

**Нижегородский
научно-исследовательский радиофизический
институт**

**Государственного комитета РФ
по высшему образованию**

П р е п р и н т N 405

**О РАЗДЕЛЕНИИ ТОРМОЗНОГО И СИНХРОТРОННОГО
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ДИСКА ГАЛАКТИКИ**

Е.Н.Виняйкин В.А.Разин

Нижний Новгород 1995

О РАЗДЕЛЕНИИ ТОРМОЗНОГО И СИНХРОТРОННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ДИСКА ГАЛАКТИКИ

Препринт N 405. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1995. —
34 с.

УДК 523.164

Выполнено разделение галактического радиоизлучения вблизи плоскости Галактики на синхротронную и тормозную составляющие в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн при естественном предположении о монотонном возрастании яркостной температуры нетеплового радиоизлучения (в отсутствие поглощения) с уменьшением галактической широты. Удовлетворить этому предположению можно лишь при увеличении температурного спектрального индекса синхротронного галактического радиоизлучения с ростом галактической широты и довольно низкой (во внутренних областях Галактики) температуре ионизированного межзвездного газа $(1+2) \cdot 10^3$ К. Толщина слоя распределенных источников синхротронного радиоизлучения уменьшается с ростом частоты. Это свидетельствует о том, что эффективная толщина пространственного распределения релятивистских электронов в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики, уменьшается с увеличением их энергии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования распределенного галактического радиоизлучения ведутся с первых лет существования радиоастрономии и по настоящее время [1-10]. Тем не менее, остаются недостаточно изученными пространственное распределение синхротронной излучательной способности и происхождение крупномасштабных неоднородностей в угловом распределении радиояркости по небосводу, доля теплового радиоизлучения в суммарном галактическом радиоизлучении и связанный с этим вопрос о высокочастотной асимптотике спектра синхротронного радиоизлучения и ряд других характеристик галактического радиоизлучения. Дальнейшее исследование этих проблем позволит продвинуться вперед в определении пространственного распределения и спектра релятивистских электронов, в понимании характера их распространения, существенно зависящего от величины и структуры магнитного поля Галактики, в выяснении пространственного распределения концентрации и температуры ионизованного газа и пыли. Кроме того, изучение и учет неоднородностей в угловом распределении различных составляющих галактического радиоизлучения на разных частотах необходимы для определения параметров анизотропии реликтового радиоизлучения [11-13]. В подготавливаемом эксперименте "Реликт-2" [14] при редукции данных будет необходим учет угловых неоднородностей галактического радиоизлучения в масштабах $\geq 5^\circ$ до уровня $3 \cdot 10^{-6}$ К по яркостной температуре.

Настоящая работа посвящена вопросу о разделении суммарного галактического радиоизлучения в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн на составляющие. Поскольку в указанных диапазонах вклад радиоизлучения межзвездной пыли пренебрежимо мал по сравнению с нетепловым (синхротронным) излучением релятивистских электронов и тепловым (тормозным) излучением межзвездного ионизованного газа, то речь пойдет о разделении на синхротронную и тормозную составляющие (или в более традиционных терминах на нетепловую и тепловую составляющие, подразумевая под последней излучение распределенного ионизованного межзвездного газа).

2. ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ РАННИХ РАБОТ

Впервые разделение радиоизлучения галактического диска на тепловую и нетепловую составляющие выполнил И.С. Шкловский в 1952 г. [15], основываясь на различии спектров синхротронного и тормозного радиоизлучений. Затем с использованием более полных данных о радиоизлучении Галактики, это делалось в работах [16-24].

Обычно разделение галактического радиоизлучения на нетепловую и тепловую компоненты проводилось при следующих упрощающих предположениях:

а) распределенные источники теплового и нетеплового радиоизлучения равномерно перемешаны вблизи галактической плоскости (это предположение существенно только при большой оптической толщине ионизованного газа, $\tau_\nu \geq 1$),

б) вариации температурного спектрального индекса β в галактической плоскости обусловлены тепловым излучением. Спектральный же индекс нетепловой составляющей β_H постоянен в пределах нескольких градусов от галактической плоскости и не зависит от частоты,

в) электронная температура ионизированного газа T_e не зависит от координат и равна 10^4 К,

г) нетепловые распределенные источники не поглощают радиоизлучение.

Решение уравнения переноса при этих предположениях дается простым соотношением между яркостной температурой неба T , яркостной температурой нетеплового радиоизлучения T_H (в отсутствие поглощения), электронной температурой T_e и полной оптической толщиной ионизированного газа τ_ν [16, 20]:

$$T = (T_e + T_H / \tau_\nu) (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (1)$$

При $\tau_\nu \ll 1$ из (1) следует

$$T = \tau_\nu T_e + T_H, \quad (2)$$

которое справедливо при любом распределении ионизированного газа.

Если известны значения яркостных температур на двух частотах ν_1 и ν_2 , температура T_e и спектральный индекс нетеплового радио-

излучения β_H , то задача разделения галактического радиоизлучения на две составляющие сводится к решению системы двух уравнений с двумя неизвестными τ_{ν_1} и $T_{H\nu_1}$.

Зависимость τ от частоты определяется выражением (см., например, [25])

$$\tau_{\nu} = \int_0^L \frac{10^{-2} N_e^2}{T_e^{3/2} \nu^2} (17.7 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{\nu}) dl, \quad (3)$$

где L —размер области, заполненной ионизированным газом, N_e —электронная концентрация. Числовые коэффициенты в (3) соответствуют системе единиц СГС. Приближенно τ_{ν} пропорционально ν^{-2} .

Если же известны яркостные температуры на трех частотах, то для разделения галактического радиоизлучения на компоненты достаточно знания T_e , а величина β_H определяется из решения системы трех уравнений с тремя неизвестными τ_{ν_1} , $T_{H\nu_1}$ и β_H . На достаточно высоких частотах (дециметровые волны и короче) $\tau_{\nu} \ll 1$ и, если известны значения яркостных температур на трех частотах, то можно выполнить разделение галактического радиоизлучения путем решения системы трех уравнений с тремя неизвестными τ_{ν_1} , $T_e = T_{\nu_1}$, $T_{H\nu_1}$ и β_H . Заметим,

что в трехчастотном методе весьма существенным становится предположение о независимости β_H от частоты, поскольку крайние частоты должны быть достаточно далеко разнесенными. Это обстоятельство ограничивает применимость трехчастотного метода, т.к. имеются данные о том, что спектральный индекс нетеплового радиоизлучения увеличивается с увеличением частоты [21, 26, 27, 57].

Приведем основные результаты ранних работ, в которых использовались упрощающие предположения а)-г). В работе [19] было проведено разделение на тепловое и нетепловое радиоизлучение на частотах 1390 МГц [20], 408 МГц [19] и 85 МГц [28] (угловое разрешение на всех этих частотах около 50'). Как показано в [19], на частоте 408 МГц при $b=0^\circ$ и долготах в секторе около галактического центра ($l=50^\circ-0^\circ-355^\circ$) тепловое излучение составляет приблизительно 30% от полного. Ширина "пики" теплового радиоизлучения по точкам половинной интенсивности составляет в среднем 1.5° по b , что соответствует излучению слоя ионизованного газа с толщиной по точкам половинной плотности 200 пс. Распределение теплового радиоизлучения по галактической широте значительно уже распределения нетеплового радиоизлучения; при $|b|=1.5^\circ$ тепловое радиоизлучение составляет всего лишь около 10% от полного. Спектральный индекс общего нетеплового радиоизлучения по данным на трех частотах 85, 408 и 1390 МГц найден равным 2.6.

Спектр нетеплового радиоизлучения галактического диска до частоты 4080 МГц исследовался в [21]. В этой работе измерения проводились с помощью рупорно-параболической

антенны с раскрывом 6.1 м ; ширина луча составила 0.7° . На частоте 4080 МГц было сделано пять "разрезов" галактического диска при склонениях $8.2^\circ, 2.7^\circ, -6^\circ, -19.2^\circ, -28.5^\circ$, выбранных так, чтобы в диаграмму направленности антенны не попадали интенсивные дискретные источники. Спектр нетеплового галактического радиоизлучения определялся по данным на частоте 4080 МГц и обзорам с угловым разрешением около $50'$ на частотах 85 МГц [28], 408 МГц [19], 960 МГц [29] и 1390 МГц [20] с необходимой коррекцией температурных шкал и "нулевых уровней". Для каждого из названных выше пяти, склонений яркостные температуры неба на разных частотах сопоставлялись при галактических широтах $b=0^\circ, b=\pm 1.8^\circ, b=\pm 3.6^\circ$. На широтах 0° и $\pm 1.8^\circ$ спектральные индексы оказываются несколько меньше, чем при $b=\pm 3.6^\circ$. Если принять, что это связано с тепловым излучением межзвездного газа, сосредоточенным в полосе $\pm 2^\circ$ около галактического экватора, то среднее значение температурного спектрального индекса нетеплового радиоизлучения на частотах выше 400 МГц по результатам для $b=\pm 3.6^\circ$ получается равным 2.9. Яркостные температуры неба на частоте 85 МГц, вычисленные по значениям на частотах выше 400 МГц с использованием спектрального индекса 2.9, оказываются вдвое выше наблюдаемых. Это свидетельствует об уменьшении β_n с уменьшением частоты.

Интересные результаты получены при наблюдениях на высоких частотах с разрешением около $10'$. В 1969 г. были проведены измерения галактического континуума на частоте 4170 МГц в области с координатами $\alpha_{1950} = 18^h 05^m + 19^h 05^m, \delta_{1950} = (-10^\circ 40') +$

($-1^{\circ}40'$) (часть галактической плоскости между $l=21^{\circ}$ и $l=31^{\circ}$) [30]. Измерения проводились с помощью 30-метрового параболического рефлектора; ширина луча составляла 11. При таком высоком разрешении на частоте 4170 МГц Млечный путь представляется состоящим из большого числа дискретных источников, концентрирующихся преимущественно к галактическому экватору, и фона, образующего "гребень" галактического радиоизлучения с яркостной температурой $\approx 1\text{K}$ и шириной на уровне половинной интенсивности $\approx 1.5^{\circ}$ по галактической широте.

Для определения спектрального индекса в [30] использовались результаты наблюдений на частотах 1410 МГц, и 2650 МГц с разрешением соответственно 14' и 7' [31]. Из сопоставления яркостных температур неба на частотах 1410, 2650 и 4170 МГц в области с координатами $l=27.8^{\circ}$ и $b=0^{\circ}$, где нет дискретных источников, в [30] получен спектральный индекс 2.66. Диаграмма $\lg T - \lg \nu$, из которой получено значение $\beta=2.66$, представляет собой прямую линию. Кроме того, величина β оказывается независимой от широты в пределах $\pm 2^{\circ}$ от галактического экватора. Это свидетельствует о малой интенсивности тепловой составляющей в фоновом галактическом радиоизлучении вплоть до частоты 4170 МГц.

В [32] выполнены измерения галактического фона на весьма высокой частоте 15 ГГц. Измерения яркостной температуры галактического радиоизлучения проводились с помощью 7-м антенны (ширина луча 11' на волне 2 см). Яркостная температура была определена в областях с координатами: $l=23.92^{\circ}$, $b=-0.32^{\circ}$; $l=25.07^{\circ}$, $b=0.01^{\circ}$; $l=27.85^{\circ}$, $b=0.00^{\circ}$; $l=31.20^{\circ}$, $b=0.00^{\circ}$; $l=40.23^{\circ}$, $b=0.12^{\circ}$; $l=47.70^{\circ}$, $b=-0.16^{\circ}$.

Кроме того был сделан "разрез" галактического диска, проходящий через точку $l=23.92^\circ$, $b=-0.32^\circ$. Основным результатом [32] заключается в том, что вблизи волны 2 см спектральный индекс равен 2.1 в то время как на волне 21 см он равен 3.0. Для определения β использовались результаты работ [31] и [33], где приведены изофоты галактического фона на волнах 21, 11 и 6 см с разрешением $11'$. Пересчет величины теплового радиобизлучения, составляющего на $\lambda=2$ см $\approx 80\%$ от полного, с частоты 15 ГГц на 4.17 ГГц показывает, что $\approx 50\%$ полной яркостной температуры на этой частоте при $l=27.8^\circ$, $b=0^\circ$ [30] теплового происхождения, т.е. выводы [30] и [32] противоречат друг другу.

3. РАЗДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОВУЮ И НЕТЕПЛОВУЮ СОСТАВЛЯЮЩИЕ

Представляется целесообразным дополнительно проанализировать вопрос о величине вклада тепловой составляющей, пользуясь для этой цели обзорами с наибольшим разрешением, достигнутым в исследовании галактического фона.

В этой связи интересно сравнить яркостные температуры неба на частоте 178 МГц [34] и 610.5 МГц [35], измеренные с разрешением около 20' и 16' x 21' соответственно. (Здесь, как и ниже, мы ограничиваемся двухчастотным методом разделения галактического радиоизлучения на тепловую и нетепловую составляющие поскольку не удастся подобрать более двух перекрывающихся обзоров с угловым разрешением 10'–20' и удобных для изучения широтной зависимости теплового радиоизлучения.) В таблице 1 приведены яркостные температуры неба, их отношения и значения спектрального

индекса для ряда точек вдоль двух "разрезов" галактического диска при $\delta = 15^{\circ} 20'$ и $\delta = 18^{\circ}$, свободных от дискретных источников на частоте 178 МГц. На частоте 610.5 МГц к температурам, указанным на изофотах, была прибавлена температура "нулевого уровня" равная 11.4К (подробнее см. [36]). Из табл.1 видно, что в диапазоне частот 178+ 610 МГц на самых низких галактических широтах величина β меньше, чем при $|b| > 1^{\circ}$.

Возможны, вообще говоря, три причины уменьшения спектрального индекса β с галактической широтой в диапазоне частот 178 + 610 МГц:

а) достаточно интенсивное тепловое радиоизлучение ионизированного межзвездного газа;

б) поглощение радиоволн на частоте 178 МГц в ионизированном межзвездном газе;

в) уменьшение с галактической широтой эффективного значения показателя степени, характеризующего дифференциальный энергетический спектр космических электронов.

Рассмотрим каждую из этих причин.

Для того, чтобы объяснить наблюдаемые вариации спектрального индекса тепловым излучением ионизированного межзвездного газа, концентрирующегося вблизи галактической плоскости, нужно допустить, что при $b \approx 0^{\circ}$ и $l \approx 50^{\circ}$ на частоте 610.5 МГц тепловая составляющая имеет яркостную температуру порядка нескольких десятков градусов. Если величина T_e превышает несколько сотен градусов, то на частоте 610.5 МГц ионизированный газ можно считать оптически тонким. При этом яркостная температура

Таблица 1.

Сравнение яркостных температур неба на частотах 178 МГц [34] и 610.5 МГц [35].

δ_{1950}	α_{1950}	l	b	T_{178} (K)	T_{610} (K)	$\frac{T_{178}}{T_{610}}$	β
	19 ^h 09 ^m 00 ^s 48 ^o		+2.8 ^o	969	41.4	23.4	2.54
	19 14 00 49		+1.7	1200	51.4	23.4	2.54
	19 16 15 49.3		+1.1	1350	61.4	22.0	2.51
	19 18 00 49.7		+0.8	1400	71.4	19.6	2.42
	19 19 30 49.9		+0.4	1448	81.4	17.8	2.34
	19 20 30 50.1		+0.2	1448	91.4	15.8	2.24
	19 21 40 50.3		0	1640	91.4	18.0	2.35
15 ^o 20'	19 22 40 50.4		-0.1	1546	81.4	19.0	2.39
	19 24 00 50.6		-0.3	1472	71.4	20.6	2.46
	19 26 00 51		-0.9	1250	61.4	20.4	2.45
	19 27 30 51.3		-1.6	1200	51.4	23.4	2.56
	19 30 30 52.1		-1.9	970	41.4	23.4	2.56
	19 35 30 53.1		-3	873	31.4	27.8	2.7
	19 40 40 53.7		-4	596	21.4	27.8	2.7
	19 17 00 51.4		+2.4	920	41.4	22.2	2.52
	19 20 10 52.1		+1.6	1210	51.4	23.6	2.57
	19 24 00 52.7		+0.9	1350	61.4	22.0	2.52
	19 25 40 53		+0.4	1400	71.4	19.6	2.42
18 ^o	19 28 40 53.5		-0.2	1210	71.4	17.0	2.3
	19 29 50 53.7		-0.4	1111	61.4	18.1	2.35
	19 31 20 54		-0.7	1063	51.4	20.7	2.46
	19 34 10 54.4		-1.4	945	41.4	22.9	2.54
	19 37 30 55.1		-2	825	31.4	26.3	2.66

теплового радиоизлучения на частоте 610.5

МГц $T_{610} = \tau_{610} \cdot T_e$, где τ_{610} — оптическая толщина ионизированного межзвездного газа на частоте 610.5 МГц. Яркостная температура неба на этой частоте в соответствии с формулой (2) представляет собой сумму яркостных температур тепловой T_{610} и нетепловой T_{H610} составляющих космического радиоизлучения:

$$T_{610} = \tau_{610} \cdot T_e + T_{H610} \quad (4)$$

На частоте 178 МГц условие $\tau \ll 1$ может не выполняться, поэтому нужно пользоваться формулой

$$T_{178} = (T_e + T_{H178} \tau_{178}^{-1}) (1 - e^{-\tau_{178}}), \quad (5)$$

где T_{178} , T_{H178} и τ_{178} — соответственно яркостная температура неба, яркостная температура нетепловой составляющей и оптическая толщина ионизированного газа на частоте 178 МГц. Дополнив уравнения (4) и (5) соотношениями:

$$\frac{T_{H178}}{T_{H610}} = \left(\frac{610}{178} \right)^{\beta_H}, \quad \frac{\tau_{178}}{\tau_{610}} = \left(\frac{610}{178} \right)^{2.1} = 11.8$$

получаем:

$$T_{178} = a(\tau_{178}) T_{610} - b(\tau_{178}) T_e, \quad (6)$$

$$a(\tau_{178}) = \left(\frac{610}{178} \right)^{\beta_H} \frac{1 - e^{-\tau_{178}}}{\tau_{178}}, \quad (7)$$

$$b(\tau_{178}) = \left[\left(\frac{610}{178} \right)^{\beta_H - 2} - 1 \right] \left(1 - e^{-\tau_{178}} \right). \quad (8)$$

С помощью выражения (6) можно определить τ_{178} , если известны T_{178}, T_{610}, T_e и β_H , а затем найти и меру эмиссии (см. формулу (3)):

$$ME = \int_0^L N_e^2 dl \approx 10^{-2} g_{178}^{-1} \tau_{178} T_e^{3/2} (\text{см}^{-6} \text{нс}), \quad (9)$$

где

$$g_{178} = 10^{-2} \left(17.7 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{1.78 \cdot 10^8} \right). \quad (10)$$

Значения g_{178} в зависимости от T_e приведены в таблице 2.

Таблица 2.

Величина g_{178} как функция температуры T_e

T_e, K	10000	5000	1000	500	200	100	50
g_{178}	0.125	0.114	0.09	0.08	0.066	0.056	0.046

В настоящее время нет надежных данных ни о температуре ионизированного межзвездного газа, ни о соотношении между средним значением квадрата электронной концентрации на луче зрения

$$\overline{N_e^2} = L^{-1} \int_0^L N_e^2 dl$$

и средней пространственной плотностью электронов $\overline{N_e}$. Поэтому в таблице 3 приведены значения оптической толщины τ_{178} и меры эмиссии ME, полученные для направления $b=0^\circ, l=50.3^\circ$ по данным табл.1 при разных температурах T_e . Кроме того, в табл.3 даны значения $\overline{N_e^2} = \overline{N_e} \overline{N_e}$ (вывод этого соотношения см. в [36]) при $L(b=0^\circ, l=50.3^\circ)=18$ кпс, а также $\overline{N_e}$ и отношения $\overline{N_e^2}/\overline{N_e}$, определяющие часть объема, занятую облаками ионизированного межзвездного газа с концентрацией N_e .

Для оценок приняты значения $\beta_H=2.7$ и $\overline{N_e}=0.03 \text{ см}^{-3}$. Последняя величина представляется наиболее вероятной по данным наблюдений дисперсии времени прихода импульсов от пульсаров [37-39].

Как видно из табл.3, наиболее существенной особенностью пространственного распределения ионизированного межзвездного газа, вытекающей из предположения о возможности объяснить наблюдаемые вариации спектрального индекса космического

Таблица 3.

Некоторые характеристики ионизированного межзвездного газа в зависимости от электронной температуры T_e .

T_e (К)	τ_{178}	ME (см^{-6} пс)	N_e^2 (см^{-6})	N_e (см^{-3}) $\frac{N_e}{N_e \approx 0.03 \text{ см}^{-3}}$	$\frac{\bar{N}_e}{N_e}$ %
10000	0.07	5600	0.31	10.3	0.29
5000	0.13	4030	0.22	7.3	0.41
1000	0.37	1300	0.072	2.4	1.2
500	0.52	730	0.041	1.4	2.1
200	0.62	266	0.015	0.50	6.0
100	0.65	116	0.0064	0.21	14.2
50	0.70	54	0.003	0.10	30.0

радиоизлучения вблизи галактической плоскости тепловым излучением и поглощением радиоволн ионизированным газом, является его облачная структура. При температурах 1000 + 10000 К параметры межзвездного газа получаются близкими к приведенным в работе Вестерхаута [20]. С понижением температуры концентрация электронов в облаках уменьшается, а часть объема, которую они занимают, соответственно возрастает. Здесь необходимо подчеркнуть, что даже при $T_e = 50$ К концентрация ионизированного газа в облаках, занимающих около трети всего пространства, получается равной 0.1 см^{-3} . Эта величина на порядок больше, чем обычно принимается в моделях однородно распределенного в

галактическом диске "холодного" (с температурой несколько сотен градусов) ионизированного газа [40-47].

Интересно сравнить тепловую (яркостная температура T_T) и нетепловую (яркостная температура T_H) составляющие космического радиоизлучения на частоте 610.5 МГц при разных температурах T_e . В таблице 4 приведены результаты вычислений T_T и T_H для разреза с $\delta = 15^\circ 20'$ при $T_e = 10^4$ К и $T_e = 10^3$ К (спектральный индекс β_H принят равным 2.7). При $T_e = 10^4$ К температура нетеплового радиоизлучения имеет относительные минимумы в точках с $b = 0.2^\circ$ и $b = -0.9^\circ$ (см. рис. 1а). В случае $T_e = 10^3$ К этих минимумов нет (рис. 1б). Естественно допустить, что реальное распределение нетеплового радиоизлучения характеризуется монотонным возрастанием яркостной температуры по мере приближения к галактическому экватору. Следовательно, эффективное значение электронной температуры должно быть $\approx 10^3$ К.

Из проведенного выше анализа следует, что для объяснения наблюдаемых вариаций спектрального индекса космического радиоизлучения вблизи галактической плоскости тепловым радиоизлучением ионизированного межзвездного газа и поглощением радиоволн в нем необходимо допустить довольно высокие концентрации газа в облаках. При этом в случае высоких температур газа ($T_e \approx 10^4$ К) интенсивность

Таблица 4.

Тепловая T_T и нетепловая T_H
составляющие космического радиоизлучения на
частоте 610.5 МГц ($\delta = 15^\circ 20'$, $\beta_H = 2.7$).

Галакти- ческая широта в градусах	$T_e = 10^4$ К		$T_e = 10^3$ К	
	T_T (К)	T_H (К)	T_T (К)	T_H (К)
+2.8	11.3	20.1	8.3	33.1
+1.7	14.1	37.3	9.32	42.08
+1.1	22.5	38.9	17.8	43.6
+0.8	36.6	34.8	22.7	48.7
+0.4	51.0	30.4	30.5	50.9
+0.2	68.2	23.2	39.7	51.7
0	56.2	35.2	31.4	60.0
-0.1	44.5	36.9	26.2	55.2
-0.3	32.0	39.4	19.5	51.9
-0.9	28.8	32.6	18.7	42.7
-1.6	14	37.4	9.3	42.1
-1.9	11.3	30.1	9.3	32.1
-3	0.0	31.4	0.0	31.4
-4	0.0	21.4	0.0	21.4

теплового радиоизлучения в галактической
плоскости на частоте 610.5 МГц должна быть

$\delta = 15^{\circ} 20'$

$T_e = 10^4 \text{ K}$

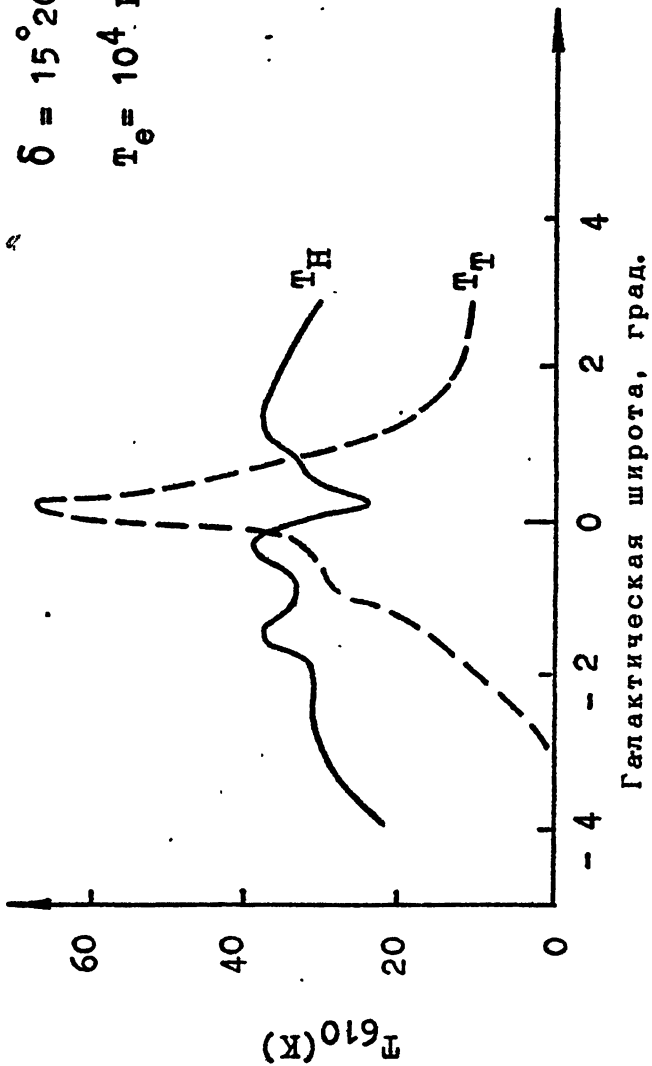


Рис. 1а

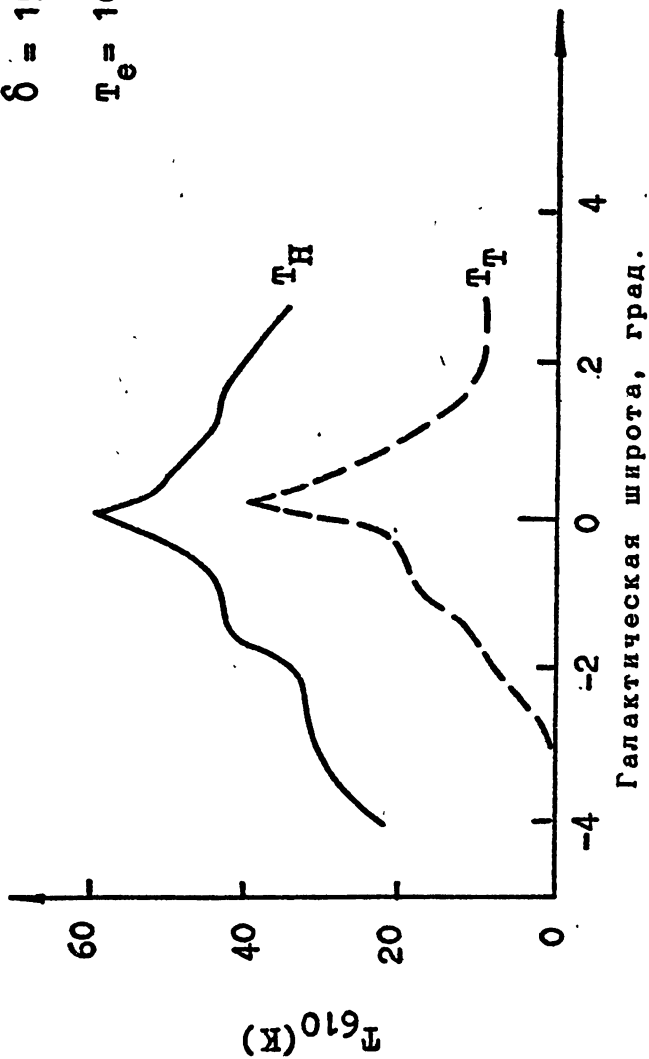
$\delta = 15^{\circ}20'$ $T_e = 10^3 \text{ K}$ 

Рис. 16

больше интенсивности нетеплового радиоизлучения. При низких температурах газа ($T_e \approx 200$ К) возникает другая трудность: оптическая толщина τ уже на частоте 178 МГц должна быть порядка единицы и, следовательно, на более низких частотах должно было бы наблюдаться слишком сильное поглощение радиоволн. Рассмотрим поэтому третью возможность — уменьшение спектрального индекса нетеплового галактического радиоизлучения вблизи плоскости Галактики.

Сравним области с координатами $l=50.3^\circ$, $b=0^\circ$ и $l=53.7^\circ$, $b=-4^\circ$. Разность спектральных индексов в этих областях равна 0.35. Допустим, что галактический радиодиск имеет полутолщину 500 пс на частоте 178 МГц и радиус $2^{1/2}R_0 \approx 14$ кпс, где $R_0 \approx 10$ кпс — расстояние от Солнца до галактического центра. По формуле (2) работы [48] находим, что в направлении первой области отрезок луча зрения в пределах галактического диска имеет длину 18 кпс, а в направлении второй области — 5.8 кпс. Отношение размеров излучающих областей $R(l, b)$ вдоль луча зрения при равномерном пространственном распределении источников в галактическом диске равно $(18/5.8) \approx 3.1$. Соответствующее отношение яркостных температур космического радиоизлучения на частоте 178 МГц (за вычетом температуры метagalacticкой составляющей 90 К [36]) также около 3.1.

Если вариации спектрального индекса нетеплового галактического радиоизлучения обусловлены вариациями параметра

$\nu' \propto (N'_1)^2 (N_1 N'_1)^{-1}$ [49], то нужно допустить,

что величина ν' меняется в несколько десятков раз. Это возможно только в том случае, когда при удалении от галактической плоскости сильно уменьшается концентрация межзвездного газа N (уменьшать во много раз величину магнитного поля нельзя, так как при этом резко уменьшается интенсивность синхротронного радиоизлучения). Большие вариации N возможны в свою очередь только при квазизамкнутости в отношении движения релятивистских электронов отдельных областей в галактическом диске.

Другая возможная причина уменьшения спектрального индекса на низких галактических широтах — разные пространственные распределения релятивистских электронов с разными энергиями. В самом деле, допустим, что полутолщина галактического диска, заполненного релятивистскими электронами, эффективно излучающими на частоте 610.5 МГц равна 330 пс, а не 500 пс, как было принято выше для частоты 178 МГц. Тогда $R_1 = R(l=50.3^\circ, b=0^\circ) \approx 18$ кпс, а $R_2 = R(l=53.7^\circ, b=-4^\circ) \approx 3.8$ кпс. Отношение $(R_1/R_2) = 4.8$. Но как раз этой величине равно отношение яркостных температур галактического радиоизлучения в указанных направлениях на частоте 610.5 МГц (вместо 3.1 на частоте 178 МГц).

Разные пространственные распределения релятивистских электронов в зависимости от их энергии могут возникать в галактическом диске, если, например, релятивистские электроны генерируются вблизи галактической плоскости, а затем медленно диффундируют на периферию диска и уходят из Галактики. Зависимость пространственного распределения от энергии при этом возникает из-за того, что релятивис-

тские электроны с разными энергиями имеют разное "время жизни", определяемое энергетическими потерями, а также могут иметь и разный характер движения. В рассматриваемой модели "перемешивание" релятивистских электронов с разными энергиями в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, должно быть затруднено.

Проведем теперь сопоставление яркостных температур галактического радиоизлучения на частотах 1414 МГц [33] и 4170 МГц [30] (разрешение в обоих случаях составляет $11'$). Анализ проведем для сечения плоскости Галактики при $l=26.3^\circ$. Это сечение свободно от интенсивных дискретных источников. На рис. 2 приведены профили яркостной температуры $T(b)$ на частотах 1414 МГц и 4170 МГц. В таблице 5 сведены значения β в зависимости от галактической широты b . Из таблицы 5 видно, что, как и в диапазоне 178–610 МГц, спектральный индекс в диапазоне 1414–4170 МГц при $|b| < 1^\circ$ меньше, чем при $b > 1^\circ$, где он приблизительно постоянен и равен 3.2. Предположим, что эти вариации спектрального индекса целиком обусловлены тепловым радиоизлучением ионизированного межзвездного газа, а спектральный индекс нетеплового радиоизлучения β_n равен 3.2, т.е. максимальному значению из таблицы 5. Поскольку на обеих частотах оптическая толщина ионизированного газа в Галактике много меньше единицы, можно воспользоваться приближением (2) и написать следующие равенства

$$T_{1414} = T_{T1414} + T_{n1414}, \quad (11)$$

$$T_{4170} = T_{T4170} + T_{n4170}. \quad (12)$$

Кроме того

$$\frac{T_{H1414}}{T_{H4170}} = \left(\frac{4170}{1414} \right)^{\beta_H}, \quad \frac{T_{T1414}}{T_{T4170}} = \left(\frac{4170}{1414} \right)^2. \quad (13)$$

Решив систему уравнений (11–13) при $\beta_H = 3.2$, получим значения $T_{H1414}(b)$, которые представлены в графической форме на рис.3 (кривая (а)); профиль $T_{H1414}(b)$ на рис.3 имеет два максимума при $b = \pm 0.5^\circ$ и минимум при $b = 0^\circ$. Однако, как уже отмечалось выше, естественно допустить, что реальное распределение нетеплового радиоизлучения характеризуется монотонным возрастанием яркостной температуры по мере приближения к галактическому экватору. Из этого вытекает, что уменьшение спектрального индекса на самых низких галактических широтах не следует связывать только лишь с тепловым радиоизлучением межзвездного ионизированного газа.

Выполним теперь разделение галактического радиоизлучения на две составляющие при β_H , зависящем от галактической широты. Закрепим значение β_H при $b = 0^\circ$ равным $3.2 - 0.5 = 2.7$ (учтены синхротронные потери), а в интервале широт $0^\circ < |b| < 1^\circ$ будем подбирать величины β_H так, чтобы T_H монотонно уменьшалась с удалением от галактического экватора.

На рис.3 представлены в графической форме результаты разделения галактического радиоизлучения на составляющие при значениях β_H , приведенных в третьем столбце табл.5;

Таблица 5.

Спектральный индекс галактического радиоизлучения β и нетепловой составляющей β_H в диапазоне 1414+4170 МГц при $l=26.3^\circ$ в зависимости от галактической широты b

b град.	β	β_H
0°00	2.53	2.7
+0.25	2.76	2.9
+0.50	3.04	3.0
+0.75	3.15	3.1
+1.00	3.24	3.2
+1.50	3.22	3.2
+2.00	3.19	3.2
+2.50	3.18	3.2
-0.25	2.70	2.9
-0.50	2.89	3.0
-0.75	2.87	3.0
-1.00	3.02	3.1

(кривая (b)) - $T_{H1414}(b)$; кривая (c) - $T_{T1414}(b)$; кривая (d) - $T_{H4170}(b)$

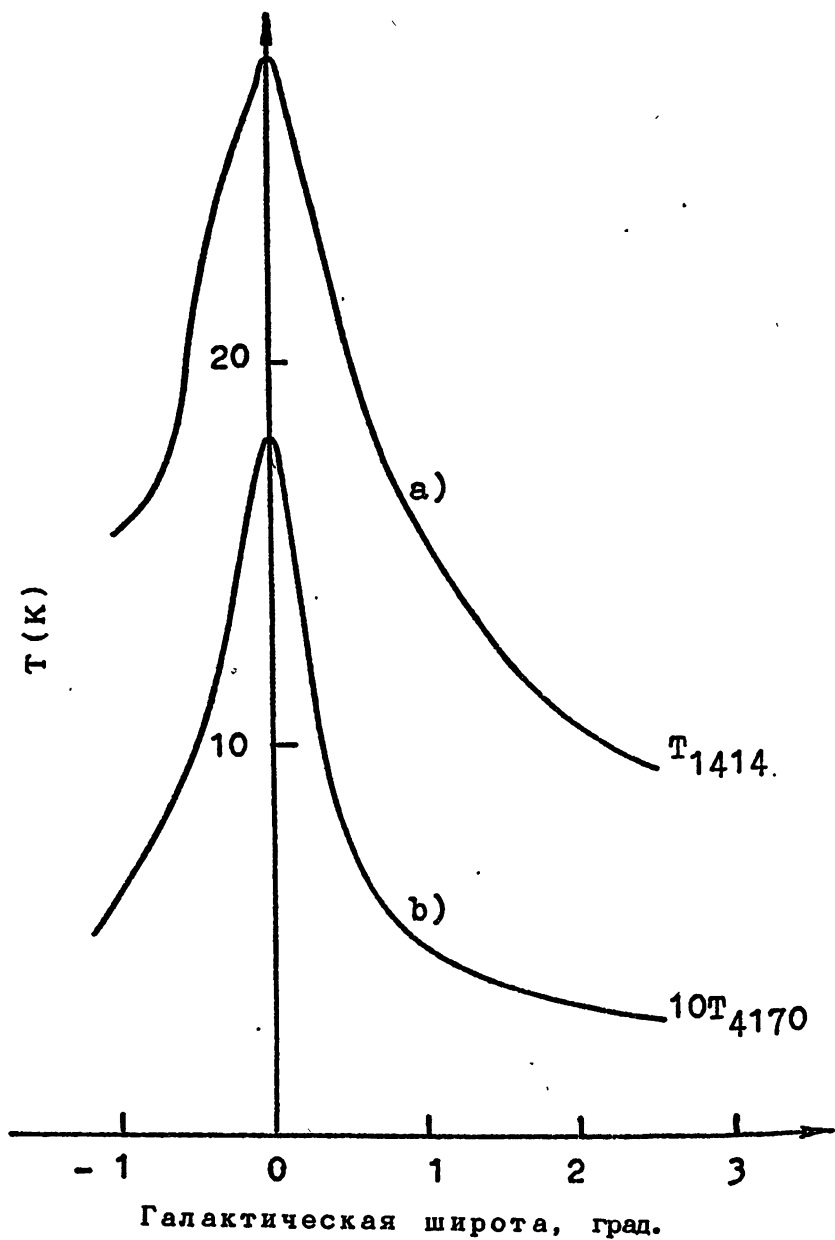


Рис. 2

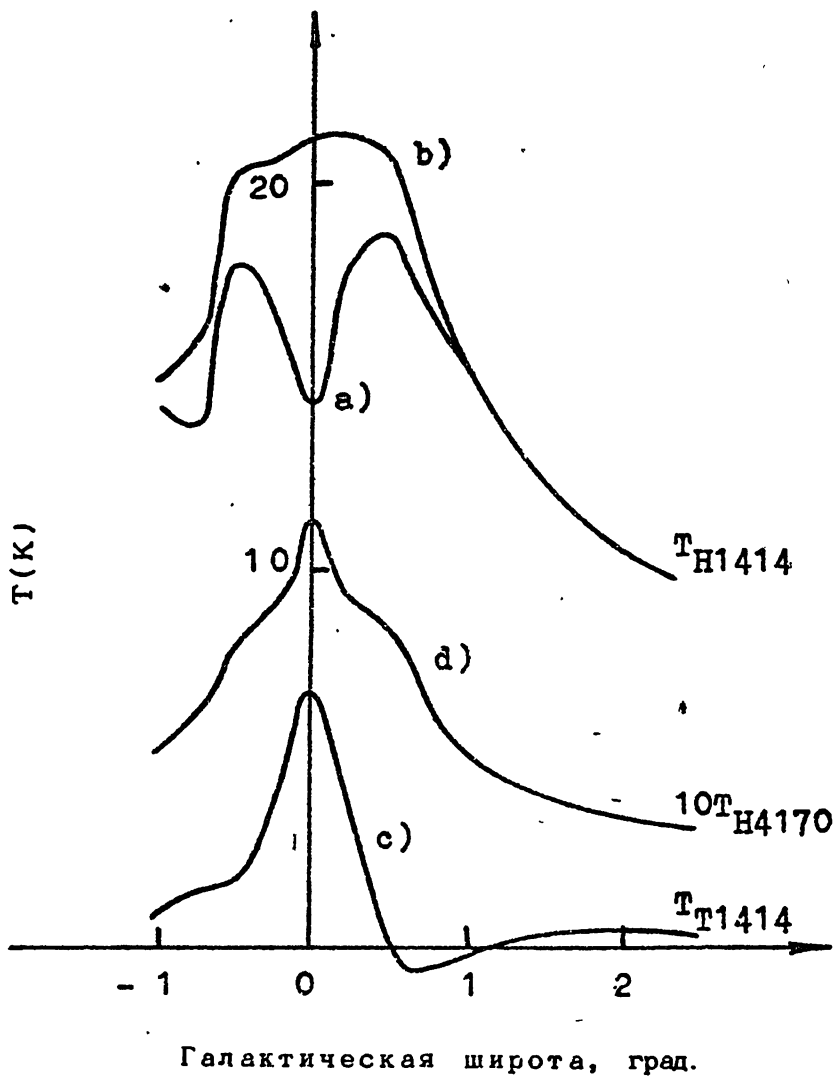


Рис. 3

Проанализируем эти результаты. Прежде всего оценим температуру T_{\circ} , используя полученные значения яркостной температуры тепловой составляющей и данные о радиоизлучении рекомбинационных линий водорода [50-53]. Для этого воспользуемся уравнением (см., например, [52]).

$$T_{\circ}^{1.15} = \frac{3.3 \nu^{1.1} \cdot T_{TV}}{\alpha(\nu, T_{\circ}) \int T_L(\nu) d\nu} \left[1 + \frac{ME(He)}{ME(H)} \right]^{-1}, \quad (14)$$

где ν —частота в МГц, $\alpha(\nu, T_{\circ})$ величина, близкая к единице, $\left(\int T_L(\nu) d\nu \right)$ в $K \cdot km \cdot s^{-1}$ —интеграл яркостной температуры в линии по профилю линии, $ME(He)/ME(H)$ —отношение мер эмиссии гелия и водорода ≤ 0.08 . Уравнение (14) справедливо в условиях локального термодинамического равновесия; температура T_{\circ} предполагается постоянной. В работе [53] исследовано излучение в линии H 166 α ($\lambda \approx 21cm$) в областях галактической плоскости с координатами $b=0^{\circ}$, $l=5.0^{\circ}$; 13.5° ; 17.5° ; 21.0° ; 25.1° ; 29.5° ; 36.5° ; 40.5° и 47.5° , свободных от дискретных источников. Интересно отметить, что существует корреляция в расположении областей интенсивного радиоизлучения в линиях водорода, повышенной яркости излучения на частоте 5 ГГц [33] и поглощения на частоте 19.7 МГц [54]. Размер таких областей оценивается в несколько сотен парсек. Указанное обстоятельство свидетельствует в пользу того, что рекомбинационное излучение в линиях водорода

возникает в областях ионизированного газа, ответственных за тепловое радиоизлучение. Подставив в формулу (14) полученное выше значение яркостной температуры теплового радиоизлучения на частоте 1414 МГц $T_{1414} = 6\text{K}$ (см. рис. 3(с)) вместе с величиной интеграла яркостной температуры в линии по профилю линии $\text{H}166\alpha$ $\int T_L(\nu) d\nu \approx 4\text{K} \cdot \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ [53], найдем значение электронной температуры ионизированного газа $T_e \approx 2000\text{K}$. В работе [53] получена величина $T_e \approx 6000\text{K}$, причем, например, в области с координатами $l=25.1^\circ$, $b=0^\circ$ было принято $T_{1414} = 11.7\text{K}$. Этому значению соответствует на частоте 15 ГГц яркостная температура теплового излучения $T_{15\text{ГГц}} = 0.084\text{K}$, в то время как непосредственно измеренная в этой же области величина яркостной температуры галактического радиоизлучения составляет всего лишь 0.062K [32] (заметим, что погрешность в определении яркостной температуры в [32] составляет 0.008K). С другой стороны яркостной температуре $T_{1414} = 6\text{K}$ соответствует $T_{15\text{ГГц}} = 0.043\text{K}$, что согласуется с выводом работы [32] о преобладающем вкладе теплового радиоизлучения на волне 2 см. Из сказанного следует, что полученное в [53] значение электронной температуры $T_e \approx 6000\text{K}$ завышено вследствие завышения яркостной температуры теплового радиоизлучения.

Теперь оценим толщину слоя ионизированного газа ответственного за непрерывное тепловое излучение и излучение в линиях. Чтобы определить эту толщину необходимо, очевидно,

знать угловые размеры слоя по широте и эффективное расстояние до него. Угловой размер профиля теплового радиоизлучения по половинному уровню равен 0.5° (см. рис. 3(c)). Для определения среднего расстояния до излучающих областей воспользуемся данными о профиле линии H166 α и законом галактического вращения, приведенным в [55]:

$$V(R) = 250 + 4.05 \cdot (10-R) - 1.62 \cdot (10-R)^2, \quad (15)$$

где $V(R)$ — скорость вращения газа вокруг галактического центра на расстоянии R от него в $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$. Уравнение (15) справедливо при $R < 10$ кпс. Согласно [53] максимальная скорость в профиле линии H166 α при $l=25.1^\circ$, $b=0^\circ$ равна $140 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Подставляя в (15) это значение скорости получим $R \approx 4$ кпс, что соответствует расстоянию от излучающих областей до Солнца равному 9 кпс и толщине слоя $2Z_{0.5} \approx 80$ пс. Последнее значение находится в хорошем согласии с величиной 70 пс, полученной путем исследования широтной зависимости интенсивности излучения в линии H157 α ($\lambda=18 \text{ см}$) [56].

Рассмотрим еще профили нетеплового радиоизлучения. Ширина профиля $T_{\text{H}1414}(b)$ на половинном уровне равна 4° (см. рис. 3(b)), а профиля $T_{\text{H}4170}(b)$ равна 2° (см. рис. 3(d)). Эти значения соответствуют толщине слоя источников нетеплового радиоизлучения 700 пс на частоте 1414 МГц и 350 пс на частоте 4170 МГц (как и выше радиус Галактики принимался равным 14 кпс).

В заключение перечислим основные выводы, полученные в настоящей работе:

1. Спектральный индекс галактического радиоизлучения в широком диапазоне длин волн от метровых до сантиметровых во внутренних областях Галактики на самых низких широтах $|b| < 1^\circ$ меньше, чем при $|b| > 1^\circ$. Этот факт нельзя связывать только лишь с тепловым радиоизлучением ионизированного межзвездного газа. Существенным оказывается увеличение спектрального индекса нетеплового радиоизлучения с удалением от галактического экватора.

2. Электронная температура межзвездного ионизированного газа T_e довольно низкая и составляет $(1 \div 2) \cdot 10^3 \text{ K}$.

3. Толщина слоя источников нетеплового радиоизлучения уменьшается с ростом частоты. Это свидетельствует о том, что распределение релятивистских электронов разных энергий различно. Разные пространственные распределения космических электронов в зависимости от энергии могут возникать в галактическом диске, если, например, релятивистские электроны генерируются вблизи галактической плоскости, а затем медленно диффундируют на периферию диска и уходят из Галактики. Различия в пространственном распределении космических электронов при этом возникают из-за того, что релятивистские электроны с разными энергиями имеют разное "время жизни", определяемое энергетическими потерями, а также могут иметь и разный характер движения. В предлагаемой модели "перемешивание" релятивистских электронов в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, должно быть затруднено. Эта модель объясняет также увеличение спектрального индекса нетепловой составляющей с удалением от плоскости Галактики

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 94-02-05862)

Литература

1. Jansky K.G. 1932. Proc.Inst.Rad.Eng. 20, 1920.
2. Reber G. 1940. Astroph.J. 91, 621.
3. Allen C.W., Gum C.S. 1950. Austral. J. Sci. Res. 3A,224.
4. Droge F., Priester W. 1956. Z. Astroph. 40,236.
5. Yates K.W. 1968. Austral. J. Phys. 21, 167.
6. Landecker T.L., Wielebinski R. 1970. Austral. J. Phys. Suppl. 16,1.
7. Haslam C.G.T., Salter C.J., Stoffel H., Wilson W.E. 1982. Astron. Astroph. Suppl. 47, 1:
8. Reich W. 1982. Astron. Astroph. Suppl. 48, 219.
9. Reich W., Furst E., Steffen P., Reif K., Haslam C.G.T. 1985. Astron. Astroph. Suppl. 58, 197.
10. Reich P., Reich W. 1986. Astron. Astroph. Suppl. 63, 205.
11. Струков И.А., Скулачев Д.П. 1986. В сборнике:Итоги науки и техники. Серия "Астрономия", т.31, 37.
12. Клыпин А.А., Сажин М.В., Струков И.А., Скулачев Д.П. 1987. Письма в Астроном. ж. 13, 259.
13. Smoot G.F. et al. 1992. Astroph. J. 396, L 1.
14. Klypin A.A., Strukov I.A., Skulachev D.P. 1992. Month. Not. R. Astr. Soc. 258, 71.
15. Шкловский И.С. 1952. Астроном. ж. 29,418.
16. Mills B.Y., Hill E.R. Slee O.B. 1958.

- Observatory. 78, 116.
17. Mills B.Y. 1959. Publ. A.S.P. 71, 267.
 18. Mills B.Y. 1961. Радиоастрономия. Парижский симпозиум, 1958, И.Л., М., с.422.
 19. Large M.I., Mathewson D.S., Haslam C.G.T. 1961. Month. Not. R. Astr. Soc. 123, 113.
 20. Westerhout G. 1958. BAN. 14, 215.
 21. Penzias A.A., Wilson R.W. 1966. Astroph. J. 146, 666.
 22. Komessaroff M.M. 1961. Austral. J. Phys. 14, 515.
 23. Wilson R.W. 1963. Astroph. J. 137, 1038.
 24. Арискин В.И. 1970. Астроном. ж. 47, 493.
 25. Альперт Я.Л., Гинзбург В.Л., Фейнберг Е.Л. 1953. Распространение радиоволн, М., Гос-техиздат.
 26. Bridle A.H. 1967. Month. Not. R. Astr. Soc. 136, 219.
 27. Разин В.А. 1970. Астроном. ж. 47, 56.
 28. Hill E.R., Slee O.B., Mills B.Y. 1958. Austral J. Phys. 11, 530.
 29. Wilson R.W., Bolton J.G. 1960. Publ. A.S.P. 72, 331.
 30. Hirabayashi H., Oijma T., Morimoto M. 1969. Nature. 223, 49.
 31. Beard M., Kerr F.J. 1969. Austral. J. Phys. 22, 530
 32. Hirabayashi H., Yokoi H., Morimoto M. 1972. Nature Phys. Sci. 237, 54.
 33. Altenhoff W.J., Downes D., Good L., Maxwell A., Rinehart R. 1970. Astron. Astroph. Suppl. 1, 319.
 34. Caswell J.L., Crouther J.H. Holden D.J. 1967. Mem. Roy. Astron. Soc. 72, 1.
 35. Wendker H., Yang K.S. 1968. Astron. J. 73, 61.
 36. Разин В.А. 1971. Докторская диссертация, г. Горький.

37. Bridle A.H., Venugopal V.R. 1969. *Nature*. 224, 545.
38. Davidson K., Terzian Y. 1969. *Astron. J.* 74, 849.
39. Guelin M., Guibert J., Huchtmeier W., Weliachew L. 1969. *Nature*. 221, 249.
40. Пикельнер С.Б. 1967. *Астроном.ж.* 44, 915.
41. Spitzer L., Tomasko M.G. 1968. *Astroph. J.*, 152, 971.
42. Pottasch S.R. 1968. *BAN.* 19, 469.
43. Habbing H.J., Pottasch S.R. 1967. *Astroph. J. (Lett)*. 149, L 119.
44. Field G.B., Goldsmith D.W., Habbing H.J. 1969 *Astroph. J. (Lett)*. 155, L 149.
45. Goldsmith D.W., Habbing J.H., Field G.B. 1969. *Astroph. J.* 158, 173.
46. Spitzer L., Scott E.H. 1969. *Astroph. J.* 158, 161.
47. Bridle A.H. 1969. *Nature*. 221, 648.
48. Разин В.А. 1971. *Астроном. ж.* 48, 46.
49. Разин В.А. 1960. *Радиофизика*. 3, 921.
50. Gottesman S.T., Gordon M.A. 1970. *Astroph. J. (Lett)*. 162, L 93.
51. Gordon M.A., Gottesman S.T. 1971. *Astroph. J.* 168, 361.
52. Jackson P.D., Kerr F.J. 1971. *Astroph. J.* 168, 29.
53. Davies R.D., Matthews H.E., Pedlar A. 1972. *Nature Phys. Sci.* 238, 101.
54. Shain C.A., Komesaroff M.M., Higgins C.G. 1961. *Austral. J. Phys.* 14, 508.
55. Burton W.B. 1971. *Astron. Astroph.* 10, 76.
56. Gordon M.A., Brown R.L., Gottesman S.T. 1972. *Astroph. J.* 178, 119.
57. Виняйкин Е.Н. 1978. *Астроном.ж.* 55, 307.