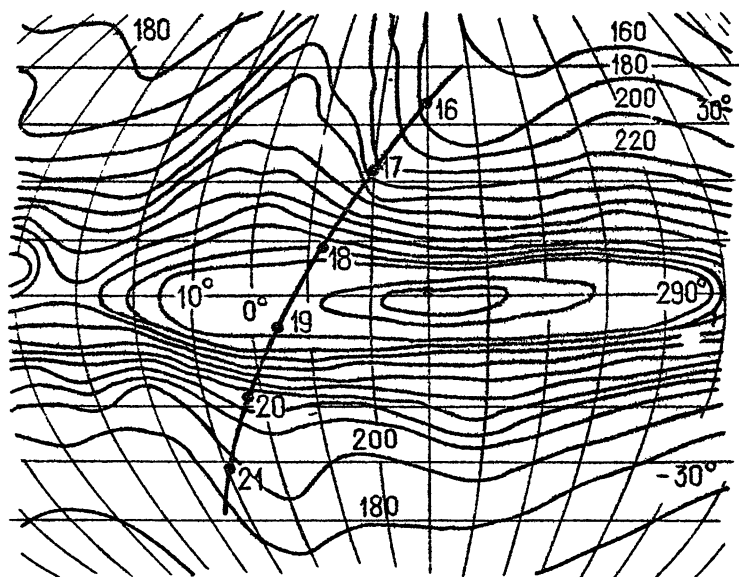
- 1,5 м. Измерения проводились на радиоастрономическом комплексе, состоящем из 12-метрового радиотелескопа РТВС-12 и 5-метрового "черного" диска, расположенного в зоне Френеля антенны [14]. При измерениях использовался специально разработанный модуляционный радиометр, перестраиваемый в диапазоне 150 - 400 МГц и имеющий флюктуационный порог чувствительности 0,4 К при $\tau = 1$ с. Запись уровней радиозлучения "черного" диска и экранируемого им космического радиозлучения производилась параллельно на ленту самописца КСП-4 и с вольтметра Ф-210, подключенного к цифровому выходу радиометра, после усреднения в ЭКМ "Электроника ДЗ-28" выводилась на печать ЦПУ "Консул-260". Блок-схема измерений представлена на рис. 1. Измерения



Р и с. 1

проводились на вертикальной поляризации; облучатели устанавливались в точку пересечения фокальных пятен, измеренных по радиозлучению Солнца (т.е. в дальней зоне) и по радиозлучению диска в зоне Френеля. Антенна устанавливалась неподвижно в направлении "черного" диска (координаты диска: азимут $A = 40^{\circ}20$, высота $h = 20^{\circ}35$). Вначале производилась тепловая калибровка с помощью шумового гене-

ратора типа ПШ-ЗБ. Затем в течение 1 минуты производилась запись уровня радиоизлучения фона (при этом диск был опущен - рис. 1, т.е. находится вне диаграммы антенны), после чего поднимался "черный" диск и производилась минутная запись уровня радиоизлучения диска. Затем "черный" диск опускался и весь цикл повторялся. Каждый час автоматически по специальной программе с микро-ЗЕМ повторялась тепловая калибровка. В качестве датчика времени использовался синхронизатор Ч7-15. Время наблюдений выбиралось таким образом, чтобы через диаграмму неподвижной антенны проходили две области с $\Delta T_{a.д.} = 0$, расположенные по обе стороны от галактической плоскости. На рис. 2



Р и с. 2

показан участок неба, экранируемый диском за время наблюдений. Исофоты соответствуют длине волны $\lambda = 1,5$ м [12] (координаты галактические старые). Траектория относительного движения диска имеет экваториальные координаты $\delta = -6^{\circ},5$, $\alpha = 16^h - 21^h$. Данные измерений и координаты "нулевых" областей представлены в табл. I. Значения $I + \xi$ и $I - \beta_{г\lambda}$ дифр. рассчитаны на основании результатов работы [15].

$\lambda, \text{м}$	$f, \text{МГц}$	$\Delta \nu_{0,5}^\circ$	$I + \xi$	$\nu_{\text{гл.дифр.}}^\circ$	$(1 - \beta)_{\text{гл.дифр.}}$	α_{01}	α_{02}
0,86	350	5	1,028	26	0,917	18 28	18 40
1,03	290	5,2	1,045	31	0,91	18 03	19 10
1,22	245	5,9	1,056	36	0,896	17 36	19 27
1,5	200	7,34	1,06	45	0,877	16 55	20 02

где выведены формулы вычисления дифракционных поправок при измерениях по "черным" дискам с угловыми размерами, сравнимыми с шириной диаграммы направленности (в нашем случае $\Delta \nu_{\text{диск}} = 6,7^\circ$). Дифракционная диаграмма диска представляется в виде [15]

$$F_A(\nu) = \left(\frac{1 + \cos \nu}{2} \right)^2 \frac{1}{\left(\beta + \frac{1}{n+1} \right)^2} \left[\beta \Lambda_n(\kappa \sin \nu) + \frac{1}{n+1} \Lambda_{n+1}(\kappa \sin \nu) \right]^2 \quad (20)$$

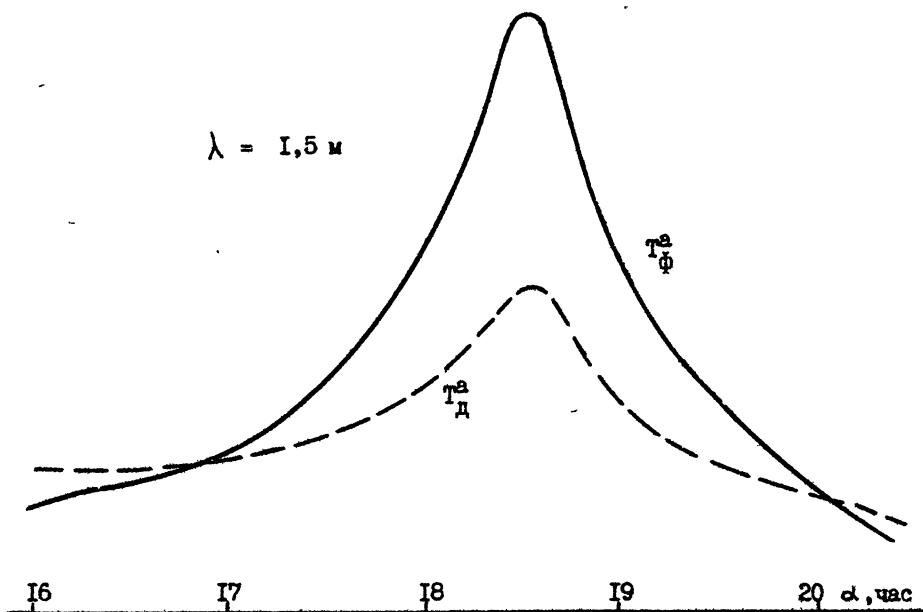
где $K = 2\pi/\lambda$ - волновое число; $\Lambda_n(x) = n! J_n(x)/(x/2)^n$ - лямбда-функция; α - радиус диска; ν - угол, отсчитываемый от оси, проходящей через центр диска перпендикулярно его плоскости; β - параметр, характеризующий уровень облучения края диска $\sqrt{F(\Delta \nu_\Delta)} = \beta/(1+\beta)$; $\Delta \nu_\Delta$ - угловой радиус диска; n - параметр, значение которого определяется формой главного лепестка диаграммы антенны (в нашем случае $n = 1$ [15]).

При расчете дифракционной поправки ΔT_ξ принималась идеализация абсолютно "черной" земли, поскольку, как нетрудно убедиться из выражений (17) и (18), $\Delta T'_\xi - \Delta T''_\xi = \frac{\xi}{2} \left(T_0 - T_{\text{ф.дифр.}}^{\text{дифр.}} \right)$, где в зависимости от длины волны $\xi \sim 0,03 - 0,06$, $T_0 \sim 300 \text{ К}$ и $T_{\text{ф.дифр.}}^{\text{дифр.}} \sim 6 - 20 \text{ К}$, т.е. $(\Delta T'_\xi - \Delta T''_\xi) \sim 4 - 8 \text{ К}$. Таким образом, возможная ошибка в величине $T_{\text{ф.дифр.}}^{\text{дифр.}}$ при этом не превышает $\sim 2\%$. Входящие в соотношение (17) величины $T_{\text{ф.дифр.}}^{\text{дифр.}}$ и $T_{\text{ф.дифр.}}^{\text{дифр.}}$ вычислялись на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием стандартных процедур счета интегралов с точностью 1%. Использовалась карта изофот яркостной температуры распределенного космического радиоизлучения на частоте 200 МГц [12],

заданная в галактических координатах (β, l) с последующим пересчетом на нужную частоту. На основе этой карты в галактических координатах была построена сетка температур $T_{\beta}(\beta, l)$ в пределах $-90 + 90^{\circ}$ по широте и $0 + 360^{\circ}$ по долготе с шагом 5° . Для этого вычислялись значения яркостных температур в точках пересечения галактических долгот " l " и широт " β ", исходя из ближайших к этим пересечениям изофот путем линейной интерполяции. В результате была получена сетка, в каждом узле которой была определена величина яркостной температуры фонового излучения $T_{200}(\beta, l)$. Одновременно производился пересчет $T_{200}(\beta, l)$ на нужную частоту (см. табл. I) [16]

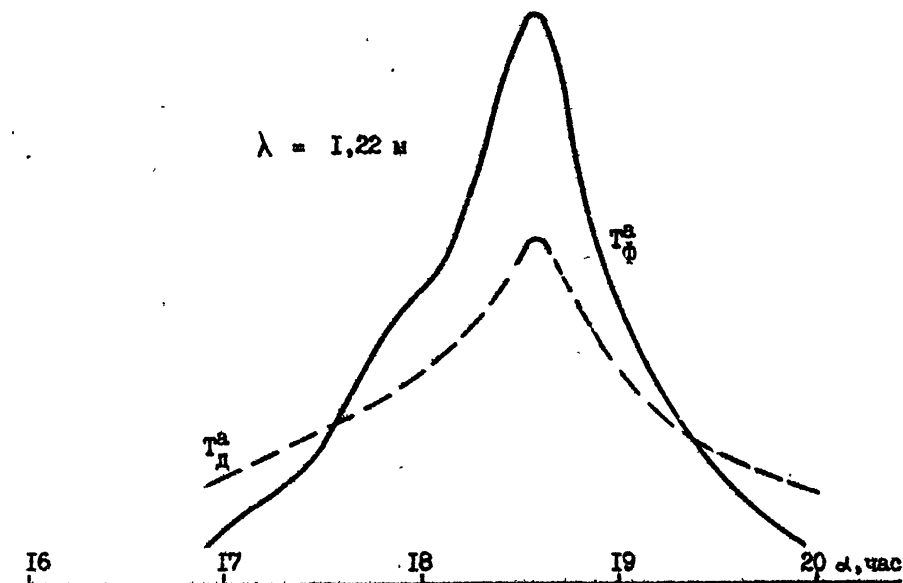
$$T_{f_i}(\beta, l) = \left[\frac{f_i (\text{МГц})}{200} \right]^{-\beta} T_{200}(\beta, l). \quad (21)$$

Значение спектрального индекса принималось равным $\beta = 2,6 \pm 0,2$ [17].



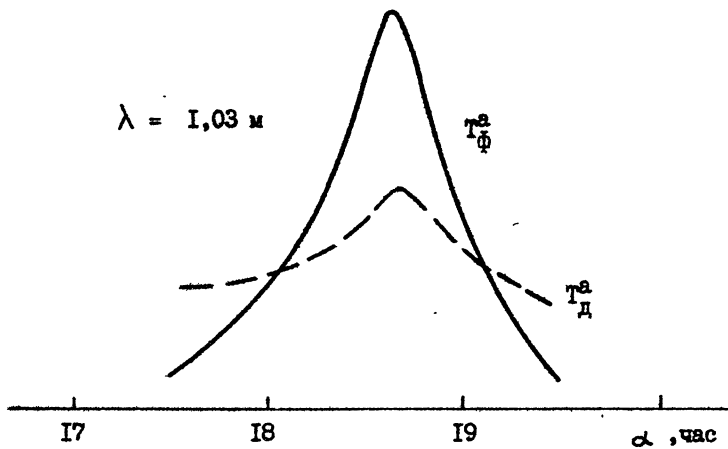
Р и с. 3

На рис. 3 - 6 построены профили антенных температур, измеренных на четырех рабочих частотах в диапазоне 200 - 350 МГц. Сплошной линией изображены профили антенной температуры от космического радиоизлучения T_{Φ}^a (диск опущен), пунктирной - профили антенной температуры от радиоизлучения "черного" диска T_{Δ}^a (диск поднят). Точки пересечения соответствуют $\Delta T_{a,д} = 0$.

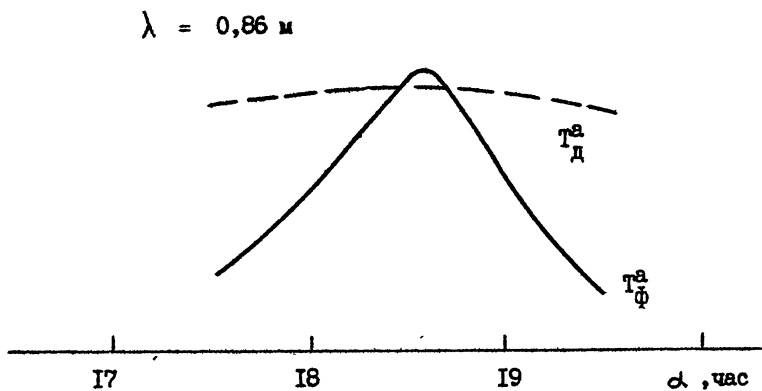


Р и с. 4

Значения $T_{\Phi,д}^a$ в нулевых точках рассчитывались на основании (19) с учетом (17), т.е. ΔT_{ξ} рассчитывалась по значениям $T_{\Phi,д}^{\text{карт}}$, указанным на карте радиоизофот. Однако полученные значения $T_{\Phi,д}^a$ позволили уточнить эти карты и тем самым методом последовательных приближений, в свою очередь уточнить искомое значение $T_{\Phi,д}^a$. Соотношение между температурами $T_{\Phi,д}^{\text{карт}}$ (усредненными в пределах телесного угла, занимаемого диском) и полученными в результате эксперимента $T_{\Phi,д}^a$ задавалось следующей моделью:



Р и с. 5



Р и с. 6

$$T_{\Phi A} = K_1 T_{\Phi A}^{\text{карт.}} + K_2, \quad (22)$$

где K_1 и K_2 - коэффициенты, определяющие следующую из измерений поправку к яркостной температуре, указанной на карте в исследуемых областях. Выражение (22), записанное для двух нулевых точек, дает систему двух линейных уравнений с неизвестными K_1 и K_2 :

$$\begin{aligned} T_{\Phi A 1} &= K_1 T_{\Phi A 1}^{\text{карт.}} + K_2, \\ T_{\Phi A 2} &= K_1 T_{\Phi A 2}^{\text{карт.}} + K_2, \end{aligned} \quad (23)$$

разрешая которую относительно K_1 и K_2 , имеем

$$K_1 = \frac{T_{\Phi A 1} - T_{\Phi A 2}}{T_{\Phi A 1}^{\text{карт.}} - T_{\Phi A 2}^{\text{карт.}}}, \quad (24)$$

$$K_2 = \frac{T_{\Phi A 1}^{\text{карт.}} T_{\Phi A 2} - T_{\Phi A 2}^{\text{карт.}} T_{\Phi A 1}}{T_{\Phi A 1}^{\text{карт.}} - T_{\Phi A 2}^{\text{карт.}}}. \quad (25)$$

Используя далее уточненные значения $T_{\Phi, \text{д}}$ в правой части уравнения (19), можно получить следующее приближение $T_{\Phi, \text{д}}^{1,2}$ и рассчитать коэффициенты $K_{1,2}$ и т.д. Таким образом, вычисляя последовательные приближения значений $T_{\Phi, \text{д}}$, мы получаем сходящийся итерационный процесс, в котором влияние исходной погрешности $\delta(T_{\Phi A}^{\text{карт.}})$ уменьшается [19].

3. Результаты измерений

Полученные в результате обработки измерений по изложенной методике значения яркостной температуры $T_{\Phi, \text{д}}$ распределенного космического радиопеллучения в нулевых областях представлены в табл. 2. Здесь же приведены общепринятые значения яркостной температуры в областях с $\Delta T_{\text{а.д}} = 0$, усредненные в пределах Ω_{Δ} : на $\lambda = 1,5$ м по карте [12]; на $\lambda = 1,22$ м пересчитанные с $\lambda = 1,5$ м при $\beta = 2,6 \pm 0,2$; на $\lambda = 1,03$ м и $\lambda = 0,86$ м пересчитанные с карты $\lambda = 0,75$ м [11] при $\beta = 2,6 \pm 0,2$. Как видно из табл. 2, на длинах волны 1,5 и 0,86 м значения яркостной температуры, приведенные в [11, 12] и усредненные в пределах Ω_{Δ} , занижены в среднем соответственно на 10 и 5% по сравнению с измеренными нами значениями $T_{\Phi, \text{д}}$, что не выходит за пределы ошибок измерений [11, 12], однако погрешности наших измерений ниже,

$\lambda, \text{м}$	$T_{\text{ФД}}^{\text{КАРТ}}, \text{К}$	$\delta(T^{\text{КАРТ}}), \%$	$T_{\text{ФД}}, \text{К}$	$\delta(T_{\text{ФД}}), \%$
1,5	236	± 15	268	± 12
	252 [I2]			
1,22	203	± 19	265	± 10
	238 [I2]			
1,03	234	± 31	268	± 9
	246 [II]			
0,86	245	± 27	264	± 7
	256 [II]			

чем в [I2] и [II] и равны соответственно 12% на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ (вместо 15% в [I2]) и 7% на $\lambda = 0,86 \text{ м}$ (вместо 25% в [II]). На $\lambda = 1,22$ и $\lambda = 1,03 \text{ м}$ абсолютные значения яркостной температуры получены с погрешностью 10%, существенно меньшей, чем возможные ошибки (25–30)% при пересчете с имеющихся карт радиоизофот.

В дальнейшем предполагаются эталонирование температуры распределенного космического радиоизлучения в опорных областях на волнах до 2 - 2,5 м, а также измерения вдоль склонения $\delta = -6^{\circ}5$ относительно проэталонированных опорных областей ($\Delta T_{\text{ад}} = 0$) и получение аналогичных данных для других склонений δ , что может быть достигнуто изменением угла наблюдения диска.

Л и т е р а т у р а

1. Цейтлин Н.М. - Изв. вузов - Радиофизика, 1962, т. 5, № 4, с. 810.
2. Кротиков В.Д., Порфирьев В.А., Троицкий В.С. - Изв. вузов - Радиофизика, 1961, т. 4, № 6, с. 1004.
3. Троицкий В.С., Цейтлин Н.М. - Изв. вузов - Радиофизика, 1961, т. 4, № 3, с. 393.
4. Троицкий В.С., Цейтлин Н.М. - Изв. вузов - Радиофизика, 1962, т. 5, № 4, с. 263.

5. Цейтлин Н.М., - Изв. вузов - Радиофизика, 1963, т. 6, № 6, с. 1265, 1964, т. 7, № 3, с. 571.
6. Цейтлин Н.М. - Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 8.
7. Дмитренко Д.А., Цейтлин Н.М. - Изв. вузов - Радиофизика, 1969, т. 12, № 5, с. 639.
8. Дмитренко Д.А., Романьчев А.А., Цейтлин Н.М. - Радиотехника и электроника, 1969, т. 14, № 12, с. 2108.
9. Дмитренко Д.А., Аникина В.В. - Изв. вузов - Радиофизика, 1973, т. 16, № 2.
10. Цейтлин Н.М. Применение методов радиоастрономии в антенной технике. - М.: Сов. радио, 1966.
11. Seeger C.L., Stumpers F.L.H.M., N.vanHurck. - Phillips Technical Review, 1960, v.21, N 11, p.317.
12. Dröge F., Priester W. - Zeit.Astrophys., 1956, v.40, N 4, p.236.
13. Landecker T.L., Wielebinski R. - Austral.J.Phys.Astrophys.Suppl., 1970, N 16, Oct.
14. Цейтлин Н.М., Мосалов И.В., Бахарев Н.В., Беккерман Б.М., Дугин Н.А., Миллер Е.А., Миллер М.Е., Пеллошенко С.А., Романьчев А.А. Препринт НИРФИ № 176, 1984.
15. Аникина В.В., Дмитренко Д.А., Иваникова Л.К. - Радиотехника и электроника, 1973, т. 18, № 3, с. 631.
16. Brown R.H., Hazard C. - Phil.Mag., 1953, v.44, N 7, p.939.
17. Беляев П.П., Тарасов А.Ф., Токарев Д.В., Дрицев М.А. - Изв.вузов - Радиофизика, 1983, т. 26, № 9, с. 1047.
18. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. - М.: Наука, 1978.

Дата поступления статьи
4 июня 1984 года

Наум Моисеевич Цейтлин
Михаил Евгеньевич Миллер
Сергей Анатольевич Пеллошенко
Валентина Николаевна Бубукина

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
РАСПРЕДЕЛЕННОГО КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
В МЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Подписано к печати 02.08.84. МЦ 01405. Формат 60x84/16

Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,99 усл. печ. л.

Заказ 4065. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на роталпринте НИРФИ