

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 523.164.4

**РЕЗУЛЬТАТЫ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
КАССИОПЕИ-А, ЛЕБЕДЯ-А И КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ
НА ВОЛНАХ 100—150 см И ИХ СПЕКТРЫ В ДИАПАЗОНЕ 60—150 см**

М. Е. Миллер

В 1983 г. были проведены абсолютные измерения потоков мощных дискретных источников в диапазоне 100—150 см, явившиеся продолжением измерений в диапазоне 60—100 см [1]. Все наблюдения были проведены одним и тем же методом с использованием «черного» диска, расположенного в зоне Френеля и на одном и том же радиоастрономическом комплексе в составе 12-метрового радиотелескопа РТВС-12, 5-метрового «черного» диска и комплекта автоматизированной на базе микро-ЭВМ радиометрической аппаратуры [2]. Использовался радиометр, перестраиваемый в диапазоне 150—400 МГц с флукуационным порогом чувствительности 0,4 К при $\tau=1$ с. Приемник работал в составе измерительно-вычислительного комплекса на базе микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28» и ряда периферийных устройств, обеспечивающих управление основными режимами работы радиометра и обработку измеряемых сигналов в реальном масштабе времени на основании пакета программ [3]. В табл 1 представлены результаты измерений и погрешности определения S_{ν} ; $\delta_{\Sigma} = \sqrt{\sum \delta_i^2}$ — суммарная среднеквадратичная ошибка измерений, $\delta_{\xi} = (\xi/2)/(1 + \xi)$ — ошибка внесения дифракционной поправки, $\delta_{\Delta T_{\text{дф}}}$ — погрешность определения приращения температуры калибровочного эталона, $\delta_{\text{дф}}$ — погрешность, определяемая флукуационным порогом чувствительности, ΔS_{ν} — поправка, учитывающая разность яркостных температур космического излучения в районе источника и опорных областей. Методика обработки результатов аналогична описанной в [1]. Необходимые значения яркостной температуры фона рассчитывались на основании изофот на волнах 75 см [4] и 150 см [5].

Таблица 1

λ см	ξ , %	δ_{ξ} , %	$\delta_{\Delta T_{\text{дф}}}$, %	$\delta_{\text{дф}}$, %		
				Кас.-А	Леб.-А	Краб.
103,5	3,5	1,7	4,5	4,5	5	—
116	4	1,9	5	5	5	—
122,5	5	2,4	6,5	5	6	6
150	6	2,8	8	6	5	6

ΔS_{ν} , 10^{-24} Вт/м ² · Гц			δ_{Σ} , %			S_{ν} , 10^{-24} Вт/м ² · Гц		
Кас.-А	Леб.-А	Краб.	Кас.-А	Леб.-А	Краб.	Кас.-А	Леб.-А	Краб.
9	12,5	—	10	10	—	81,1	67,4	—
12,1	15,8	—	11	11,5	—	86,9	76,2	—
—	19	6,2	—	12	18	—	79	15,2
21,8	24,3	8	13,5	14	22	104,9	92,4	14,9

На рис. 1 изображен соответствующий эпохе 1983 г. спектр Кассиопеи-А (3С 461) по данным [1] и настоящей работы в диапазоне 60—150 см. Здесь же нанесены данные измерений [6, 7], приведенные к эпохе 1983 г., с коэффициентом среднегодового уменьшения потока $\gamma=0,6\%$ [8]. Редуцированные таким образом данные [6, 7] хорошо совпадают со спектром рис. 1, построенным по результатам наших измерений. Спектральный индекс Кассиопеи-А в диапазоне 200—450 МГц составляет $-0,75 \pm 0,13$. Это значение в пределах погрешностей совпадает с данными работ [11]

($\beta = -0,716 \pm 0,06$), [6] ($\beta = -0,84 \pm 0,03$), [12] ($\beta = -0,793$). Полученный нами результат согласуется с выводами [13], в соответствии с которыми в диапазоне 0,3—30 ГГц спектральный индекс Кассиопеи-А $\beta = -0,77 \pm 0,007$ (эпоха 1980), а на частотах ниже 0,3 ГГц наблюдается завал спектра. В работе [14] впервые было отмечено существование частотной зависимости скорости уменьшения потока Кассиопеи-А, которая может составлять для разных длин волн (0,14—1,5) % в год [6, 13—18]. Очевидно, имеет смысл говорить о некоторой средней скорости убывания потока излучения Кассиопеи-А, рассчитанной на основании экспериментальных наблюдений за достаточно длительный период времени. Эта скорость, вообще говоря, может существенно отличаться от того, что имеет место за сравнительно короткие промежутки времени. По данным наших измерений за период 1972—1983 гг. среднегодовая скорость убывания потока Кассиопеи-А в диапазоне 300—450 МГц составляла около 0,6%, как было установлено и в [6]. Этот результат отличается от среднего для данного диапазона значения коэффициента годового уменьшения потока $\gamma = 1,1\%$ в год, рассчитанного по формуле [16]:

$$\gamma, [\% \text{ в год}] = -(0,94 \pm 0,05) + (0,29 \pm 0,04) \lg \nu [\text{ГГц}]. \quad (1)$$

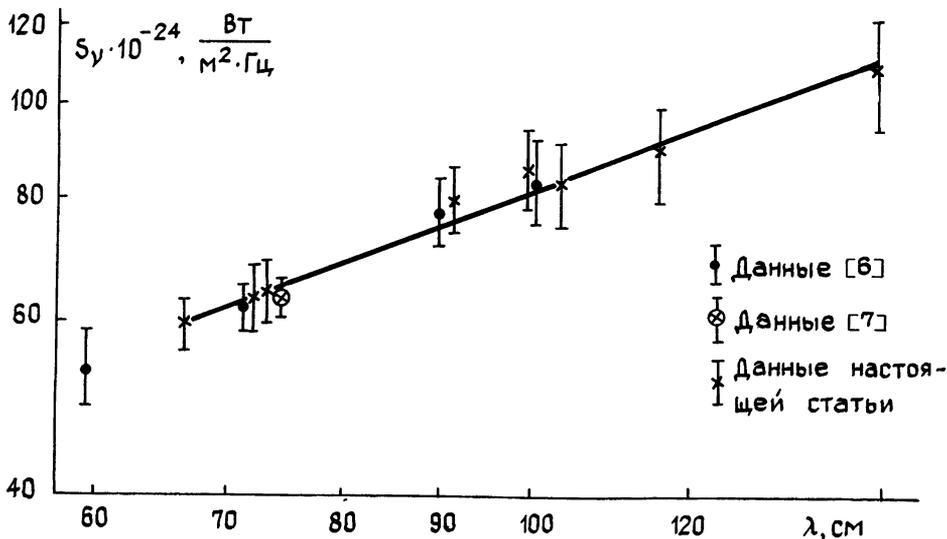


Рис. 1.

Ранее уже отмечались наблюдаемые на отдельных участках спектра временные вариации среднегодовой скорости убывания потока излучения Кассиопеи-А [19, 20]. Так, по данным [20] для $\lambda = 31,5$ см получено

$$\gamma [\% \text{ в год}] = (0,92 \pm 0,12) \text{ за период } 1964\text{—}1972 \text{ гг.}$$

$$\gamma [\% \text{ в год}] = (0,413 \pm 0,08) \text{ за период } 1972\text{—}1981 \text{ гг.}$$

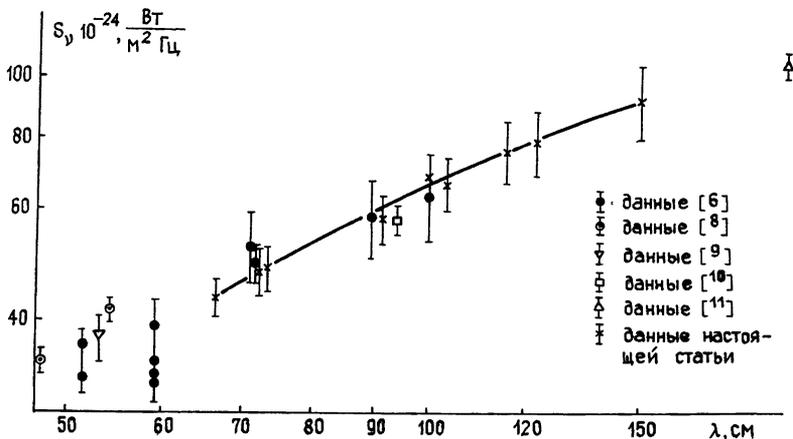


Рис. 2.

Такой характер спектра Кассиопеи-А делает проблематичным точный пересчет потоков радиоизлучения источника на другие эпохи и требует проведения регулярных абсолютных измерений в широком диапазоне частот. Таким образом, при использовании шкалы радиоизлучения Кассиопеи-А для калибровки антенн и потоков других (вторичных) источников необходимы данные этих измерений в ту же эпоху.

На рис. 2 изображен спектр Лебеда-А (ЗС 405). Значение спектрального индекса, рассчитанное на основании наших измерений, составляет $-1,06 \pm 0,25$ в диапазоне 66—100 см и $-0,76 \pm 0,39$ в диапазоне 100—150 см, что согласуется с данными [6, 21]. Кроме результатов наших измерений на рис. 2 нанесены данные [6, 8—11].

На рис. 3 изображены результаты измерений потока Крабовидной туманности (ЗС 144) в диапазоне 200—450 МГц, которые свидетельствуют о локальных уплотнениях спектра, аналогично тому, как это отмечалось для отдельных участков спектра в [6, 14, 15, 22, 23]. Здесь также приведены результаты измерений [6, 9, 11], которые в пределах погрешностей согласуются с нашими данными. В дальнейшем предполагается

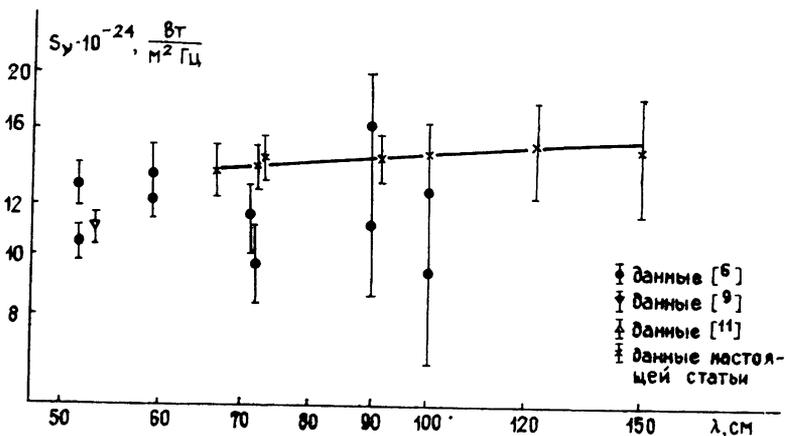


Рис. 3.

проведение регулярных измерений радиоизлучения мощных дискретных источников с целью изучения возможных временных и частотных вариаций и уточнения спектров в дециметровом — метровом диапазоне волн, а также измерение радиоизлучения более слабых (вторичных) источников, калибруемых по шкалам первичных эталонов.

В заключение автор выражает благодарность Н. М. Цейтлину за внимание к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миллер М. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 7, с. 934.
2. Цейтлин Н. М., Мосалов И. В., Бахарев Н. В., Беккерман Б. М., Дугин Н. А., Миллер Е. А., Миллер М. Е., Пелюшенко С. А., Романовичев А. А. Препринт НИРФИ № 176 — Горький, 1984.
3. Миллер М. Е. Препринт НИРФИ № 161 — Горький, 1983.
4. Seeger C. L., Stumper F. L., van Hurck H. M. H. — Phil. Techn. Rev., 1960, 21, № 11, p. 317.
5. Dröge F., Priester W. — Z-t Astrophys., 1956, 40, № 4, S. 236.
6. Цейтлин Н. М., Дмитренко Л. В., Дмитренко Д. А., Миллер Е. А., Снегирева В. В., Титов Г. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 8, с. 1106.
7. Иванов В. П. Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции по радиоастрономии — Пущино: Научный центр биологических исследований АН СССР, 1975, с. 166.
8. Бондарь Л. Н., Зелинская М. Р., Каменская С. А., Порфирьев В. А., Рахлин В. Л., Родина В. М., Станкевич К. С., Стрежнева К. М., Троицкий В. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 6, с. 807.
9. Ласточкин В. П., Порфирьев В. А., Станкевич К. С., Троицкий В. С., Холодиков Н. М., Цейтлин Н. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1963, 6, № 3, с. 629.
10. Mc Rae D. A., Seaquist E. R. — Astron. J., 1963, 68, p. 77.
11. Parker E. A. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1968, 138, p. 407.
12. Алтунин В. И., Иванов В. П., Станкевич К. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 7, с. 969.

13. Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A. — *Astron. Astrophys.*, 1977, 61, p. 99.
14. Дмитренко Д. А., Цейтлин Н. М., Виноградова Л. В., Гитерман Х. Ф. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1970, 13, № 6, с. 823
15. Дмитренко Л. В., Снегирева В. В., Турчин В. И., Цейтлин Н. М., Воронков Л. А., Дмитренко Д. А., Кузнецова Н. А., Холодильников Н. Н. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1981, 24, № 1, с. 14.
16. Виняйкин Е. Н., Разин В. А., Хрулев В. В. — *Письма в АЖ*, 1980, 6, № 10, с. 620.
17. Виняйкин В. Н., Разин В. А., Федоров В. Т. — *Письма в АЖ*, 1979, 5, № 9, с. 450.
18. Виняйкин Е. Н., Разин В. А. — *Астрон. журн.*, 1979, 56, № 5, с. 913.
19. Станкевич К. С., Иванов В. П., Пелюшенко С. А., Торхов В. А. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1973, 16, № 5, с. 791
20. Иванов В. П., Бубукин И. Т., Станкевич К. С. — *Письма в АЖ*, 1982, 8, № 2, с. 83.
21. Ласточкин В. П., Сорин Ю. М., Станкевич К. С. — *Астрон. журн.*, 1964, 41, № 4, с. 770.
22. Виноградова Л. В., Дмитренко Д. А., Цейтлин Н. М. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1971, 14, № 1, с. 157.
23. Троицкий В. С., Цейтлин Н. М., Порфирьев В. А. — *Астрон. журн.*, 1964, 41, № 3, с. 446.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
2 апреля 1984 г.

УДК 533.951

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА В КОЛЬЦЕВЫХ ПОТОКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ (МОДЕЛЬ КОЛЕЦ САТУРНА)

П. В. Блюх, В. В. Ярошенко

В данной работе рассматривается параметрический резонанс, возникающий в тонком кольцевом потоке заряженных частиц за счет изменения их электрических свойств. Такая задача имеет отношение к процессам, происходящим в кольцах Сатурна, пылевые частицы которых, согласно последним экспериментальным данным, не являются электрически нейтральными [1]. По имеющимся в [1] оценкам для микронных частиц отношение $q/m \sim 10^7$ ед. СГС (q — заряд, m — масса частицы). При таких q/m коллективные процессы в совокупности пылевых частиц обусловлены, в основном, силами электрического взаимодействия, и мелкие частицы можно рассматривать как компонент плазмы. Тем самым фундаментальная проблема устойчивости колец оказывается связанной с различными механизмами возбуждения колебаний в многокомпонентной плазме [2]. В настоящей заметке мы обращаем внимание на одну возможность возникновения неустойчивости, которая связана с периодическим прохождением частиц через области света и тени (кольца всегда частично затенены планетой, а в период, близкий к равноденствию, Солнце освещает только половину кольца).

Величина заряда частиц определяется балансом токов электронов из окружающей плазмы и фотоэффекта. Поскольку эти токи зависят от солнечной радиации, заряды частиц на освещенной и затененной сторонах кольца оказываются различными, что и создает предпосылку для возникновения параметрического резонанса.

1. **Однородный кольцевой пучок.** Рассматривается достаточно узкий кольцевой поток заряженных частиц радиуса a , расположенный в плоскости $z = 0$ и находящийся на расстоянии $r_0 \gg a$ от оси вращения планеты (ось z). Наряду с отрицательно заряженными макрочастицами, в пучке имеются электроны и ионы плазмы. Предполагается, что поток электрически квазинейтрален и полный ток остается постоянным вдоль кольца. Имея в виду наблюдавшиеся азимутальные неоднородности в кольцах, будем рассматривать только азимутальную волну и, кроме того, ограничимся достаточно низкочастотными возмущениями с частотой, близкой к угловой скорости вращения Сатурна ($\omega \sim 10^{-3} \div 10^{-4} \text{ с}^{-1}$).

Исходная система линеаризованных уравнений имеет вид

$$\frac{\partial V^{(\alpha)}}{\partial t} + (V_0^{(\alpha)} \nabla) V^{(\alpha)} = - \frac{q^{(\alpha)}}{m^{(\alpha)}} \left(\nabla \varphi + \frac{1}{c} [V^{(\alpha)} B_0] \right), \quad \frac{\partial \rho^{(\alpha)}}{\partial t} + (\nabla J^{(\alpha)}) = 0, \quad (1)$$

$$J^{(\alpha)} = \rho^{(\alpha)} V_0^{(\alpha)} + \rho_0^{(\alpha)} V^{(\alpha)}, \quad \Delta \varphi = -4\pi \sum_{(\alpha)} \rho^{(\alpha)}.$$