

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600

Г. Б. Гельфрейх, \* А. Н. Коржавин, Л. П. Ипатова,\*\* В. А. Шатилов

Приводятся результаты измерения спектров потоков слабых активных областей (флуккулов) по наблюдениям в диапазоне 2.0—31.6 см на радиотелескопе РАТАН-600 в сентябре 1985 г. Особенностью спектров является наличие максимума потока на волнах 20—30 см. Избыток радиоизлучения на длинных волнах по сравнению с предсказаниями теории теплового тормозного радиоизлучения солнечной корональной плазмы объясняется гиросинхротронным излучением добавки нетепловых электронов со степенным распределением по энергиям при учете влияния плазменной турбулентности на выходящее радиоизлучение. Наблюдения показывают, что ускорение электронов в короне слабых активных областей носит длительный непрерывный характер.

The results of measurements of the spectra of fluxes of weak active regions are given for the wavelength-range 2.0—31.6 cm obtained with the RATAN-600 radio telescope in September 1985.

The spectral peculiarity found is maximum of the flux at 20—30 cm wavelengths. The excess of the radio emission at long waves comparing with values predicted by the theory of thermal bremsstrahlung of solar coronal plasma is proposed to be explained in terms of gyrosynchrotron emission of some quantity of nonthermal electrons with power spectra of their energy, the effect of plasma turbulence on the propagation of the radio emission being taken into account. Thus the observations show that acceleration of electrons is of long-lasting continuous nature.

Исследование спектральных особенностей радиоизлучения активных областей (АО), не связанных с пятнами, проводилось в работах [1, 2]. На основе данных рутинных наблюдений станций Ottawa и AFGL за несколько лет (1973—1977) было получено, что спектры излучения S-компонента для дней, когда на Солнце отсутствовали пятна, имеют немонотонный характер в диапазоне дециметровых длин волн с максимумом в области 21—50 см [1]. Кластеризация среднесуточных радиопотоков за 10 лет (1967—1976) [2] на шести частотах излучения также показала, что периоды слабой активности на Солнце характеризуются классами спектров излучения компонента, имеющими максимум в области 21—50 см.

В настоящей работе на основе данных наблюдений Солнца, выполненных на РАТАН-600, проводятся исследования спектральных особенностей радиоизлучения слабых активных областей. Использовались наблюдения в радиодиапазоне трех активных областей, проведенные в сентябре 1985 г. на длинах волн 2.0, 2.7, 3.2, 4.0, 8.2, 11.7, 20.7, 31.6 см. Основные характеристики радиотелескопа на этих длинах волн приведены в работе [3].

С 9.09.85 по диску проходила АО, площадь флоккула которой составляла 4500 мдп. Видимых пятен в ней не наблюдалось; с 16 по 20.09 на диске находилась АО, которая характеризовалась площадью флоккула ~3000 мдп и пятном 50—80 мдп. В дни наблюдений 26—27.09.85 площадь флоккула составляла ~1000 мдп, пятен в ней не наблюдалось.

По одномерным сканам (для 11, 16.09, рис. 1), используя методику обработки, изложенную в [3], рассчитывали для каждого дня наблюдений и на каждой длине волны потоки, угловые размеры, а также интенсивности и яркостные температуры источников. Данные об угловых размерах диаграмм телескопа для различных длин волн брались из работы [3]. Результаты расчетов собраны

\* ГАО АН СССР.

\*\* НИИФ ЛГУ.

в табл. 1. Следует указать на то, что выделение спокойного Солнца на сканах играло существенную роль при расчете радиопотоков от АО. Это объясняется тем, что уровень излучения от слабых источников составлял от 1 до 10 с. е. п. Поэтому после проведения кривой уровня спокойного Солнца как некоторого симметричного скана по нижним опорным точкам исходного скана (с минимальной антенной температурой) на дециметровых длинах волн проводилась корректировка этого уровня, исходя из того предположения, что размер источника в дециметровом диапазоне не должен быть меньше размера того же источника на сантиметровых волнах. За угловой размер источника в дециметровом диа-

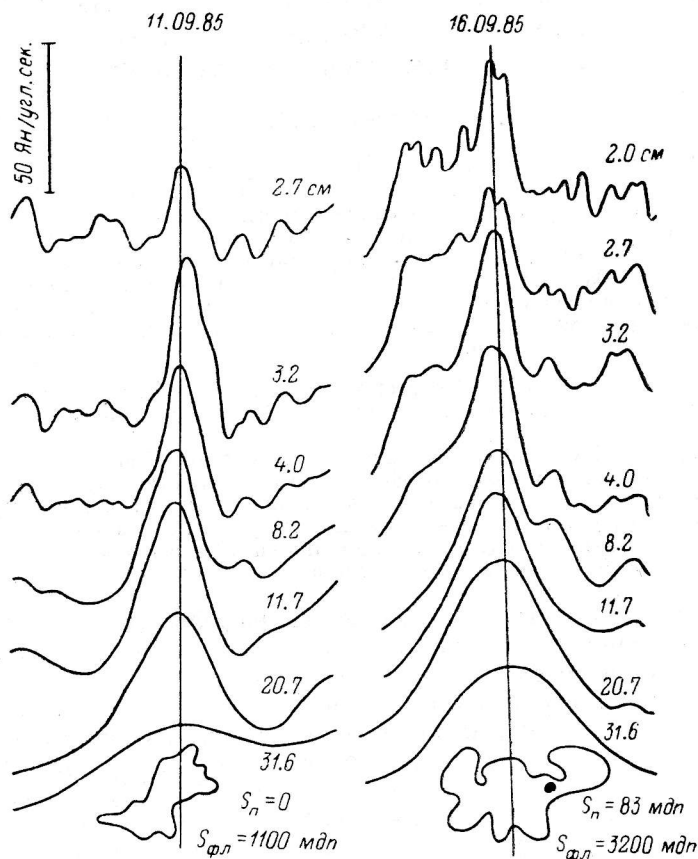


Рис. 1. Одномерные сканы активных областей, находящихся на Солнце 11.09.85 и 16.09.85.

пазоне выбирался размер источника на 4- или 8-сантиметровых волнах (за исключением 18.09, когда этот размер определялся по  $\lambda = 11.7$  см). Это объясняется тем, что на 2.0 и 3.2 см присутствует изрезанность сканов, которая исчезает на более длинных волнах. Поэтому не всегда удавалось точно отождествить детали скана на коротких сантиметровых волнах с деталями сканов дециметрового излучения.

На рис. 2, а для двух выбранных дней (11.09 и 16.09) приведены спектры потоков радиоизлучения АО в зависимости от длины волны. Отрезками указаны величины погрешностей, которые определялись с учетом ошибок, полученных при проведении уровня спокойного Солнца, а также ошибок, связанных со снятием отсчетов по сканам.

Переходя к обсуждению результатов, прежде всего укажем на хорошо выраженный рост излучения с длиной волны в области 8—21 см (пример см. на рис. 2, а). Отношение потоков  $F_{21}/F_8$  изменялось в зависимости от дня наблюдения от 1.5 до 2.5. Отметим также следующее: есть дни, когда поток радиоизлучения возрастает монотонно до 31.6 см, и есть дни, когда наблюдается спад излучения в диапазоне от 20.7 до 31.6 см; для дней, когда в исследуемой АО наблю-

ТАБЛИЦА 1

| Дата  | L, см | B <sub>0</sub> , arc sec | FLUX, с. е. п. | T <sub>в</sub> , К |
|-------|-------|--------------------------|----------------|--------------------|
| 9.09  | 2.0   | 70—74                    | 0.67—0.69      | 7.90—7.27          |
|       | 2.7   | 71—72                    | 0.44—0.48      | 9.18—9.74          |
|       | 3.2   | 64—65                    | 0.66—0.61      | 23.8—21.3          |
|       | 4.0   | 66—73                    | 0.58—0.63      | 30.7—27.3          |
|       | 8.2   | 95—99                    | 0.92—0.96      | 98.9—95.0          |
|       | 11.7  | —                        | 1.25—1.22      | 274—245.           |
|       | 20.7  | —                        | 1.65—1.50      | 1132—949.          |
|       | 31.6  | —                        | 1.36—1.70      | 2169—2489          |
| 10.09 | —     | —                        | —              | —                  |
|       | 2.7   | 81—82                    | 0.31—0.52      | 4.97—8.14          |
|       | 3.2   | 68—71                    | 0.76—0.64      | 24.3—18.8          |
|       | 4.0   | 71—78                    | 0.73—0.74      | 33.4—28.1          |
|       | 8.2   | 91—111                   | 0.94—1.02      | 110.—80.3          |
|       | 11.7  | —                        | 1.13—1.33      | 269.—212.          |
|       | 20.7  | —                        | 1.74—1.47      | 1090—870.          |
|       | 31.6  | —                        | 0.84—1.03      | 1470—1190          |
| 11.09 | 2.7   | 68—87                    | 0.30—0.57      | 6.82—7.92          |
|       | 3.2   | 66—81                    | 0.47—0.82      | 15.9—18.5          |
|       | 4.0   | 69—88                    | 0.43—0.81      | 20.9—24.1          |
|       | 8.2   | 70—81                    | 0.53—0.60      | 105—89.8           |
|       | 11.7  | —                        | 0.70—0.81      | 282—244            |
|       | 20.7  | —                        | 1.05—1.19      | 1320—1130          |
|       | 31.6  | —                        | 0.79—0.90      | 2330—1970          |
|       | 12.09 | 2.0                      | 100—128        | 0.70—0.87          |
| 2.7   |       | 93—112                   | 0.50—0.65      | 6.08—5.45          |
| 3.2   |       | 98—111                   | 0.65—0.69      | 10.0—8.27          |
| 4.0   |       | 83—109                   | 0.51—0.68      | 17.1—13.2          |
| 8.2   |       | 70—111                   | 0.45—0.88      | 89.1—69.0          |
| 11.7  |       | —                        | 0.61—0.81      | 246.—130.          |
| 20.7  |       | —                        | 0.98—1.20      | 1230—602.          |
| 31.6  |       | —                        | 0.80—1.30      | 2240—1530          |
| 16.09 | 2.0   | 91—89                    | 0.94—0.72      | 6.55—5.25          |
|       | 2.7   | 105—88                   | 0.85—0.57      | 8.11—7.74          |
|       | 3.2   | 107—81                   | 1.03—0.57      | 13.3—12.8          |
|       | 4.0   | 115—94                   | 1.00—0.65      | 17.5—17.0          |
|       | 8.2   | 115—144                  | 0.90—1.13      | 66.0—52.6          |
|       | 11.7  | —                        | 0.90—1.40      | 134.—132.          |
|       | 20.7  | —                        | 1.20—1.43      | 559.—429.          |
|       | 31.6  | —                        | 1.63—1.70      | 1830—1180          |
| 18.09 | 2.0   | 269—286                  | 1.27—1.39      |                    |
|       | 2.7   | 311—247                  | 1.10—0.94      |                    |
|       | 3.2   | 281—237                  | 1.22—1.03      |                    |
|       | 4.0   | 298—284                  | 0.93—0.38      |                    |
|       | 8.2   | —                        | —              |                    |
|       | 11.7  | 300—335                  | 1.35—1.62      | 29.6—28.6          |
|       | 20.7  | —                        | 1.20—1.24      | 82.4—68.3          |
|       | 31.6  | —                        | 1.52—1.57      | 245.—202.          |
| 19.09 | 2.7   | 184—189                  | 1.15—0.76      | 3.57—2.24          |
|       | 3.2   | 257—246                  | 1.60—1.00      | 3.60—2.44          |
|       | 4.0   | 261—226                  | 1.26—0.92      | 4.27—4.20          |
|       | 8.2   | 260—276                  | 1.15—1.22      | 16.4—15.5          |
|       | 11.7  | —                        | 1.63—1.94      | 47.1—50.0          |
|       | 20.7  | —                        | 1.61—1.81      | 147.—148.          |
|       | 31.6  | —                        | 1.60—1.80      | 344.—339.          |
|       | 20.09 | 2.0                      | 468—220        | 4.27—1.79          |
| 2.7   |       | 419—305                  | 3.02—1.70      | 2.81—1.02          |
| 3.2   |       | 377—257                  | 1.70—1.14      | 1.77—2.55          |
| 4.0   |       | 376—237                  | 1.80—0.77      | 2.94—3.17          |
| 8.2   |       | 358—352                  | 2.23—1.87      | 16.8—14.6          |
| 11.7  |       | —                        | 2.17—2.16      | 33.6—34.2          |
| 20.7  |       | —                        | 2.28—2.20      | 111.—109.          |
| 31.6  |       | —                        | 2.43—2.44      | 274.—283.          |

далось пятно (16—20.09), спектральные особенности излучения для пятенной и беспятенной части АО отличались друг от друга. На рис. 2 приведены спектры потоков для 16.09, которые соответствуют пятенной и беспятенной компонентам излучения. Спектр потока для первой из них характеризуется максимумом в области 8.2 см, а для второй — в области 20.7 см. Излучение пятенной компоненты в области 20.7—31.6 см для данной АО выделить не удается. Следует указать, что в области 3.2 см для ряда дней наблюдается локальный максимум в спектре радиопотоков. Отметим также динамику активных областей. Для АО 9—12.09 и АО 16—20.09 характерно спадание общего уровня радиопотока в процессе прохождения по диску (с сохранением вида спектра), а также увеличение размеров АО, что говорит о возможном процессе распада этих областей. АО 26—27.09 по своим параметрам и спектральным особенностям близка к АО 9—12.09.

Переходя к интерпретации полученных результатов, начнем с исследования таких механизмов излучения, которые смогли бы объяснить особенности спектров радиопотоков в области дециметровых длин волн. Одним из возможных механизмов, объясняющих рост излучения в дециметровом диапазоне, может быть синхротронный механизм излучения умеренно-релятивистских электронов с энергиями порядка 10—100 кэВ и со степенным характером распределения по энергиям. Выражения для коэффициентов излучения и поглощения для гиро-

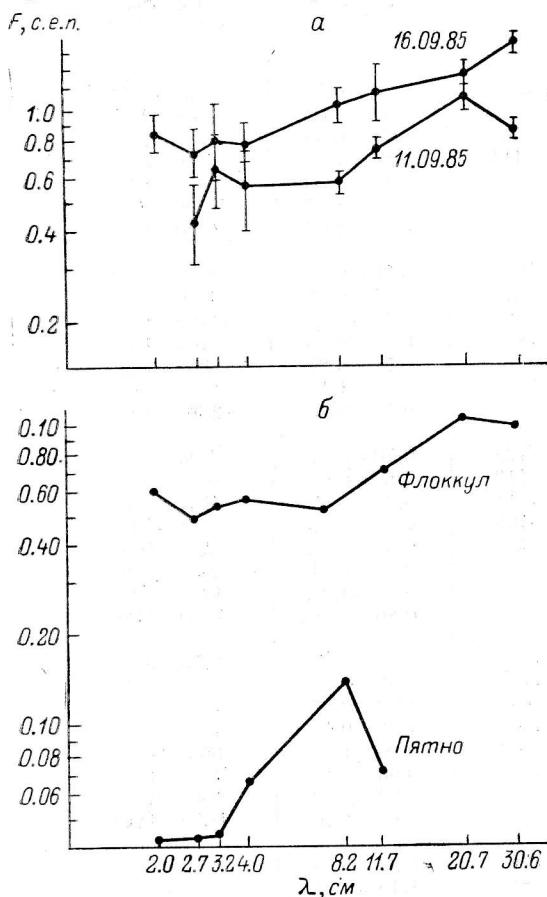


Рис. 2. Спектры потока радиоизлучения для двух дней наблюдения — 11.09.85 и 16.09.85.

а — спектры радиопотоков от каждой области; б — спектры, соответствующие различным частям одной АО 16.09.85 (пятенная и флоккулярная компоненты излучения).

синхротронного излучения, полученные для общего случая, являются достаточно громоздкими. В работе [4] получены приближенные формулы для расчета синхротронного излучения, в основном на гармониках от 10 до 100 гирочастот, для которых приближения для нерелятивистских электронов не действуют. Упрощенные выражения, полученные в работе [4], имеют достаточно хорошую точность. Так, в области от 10-й до 100-й гармоники гирочастоты с индексом  $\delta=2.7$ , под углом зрения от 20 до 80° ошибка расчета определяется множителем 2.

Для случая изолированного источника с постоянной электронной температурой уравнение переноса имеет вид

$$T_v = T_e (1 - e^{-\tau}), \quad (1)$$

где  $T_e$  — электронная температура.

Для условий над активной областью в короне интерес представляет синхротронное излучение нетепловых электронов из оптически тонкого источника. Для этого случая при  $\theta \sim \pi/2$  запишем

$$T_n = T_e \tau_f = T_e k_f L, \quad \tau_f \ll 1, \quad (2)$$

где  $k_f$  — коэффициент поглощения;  $L$  — линейный размер источника.

Если источник изотермичен по всей области, тогда

$$S = \frac{Rf^2}{c^2} \Omega T_n, \quad (3)$$

где  $R$  — постоянная Больцмана;  $f$  — частота излучения;  $\Omega$  — площадь источника.

Рассматривается плазма, в которой излучающие электроны имеют изотропное угловое распределение и степенной закон распределения по энергиям:

$$N(\epsilon) = K \epsilon^{-\delta}; \quad K = N_0 (\delta - 1) \epsilon_0^{\delta-1}. \quad (4)$$

Использовались формулы, полученные в работе [4], для точек отсечения по энергиям ( $\epsilon_0$ ) 10 и 30 кэВ, причем расчетные формулы отличаются друг от друга на нормировочный множитель.

Приведем формулы, используемые при расчетах:

$$\frac{\eta_f}{BN_0} \approx 3.3 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{0.52\delta} (\sin \theta)^{-0.43-0.65\delta} \left(\frac{f}{f_B}\right)^{1.22-0.90\delta}; \quad (5)$$

$$\frac{k_f B}{N_0} \approx 1.4 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-0.22\delta} (\sin \theta)^{0.09-0.72\delta} \left(\frac{f}{f_B}\right)^{1.30-0.98\delta}; \quad (6)$$

$$T_e \approx 2.2 \cdot 10^9 \cdot 10^{-0.31\delta} (\sin \theta)^{0.36-0.06\delta} \left(\frac{f}{f_B}\right)^{0.50+0.085\delta}, \quad (7)$$

где  $N_0$  — полное число электронов, см<sup>-3</sup>, с энергиями выше  $\epsilon_0$ ;  $B$  — напряженность поля;  $\eta_f \sim N_0 B$  — коэффициент излучения;

$$k_f \sim N_0 / B \quad (8)$$

— коэффициент поглощения. В интересующей нас области величин  $\delta$  и  $f/f_B$  ошибка расчетов составляет 26 %.

Подставляя в (3) необходимые величины, из (5)—(7) и (2) получаем

$$F_f = 4.3 \cdot 10^{-44-0.53\delta} f^2 \left(\frac{f}{f_B}\right)^{\beta-\alpha} \frac{N_0 L}{B} \Omega, \quad \tau_f \ll 1, \quad (9)$$

где  $\beta = 0.50 + 0.085\delta$ ;  $\alpha = 1.30 + 0.98\delta$ ;  $f_B = 2.8 \cdot 10^6$  В;  $f$  — частота излучения.

Из [3] можно определить спектральный индекс энергетического распределения нетепловых электронов:

$$2 + \beta - \alpha \equiv n; \quad \delta = \frac{1.2 - n}{0.9}. \quad (10)$$

Зная точку отсечения энергетического спектра, можно оценить плотность энергии нетепловых электронов, см<sup>-3</sup>, считая, что общее число частиц с энергиями больше  $\epsilon_0$  равно  $N_0$ . Тогда для плотности энергии быстрых частиц можно записать

$$W_{6.ч} = \int_{\epsilon_0}^{\infty} N_0 \epsilon d\epsilon. \quad (11)$$

Подставляя распределение частиц по энергиям в (10), получаем, эрг/см<sup>3</sup>,

$$W_{6.ч} = N_0 \epsilon_0 \frac{\delta - 1}{\delta - 2} \quad (12)$$

при  $\delta < 2$ .

Исходя из предположения о существовании над АО в короне нетепловых электронов, можно заключить, что такие электроны могут участвовать в процессах формирования определенного уровня ионнозвуковой турбулентности

над АО в короне. Интерес представляет такой уровень плотности ионнозвуковой турбулентности, который может влиять на выходящее электромагнитное излучение. Оценим уровень ионнозвуковой турбулентности, который необходим, чтобы имели место процессы упругого рассеяния электромагнитного излучения на волнах плазменной турбулентности. Будем рассматривать такой уровень энергии, когда процессы рассеяния будут сравнимы с процессами поглощения. В этом случае оптическая глубина источника запишется в виде

$$\tau_f = \sqrt{k_f \sigma_{\perp f}} L, \quad (13)$$

где  $\sigma_{\perp f}$  — сечение упругого рассеяния, определяемого из выражения

$$\sigma_{\perp f} = \frac{2D_{\perp}}{c^2 k^2}; \quad (14)$$

$c$  — скорость света в вакууме,  $k$  — волновое число электромагнитной волны;  $D_{\perp}$  — поперечная компонента диффузионного тензора рассеяния, который определяет изменение направления волнового вектора  $K$  при столкновении с плазмой с волновым числом  $k_1$ . Для ионнозвуковой турбулентности  $D_{\perp}$  можно записать в виде [6]

$$D_{\perp}^s(k) = \frac{\pi}{16} \frac{(2\pi f_p)^4}{c^3 k^2} \int_0^k \frac{W_{k_1}^s k_1 dk_1}{N_e R T_e}, \quad (15)$$

где  $W_{k_1}^s$  — спектральная плотность энергии ионнозвуковых волн;  $N_e$  и  $T_e$  — электронные плотность и температура;  $f_p$  — плазменная частота.

Полагая, что различные механизмы нелинейного взаимодействия в плазме приводят к одному и тому же виду спектра [6, 7]

$$W_{k_1}^s \sim 1/k_1,$$

но к несколько различным численным коэффициентам, которые зависят от углового распределения ионнозвуковых волн, можно записать:

$$W_{k_1}^s = A/k_1, \quad (16)$$

где  $A$  — некоторый численный множитель. Плотность энергии плазменных волн обозначим

$$W^s \equiv \int_0^k W_{k_1}^s dk_1. \quad (17)$$

Выражая сечение упругого рассеяния через плотность энергии ионнозвуковых волн, запишем

$$\sigma_{\perp f}^s = \frac{\pi}{8c} \frac{(2\pi f_p)^4}{|\ln k|} \frac{1}{(2\pi f)^3} \frac{W^s}{N_e R T_e} \quad (18)$$

(полагаем, что  $|\ln k|$  не превышает 10).

Условие, при котором процессы рассеяния будут оказывать влияние на выходящее электромагнитное излучение, определяются значением оптической глубины, т. е.

$$\sqrt{\sigma_{\perp f}^s} k_f L \gg 1. \quad (19)$$

Коэффициент тормозного поглощения запишется в виде [5]

$$k_f = \frac{5.8}{(2\pi f)^2} \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}}, \quad (20)$$

откуда необходимый уровень ионнозвуковой турбулентности будет определяться неравенством

$$\frac{W^s}{N_e R T_e} \gg \frac{T_e^{3/2} (2\pi f)^5}{10^3 N_e^4} \frac{1}{L^2}. \quad (21)$$

Перейдем теперь к оценке параметров атмосферы над АО, исходя из модели атмосферы переходного слоя и короны, предложенной в работах [8—10]. В основе построения такой модели лежит предположение о том, что широкий класс тепловых источников, находящихся в переходной зоне и короне, может быть описан одной и той же температурной моделью. Предполагая, что нагрев короны осуществляется за счет диссипации ударных волн, а температурное распределение в переходном слое определяется процессами теплопроводности, а также используя условие гидростатического равновесия и грубую оценку баланса между диссипацией механической энергии и излучения в основании переходного слоя, получили расчетные формулы [8] для построения модели атмосферы над АО.

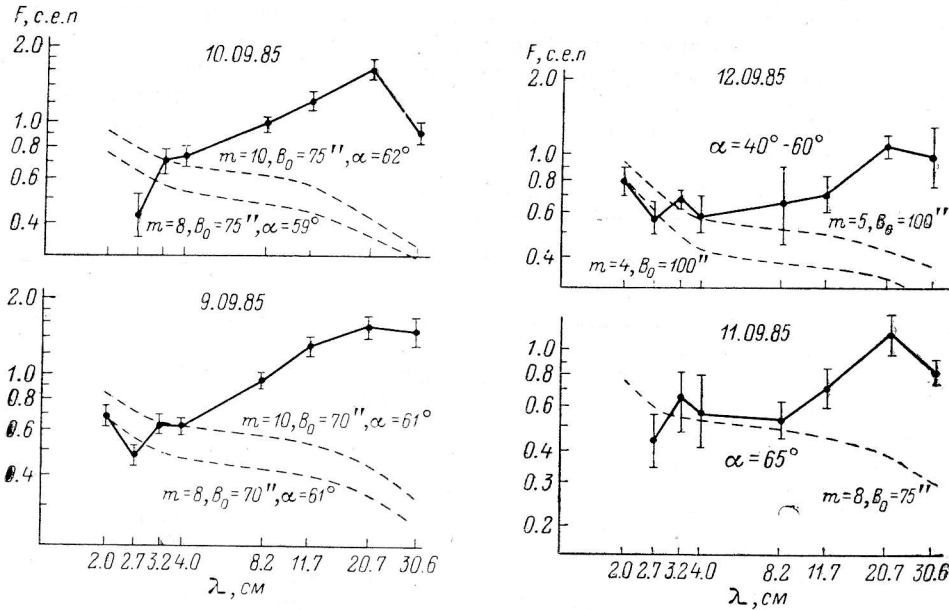


Рис. 3. Спектры радиопотоков для 9—12.09.85, модельные спектры теплового тормозного излучения для разных  $N_e$  и  $T_e$ .

$\alpha$  — угол наклона спектра в области 8—21 см по отношению к уровню теплового тормозного излучения;  $m$  определяет электронные плотности и температуру в короне,  $\beta_0$  — угловые размеры источника.

Исходя из результатов работы [8], полная наблюдаемая яркостная температура  $T_{\Sigma}$  может быть представлена как

$$T_{\Sigma} = T_e (\tau_{ef} + \tau_c), \quad (22)$$

где  $T_e$  — температура изотермической корональной части источника;  $\tau_c$  — ее оптическая глубина;  $\tau_{ef}$  — эффективная оптическая толщина переходной области.

Как показывают прямые вычисления [8] для различных моделей переходной области на  $\lambda = 2$  см, отношение упомянутых толщин  $\tau_{ef}/\tau_c = 5 \div 30$ , т. е. лишь менее одной десятой части от наблюдаемой яркостной температуры на этих волнах возникает в короне. Иначе говоря, практически полностью в рассматриваемой модели излучение генерируется в переходной области, причем в слоях, где  $T_e = T_{\Sigma}$ .

Рассмотрим спектры радиопотоков, полученные из наблюдений для АО без пятен, находящейся на диске 9—12.09. Будем полагать, что в сантиметровом диапазоне полученные из наблюдений спектры соответствуют тормозному механизму излучения. Используя расчетные формулы из работы [8], мы построили спектры теплового тормозного излучения, которые на рис. 3 представлены штриховыми линиями. Величина  $m$  характеризует отношение потоков энергии в корону ( $F_c^a/F_e^a$ ,  $F_c^a$  — поток над АО;  $F_e^a$  — поток над спокойными областями). Зная  $m$ , по формулам [8]

$$N_e = N_e^a m^{5/7}; \quad T_e = T_e^a m^{2/7}$$

определяли электронные плотность и температуру короны над АО, где  $N_e$  и  $T_e$  — плотность и температура в короне;  $N_{e_c}^q$ ,  $T_{e_c}^q$  — плотность и температура над спокойными областями:

$$N_{e_c}^q = 3.59 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}; T_{e_c}^q = 1.8 \cdot 10^6 \text{ К}.$$

Спектры радиоизлучения, полученные из наблюдений, на рис. 3 проведены сплошной линией. На основе приведенных спектральных кривых находим наклон спектра в диапазоне 8.2—20.7 см по отношению к уровню теплового тормозного излучения ( $n = \text{tg } \alpha$ ) и определяем надтепловую добавку радиопотока на дециметрах.

Возрастание радиопотока с ростом длины интерпретируется в рамках синхротронного механизма генерации излучения умереннорелятивистскими электронами со степенным распределением по энергиям. Расчет проводился по формулам (5), (6), (9) для  $\lambda = 20.7$  см. Линейные размеры источника соответствуют угловым размерам флоккула. Результаты расчетов ( $N_0$ ,  $\text{см}^{-3}$ , при  $\epsilon_0 = 10 \text{ кэВ}$ ) приведены в табл. 2 (для  $\epsilon_0 = 100 \text{ кэВ}$  необходимое число нетепловых электронов уменьшается в  $10^3$  раз).

ТАБЛИЦА 2

| Дата        | $B_0$                               | $\Delta F$ , с. е. п. | $B$ , Гс         |                  |                  |
|-------------|-------------------------------------|-----------------------|------------------|------------------|------------------|
|             |                                     |                       | 5                | 10               | 50               |
| 9, 10.09.85 | $75'' = 5.5 \cdot 10^9 \text{ см}$  | 1.0                   | $1.0 \cdot 10^6$ | $1.7 \cdot 10^5$ | $2.1 \cdot 10^3$ |
| 11.09.85    | $75''$                              | 0.65                  | $6.5 \cdot 10^5$ | $1.1 \cdot 10^5$ | $1.4 \cdot 10^3$ |
| 12.09.85    | $100'' = 7.3 \cdot 10^9 \text{ см}$ | 0.48                  | $2.0 \cdot 10^5$ | $3.4 \cdot 10^4$ | $4.2 \cdot 10^2$ |

Завал спектра в области 20.6—31.6 см может быть получен при рассмотрении эффектов упругого рассеяния выходящего электромагнитного излучения на волнах ионнозвуковой турбулентности. Оценка плотности энергии ионнозвуковых волн, при которой процессы рассеяния становятся сравнимыми с процессами тормозного поглощения, производилась по формулам (19)—(21). Результаты расчетов приведены в табл. 3. Линейный размер области  $L \approx 5.5 \cdot 10^9 \text{ см}$ .

ТАБЛИЦА 3

| Параметр                           | $m$                 |                     |                      |
|------------------------------------|---------------------|---------------------|----------------------|
|                                    | 10                  | 8                   | 5                    |
| $N_e$ , $10^9 \text{ см}^{-3}$     | 1.86                | 1.6                 | 1.13                 |
| $T_e$ , $10^6 \text{ К}$           | 3.5                 | 3.3                 | 2.9                  |
| $\frac{W_{6. \text{ч}}}{n_e RT_e}$ | $3.0 \cdot 10^{-3}$ | $3.9 \cdot 10^{-3}$ | $6.4 \cdot 10^{-3}$  |
| $\frac{W^s}{n_e RT_e}$             | $2.1 \cdot 10^{-6}$ | $3.5 \cdot 10^{-6}$ | $11.6 \cdot 10^{-6}$ |

Оценка плотности энергии нетепловых электронов получена по формулам (10), (12) для  $N_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $\delta = 3.3$ ,  $\epsilon_0 = 10 \text{ кэВ}$  и различных  $m$ . Результаты приведены в табл. 3. Она указывает на то, что если источником ионнозвуковой турбулентности являются нетепловые электроны, то их энергии вполне достаточно для возбуждения необходимого уровня ионнозвуковой турбулентности. (Для  $\epsilon_0 = 100 \text{ кэВ}$  отношение  $W_{6. \text{ч}} / N_e RT_e$  уменьшается в  $10^3$  раз).

### Литература

- Ипатова Л. П., Соснина Н. А., Яснов Л. В. Спектральные характеристики компонента радиоизлучения Солнца в период минимума солнечной активности // Солнеч. данные. 1984. № 1. С. 81—87.



2. И п а т о в Л. П., Я с н о в Л. В. Спектральные различия слабых и сильных локальных источников в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн // Солнеч. данные. 1986. № 6. С. 51—67.
3. С т р у к т у р а активных областей на Солнце по наблюдениям на VLA и РАТАН-600 в июле 1982 г. / Ш. Б. Ахмедов, В. М. Богод, В. Н. Боровик и др. Препринт САО, 1986.
4. D u l k G. A., M a r s h K. A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic nonthermal and thermal electrons // Ap. J. 1982. 259. P. 350—358.
5. К а н л а н С. А., Ц ы т о в и ч В. Н. Плазменная астрофизика. 1972.
6. К а д о м ц е в В. Б., П е т в и а ш в и л и В. И. Слабо турбулентная плазма в магнитном поле // ЖЭТФ. 1962. 43, вып. 6. С. 2234—2244.
7. T s y t o v i c h V. N. The spectra and correlation functions for ion-sound turbulence // Plasma physics. 1971. 13. P. 741—756.
8. К о р ж а в и н А. Н. Кандидатская диссертация. 1979.
9. Б у л а т о в Н. Н. О возможности аналитического описания структуры активной области // Астрон. журн. 1976. 53. С. 377—379.
10. U l t r a v i o l e t and soft X-ray observations of hale regions 16898 / K. Shibasaki, F. Chiuderi-Drago, M. Melozzi et al. // Solar Phys. 1983. 89. P. 307—321.

Поступила в редакцию 9 февраля 1988 г.

---