

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 523.164 32

**НАКЛОН СПЕКТРА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ  
 $\lambda = 6,3 - 8,6$  мм**

*С. А. Пелюшенко, В. В. Снегирева*

Несмотря на многочисленные наблюдения Солнца в миллиметровом диапазоне [1-3], имеется большой разброс в данных, приводимых в работах разных авторов, который связан с различными способами калибровки усиления антенн и проведением измерений параметров радиоизлучения Солнца в разные периоды активности. Вследствие этого большой разброс в сообщаемых яркостных температурах радиоизлучения Солнца оставляет эту часть спектра в большой степени неопределенной.

Для исключения влияния вышеупомянутых факторов на измеряемый спектр Солнца наши наблюдения были проведены одновременно на двух длинах волн по единой методике абсолютной калибровки усиления антенны.

Измерения были выполнены с 26 июня по 14 сентября 1977 г. на антенне с зеркалом диаметром 0,6 м Модуляционный радиометр [4] обеспечивал одновременную работу на одной антенне на двух длинах волн с чувствительностью 0,07 К в 8-миллиметровом канале и 0,3 К в 6-миллиметровом канале при постоянной времени 1 с. Диаграммы направленности антенны определялись из записей прохождения Солнца, и ширины диаграмм направленности по уровню половины мощности равны на длине волны 6,3 мм:  $\varphi_{0,5} = 46',67 \pm 0',2$  и  $\theta_{0,5} = 41',1 \pm 0',2$ , а на длине волны 8,6 мм:  $\varphi_{0,5} = 63',3 \pm 0',2$  и  $\theta_{0,5} = 56',0 \pm 0',2$  в азимутальной и вертикальной плоскостях соответственно.

Методика измерений состояла в последовательной записи сигнала от Солнца и от «черного» диска, расположенного в дальней зоне антенны под углом  $18^\circ$  к горизонту. Приращение антенной температуры от источника, находящегося под углом  $\theta_c$  к горизонту, равно [5]

$$\Delta T_{a c} = \alpha_1 \Delta n_c = (T_{я.с} - T_p) (1 - \beta_{\Omega c}) \eta \exp[-\gamma(\theta_c)], \quad (1)$$

где  $T_{я.с}$  — средняя по диску яркостная температура Солнца,  $T_p = 2,7$  К — температура реликтового излучения,  $\beta_{\Omega c}$  — коэффициент рассеяния антенны вне телесного угла источника  $\Omega_c$ ,  $\eta$  — КПД антенны,  $\Gamma$  — полное вертикальное поглощение в атмосфере,  $\gamma(\theta_c) = \Gamma \csc \theta_c$  — поглощение в атмосфере на луче зрения источника,  $\Delta n_c$  — приращение показаний выходного прибора радиометра при наведении на источник и отведении по азимуту на три ширины диаграммы направленности,  $\alpha_1$  — коэффициент пропорциональности.

Приращение антенной температуры от «черного» диска определяется аналогичным соотношением:

$$\Delta T_{a д} = \alpha_2 \Delta n_d = [T_0 (1 - R) - T_\phi(\theta_d)] (1 - \beta_{\Omega_d}) (1 + \xi) \eta, \quad (2)$$

где  $T_0$  — температура «черного» диска,  $\xi$  — дифракционная поправка,  $\Omega_d$  — телесный угол, стягиваемый диском с угловыми размерами  $\varphi_d = 45',83 \pm 0',04$ . В данных измерениях дифракционной поправкой можно пренебречь, так как по проведенным оценкам  $\xi < 0,2\%$  [5].

Яркостная температура фона за диском  $T_\phi$ , входящая в выражение (2), определялась из соотношения [6]

$$T_\phi(\theta) = T_0 [1 - e^{-\tau(\theta)}] - bHS(\tau) e^{-\tau(\theta)} + T_p e^{-\tau(\theta)}, \quad (3)$$

которое с погрешностью  $(1-2)\%$  связывает на длинах волн 6,3 и 8,6 мм величину яркостной температуры атмосферы в направлении  $\theta$  с полным вертикальным поглощением в атмосфере  $\Gamma$ , если в качестве  $H$  использовать приведенную длину пути в атмосфере  $H_{пр} = (\Gamma_k + \Gamma_v) (\Gamma_k/H_k + \Gamma_v/H_v)^{-1}$  ( $\Gamma_k$  и  $\Gamma_v$  — полное вертикальное поглощение в атмосфере в кислороде и водяном паре,  $H_k$  и  $H_v$  — эффективные длины пути в поглощении кислорода и водяного пара). Полное вертикальное поглощение в атмосфере  $\Gamma$

измерялось как по методу «разреза» атмосферы [8], так и по изменению сигнала от источника при изменении его высоты над горизонтом. Измерения  $\Gamma$  двумя методами взаимно дополняли друг друга и позволяли получить более достоверные значения  $\Gamma$ .

Из (1) и (2) находим выражение для яркостной температуры Солнца

$$T_{я.с} = \frac{\alpha_1 \Delta n_c}{\alpha_2 \Delta n_d} [T_0(1-R) - T_\Phi(\theta_d)] e^{\gamma(\theta_c)} \frac{G_R}{G_\infty} \frac{1 - \beta_{\Sigma_d}}{1 - \beta_{\Sigma_c}}. \quad (4)$$

В этом выражении мы не учитывали уменьшения сигнала и собственное излучение атмосферы на пути диск — антенна, так как расстояние между ними невелико (~80 м) и эти эффекты в интервале длин волн 6—8 мм малы и противоположны по знаку. Коэффициент  $G_R/G_\infty$ , учитывающий отличие усиления антенны при измерениях приращения антенной температуры от диска, расположенного на конечном расстоянии от раскрыва антенны, от усиления при измерении сигнала от Солнца определялся по фокальным пятнам, которые были измерены как по Солнцу, так и по «черному» диску:

$$G_R/G_\infty = 1,005 \pm 0,005, \quad \lambda = 8,6 \text{ мм},$$

$$G_R/G_\infty = 0,985 \pm 0,005, \quad \lambda = 6,3 \text{ мм}.$$

Отношение  $(1 - \beta_{\Sigma_d})/(1 - \beta_{\Sigma_c})$  находилось численным интегрированием по диаграммам направленности антенны. При определении этого отношения учитывалась зависимость радиорadiusа Солнца от длины волны. Эта зависимость была получена линеаризацией по методу наименьших квадратов данных, приведенных в работе [7]. По этим данным было получено соотношение, связывающее линейно радиорadius и оптический радиус диска Солнца в диапазоне 1—20 мм:

$$r_{с, радио} / r_{с, оптика} = 1,0016 \pm 0,0027 + (0,0021 \pm 0,00026)\lambda \text{ [мм]}. \quad (5)$$

Согласно работе [8] спектр радиоизлучения Солнца в диапазоне 6—8 мм представим в виде зависимости:

$$T_{я.с} = A \lambda^m \text{ [мм] К}. \quad (6)$$

Полученные в наших измерениях значения  $T_{я.с}$  и спектральные характеристики  $A$  и  $m$  радиоизлучения Солнца приведены в табл. 1. Значения параметров  $A$  и  $m$  были получены приближением данных измерений по методу наименьших квадратов, используя соотношение (6).

Т а б л и ц а 1

Дата	$T_{я.с}$ , К	$T_{я.с}$ , К	A	M
	6,3 мм	8,6 мм		
26. 06. 77 г.	8130	8370	6190	0,148
27. 06. 77 г.	8250	8470	6300	0,147
28. 06. 77 г.	7930	8150	6040	0,147
29. 06. 77 г.	8140	8400	6180	0,149
26. 07. 77 г.	8120	8220	6270	0,140
10. 08. 77 г.	7820	8400	5760	0,166
14. 08. 77 г. утро	7630	8270	5570	0,17
14. 08. 77 г. вечер	7470	8530	5230	0,19
Среднее	7960 ± 260 8360 ± 150		5950 ± 390	0,158 ± 0,016

Случайная ошибка измерений  $T_{я.с}$  (включая случайную ошибку измерений поглощения на луче зрения источника), которая определяется среднеквадратичным разбросом данных относительно аппроксимирующей зависимости, как видно из табл. 1, не превышает (3—2)% на длинах волн 6,3 и 8,6 мм.

Кроме случайной не исключена также систематическая ошибка в определении яркостной температуры Солнца, которая определяется в основном неточностью в вычислении отношения  $(1 - \beta_{\Sigma_d})/(1 - \beta_{\Sigma_c})$ , что вносит погрешность ~ (0,6 — 0,7)%, неопределенностью радиоразмеров Солнца, что дает ошибку (0,8—0,6)%, неточностью учета неизотермичности атмосферы за счет возможных систематических отклонений вертикального распределения метеопараметров от принятого при расчете (примерно 1—2%). Таким образом, абсолютные значения яркостной температуры Солнца, получаемые из соотношения (6), даются с погрешностью ±4% на длине волны 6,3 мм и ±3% на длине волны 8,6 мм.

Анализ данных службы Солнца [9] показывает, что в период измерений солнечная активность была минимальной. Для этого периода по усредненным данным наших

измерений спектр интегрального радиоизлучения Солнца в диапазоне 6,3—8,6 м имеет вид

$$T_{яC} = 5950 \lambda^{0,16} [ММ] К. \quad (7)$$

В заключение отметим, что полученный в наших измерениях спектр радиоизлучения Солнца дается без учета вклада S-компоненты в интегральное радиоизлучение Солнца и с этой неопределенностью отражает спектральные характеристики «спокойного» Солнца в этом диапазоне длин волн, имеющие важное значение при построении моделей нижней хромосферы

Авторы выражают благодарность Н М Цейтлину за внимание к работе и А. Г. Кислякову за дискуссию и ряд замечаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кисляков А. Г., Кузнецова Н. А. — Солнечные данные, 1977, № 8, с. 71
2. Linsky J. L. — Solar Phys., 1973, 28, № 2, p. 409.
3. Shimabuzo F. J., Stacey J. M. — Astrophys J., 1968, 15, p. 977.
4. Пелюшенко С. А. — Изв вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 11, с. 1750.
5. Цейтлин Н. М. Применение методов радиоастрономии в антенной технике — М.: Сов. радио, 1966.
6. Кисляков А. Г. — Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 7, с. 1161.
7. Suzuki Icuго—Solar Phys., 1976, 46, № 1, p. 205.
8. Reber E. E. — Solar Phys., 1971, 16, № 1, p. 75.
9. Solar Geophysical Data, 1977, № 397 part 1.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
12 июня 1981 г.,  
после переработки  
27 апреля 1982 г.

УДК 551 510 535

### О ДИФФУЗИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

*Л. М. Ерухимов, А. В. Коровин, Н. А. Митяков, Е. Н. Мясников, А. М. Насыров,  
Е. В. Проскурин, В. Л. Фролов, Н. Н. Ягнов, Е. В. Старикова*

Исследование процесса релаксации искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) представляется важным как для изучения механизма диффузии флуктуаций концентрации плазмы, так и для определения некоторых параметров самих неоднородностей. Ранее было установлено, что зависимость времени релаксации  $\tau$  от поперечного к геомагнитному полю  $H$  масштаба неоднородностей  $l_{\perp}$  в среднем имеет следующий

вид:  $\tau \propto l_{\perp}^{\alpha}$ , где  $\alpha \approx 2$  при  $l_{\perp} \lesssim l_{\perp}^* \approx 6-10$  м, и  $\alpha \approx 0,5$  при  $l_{\perp} > l_{\perp}^*$  [1] В настоящей работе представлены результаты измерений времен релаксации и развития ИИТ, полученные методом ракурсного рассеяния радиоволн В эксперименте использовались сигналы радиопередатчиков в диапазоне частот 20—80 МГц, позволившие исследовать искусственные флуктуации с масштабами  $1,8 \lesssim l_{\perp} \lesssim 9$  м в направлении, ортогональном  $H$ . Область ИИТ возбуждалась при работе мощного радиопередатчика в г Горьком на частотах 4,6 или 5,75 МГц

Известно, что при облучении радиоволнами неоднородностей электронной концентрации, сильно вытянутых вдоль магнитного поля, энергия падающего излучения рассеивается вдоль поверхности конуса, который находится из условия равенства между собой проекций на направление магнитного поля волновых векторов падающей  $k_0$  и рассеянной  $k_s$  радиоволн Поперечный к  $H$  масштаб неоднородностей, ответственных за рассеяние радиоволн, определяется условием Брэгга

$$l_{\perp} = \frac{2\pi}{\alpha_{\perp}} = \frac{1}{2k_0 \sin(\theta_s/2)},$$

где  $\theta_s = (\hat{k}_0 \hat{k}_s)$  — угол между волновыми векторами падающей и рассеянной радиоволн.

В настоящем эксперименте для диагностики ИИТ использовались приемные и передающие пункты, расположенные на расстоянии  $R \approx 800-1000$  км к югу от г. Горького. При данной геометрии выполнялись условия, близкие к обратному рассеянию ( $\theta_s \approx 180^\circ$ ). В этом случае радиосигнал может приходиться в пункт наблюдения только с некоторой фиксированной в пространстве поверхности, пересекающей объем ИИТ. Поскольку высотный интервал, занимаемый возмущенной областью, ограничен, то условия ракурсного приема могут нарушаться при изменении высоты области ИИТ вследствие суточных вариаций электронной концентрации в ионосфере, масштаба слоя  $F$ , высоты его максимума и т. п.