

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 72, номер 6, 1995

Статистический критерий поляризации, выделяющий структурности поля Галактики и Метагалактики	
<i>А. А. Вьюга</i>	789
Исследование межзвездного ионизированного газа Галактики по наблюдениям поглощения излучения остатков сверхновых	
<i>А. В. Коваленко, А. В. Пынзарь, В. А. Удальцов</i>	796
Статистический критерий конденсации	
<i>А. А. Вьюга</i>	805
Статистические корреляции между основными параметрами дисковых галактик	
<i>В. В. Костюнин</i>	811
Модель происхождения гамма-всплесков в магнитосфере старых нейтронных звезд	
<i>Я. Н. Истомин, Д. В. Мосягин</i>	826
Углеродные звезды высокой светимости на ранней стадии асимптотической ветви гигантов	
<i>Ю. Л. Францман, Н. А. Пылева</i>	841
MULTIPROFILE – пакет программ аппроксимации линий в звездных спектрах	
<i>О. М. Смирнов, Т. А. Рябчикова</i>	848
О химическом составе $\eta$ Рыб – красного гиганта спектрального класса G7IIIa	
<i>Л. И. Антипова, С. В. Бердюгина, И. С. Саванов</i>	855
Содержание химических элементов в атмосфере красного гиганта $\gamma$ Стрелы	
<i>А. А. Боярчук, Л. И. Антипова, М. Е. Боярчук, И. С. Саванов</i>	864
Гравитационное микролинзирование звезд ненулевых угловых размеров	
<i>М. Б. Богданов, А. М. Черпащук</i>	873
Поиск звезд с сильными магнитными полями среди звезд горизонтальной ветви и горячих субкарликов	
<i>В. Г. Елькин</i>	879
Остаточное магнитное поле звезд типа Т Тельца	
<i>А. Е. Дудоров</i>	884

Фотометрическое исследование свойств пятенной вращательной модуляции для слабо-эмиссионных звезд типа Г Тельца в темных облаках Тельца–Возничего	
<i>К. Н. Гранкин, М. А. Ибрагимов, В. Б. Кондратьев, С. Ю. Мельников, В. С. Шевченко</i>	894
Особенности распределения звезд окрестностей Солнца по спектральным классам	
<i>С. В. Верещагин, Н. В. Чупина</i>	905
Сверхтонкая временная структура вспышечного радиоизлучения Солнца как отражение гиросинхротронной неустойчивости электронных пучков	
<i>А. Н. Мосунов, Ю. Е. Чариков</i>	911
Постоянные апсидального движения и расчеты звездной эволюции	
<i>А. В. Петрова</i>	924
Структура поля скоростей в солнечной фотосфере вблизи H $\alpha$ -волокон	
<i>Б. А. Иошпа, Е. Х. Куликова</i>	932
Критический анализ расчетов постоянных апсидального движения	
<i>А. В. Петрова</i>	937
Чаидлеровское движение полюса Земли в системе Земля–Луна	
<i>Г. С. Курбасова, Л. В. Рыхлова</i>	945
О динамической неустойчивости в ограниченной прямолинейной задаче трех тел	
<i>В. П. Долгачев, Е. П. Калинина</i>	951
Авторский указатель за 1995 г.	955

---

---

УДК 524.6

## СТАТИСТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ, ВЫДЕЛЯЮЩИЙ СТРУКТУРНОСТИ ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ И МЕТАГАЛАКТИКИ

© 1995 г. А. А. Вьюга

Гос. Университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 22.11.94 г.

Для исследования структурности поля Галактики и Метагалактики эффективно использована статистическая величина

$$S_{2k} = \frac{1}{3} \binom{3}{N}^{-1} \sum_{1 \leq i < l \leq N} \cos^{2k} \varphi_{ijl},$$

где  $N$  – число объектов в круговой площадке на небесной сфере ( $N \geq 3$ ),  $\varphi_{ijl}$  – углы между направлениями из объекта на два других объекта. По каталогу Эйбелла исследована окрестность северного полюса Галактики ( $b \geq 80^\circ$ ). Найдено, что скопления галактик класса  $D = 5$  не образуют значимой структурности, а скопления класса  $D = 6$  формируют выраженный “stratus” (вытянутое облако). Реальность “стратуса” подтверждена другим методом: пространственная плотность центров скоплений возрастает с расстоянием в области  $b \geq 80^\circ$ , а именно  $\bar{v}_6 : \bar{v}_5 \approx 1.59$ , в то время как в среднем по всему каталогу Эйбелла  $\bar{v}_6 : \bar{v}_5 \approx 1.01$ .

Статистический критерий конденсации [1] эффективен при изучении галактических и метагалактических структурностей типа “стущение–разрежение”. Покажем, что для исследования поляризационных структурностей (кольца, волокна, вереницы, симметричности, спирали, ...) эффективно использование статистической величины

$$S_{2k} = \frac{1}{3 \binom{3}{N}^{i+j+l}} \sum_{i+j+l=N} \cos^{2k} \varphi_{ijl} \quad (N \geq 3), \quad (1)$$

представляющей собой критерий поляризации (среднее значение  $2k$ -й степени косинусов углов между направлениями из объекта на два других объекта в рассматриваемой области пространства).

Область пространства может быть круговой площадкой на плоскости [2], круговой площадкой на небесной сфере, внутренней частью шара, областью в фазовом пространстве или пространстве параметров. Мы рассмотрим здесь круговую площадку на сфере. Вариант критерия в круговой площадке на плоскости при этом получается в результате предельного перехода, когда угловой радиус  $\omega$  площадки на сфере стремится к нулю. Параметр “ $k$ ” в (1) играет роль регулятора чувствительности критерия к точности измерения координат. Ограничимся здесь случаем  $k = 1$ .

Предположим, что объекты распределены равномерно и одинаково и независимы друг от

друга. Тогда в круговой площадке на поверхности сферы совместное распределение координат  $N$  объектов

$$\begin{aligned} F(d\theta_1, d\varphi_1, \dots, d\theta_N, d\varphi_N) &= \\ &= \frac{1}{(4\pi)^N (1 - \cos \omega)^N} \prod_{i=1}^N \sin \theta_i d\theta_i d\varphi_i, \quad (2) \\ (0 \leq \theta_i \leq \omega, \quad 0 \leq \varphi_i \leq 2\pi, \quad N \geq 3), \end{aligned}$$

$\omega$  – угловой радиус площадки.

Используем для простоты проекцию на секущую плоскость. Это круговая площадка радиуса  $\sin \omega$  и распределение объектов в ней

$$\begin{aligned} F(dr_1, d\varphi_1, \dots, dr_N, d\varphi_N) &= \\ &= \frac{1}{(2\pi)^N (1 - \cos \omega)^N} \prod_{i=1}^N \frac{r_i dr_i d\varphi_i}{\sqrt{1 - r_i^2}}, \quad (3) \\ 0 \leq \varphi_i \leq 2\pi, \quad 0 \leq r_i \leq \sin \omega, \quad N \geq 3. \end{aligned}$$

Распределение (3) уже не является равномерным (уплотнение к краю). Запишем (3) в других переменных:

$$\begin{aligned} F(dx_1, d\varphi_1, \dots, dx_N, d\varphi_N) &= \frac{1}{(2\pi U)^N} \prod_{i=1}^N dx_i d\varphi_i, \quad (4) \\ 0 \leq x_i \leq U, \quad 0 \leq \varphi_i \leq 2\pi, \quad r_i^2 = 4x_i(1 - x_i), \\ U &= 0.5(1 - \cos \omega). \end{aligned}$$

Очевидно, что  $0 \leq U \leq 0.5$ . Если  $r_i \in [0, r_j]$ , то  $x_i \in [0, x_j]$ . Имеем соотношение

$$\int_0^x r^{2n} dx = 4^n x^{n+1} \sum_{k=0}^n (-1)^k x^k \frac{\binom{k}{n}}{n+k+1}. \quad (5)$$

Используя (4), (5), находим математическое ожидание случайный величины  $S_2$ :

$$M(S_2) = \frac{13}{24} + \frac{1}{72} \sum_{k=0}^{\infty} U^{k+1} \frac{k-6}{k+4}. \quad (6)$$

Если радиус площадки на сфере  $\omega \rightarrow 0$ , то  $M(S_2) \rightarrow 13/24$ , что соответствует плоской круговой площадке [2].

Заметим, что наибольшего значения случайная величина  $S_{2k}$  достигает, если все объекты оказываются на одной линии. Наименьшее значение будет достигнуто, если объекты сформируют правильный  $N$ -угольник. Легко видеть, что

$$\min S_{2k} = \frac{2}{N-1} \sum_{i=1}^{\lfloor (N-1)/2 \rfloor} \cos^{2k} \left( \frac{i\pi}{N} \right), \quad (7)$$

откуда [3, п. 1.351.2] диапазон возможных значений  $S_2$  случайной величины составляет

$$\frac{N-2}{2(N-1)} \leq S_2 \leq 1. \quad (8)$$

Пусть теперь по наблюдаемым данным найдена величина

$$\eta^* = \frac{S_{2k}^* - MS_{2k}}{\sigma_N}. \quad (9)$$

Если оказывается, что она выходит за пределы доверительного интервала, т.е.  $P(\eta \leq \eta^*) \leq \alpha$  или  $P(\eta \geq \eta^*) \leq \alpha$ , где  $\alpha$  – принятый уровень, значит, обнаружена неслучайная структурность, и гипотезу о равномерности распределения объектов, их одинаковораспределенности и независимости следует отвергнуть. Если  $\eta^*$  оказывается в рамках доверительного интервала, то о наличии или отсутствии структурности ничего сказать нельзя. При этом  $\eta^* < 0$  означает преобладание симметричностей, например кольцевых структур, спиралей, а  $\eta^* > 0$  означает преобладание вытянутости (цепочки, волокна, ...).

Критерий поляризации (1) так же, как и критерий конденсации [1, 4], инвариантен к сдвигу, повороту и изменению масштаба координат, поскольку при этом углы сохраняются.

Согласно [2] запишем выражение для стандарта случайной величины (1)

$$\sigma_N^2 = M(S_2)^2 - (M(S_2))^2 = \frac{C_1 + C_2 N + C_3 N^2}{N(N-1)(N-2)}. \quad (10)$$

Здесь

$$C_1 = 2M\xi_1 + 4M\xi_2 - 6M\xi_3 - 12M\xi_4 - 24M\xi_5 - 12M\xi_6 + 12M\xi_7 + 48M\xi_8 + 48M\xi_9 - 60M\xi_{10}, \quad (11)$$

$$C_2 = 2M\xi_3 + 4M\xi_4 + 8M\xi_5 + 4M\xi_6 - 7M\xi_7 - 28M\xi_8 - 28M\xi_9 + 45M\xi_{10}, \quad (12)$$

$$C_3 = M\xi_7 + 4M\xi_8 + 4M\xi_9 - 9M\xi_{10}. \quad (13)$$

При  $N \rightarrow \infty$

$$\sigma_N^2 \sim \frac{C_3}{N}. \quad (14)$$

Случайные величины  $\xi_i$  представляют собой поляризационные конфигурации (полные 3-мультиграфы) [2, рис. 3].

Для вычисления математических ожиданий конфигураций понадобятся следующие выражения:

$$\cos^{2k} \Phi_{ij} = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\beta_{ij} \cos 2\beta_{il} + \sin 2\beta_{ij} \sin 2\beta_{il}),$$

$$\cos 2\beta_{ij} = 1 - \frac{2r_j^2 \sin^2 \zeta_{ij}}{l_{ij}}, \quad (15)$$

$$\sin 2\beta_{ij} = \frac{2r_i r_j \sin \zeta_{ij} - r_j^2 \sin 2\zeta_{ij}}{l_{ij}},$$

$$l_{ij} = r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos \zeta_{ij}, \quad \zeta_{ij} = \varphi_i - \varphi_j,$$

где  $(r_i, \varphi_i)$  – координаты объекта  $(i)$  в секущей плоскости,  $\beta_{ij}$  – угол между отрезками  $r_i$  и  $l_{ij}$ . Имеем также [3, пп. 3.616.5, 3.613.5]

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin m\alpha}{(l_{ij}(\alpha))^n} d\alpha = 0, \quad (16)$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin m\alpha \sin \alpha}{l_{ij}(\alpha)} d\alpha = \frac{a_{ij}^m}{2\eta_{ij}^2},$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin^{2m+1} \alpha}{(l_{ij}(\alpha))^n} d\alpha =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin^{2m+1} \alpha \cos \alpha}{(l_{ij}(\alpha))^n} d\alpha = 0,$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin^4 \alpha}{l_{ij}^2(\alpha)} d\alpha = \frac{3}{8\eta_{ij}^4}, \quad (18)$$

Здесь  $\eta_{ij} = \max(r_i, r_j)$ ,  $a_{ij} = r_i r_j / \eta_{ij}^2$ .

Очевидно, всегда  $a_{ij} \leq 1$ .

Найдем, например, математическое ожидание  $M\xi_6$ . Совместное распределение формирующих ее переменных [2, рис. 3]

$$P_6 = dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 \frac{d\varphi_1 d\varphi_2 d\varphi_3}{8\pi^3 U^4} \quad (19)$$

и  $\zeta_{13} = \zeta_{31} = \varphi_1$ ,  $\zeta_{12} = \varphi_2$ ,  $\zeta_{34} = \varphi_3$ .

Интегрируя по  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, x_2, x_4$ , получаем

$$M\xi_6 = M(\cos^2 \varphi_{123} \cos^2 \varphi_{314}) = M(S_2) - \frac{1}{4} + \frac{1}{16 \times 9 U^4} \int_0^U \frac{x_1(4x_1-3)}{1-x_1} \frac{x_3(4x_3-3)}{1-x_3} \times \left(1 - \frac{r_3^2}{\eta_{13}^2} - \frac{r_1^2}{\eta_{13}^2} + \frac{3r_3^2 r_1^2}{2\eta_{13}^4}\right) dx_1 dx_3 \quad (20)$$

или, используя симметрию (20) по  $x_1, x_3$  и (5),

$$M\xi_6 = \frac{19}{64} + \frac{1}{16 \times 9} \sum_{k=0}^{\infty} U^{k+1} \frac{2k^2 - 3k - 64}{(k+4)(k+5)} \quad (21)$$

При  $\omega \rightarrow 0$  это соответствует плоской круговой площадке [2].

Сложнее найти математические ожидания конфигураций  $\xi_2, \xi_3, \xi_5$  [2, рис. 3]. Трудность состоит в интегрировании по угловым переменным. Однако, используя разложения подынтегральных выражений в ряды Фурье по  $\zeta_{ij}$ , эту трудность легко можно обойти. Понадобятся разложения Фурье

$$\frac{\sin^2 \zeta_{ij}}{l_{ij}} = \frac{1}{\eta_{ij}^2} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{4} a_{ij} \cos \zeta_{ij} + \frac{1}{4} \sum_{m=2}^{\infty} (a_{ij}^m - a_{ij}^{m-2}) \cos m \zeta_{ij} \right], \quad (22)$$

$$\sin 2\beta_{ij} = \frac{r_j}{\eta_{ij}^2} \left[ \left( r_i - \frac{1}{2} r_j a_{ij} \right) \sin \zeta_{ij} + \sum_{m=2}^{\infty} \left( r_i a_{ij}^{m-1} - \frac{1}{2} r_j a_{ij}^m - \frac{1}{2} r_j a_{ij}^{m-2} \right) \sin m \zeta_{ij} \right], \quad (23)$$

а также разложения для

$$\frac{\sin^4 \zeta_{ij}}{l_{ij}^2}, \quad \sin 2\beta_{ij} \sin 2\beta_{ij}, \quad \frac{\sin^2 \zeta_{ij}}{l_{ij}} \sin 2\beta_{ij} \quad (24)$$

(они вытекают из (16) - (18)).

Рассмотрим, например, случайную величину  $\xi_3$  [2, рис. 3]. Имеем

$$\zeta_{12} = \varphi_1, \quad \zeta_{13} = \varphi_2, \quad \zeta_{42} = \varphi_3, \quad \zeta_{43} = \varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1$$

и совместное распределение координат объектов

$$P_3 = \frac{1}{U^4} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 \frac{1}{8\pi^3} d\varphi_1 d\varphi_2 d\varphi_3. \quad (25)$$

Ввиду (16) можем записать

$$M\xi_3 = 1 + \int \left( -2 \frac{r_2^2}{\eta_{12}^2} + \frac{r_2^2 r_3^2}{\eta_{12}^2 \eta_{13}^2} + \frac{1}{2} \frac{r_2^2 r_3^2}{\eta_{12}^2 \eta_{43}^2} + \frac{1}{2} \frac{r_2^4}{\eta_{12}^2 \eta_{42}^2} - \frac{r_2^2 r_3^4}{\eta_{12}^2 \eta_{13}^2 \eta_{43}^2} \right) P_3 + H_1 + H_2 + H_3, \quad (26)$$

где

$$H_1 = 4 \int \frac{r_2^4 r_3^4 \sin^2 \varphi_1 \sin^2 \varphi_2 \sin^2 \varphi_3 \sin^2(\varphi_1 + \varphi_3 - \varphi_2)}{l_{12} l_{13} l_{42} l_{43}} P_3, \quad (27)$$

$$H_2 = 2 \int \frac{r_2^2 r_1^2 \sin^2 \varphi_1 \sin^2 \varphi_2}{l_{12} l_{13}} \sin 2\beta_{42} \sin 2\beta_{43} P_3, \quad (28)$$

$$H_3 = \frac{1}{4} \int \sin 2\beta_{12} \sin 2\beta_{13} \sin 2\beta_{42} \sin 2\beta_{43} P_2. \quad (29)$$

Интегрируем, используя ряды Фурье (22), (23), затем суммируем, учитывая, что  $a_{ij} \leq 1$ . Полученные выражения  $H_1, H_2, H_3$  можно объединить:

$$H_1 + H_2 + H_3 = \frac{1}{64 U^4} \int \frac{r_2^4 r_3^4}{\eta_{12}^2 \eta_{13}^2 \eta_{42}^2 \eta_{43}^2} \times \left[ 16 + a_{12} a_{13} a_{42} a_{43} (1 + M_{12} M_{13})(1 + M_{42} M_{43}) + (1 + N_{12} N_{13})(1 + N_{42} N_{43}) \times \frac{(1 - a_{12})(1 - a_{13})(1 - a_{42})(1 - a_{43})}{1 - a_{12} a_{13} a_{42} a_{43}} \right] dx_1 dx_2 dx_3 dx_4. \quad (30)$$

Здесь введены обозначения

$$M_{ij} = \begin{cases} 1, & r_i \leq r_j, \\ 2 \frac{r_i^2}{r_j^2} - 1, & r_i \geq r_j, \end{cases} \quad N_{ij} = \begin{cases} 1, & r_i \geq r_j, \\ -1, & r_i < r_j. \end{cases} \quad (31)$$

Чтобы вычислить (30), нужно область интегрирования разбить на 4! частей, переобозначить

переменные и объединить выражения. Интегрируя после этого (30) и (26) по (5), находим

$$M_{\xi_3}^{\xi} = \frac{4861}{128 \times 27 \times 5} + \frac{1}{256 \times 27 \times 125 \times 7} \times \\ \times \sum_{k=0}^{\infty} \frac{U^{k+1}}{k+5} \left[ 6301k^2 + 113863k - 143158 + \right. \\ \left. + \frac{145320}{k+3} - \frac{733800}{k+4} + \frac{233520}{k+5} - \frac{17760}{k+6} + \right. \\ \left. + \frac{840}{k+7} + (420k^2 - 23940k + 69720) Z_{k+2} \right] + H_0, \quad (32)$$

где

$$H_0 = \frac{1}{4} \int_0^1 P(dr_1) \int_0^{r_1} P(dr_2) \int_0^{r_2} P(dr_3) \int_0^{r_3} P(dr_4) \times \\ \times \left[ \left(1 - \frac{r_2^2}{r_1^2}\right)^2 \left(1 - \frac{r_3^2}{r_2^2}\right)^2 \left(1 - \frac{r_4^2}{r_3^2}\right)^{-1} + \right. \\ \left. + 2 \left(2 - \frac{r_3^2}{r_1^2} - \frac{r_4^2}{r_2^2}\right) \left(2 - \frac{r_3^2}{r_2^2} - \frac{r_4^2}{r_1^2}\right) \left(1 - \frac{r_3^2 r_4^2}{r_1^2 r_2^2}\right)^{-1} \right]. \quad (33)$$

В (33) разлагаем подынтегральное выражение в геометрическую прогрессию и после интегрирования по (3) суммируем. Находим

$$H_0 = \left( \frac{5\pi^2}{16 \times 9} - \frac{89}{32 \times 9} \right) (1-U)^4 + \\ + \left( \frac{5\pi^2}{16 \times 9} - \frac{44549}{128 \times 9 \times 25 \times 7} \right) U(1-U)^5 + \\ + \left( \frac{17\pi^2}{2 \times 9 \times 5} - \frac{17952317}{512 \times 27 \times 125 \times 7} \right) U^2(1-U)^6 + \dots \quad (34)$$

Таким же образом, но с использованием других разложений из набора (22) - (24), вычисляются  $M_{\xi_2}^{\xi}$  и  $M_{\xi_5}^{\xi}$ . Подставляя в (11) - (13) найденные математические ожидания  $M_{\xi_i}^{\xi}$  ( $i = 1 - 10$ ), получаем выражения для  $C_1, C_2, C_3$  в виде рядов по степеням  $U = 0.5(1 - \cos \omega) \leq 0.5$ . Коэффициенты при  $U^k$  этих рядов с ростом  $k$  меняются волнообразно, то увеличиваясь по модулю, то убывая, и меняют знак. Это обеспечивает хорошую сходимость. Здесь эти выражения не приводятся ввиду их громоздкости. Более подробные выкладки можно найти в [5].

Если площадка на небесной сфере имеет угловой радиус  $\omega \leq 25^\circ$ , то с достаточной для приложе-

ний точностью можно ограничиться четырьмя первыми членами рядов для  $C_1, C_2, C_3$ :

$$C_1 = \left( -\frac{5\pi^2}{24} + 2 + \frac{67}{432} \right) + \\ + \left( \frac{5\pi^2}{8} - 6 - \frac{14605729}{45360000} \right) U + \\ + \left( -\frac{161\pi^2}{120} + 13 + \frac{6533}{48000} \right) U^2 + \\ + \left( \frac{37\pi^2}{12} - 30 - \frac{62308501}{148176000} \right) U^3 + \dots, \quad (35)$$

$$C_2 = \left( -\frac{5\pi^2}{72} - \frac{5579}{8640} \right) + \\ + \left( -\frac{5\pi^2}{24} + 2 + \frac{2137721}{34020000} \right) U + \\ + \left( -\frac{161\pi^2}{120} - 4 - \frac{89109}{241920} \right) U^2 + \\ + \left( -\frac{37\pi^2}{36} + 10 + \frac{53283121}{444528000} \right) U^3 + \dots, \quad (36)$$

$$C_3 = \frac{1}{480} + \frac{763}{77760} U + \\ + \frac{4469}{725760} U^2 + \frac{1}{315} U^3 + \dots \quad (37)$$

Рассмотрим теперь круговую область радиуса  $\omega = 10^\circ$  вокруг северного галактического полюса. Пользуясь каталогом [6], выберем все скопления галактик с индексом расстояния  $D = 5$  и  $D = 6$ , удовлетворяющие условию  $b \geq 80^\circ$ . Выбранные скопления расположим в порядке убывания галактической широты их центров

$$90^\circ \geq b_3 \geq b_4 \geq b_5 \geq \dots \geq 80^\circ, \quad (38)$$

где  $b_N$  - широта  $N$ -го скопления, и построим систему концентрических площадок радиуса  $\omega_N = 90^\circ - 0.5(b_N + b_{N+1})$ . Таким образом, в площадке радиуса  $\omega_3$  имеем три скопления галактик, в площадке радиуса  $\omega_4$  - четыре скопления и т.д. Всего, согласно [6], скоплений класса  $D = 5$  с  $b \leq 80^\circ - 23$ , а скоплений класса  $D = 6$ ,  $b \geq 80^\circ - 48$ .

Для каждого скопления вычисляем координаты проекции центра на секущую плоскость

$$x_i = \cos b_i \cos l_i, \quad y_i = \cos b_i \sin l_i. \quad (39)$$

Таблица 1. Величина  $\eta_N = \frac{S_2 - \mathcal{M}(S_2)}{\sigma_N}$  для скоплений галактик класса  $D = 5, b \geq 80^\circ$

$N$	$b_N$	$\omega_N$	$\eta_N$	$N$	$b_N$	$\omega_N$	$\eta_N$
3	87.4	2.75	-1.01	14	81.9	8.25	0.137
4	87.1	3.0	0.160	15	81.6	8.45	0.0342
5	86.9	3.45	-0.764	16	81.6	8.45	0.293
6	86.2	4.15	-0.519	17	81.5	8.55	0.180
7	85.5	5.15	0.807	18	81.4	8.75	0.392
8	84.2	5.9	-0.103	19	81.1	9.0	0.807
9	84.0	6.25	1.71	20	81.1	9.0	0.717
10	83.5	6.95	0.549	21	80.9	9.15	0.397
11	83.5	6.95	-0.286	22	80.8	9.6	0.537
12	82.6	7.75	-0.549	23	80.0	10.1	0.783
13	81.9	8.25	-0.211				

Затем для каждой площадки радиуса  $\omega_N$  находим все попарные расстояния между центрами попавших в нее скоплений

$$l_{ij} = (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 \quad (1 \leq i < j \leq N) \quad (40)$$

и все квадраты косинусов углов в площадке  $\omega_N$ :

$$\cos^2 \varphi_{ijl} = \frac{(l_{ij} + l_{ik} - l_{jk})^2}{4l_{ij}l_{ik}} \quad (41)$$

Наконец, получаем наблюдаемое значение критерия поляризации

$$S_2 = \frac{1}{3} \binom{3}{N}^{-1} \sum_{(i,j,k)} \cos^2 \varphi_{ijk} \quad (42)$$

Теперь для каждой из концентрических площадок находим величину  $U_N = 0.5(1 - \cos \omega_N)$  и  $M(S_2(U_N)), \sigma_N(U_N)$ . Итак, каждой концентрической площадке радиуса  $\omega_N$  вокруг северного галактического полюса сопоставляется величина

$$\eta_N = \frac{S_2 - M(S_2(U_N))}{\sigma_N(U_N)} \quad (43)$$

В табл. 1 и 2 приведены  $b_N, \omega_N, \eta_N$  для скоплений класса  $D = 5$  и  $D = 6$ . Распределение скоплений класса  $D = 5$  не противоречит предположению о равномерности и независимости: числовые значения  $\eta_N, 3 \leq N \leq 23$ , отклоняются от нуля то в одну, то в другую сторону, само отклонение невелико и с ростом  $N$  уменьшается. Другая картина наблюдается для скоплений класса  $D = 6$  (табл. 2): значения  $\eta_N$  даже для небольших площадок дают заметный выброс, обнаруживая устойчивое пре-

обладание вытянутости. После  $\omega_N = 8.5$  отмечается постепенное ослабление поляризации в расположении скоплений (вплоть до  $\omega_N = 9.8$ ).

Таким образом, скопления галактик класса  $D = 5$  хаотично разбросаны по небу в области северного полюса Галактики, в то время как более далекие скопления класса  $D = 6$  образуют выраженный "stratus" (вытянутое облако).

Заметим, что к краю площадки увеличивается искажение конфигураций объектов, вызванное проекцией на секущую плоскость, но это искажение компенсируется выражениями для  $M(S_2)$  и  $\sigma_N$ .

Реальность выявленного облака скоплений галактик подтверждается и другим обстоятельством (не связанным с использованием критерия поляризации).

Имеем по всему каталогу Эйбелла [6]:

$D$	$z = \Delta\lambda/\lambda$	$N$	
4	0.09	66	(44)
5	0.14	657	
6	0.18	921	

Здесь  $D$  – класс расстояния,  $z$  – красное смещение,  $N$  – общее число скоплений галактик данного класса. Принимая  $H = 75$  км/(с Мпс), получаем среднее расстояние до скоплений классов  $D = 5, D = 6$ :

$$\bar{d}_5 = 521.1 \text{ Мпс}, \quad \bar{d}_6 = 656.1 \text{ Мпс}. \quad (45)$$

Соответственно считаем, что классы  $D = 5, D = 6$  отнесены к слоям то есть

$$433.7 \leq d_5 \leq 589.4 \text{ Мпс}, \quad (46)$$

$$589.4 \leq d_6 \leq 721.3 \text{ Мпс}.$$

Таблица 2. Величина  $\eta_N = \frac{S_2 - \mathfrak{M}(S_2)}{\sigma_N}$  для скоплений галактик класса  $D = 6$ ,  $b \geq 80^\circ$

$N$	$b_N$	$\omega_N$	$\eta_N$	$N$	$b_N$	$\omega_N$	$\eta_N$
3	88.4	1.65	-0.865	26	82.0	8.05	1.35
4	88.3	1.75	0.605	27	81.9	8.2	2.08
5	88.2	1.95	1.51	28	81.7	8.45	1.39
6	87.9	2.35	2.89	29	81.4	8.65	1.15
7	87.4	2.9	4.80	30	81.4	8.65	1.09
8	87.4	2.9	2.83	31	81.4	8.65	0.931
9	86.8	3.35	3.15	32	81.4	8.65	0.782
10	86.5	3.95	4.08	33	81.4	8.65	0.977
11	85.6	4.6	2.69	34	81.3	8.75	0.870
12	85.2	5.1	3.16	35	81.3	8.75	0.939
13	84.6	5.8	3.48	36	81.2	8.85	0.465
14	83.8	6.4	3.81	37	81.1	9.1	0.422
15	83.4	6.7	5.33	38	80.7	9.35	0.636
16	83.2	6.95	6.05	39	80.6	9.45	0.831
17	82.9	7.15	4.79	40	80.5	9.55	0.568
18	82.9	7.15	4.06	41	80.5	9.55	0.571
19	82.8	7.3	4.92	42	80.4	9.65	0.547
20	82.6	7.45	3.69	43	80.3	9.75	0.767
21	82.5	7.6	4.40	44	80.3	9.75	1.01
22	82.5	7.6	3.45	45	80.2	9.9	1.26
23	82.3	7.75	2.44	46	80.2	9.9	1.34
24	82.2	7.9	1.79	47	80.2	9.9	1.45
25	82.2	7.9	2.21	48	80.0	10.1	1.58

Пусть  $S$  – общая площадь небесной сферы, охваченная каталогом [6], и  $\bar{v}_5, \bar{v}_6$  – средние плотности центров скоплений в слоях (46), а  $N_5$  и  $N_6$  – общее число скоплений данного класса по каталогу. Тогда

$$N_5 = \frac{1}{3} [(d_5^{\max})^3 - (d_5^{\min})^3] S \bar{v}_5, \quad (47)$$

$$N_6 = \frac{1}{3} [(d_6^{\max})^3 - (d_6^{\min})^3] S \bar{v}_6.$$

Здесь  $d_i^{\max}, d_i^{\min}$  – границы слоев класса  $D = i$ . Подставляя данные из (44), находим

$$\bar{v}_6 : \bar{v}_5 = 1.01, \quad (48)$$

то есть значимого изменения средней плотности с расстоянием не отмечается [6].

Рассмотрим теперь область  $b \geq 80^\circ$  каталога [6]. Исходя из (54), предположим, что скопления в пространстве распределены равномерно, то есть  $\bar{v}_6 = \bar{v}_5$ . Тогда внутри одного и того же телесного угла видно большее число более далеких скоплений. И наоборот, если в площадке радиуса  $\omega_5$  наблюдается  $N_5$  скоплений галактик, а в площад-

ке  $\omega_6$  видно  $N_6 = N_5$  скоплений, то должно быть  $\omega_6 \leq \omega_5$ , точнее,

$$N_5 = 2\pi d_5 (d_5^{\max} - d_5^{\min}) (1 - \cos \omega_5(N_5)) \bar{v}_5, \quad (49)$$

$$N_6 = 2\pi d_6 (d_6^{\max} - d_6^{\min}) (1 - \cos \omega_6(N_6)) \bar{v}_6.$$

По табл. 1, 2 берем равные значения  $N_5$  и  $N_6$  и отвечающие им  $\omega_i$ . Так как мы предположили, что  $\bar{v}_5 = \bar{v}_6$ , то, разделив в (49) одно выражение на другое, получаем

$$\bar{d}_6 : \bar{d}_5 \approx 0.93 \left[ \frac{1 - \cos \omega_5(N)}{1 - \cos \omega_6(N)} \right]^{1/2}. \quad (50)$$

В табл. 3 приведены радиусы площадок  $\omega_5, \omega_6$ , отвечающие числу скоплений  $N = 3, 4, \dots, 23$  по каталогу [6],  $b \geq 80^\circ$ . Для каждого  $N$  вычисляем  $\bar{d}_6 : \bar{d}_5$  по формуле (50). Усредняя по всей таблице, получаем

$$\bar{d}_6 : \bar{d}_5 = 1.588. \quad (51)$$

Однако из (45) имеем

$$\bar{d}_6 : \bar{d}_5 = 1.259 \quad (51')$$



Таблица 3. Расстояние до скоплений галактик классов  $D = 5$ ,  $D = 6$  и перепад пространственной плотности (окрестность северного галактического полюса,  $b \geq 80^\circ$ )

$N$	$\omega_5$	$\omega_6$	$d_6 : d_5$	$v_6 : v_5$	$N$	$\omega_5$	$\omega_6$	$d_6 : d_5$	$v_6 : v_5$
3	2.75	1.65	1.55	2.06	14	8.25	6.4	1.20	1.23
4	3.0	1.75	1.59	2.17	15	8.45	6.7	1.17	1.18
5	3.45	1.95	1.65	2.32	16	8.45	6.95	1.13	1.09
6	4.15	2.35	1.64	2.31	17	8.55	7.15	1.11	1.06
7	5.15	2.9	1.65	2.33	18	8.75	7.15	1.14	1.11
8	5.9	2.9	1.89	3.06	19	9.0	7.3	1.15	1.12
9	6.25	3.35	1.73	2.57	20	9.0	7.45	1.12	1.08
10	6.95	3.95	1.64	2.29	21	9.15	7.6	1.12	1.07
11	6.95	4.6	1.40	1.69	22	9.6	7.6	1.17	1.18
12	7.75	5.1	1.41	1.71	23	10.1	7.75	1.21	1.26
13	8.25	5.8	1.32	1.50					

– расстояния до более далеких скоплений галактик в области  $b \geq 80^\circ$  кажутся преувеличенными. Значит, неправильно предположение  $\bar{v}_6 = \bar{v}_5$  и плотность центров скоплений увеличивается с расстоянием.

Еще раз запишем (47), но не для всего каталога [6], а для телесных углов  $\omega_6$  и  $\omega_5$  в табл. 3:

$$N_5 = \frac{2\pi}{3} [(d_5^{\max})^3 - (d_5^{\min})^3] (1 - \cos \omega_5) \bar{v}_5, \quad (52)$$

$$N_6 = \frac{2\pi}{3} [(d_6^{\max})^3 - (d_6^{\min})^3] (1 - \cos \omega_6) \bar{v}_6.$$

Считаем  $N_5 = N_6$  и соответствующие  $\omega$  берем из табл. 3. Подставляя в (52) значения из (46), находим

$$\bar{v}_6 : \bar{v}_5 = 0.74 \frac{1 - \cos \omega_5(N)}{1 - \cos \omega_6(N)}. \quad (53)$$

Заметим, что (53) получено в предположении, что принятое в каталоге [6] соотношение между расстояниями до скоплений  $D = 5$  и  $D = 6$  верно также и в окрестности точки  $b = 90^\circ$ . Усредняя по

табл. 3, получаем

$$\bar{v}_6 : \bar{v}_5 = 1.63. \quad (54)$$

Итак, в районе “стратуса” ( $b \geq 80^\circ$ ,  $D = 6$  [6]) имеем значительный перепад плотности вещества. Таким образом, “стратус” у северного галактического полюса – действительно реальное образование, а не просто оптический феномен: здесь объекты расположены гуще, чем в окружающем пространстве.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агекян Т.А. // Вестн. ЛГУ. 1982. № 19. С. 77.
2. Вьюга А.А. // Вестн. ЛГУ. 1989. № 22. С. 87.
3. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971. 1108 с.
4. Вьюга А.А. // Вестн. СПб. ун-та. 1992. № 15. С. 70.
5. Вьюга А.А. Элементы динамики и статистики звездных систем. Дис. ... канд. физ-мат наук. М.: Гос. астрон. ин-т им. П.К. Штернберга. 1994. 170 с.
6. Abell G.O. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1958. V. 3. P. 211.

### Statistical Polarization Criterion Distinguishing Structures of the Field of the Galaxy and Metagalaxy

© 1995 г. А. А. V'yuga

To study the field structure of the Galaxy and Metagalaxy, it is efficient to use statistical quantity

$$S_{2k} = \frac{1}{3} \binom{3}{N}^{-1} \sum_{1 \leq i < j \leq N} \cos^{2k} \varphi_{ij},$$

where  $N$  is number of objects in a circular area on the celestial sphere ( $N \geq 3$ ),  $\varphi_{ij}$  are angles between directions from an object to the other two objects. Basing on Abell's catalog, the vicinity of the Northern Galactic Pole ( $b \geq 80^\circ$ ) was studied. It was found that clusters of galaxies of class  $D = 5$  do not form any significant structures, while clusters of class  $D = 6$  form a pronounced “stratus” (elongated cloud). Reality of the “stratus” was confirmed by another method: in the region  $b \geq 80^\circ$ , spatial density of cluster centers increases with distance, namely,  $\bar{v}_6 : \bar{v}_5 = 1.59$ , whereas the average over the whole Abell's catalog is  $\bar{v}_6 : \bar{v}_5 = 1.01$ .

УДК 524.354

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ИОНИЗИРОВАННОГО ГАЗА ГАЛАКТИКИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ

© 1995 г. А. В. Коваленко, А. В. Пынзарь, В. А. Удальцов

*Радиоастрономическая станция ФИАН, Пущино, Россия**Астрокосмический центр ФИАН, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28.11.94 г.

Новые низкочастотные наблюдения галактических остатков сверхновых (ОСН) в Пушине на частотах 111, 102 и 83 МГц использованы для уточнения низкочастотных спектров более сотни ОСН. У 42 из них наблюдались "завалы" спектров на низких частотах, обусловленные поглощением излучения ОСН ионизованным газом межзвездной среды по лучу зрения. Эти наблюдения в комбинации с другими низкочастотными данными позволили определить оптическую толщину в направлении 42 ОСН, обусловленную физическими свойствами газа, ответственного за поглощение. Значение яркостных температур фона и анализ поглощения в направлении этих ОСН позволили установить зависимость оптической толщины от яркостной температуры фона. Из этих 42 ОСН и 560 пульсаров выделены 6 пар "ОСН-пульсар". Основным критерий отбора пар – близкие координаты и расстояния. Совместный анализ среды в направлении этих пар позволил построить зависимость оптической толщины в направлении на ОСН от меры дисперсии пульсаров, а также оценить физические параметры ионизованного газа, ответственного за наблюдаемое поглощение радиоизлучения. Таким образом было установлено, что: 1) одна и та же компонента ионизованного газа межзвездной среды (НП-область) ответственна за тепловое излучение фона Галактики, за тепловое низкочастотное поглощение радиоизлучения ОСН и за меру дисперсии пульсаров; 2) распределение этого ионизованного газа имеет облачную структуру с высокой скважностью (облака занимают 1 - 3% объема Галактики); 3) параметры этих облаков следующие: электронная температура 2600 - 8800 К, электронная концентрация 1.6 - 8.3 см<sup>-3</sup>, суммарный размер областей НП по лучу зрения – от 28 до 330 пс, размер отдельных областей – 10 - 100 пс. Такие же параметры имеют НП-области, наблюдавшиеся в оптическом диапазоне в окрестностях Солнца и в радиодиапазоне во внешней части Галактики.

### I. ВВЕДЕНИЕ

Радиоспектры ряда галактических остатков сверхновых (ОСН) "заваливаются" в области частот ниже 300 МГц. Впервые такую особенность спектра ОСН G0.0+0.0 (SgrA East) наблюдал Далк в 1970 г. [1] на частоте 80 МГц, а в 1971 г. Брезгун и др. [2] наблюдали завал спектра этого источника уже на частоте 120 МГц. В 1971 г. Касвелл и др. [3] наблюдали этот эффект у второго ОСН – G31.9+0.0 (3C391). Наблюдаемое Холденом и Касвеллом [4] уклонение спектра ОСН G43.3-0.2 на низких частотах от степенного обуславливается изломом спектра, а не завалом [5].

В 1972 г. Далк и Сли [6] на радиотелескопе в Кулгуре наблюдали на частоте 80 МГц завалы спектров у 12 ОСН, а в 1989 г. Кассим в Кларк-Лейке наблюдал завалы спектров на частотах 30.9 и 57.5 МГц у 21 ОСН [7].

Причины низкочастотных завалов спектра у ряда ОСН обсуждались в работах Гинзбурга и Сыроватского [8], Келлермана и др. [9], Далка [1], Касвелла и др. [3], Бридла и Кестевена [10], Финлея и Джонса [11], Чайсона [12]. Пониманию при-

чин низкочастотных завалов спектра ОСН способствовали теоретические и экспериментальные исследования межзвездной среды таких авторов, как Мак-Крей [13], Цесарски Д. и Цесарски С. [14], Гордон [15], Герол и др. [16], Рейнольдс [17 - 19], Матис [20], Кулкарни и Хейлес [21], Вилсон [22], Готтесман [23], Джаксон [24], Локман [25], Харт и Педлар [26], Анантарамая [27 - 29].

Далк и Сли в работе [6], опираясь на перечисленные выше работы и результаты своих наблюдений, пришли к выводу, что низкочастотные завалы спектров ОСН обусловлены поглощением излучения ОСН в НП-областях с размерами больше 20 пс и электронной концентрацией  $\approx 10$  см<sup>-3</sup> при электронной температуре 10<sup>4</sup> К. Мера эмиссии такого газа  $EM = 1000 - 9000$  см<sup>-6</sup> пс. Кассим [7], наблюдавший низкочастотные завалы спектров у 21 ОСН, полагает, что наблюдаемое низкочастотное поглощение можно объяснить протяженными НП-оболочками (ЕНЕ), рассмотренными Анантарамая [29] и объясняющими результаты его исследований рекомбинационных линий на частоте 325 МГц. Анантарамая и Кассим принимают следующие параметры этих областей:

электронная температура  $T_e \approx 3000 - 8000$  К, электронная концентрация  $n_e \approx 0.5 - 10$  см<sup>-3</sup>, размер 50 - 200 пс и фактор заполнения  $q < 1\%$ .

Конечные выводы по оценке параметров межзвездной среды, ответственной за низкочастотное поглощение радиоизлучения от ОСН, полученные в работах Далк и Сли [6] и Кассима [7], в целом близки. Тем не менее полной уверенности в их достоверности еще нет. В связи с этим авторы настоящей работы провели аналогичные исследования на базе большего количества наблюдаемых в поглощении на низких частотах ОСН.

Исследования были проведены на основе измерений плотностей потоков 102 ОСН в северной полусфере на частотах 83, 102 и 111 МГц, выполненных в Пушине на радиотелескопах ФИАН ДКР-1000 и БСА. На основе анализа компляционных спектров этих ОСН у 42 из них обнаружены низкочастотные завалы [5, 30].

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Измерения поглощения радиоизлучения ОСН проведены на основе наблюдений завалов их спектров в метровом диапазоне волн. В общем случае значения наблюдаемых ( $S_n$ ) и истинных ( $S_n$ ) плотностей потоков ОСН на частоте  $\nu$  связаны соотношением

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

где значение оптической толщины на частоте  $\nu$  согласно [31] равно

$$\tau_\nu = 8.235 \times 10^{-2} T_e^{-1.35} (\text{К}) \nu^{-2.1} (\text{ГГц}) \text{EM} (\text{пс см}^{-6}), \quad (2)$$

а мера эмиссии

$$\text{EM} = \int N_e^2 dl \quad (3)$$

( $T_e$  – электронная температура газа). Значение  $S_n$  определяется экстраполяцией степенного высокочастотного спектра в сторону низких частот. На частотах выше 4875 МГц диффузный ионизованный газ является оптически тонким, поэтому справедливо соотношение

$$T_x(\nu) = T_e \tau_\nu, \quad (4)$$

где  $T_x$  – яркостная температура теплового излучения фона.

Как отмечалось во Введении, у 42 ОСН наблюдаются завалы спектров в метровом диапазоне волн. Значения оптической толщины на частоте 100 МГц, измеренные в работе [5] в направлении этих ОСН, приведены в колонке 3 табл. 1. В таблице приведены и другие данные, необходимые для последующего анализа результатов.

В колонке 4 приведены значения  $\tau$  (4875 МГц), пересчитанные в соответствии с соотношением (2) из значений  $\tau$  (100 МГц). В колонке 5 помещены значения яркостной температуры теплового радиоизлучения фона Галактики на частотах 4875 МГц.

Выбор частоты 4875 МГц для определения  $T_x$  обусловлен тем, что на этой частоте вклад нетеплового излучения мал по сравнению с более низкими частотами и, с другой стороны, на этой частоте имеется обзор галактической плоскости, полученный на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге. Значения  $T_x$  (4875 МГц) получены по данным измерений интенсивности фона Галактики [32 - 36] с коррекцией за вклад нетеплового излучения (см. Приложение), а также с использованием измерений теплового излучения фона в инфракрасном диапазоне [35]. Ошибки приведенных в табл. 1 значений  $T_x$  (4875 МГц) не превышают 30%.

В колонках 6 и 8 приведены измеренные ( $d_{\text{изм}}$ ) и расчетные ( $d_{\text{расч}}$ ) значения расстояний до ОСН, заимствованные из указанных в колонках 7 и 9 работ.

На рис. 1 приведено распределение значений наблюдаемой оптической толщины ионизованного газа на частоте 100 МГц от галактической долготы. Это распределение получено для ОСН с завалами спектра, которые расположены в области галактических широт  $|b| < 0.6^\circ$ . Из приведенных данных видно, что около 80% ОСН, имеющих поглощение, расположены на долготах меньше  $50^\circ$ .

Не вызывает сомнения, что у всех ОСН в области низких частот спектры степенные, а

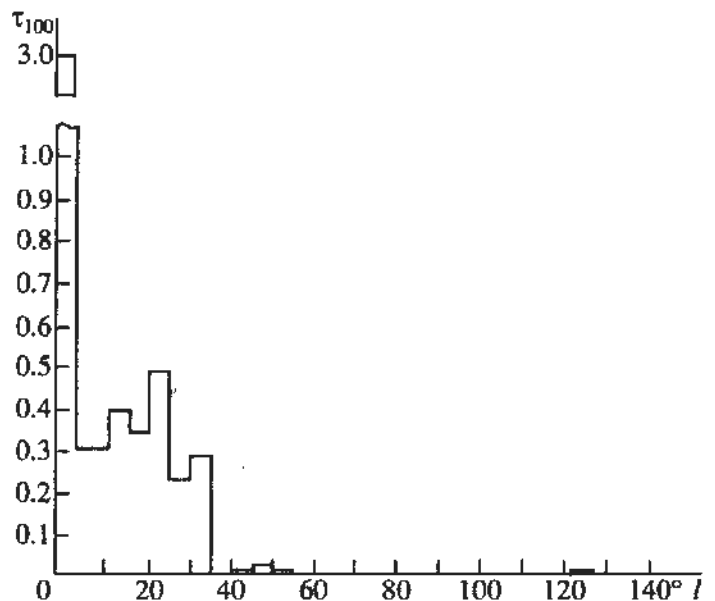


Рис. 1. Распределение значений наблюдаемой оптической толщины ионизованного газа на частоте 100 МГц от галактической долготы, полученное по наблюдениям ОСН с завалами спектра, которые расположены в области галактических широт  $|b| < 0.6^\circ$ .

Таблица 1. Оптическая толщина и параметры межзвездной среды в направлении 44 ОСН

№ п/п	Галактические координаты		Оптическая толщина		$T_r$ , К	$d_{взм}$ , кпс	Ссыл-ка	$d_{расч}$ , кпс	Ссыл-ка	$T_e$ , К	EM, пс см <sup>-6</sup>
	$l$	$b$	$\tau$ (100 МГц)	$\tau$ (4875 МГц) $\times 10^6$							
1	2		3	4	5	6	7	8	9	10	11
1 <sup>+</sup>	0°0	+0°0	6.14 ± 2.65*	1752 ± 756	4	10	[37]				
2	0.9	+0.1	0.83 ± 0.14*	234 ± 40	1.5			10.5	[38]	6410	10 903
3	1.1	-0.1	2.0 ± 0.3*	571 ± 114	1.5			10	[39]	2627	7980
4 <sup>+</sup>	6.4	-0.1	0.08 ± 0.025*	22.8 ± 7.1	0.17	4	[40]	2.4	[41]	7456	1303
5	7.7	-3.4	0.14 ± 0.14	40 ± 40	-	4.5	[42]	3.2	[41]		
6 <sup>+</sup>	8.7	-0.1	0.15 ± 0.012*	42.8 ± 3.4	0.27	6 ± 1		2.7		6310	1952
7 <sup>+</sup>	9.8	+0.6	0.67 ± 0.13*	191 ± 37	0.4			12.3	[43]		
8 <sup>+</sup>	10.0	-0.3	0.49 ± 0.14*	140 ± 40	0.6			17.2	[41]	4292	3790
9 <sup>+</sup>	11.2	-0.3	0.24 ± 0.06*	68.5 ± 17.1	0.3	7 ± 3	[44]	11.9	[41]	4382	1908
10 <sup>+</sup>	11.4	-0.1	0.43 ± 0.016*	122.7 ± 45.6	0.55			15.2	[41]	4484	3528
11 <sup>+</sup>	15.9	+0.2	0.16 ± 0.02*	45.6 ± 5.7	0.27			16.5	[41]	5915	1908
12	16.7	+0.1	0.53 ± 0.18*	451.2 ± 51.3	0.6			24		3968	3687
13 <sup>+</sup>	18.8	+0.3	0.03 ± 0.018*	8.6 ± 5.5	0.15	14 ± 5	[45]	6.6	[41]		
14	20.0	-0.2	0.05 ± 0.05	14.3 ± 14.3	0.4						
15 <sup>+</sup>	21.8	-0.6	0.057 ± 0.02*	17.1 ± 5.7	0.14	6.3	[46]	4.2	[41]	8180	1108
16 <sup>+</sup>	22.7	-0.2	0.56 ± 0.02*	159.8 ± 5.7	0.8			5.5	[41]	5008	5334
17 <sup>+</sup>	23.3	-0.3	0.55 ± 0.056*	156 ± 16	0.8			5	[41]	5099	5368
18 <sup>+</sup>	23.6	+0.6	0.80 ± 0.19*	228 ± 54	0.83			11.9	[41]	3637	4948
19 <sup>+</sup>	24.7	-0.6	0.76 ± 0.14*	217 ± 40	0.7			7.6	[41]	3229	4003
20 <sup>+</sup>	24.7	+0.6	0.22 ± 0.11*	62.8 ± 31.4	0.4			6.8	[41]	6374	2902
21 <sup>+</sup>	27.4	+0.0	0.38 ± 0.17*	108.4 ± 48.5	0.5			25.7	[41]	4612	3239
22 <sup>+</sup>	29.7	-0.3	0.06 ± 0.02*	17.2 ± 5.7	0.36	21	[47]	18.9	[41]		
23 <sup>+</sup>	31.9	+0.0	0.52 ± 0.07*	148 ± 20	0.64	11 ± 2	[48]	16.0	[41]	4314	4050
24	32.0	-4.9	0.03 ± 0.027	8.6 ± 7.7	-			2.5	[41]		
25 <sup>+</sup>	33.6	+0.1	0.04 ± 0.02	11.4 ± 5.7	0.4	8.5	[49]	10.8	[41]		
26 <sup>+</sup>	39.2	-0.3	0.065 ± 0.019*	18.5 ± 5.7	0.12	>1	[50]	10.2	[41]	6772	875
27	39.7	-2.0	0.055 ± 0.02*	15.7 ± 5.7	-	6	[51]	2.2	[41]		
28 <sup>+</sup>	40.5	-0.5	0.22 ± 0.022*	62.8 ± 6.3	0.2			0.8			
29 <sup>+</sup>	41.1	-0.3	0.07 ± 0.003	20 ± 0.8	0.15	10.9	[49]	12.8	[41]	3505	412
30 <sup>+</sup>	49.2	-0.7	0.20 ± 0.15	57.1 ± 4.3	0.2	4.1	[52]	3.4	[41]		
31	54.4	-0.3	0.04 ± 0.019*	11.4 ± 5.4	0.1	3.4		4.3	[41]	8764	811
32	78.2	+2.1	0.28 ± 0.28	79.9 ± 79.9		2	[53]	1.6	[41]		
33	82.2	+5.3	0.27 ± 0.14	77 ± 39				1.3	[41]		
34	89.0	+4.7	0.012 ± 0.01	3.4 ± 2.8		0.8	[54]	1.1	[41]		
35	93.7	-0.2	0.1 ± 0.1	28.5 ± 28.5				3.4	[41]		
36	111.7	-2.1	0.0096 ± .0003	2.7 ± 0.086				2.8	[41]		
37	120.1	+1.4	0.01 ± 0.003*	2.86 ± 8.6		2.3	[55]	5.0	[41]		
38	160.9	+2.6	0.0028 ± .0017	0.8 ± 0.48		2		1.3	[41]		
39	189.1	+3.0	0.01 ± 0.002*	2.86 ± 0.57				1.9	[41]		
40	192.8	-1.1	0.016 ± 0.008	4.56 ± 2.28				2.5	[41]		
41	205.5	+0.5	0.08 ± 0.01*	22.9 ± 2.9		0.8	[56]	1.3	[41]		
42	206.9	+2.3	0.06 ± 0.008*	17.1 ± 2.3				3.0	[41]		
43 <sup>+</sup>	348.5	+0.1	0.38 ± 0.11	108 ± 31.4				8.0	[41]		
44 <sup>+</sup>	349.7	+0.2	0.36 ± 0.17	102 ± 48				18.7	[41]		

Примечание к таблице 1. Крестиком (+) в колонке 1 отмечены ОСН, завалы спектров которых на низких частотах наблюдались также в работах [6, 7]. Звездочкой (\*) в колонке 3 отмечены значения оптической толщины, измеренные с ошибкой меньше 50%. Остатки сверхновых № 43 и 44 авторами настоящей работы не наблюдались. Эти источники находятся вне пределов видимости радиотелескопов в Пушчине.

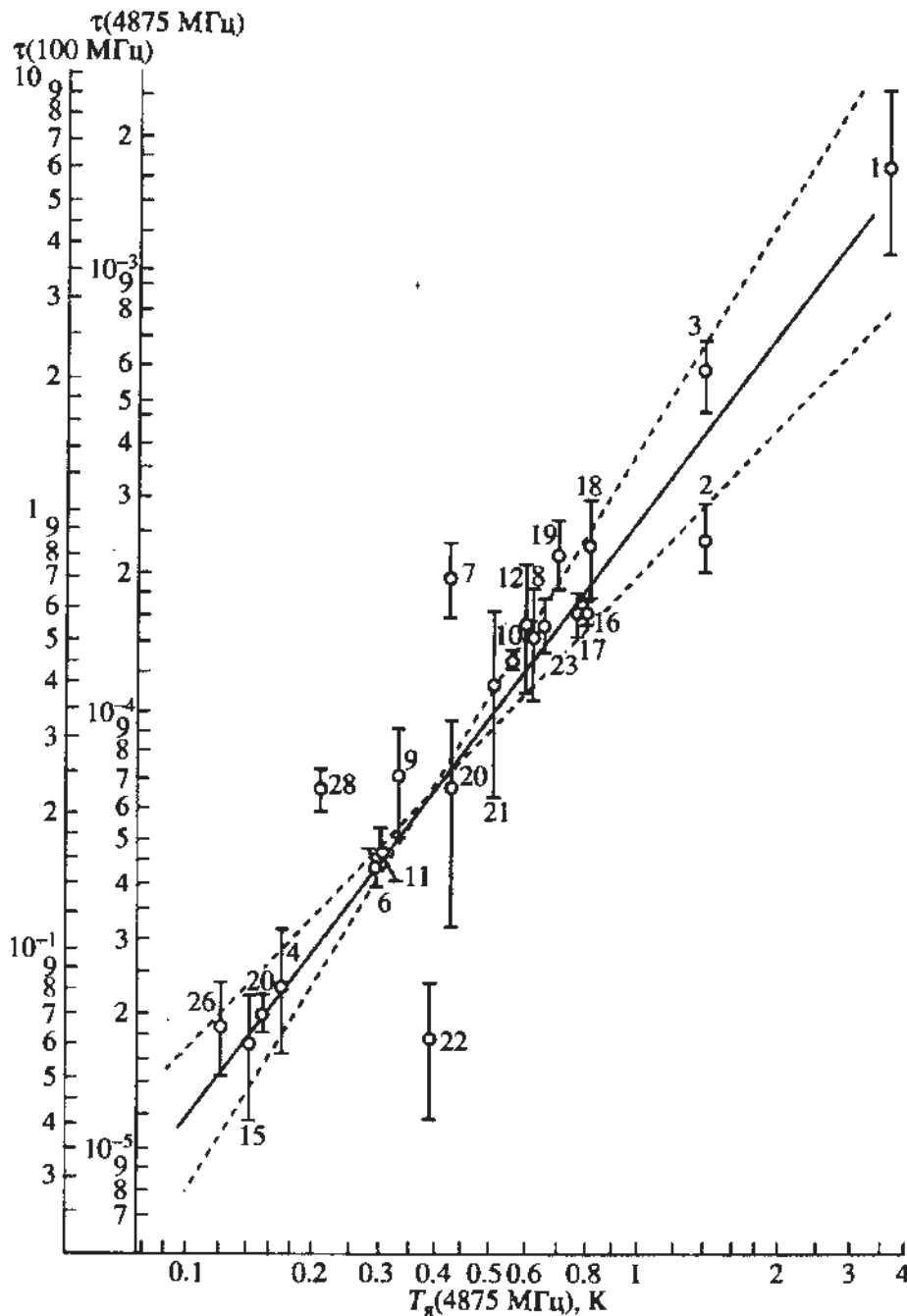


Рис. 2. Зависимость оптической толщины для 23 ОСН от яркостной температуры теплового радиоизлучения фона Галактики на частоте 4875 МГц.

наблюдаемые у 44 ОСН низкочастотные завалы обусловлены тепловым поглощением ионизованным газом по пути к наблюдателю. В настоящей работе авторы предпринимают попытку оценить параметры этого газа с помощью анализа измеренных значений оптической толщины.

Для этой оценки были использованы те значения  $\tau$  (100 МГц), у которых ошибки измерения не превышают 50%. Для определения электронной температуры и меры эмиссии газа, ответственного за тепловое поглощение радиоизлучения ОСН, были использованы совместно с  $\tau$  (100 МГц) данные о тепловом излучении фона Галактики в континууме [32 - 36] и соотношения (2) - (4). При этом

учитывалось, что яркостная температура фона обуславливается излучением всего столба газа от наблюдателя до края Галактики в данном направлении, а значение  $\tau$  (100 МГц), измеряемое по поглощению радиоизлучения ОСН, определяется только газом, расположенным между наблюдателем и ОСН. В связи с этим для определения  $T_e$  и  $EM$  были выбраны те ОСН, в направлении которых основной вклад в тепловое радиоизлучение фона дают те же слои ионизованного газа, которые в основном ответственны за поглощение излучения от ОСН. Для этого анализировались карты распределения областей НЦ в плоскости Галактики, проводилось сопоставление

Таблица 2. Параметры межзвездной среды в направлении на пары ОСН–пульсар

№	Название ОСН (G)	Координаты ОСН		Название пульсара (PSR)	ЕМ, пс см <sup>-6</sup>	$d_{SNR}$ , кпс	DM, пс см <sup>-3</sup>	$L_{PSR}$ , кпс	$\langle N_e \rangle$ , см <sup>-3</sup>	$n_e$ , см <sup>-3</sup>	$l_e$ , пс	q, %
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$									
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
4	6.4–0.1	17 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup> 30 <sup>s</sup>	–23° 25'	1757–23	1546	4	280	4.4	0.063	5.5	51	1.2
6	8.7–0.1	18 02 35	–21 25	1800–21	1952	6	234	4.0	0.058	8.3	28	0.7
8	10.0–0.32	18 05 40	–20 26	1805–20	3790	–	609	7.4	0.082	6.2	98	1.3
15	21.8–0.6	18 30 00	–10 10	1829–10	1108	6.3	475	6.4	0.074	2.3	203	3.2
20	24.7+0.6	18 31 30	–07 07	1832–06	2902	–	463	6.3	0.054	6.3	74	1.2
26	39.2–0.3	19 01 40	05 23	1900+06	875	11.3	530	10.1	0.053	1.6	330	3.3

расстояний до ОСН [57, 58] и до основных спиральных рукавов, расположение которых установлено по положению НП областей [59, 60], поскольку надежно существует корреляция между расположением в пространстве НП-областей и ионизованного газа фона [25, 49, 61, 62].

Однако до некоторых из приведенных в табл. 1 ОСН расстояния не измерены, поэтому, чтобы выбрать из них те, в направлении которых основной вклад в  $T_n$  (4875 МГц) дает тот же газ, что и в  $\tau$  (100 МГц), была построена зависимость  $\tau$  (100 МГц) как функция  $T_n$  (4875 МГц) (рис. 2). На этом рисунке приведены значения  $\tau$  (100 МГц) для 23 ОСН, у которых ошибка измерения  $\tau$  (100 МГц) меньше 50% и в направлении которых измерена яркостная температура теплового фонового радиоизлучения Галактики на частоте 4875 МГц. Зависимость на рис. 2 показывает, что значения поглощения и излучения по лучу зрения пропорциональны между собой. Поскольку поглощение и излучение обуславливаются межзвездным газом, есть основания полагать, что наблюдаемую пропорциональность между  $\tau$  (100 МГц) и  $T_n$  (4875 МГц) можно объяснить газом, ответственным одновременно за поглощение и излучение. Поэтому можно использовать совместные данные о  $\tau$  (100 МГц) и  $T_n$  (4875 МГц) для оценок  $T_e$  и ЕМ. Значения  $T_e$  и ЕМ получены с использованием соотношений (4) и (2) и приведены в табл. 1 (колонки 10 и 11). Из приведенной на рис. 2 зависимости выпадают точки для ОСН № 7, 22 и 28 (номера соответствуют колонке 1 табл. 1).  $T_e$  и ЕМ в направлении этих объектов не рассчитывались. Из табл. 1 видно, что значения  $T_e$  заключены в пределах 2627 – 8764 К со средним значением  $5267 \pm 1120$  К, а значения ЕМ – в пределах 412 – 10 903 пс см<sup>-6</sup> со средним значением  $3500 \pm 1810$  пс см<sup>-6</sup>.

Для оценки электронной концентрации и неоднородной структуры ионизованного газа межзвездной среды, определяющего тепловое радиоизлучение фона Галактики, можно совместно использовать меру дисперсии пульсара (DM) и меру эмиссии (ЕМ) в направлении ОСН (если пульсар

и ОСН близко расположены). Мера дисперсии пульсаров определяется как

$$DM = \int_0^L N_e dl, \quad (5)$$

где  $L$  – расстояние до пульсара, а  $N_e$  – значение электронной концентрации среды в направлении на данный пульсар. В этом случае измерения DM и ЕМ относятся к одним и тем же слоям газа. Из 560 наблюдаемых сегодня пульсаров и 44 ОСН из табл. 1 удалось найти только 6 пар “ОСН–пульсар”, удовлетворяющих указанным выше требованиям. Эти пары и связанные с ними параметры приведены в табл. 2. В колонке 1 приведен порядковый номер ОСН, соответствующий табл. 1, в колонке 6 – мера эмиссии в направлении ОСН, определяемая по поглощению радиоизлучения, в колонке 7 – измеренное расстояние до ОСН (ссылки см. в колонке 6 табл. 1), в колонке 8 – мера дисперсии пульсара, в колонке 9 – расстояние до пульсара [63], в колонке 10 – среднее значение электронной концентрации межзвездной среды на луче зрения, в колонке 11 – локальное (среднее в облаках) значение электронной концентрации, в колонке 12 – суммарный путь в облаках ионизованного газа вдоль луча зрения на пару “ОСН–пульсар”, в колонке 13 – фактор заполнения, определяющий, какую долю объема Галактики в данном направлении занимают облака ионизованного газа.

Существование корреляции между значениями оптической толщины  $\tau$  (100 МГц) и  $T_n$  (4875 МГц) (рис. 2) и расстояния до ОСН (табл. 1) свидетельствуют о том, что ОСН с низкочастотными завалами спектров – далекие объекты. Поэтому и пульсары в направлениях, близких к направлениям на эти ОСН, выбирались с большими значениями меры дисперсии. В связи с этим должна иметь место корреляция между  $\tau$  (100 МГц) в направлении пар “ОСН–пульсар” и мерой дисперсии этих пульсаров. На рис. 3 приведена такая зависимость. Номера точек на графике, представленном

на рис. 3, соответствуют номерам пар в табл. 2 (колонка 1). Из приведенного графика видно, что зависимость между  $\tau$  (100 МГц) и DM действительно имеет место.

Совместные данные о  $\tau$  и EM ионизованного газа в направлениях ОСН и значения DM этого газа, измеренные по пульсарам, наблюдаемым в направлениях, близких к направлениям на эти ОСН, позволяют определить: 1) суммарный путь  $l_e$  в облаках ионизованного газа вдоль луча зрения на пару "ОСН-пульсар"; 2) среднее значение электронной концентрации в облаках  $n_e$ ; 3) коэффициент заполнения  $q$ , показывающий, какую долю объема Галактики в данном направлении занимают эти облака; 4) среднее по лучу зрения значение электронной концентрации в направлении на пару "ОСН-пульсар".

Для вычисления этих параметров использовалась методика и соотношения, приведенные в работах Рейнольдса [61] и Пынзаря [64]:

$$l_e = DM^2/EM, \quad (6)$$

$$n_e = EM/DM, \quad (7)$$

$$q = \langle n_e \rangle / n_e, \quad (8)$$

где  $\langle n_e \rangle = DM/L$  – среднее по лучу зрения значение электронной концентрации в направлении на пару "ОСН-пульсар". Вычисленные значения указанных параметров приведены в колонках 10 - 13 табл. 2. Из табл. 2 видно, что  $l_e$  лежит в пределах 28 - 330 пс, а  $n_e$  – 1.6 - 8.3 см<sup>-3</sup>.

Известно, что среднее значение электронной концентрации, определяемое по мере дисперсии пульсаров с известными расстояниями, [63] с точностью до коэффициента 2, равно 0.03 см<sup>-3</sup>. Полученные в настоящей работе значения  $n_e = 1.6 - 8.3$  см<sup>-3</sup> оказываются на 2 порядка выше. Такие большие значения  $n_e$  и малые расстояния  $l_e = 30 - 330$  пс, занимаемые этим газом, указывают на то, что распределение ионизованного газа в Галактике является обычным, причем облака занимают 0.7 - 3% объема Галактики.

Свидетельством неоднородной структуры межзвездного ионизованного газа является различие оптической толщины в направлении ОСН, близких по координатам и расстоянию. В табл. 3 приведены 5 пар ОСН, близких по координатам и расстоянию (с точностью до 1° и 30% соответственно), но с заметно разными значениями оптической толщины в направлении на них.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Размеры облачной структуры межзвездной среды и электронная концентрация облаков, полученные авторами и приведенные в табл. 2, соответствуют параметрам НП-областей, наблюдаемых в оптическом диапазоне в окрестностях

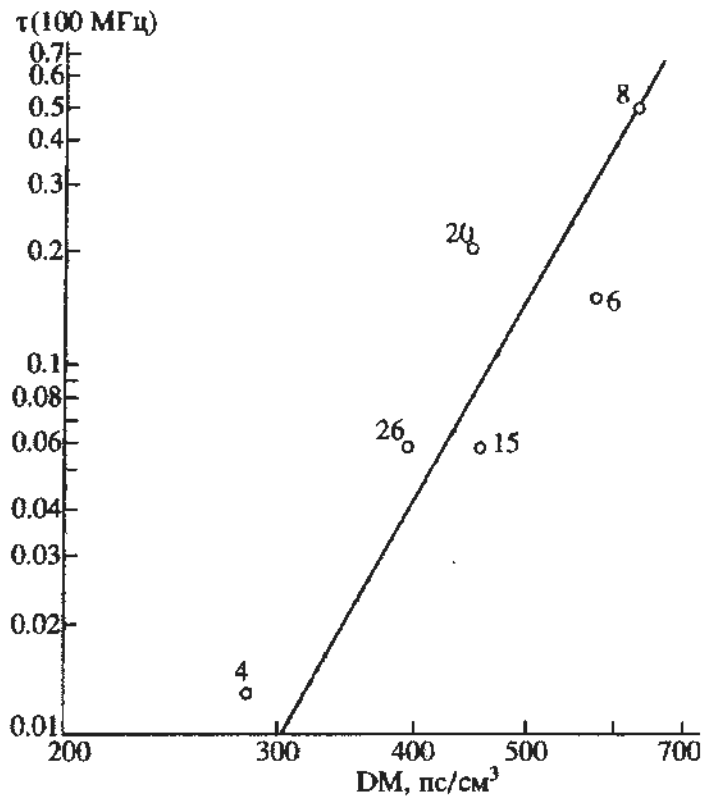


Рис. 3. Зависимость оптической толщины  $\tau$  (100 МГц) в направлении пар "ОСН-пульсар" от меры дисперсии DM пульсаров, входящих в эти пары.

Солнца (в линии H $\alpha$ ) [65] и в радиодиапазоне (в линии H166 $\alpha$ ) во внешней части Галактики [66]. Полученные в настоящей работе значения электронной температуры также мало отличаются от аналогичных оценок  $T_e$  для областей НП, рассматриваемых в работах [49, 62], и хорошо согласуются с температурой НП-областей низкой плотности, наблюдаемых во внешней части Галактики [66, 67]. Из этого соответствия следует вывод, что облака ионизованного газа фона Галактики – это такие же

Таблица 3. Различные значения оптической толщины у близких по направлению и расстояниям ОСН

Галактические координаты пар ОСН		Оптическая толщина $\tau$ (100 МГц)	Расстояние до ОСН, кпс
$l$	$b$		
11°4	-0°1	0.43 + 0.16	15.2
12.0	-0.1	<0.017	19.1
21.8	-0.6	0.057 + 0.02	12
21.5	-0.9	<0.002	15
31.9	+0.0	0.52 + 0.07	11
32.8	-0.1	<0.018	11.3
33.6	+0.1	0.04 + 0.02	8.5
33.2	-0.6	<0.0016	10.8
54.4	-0.3	0.47 + 0.15	3.4
54.1	+0.3	0	4.3

Таблица 4. Параметры областей НП, ответственных за низкочастотное поглощение радиоизлучения ОСН

Ссылка	$l_e$ , пс	$n_e$ , см <sup>-3</sup>	$T_e$ , К	ЕМ, пс см <sup>-6</sup>	$q$ , %
[6]	>20	10	10 <sup>4</sup>	(1 - 9) × 10 <sup>3</sup>	-
[7]	50 - 200	0.5 - 10	(3 - 8) × 10 <sup>3</sup>	-	<1
Настоящая работа	28 - 200	1.6 - 8.3	(2.6 - 9) × 10 <sup>3</sup>	(0.4 - 10) × 10 <sup>3</sup>	0.7 - 3

НП-области низкой плотности, которые наблюдаются в оптическом диапазоне (в линии  $H_{\alpha}$ ) в окрестностях Солнца и в радиодиапазоне (в линии  $H166_{\alpha}$ ) во внешней части Галактики, где эти области НП наблюдаются в отдельности.

На основании сопоставления теоретической зависимости электронной концентрации  $n_e$  от размеров зон Стремгrena  $l_e$  для ионизирующих звезд разного спектрального класса [64] с аналогичными зависимостями для ионизованных облаков фона в направлении ОСН, для областей НП, для облаков, наблюдаемых в линиях  $H109_{\alpha}$  [49],  $H166_{\alpha}$  [66] и  $H_{\alpha}$  [65, 67], авторы полагают, что облака, ответственные за наблюдаемое поглощение радиоизлучения ОСН, ионизируются звездами спектрального класса 06 - 09.

В заключение приведем табл. 4 основных параметров облачной структуры межзвездной среды, ответственной за низкочастотное поглощение радиоизлучения ОСН. В этой таблице приводятся результаты трех работ - [6, 7] и настоящей работы, - посвященных анализу межзвездной среды по наблюдаемому низкочастотному поглощению радиоизлучения ОСН. В работе [6] параметры поглощающей среды подобраны так, чтобы было соответствие наблюдаемому на 80 МГц поглощению, которое согласуется с различными другими измерениями и теоретическими предположениями. В работе [7] приняты параметры среды, основанные на измерениях Анантарамая [27] рекомбинационных линий на частоте 325 МГц и согласующиеся с наблюдаемым поглощением радиоизлучения ОСН на 30.9 и 57.5 МГц. В настоящей работе параметры межзвездной среды рассчитываются на основе совокупных измерений меры дисперсии пульсаров и меры эмиссии галактического фона в направлении тех ОСН, в которых наблюдается низкочастотный завал спектра.

Из приведенной таблицы видно, что, несмотря на различный подход в работах [6, 7] и в настоящей работе к оценке параметров поглощающей среды, их результаты близки, и в связи с этим есть основания полагать, что достоверность результатов высока.

Основные выводы настоящей работы:

1. Одна и та же компонента ионизованной межзвездной среды ответственна за: а) тепловое излучение фона Галактики; б) тепловое низкочастот-

ное поглощение радиоизлучения ОСН; в) меру дисперсии пульсаров.

2. Распределение ионизованного газа имеет облачную структуру с высокой скважностью: облака занимают 1 - 3% объема Галактики.

3. Параметры облаков следующие: а) электронная температура 2600 - 8800 К; б) электронная концентрация 1.6 - 8.3 см<sup>-3</sup>; в) суммарный размер поглощающих областей по лучу зрения 30 - 330 пс; г) размер отдельных областей может быть в 2 - 3 раза меньше, т.е. 10 - 100 пс. Таким образом, поглощение радиоизлучения ОСН на низких частотах происходит в протяженных НП-областях малой плотности.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке ГНТП "Астрономия" (проект № 3-179 1993 г.) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-02-06490-а).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Коррекция  $T_e$  за вклад нетеплового излучения фона проводилась следующим образом. На долготе, где расположен данный ОСН, выбиралась такая широта, где тепловое излучение в инфракрасном диапазоне пренебрежимо мало [35]. В этом месте определялся спектральный индекс нетеплового излучения фона с использованием карты  $T_e$  фона на частотах 408, 1400, 2700, 5000 и 10000 МГц [32 - 36]. Обычно для внутренней части Галактики на долготах  $l < 50^\circ$  и на широтах  $b > 2^\circ$  интенсивностью теплового излучения можно пренебречь по сравнению с нетепловым [35]. Спектральный индекс последнего на широтах  $1^\circ - 3^\circ$  равен  $\beta = 2.7 - 3.1$ , чаще  $\beta = 2.9$  ( $T_e \propto \nu^{-\beta}$ ). Предполагалось, что такой спектральный индекс нетеплового излучения на данной долготе сохраняется и на широтах  $< 1^\circ$ . Для широты, где расположены ОСН, мы строили наблюдаемый (тепловой плюс нетепловой) спектр фона в диапазоне 408 - 10000 МГц и, используя значение  $\beta$ , полученное на широтах  $|\beta| \approx 1^\circ - 3^\circ$  для нетепловой составляющей фона, и, предполагая, что на частоте 408 МГц все излучение практически нетепловое (с точностью 3 - 10%), мы строили расчетный спектр нетеплового излучения с этим значением  $\beta$  и первой точкой на частоте 408 МГц ( $T_e(408 \text{ МГц})$ ). Затем из общего спектра, данные для которого сняты с карт на



408 - 10000 МГц, вычитался расчетный нетепловой спектр и в результате получался тепловой спектр. Если его спектральный индекс был близок к  $\beta = 2.1$ , а данные по тепловому излучению хорошо согласовывались с данными, полученными экстраполяцией с инфракрасного диапазона, то считалось, что задача выполнена, т.е. тепловая часть  $T_e$  отделена верно. При этом область карт около ОСН тщательно исследовалась, чтобы не было вклада в фон НП-областей и самого ОСН.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Dulk G.A. // *Astrophys. Lett.* 1970. V.7. P.137.
2. Brezgunov V.N., Dagkesamansky R.D., Udal'tsov V.A. // *Astrophys. Lett.* 1971. V.9. P. 117.
3. Caswell J.L., Dulk G.A., Goss W.M. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1971. V. 12. P. 271.
4. Holden D.J., Caswell J.L. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1969. V. 143. P. 407.
5. Коваленко А.В., Пынзарь А.В., Удальцов В.А. // *Астрон. журн.* 1994. Т. 71. С. 110.
6. Dulk G.A., Slee O.B. // *Austr. J. Phys.* 1972. V. 25. P. 429.
7. Kassim N.E. // *Astrophys. J.* 1989. V. 347. P. 915.
8. Ginzburg V.L., Syrovatskii S.I. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1969. V. 7. P. 1672.
9. Kellermann K.I., Pauliny-Toth I.I., Williams P.J. // *Astrophys. J.* 1969. V. 157. P. 1.
10. Bridle A.H., Kesteven M.J. // *Astron. J.* 1971. V. 76. P. 958.
11. Finlay R.A., Jones B.B. // *Austr. J. Phys.* 1973. V. 26. P. 389.
12. Chaisson E.J. // *Astrophys. J.* 1974. V. 189. P. 69.
13. McCray R., Schwarz J. *The Gum Nebula and Related Problems* / Eds Meran S.P., Brandt J.C., Stecher T.P. 1971.
14. Cesarsky D.A., Cesarsky C.J. // *Astrophys. J.* 1973. V. 189. P. 68.
15. Gordon M.A., Cato T. // *Astrophys. J.* 1972. V. 176. P. 587.
16. Gerola H., Kafatos M., McCray R. // *Astrophys. J.* 1974. V. 189. P. 55.
17. Reynolds R.J. // *Astrophys. J.* 1983. V. 268. P. 698.
18. Reynolds R.J. // *Astrophys. J.* 1984. V. 282. P. 191.
19. Reynolds R.J. // *Astrophys. J.* 1988. V. 333. P. 341.
20. Mathis J.S. // *Astrophys. J.* 1986. V. 301. P. 423.
21. Kulkarni S.R., Heiles C. *Interstellar Processes* / Eds Hollenbach D.J., Throuson H.A. Dordrecht: Reidel D., 1987. P. 87.
22. Wilson T.L. // *Radio Recombination Lines* / Ed. Shaver P.A. Dordrecht: Reidel D., 1980. P. 205.
23. Gottesman S.T., Gordon M.A. // *Astrophys. J. (Lett.)* 1970. V. 162. P. 93.
24. Jackson P.D., Kerr F.J. // *Astrophys. J.* 1975. V. 196. P. 723.
25. Lockman F.J. // *Astrophys. J.* 1976. V. 209. P. 429.
26. Hart L., Pedlar A. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 176. P. 547.
27. Anantharamaiah K.R. // *J. Astrophys. Astron.* 1985. V. 6. P. 177.
28. Anantharamaiah K.R. // *J. Astrophys. Astron.* 1985. V. 6. P. 203.
29. Anantharamaiah K.R. // *J. Astrophys. Astron.* 1986. V. 7. P. 131.
30. Коваленко А.В., Пынзарь А.В., Удальцов В.А. // *Астрон. журн.* 1994. Т. 71. С. 92.
31. Mezger P.G., Henderson A.P. // *Astrophys. J.* 1967. V. 147. P. 471.
32. Altenhoff W.J., Downes D., Goad L., Rinehart R. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1970. V. 1. P. 319.
33. Altenhoff W.J., Downes D., Pauls T., Schraml J. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1978. V. 35. P. 23.
34. Haynes R.F., Caswell J.L., Simons L.W. // *Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl.* 1978. № 45. P. 1.
35. Broadbent A., Haslam C.G.T., Osborne J.L. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1989. V. 237. P. 381.
36. Handa T., Sofue Y., Nakai N. et al. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1987. V. 39. P. 709.
37. Sandgqvist A. // *Astron. and Astrophys.* 1974. V. 33. P. 413.
38. Downes D. // *Astron. J.* 1971. V. 76. P. 305.
39. Дагкесаманский Р.Д., Коваленко А.В., Удальцов В.А. // *Астрон. журн.* 1994. Т. 71. Вып. 1. С. 30.
40. Lozinskaya T.A. // *Sov. Astron. (Lett.)* 1981. V. 7. P. 17.
41. Milne D.K. // *Aust. J. Phys.* 1979. V. 32. P. 83.
42. Milne D.K. et al. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1986. V. 223. P. 487.
43. Caswell J.L. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1983. V. 204. P. 833.
44. Ilovaisky S.A., Lequeux J. // *Astron. and Astrophys.* 1972. V. 18. P. 169.
45. Green D.A. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 209. P. 449.
46. Wilson T.L. // *Astron. and Astrophys.* 1972. V. 19. P. 354.
47. Becker R.H., Helfand D.J. // *Astrophys. J.* 1984. V. 283. P. 154.
48. Clark D.H., Caswell J.L. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 174. P. 267.
49. Downes D., Wilson T.L., Bieging J., Wink J. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1980. V. 40. P. 379.
50. Caswell J.L. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1975. V. 45. P. 239.
51. Downes A.J.B., Pauls T., Salter C.J. // *Astron. and Astrophys.* 1981. V. 103. P. 277.
52. Sato F. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1973. V. 25. P. 135.
53. Amnuel P.R., Guseinov O.H., Rakhimov Sh.Yu. // *Astrophys. and Space Sci.* 1982. V. 82. P. 3.
54. Tatematsu K., Fukui Y., Landecker T.L., Roger R.S. // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 235. P. 189.

55. *Chevalier R.A., Krishner R.P., Raymond R.C.* // *Astrophys. J.* 1980. V. 235. P. 186.
56. *Pskovskii Yu.P.* // *Sov. Astronomy.* 1978. V. 22. P. 420.
57. *Clark D.H., Caswell J.L.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 174. P. 267.
58. *Green D.A.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 209. P. 449.
59. *Georgelin Y.M., Georgelin Y.P.* // *Astron. and Astrophys.* 1976. V. 49. P. 57.
60. *Аведисова В.С.* // Письма в "Астрон. журн.", 1985. Т. 11. С. 448.
61. *Reynolds R.J.* // *Astrophys. J.* 1977. V. 216. P. 433.
62. *Sorochenko R.L.* // *Astron. Nachr.* 1989. V. 310. P. 389.
63. *Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1993. V. 88. P. 529.
64. *Пынзарь А.В.* // *Астрон. журн.* 1993. Т. 70. С. 480.
65. *Reynolds R.J., Ogden P.M.* // *Astron. J.* 1982. V. 87. P. 306.
66. *Pedlar A.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1980. V. 192. P. 179.
67. *Reynolds R.J.* // *Astrophys. J.* 1987. V. 323. P. 118.

## Investigation of the Interstellar Ionized Gas in the Galaxy from Observations of Absorption of Supernova Remnants' Emission

© 1995 г. A. V. Kovalenko, A. V. Pynzar', and V. A. Udal'tsov

Recent Pushchino low-frequency observations of galactic supernova remnants (SNRs) at 111, 102, and 83 MHz were used to revise low-frequency spectra of more than 100 SNRs. Forty-two of them showed low-frequency cutoffs of the spectra, due to absorption of SNR emission by line-of-sight interstellar ionized gas. Combined with other low-frequency data, these observations permitted us to find optical depths toward 42 SNRs. Optical depths found are due to physical properties of the gas responsible for the absorption. Background brightness temperatures and absorption toward these SNRs allowed us to establish the dependence of the optical depth on the background brightness temperature. From these 42 SNRs and 560 pulsars, we selected six SNR-pulsar pairs. The main criterion for pair selection was proximity in positions and distances. A combined analysis of the medium toward the pairs enabled us to construct the dependence of the optical depth toward SNRs on the pulsar dispersion measures and to estimate physical parameters of ionized gas responsible for the absorption observed. Thus, it was found that: (1) the same component of the interstellar ionized gas (HII regions) is responsible for thermal galactic background, thermal low-frequency absorption of SNR radio emission, and for pulsar dispersion measure; (2) distribution of this ionized gas has cloudy structure with a low filling factor (clouds occupy 1 - 3% of the Galaxy volume); (3) parameters of the clouds are: electron temperature 2600 - 8800 K, electron density  $1.6 - 8.3 \text{ cm}^{-3}$ , total line-of-sight extension of the HII regions from 28 to 200 pc, sizes of individual regions - between 10 and 100 pc. The HII regions, observed at optical wavelengths in the solar neighborhood and at microwaves in the outer part of the Galaxy, have similar parameters.

УДК 524.6

## СТАТИСТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ КОНДЕНСАЦИИ

© 1995 г. А. А. Вьюга

Гос. Университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 22.11.94 г.

Для исследования структурности поля Галактики и Метагалактики предлагается использовать статистическую величину

$$\mathfrak{A}_k = \left( \frac{2}{N} \right)^{-1} \sum_{1 \leq i < j \leq N} (|x_i - x_j| + |y_i - y_j|)^k \quad (N \geq 2),$$

представляющую собой среднее значение всех попарных расстояний между  $N$  объектами в наблюдаемой плоской квадратной площадке  $a \times a$ . В предположении, что объекты в площадке независимы между собой, распределены равномерно и одинаково, получены характеристические функции и функции распределения случайной величины  $\eta = (\mathfrak{A} - M\mathfrak{A})/\sigma_N$  и составлена таблица точных критических значений для  $N \leq 22$ . Величина  $\mathfrak{A}$  чувствительна к структурностям типа "сгущение-разрежение" и инвариантна к сдвигу, повороту и изменению масштаба (так что контур площадки по отношению к исследуемой совокупности объектов можно располагать произвольным образом).

Наблюдаемое поле Галактики и Метагалактики является неоднородным и обнаруживает разнообразные черты структурности. В одних случаях это результат случайной флуктуации или оптического наложения, в других – реальное образование. Для выделения реальных структурностей и последующего их исследования эффективно использование статистической величины [1 - 4]

$$\mathfrak{A}_k = \left( \frac{2}{N} \right)^{-1} \sum_{1 \leq i < j \leq N} l_{ij}^k, \quad (1)$$

$$l_{ij} = |x_i - x_j| + |y_i - y_j| \quad (N \geq 2),$$

представляющей собой среднее значение всех попарных расстояний между  $N$  объектами в наблюдаемой квадратной площадке  $a \times a$ ; параметр  $k$  играет роль регулятора чувствительности критерия к точности измерения координат.

Предположим, что объекты в площадке независимы между собой, распределены равномерно и одинаково, т.е. совместное распределение их координат есть

$$F(dx_1, dy_1, \dots, dx_N, dy_N) = dx_1 dy_1 \dots dx_N dy_N, \quad (2)$$

$$0 \leq x_i, y_i \leq a, \quad N \geq 2.$$

Величина (1) чувствительна к структурностям типа "сгущение-разрежение" и инвариантна к сдвигу, повороту и изменению масштаба, поэтому без умаления общности можно считать, что параметр  $a$  равен 1 (размеры площадки) и можно контур площадки по отношению к исследуемой совокупности объектов располагать произвольным образом.

Далее ограничимся случаем  $k = 1$ , случайную величину (1) обозначим просто  $\mathfrak{A}$ . Вычисляем среднее и стандарт [4]:

$$M(\mathfrak{A}) = \frac{2}{3}, \quad \sigma_N^2 = \frac{2N+6}{45N(N-1)}. \quad (3)$$

Ниже будет показано, что область возможных значений  $\mathfrak{A}_k$  при  $k = 1$

$$0 \leq \mathfrak{A} \leq \frac{N}{N-1}, \quad N = 2n, \quad (4)$$

$$0 \leq \mathfrak{A} \leq \frac{N+1}{N}, \quad N = 2n+1.$$

Введем теперь обозначение

$$X = \sum_{1 \leq i < j \leq N} |x_i - x_j|, \quad Y = \sum_{1 \leq i < j \leq N} |y_i - y_j|. \quad (5)$$

Очевидно, что случайные величины  $X$  и  $Y$  независимы и одинаково распределены и

$$\mathfrak{A} = \left( \frac{2}{N} \right)^{-1} (X + Y). \quad (6)$$

Если число объектов в площадке велико ( $N \rightarrow \infty$ ), то в силу центральной предельной теоремы для зависимых слагаемых [5]

$$P\left(\eta = \frac{|\mathfrak{A} - M(\mathfrak{A})|}{\sigma_N} \leq |z|\right) \rightarrow 1 - \Phi(|z|). \quad (7)$$

Если  $N$  мало и точности (7) недостаточно, то это выражение можно асимптотически уточнить с помощью семиинвариантов [4, 6].

Для  $N = 2, 3, \dots$  найдем точные функции распределения случайной величины  $\eta$ , а по ним и доверительный интервал. Таким образом, вместо (7) будет предложена таблица точных критических значений  $\eta$  для всех  $N$ .

Вычислим характеристическую функцию случайной величины  $X$ . Очевидно,

$$\begin{aligned} \Phi_N(p) &= \\ &= \int_0^1 \dots \int_0^1 \exp\left(p \sum_{1 \leq i < j \leq N} |x_i - x_j|\right) dx_1 dx_2 \dots dx_N. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь и в дальнейшем  $p = t\sqrt{-1}$ . Для различного числа объектов в площадке характеристические функции различны.

Понятно, что без умаления общности можно считать

$$x_1 \geq x_2 \geq \dots \geq x_N, \quad (9)$$

так как это связано только с переобозначением переменных интегрирования в (8); подынтегральное выражение при этом остается неизменным.

Таким образом,

$$\begin{aligned} \Phi_N(p) &= N! \int_0^1 dx_1 \int_0^{x_1} dx_2 \dots \int_0^{x_{N-1}} dx_N \times \\ &\times \exp\left(p \sum_{1 \leq i < j \leq N} (x_i - x_j)\right). \end{aligned} \quad (10)$$

Это можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \Phi_N(p) &= \frac{N!}{p^N} \int_0^p dx_1 \int_0^{x_1} dx_2 \dots \int_0^{x_{N-1}} dx_N \times \\ &\times \exp\left(\sum_{j=1}^N (N+1-2j)x_j\right) \quad (N \geq 2). \end{aligned} \quad (11)$$

Предположим, что характеристическая функция  $\Phi_N(p)$  вычислена. Тогда характеристическая функция

случайной величины  $X + Y = \binom{2}{N} \mathcal{A}$  будет

$$(\Phi_N(p))^2. \quad (12)$$

Показатели экспоненты в выражении (11) имеют вид:

$$\begin{aligned} N = 2 & \quad x_1 - x_2 \\ N = 3 & \quad 2x_1 - 2x_3 \\ N = 4 & \quad 3x_1 + x_2 - x_3 - 3x_4 \\ N = 5 & \quad 4x_1 + 2x_2 - 2x_4 - 4x_5. \end{aligned} \quad (13)$$

Пусть  $N = 2$ . Вычисляем

$$\Phi_2(p) = \frac{2!}{p^2} \int_0^p dx_1 \int_0^{x_1} dx_2 e^{(x_1 - x_2)} = \frac{2}{p^2} (e^p - p - 1), \quad (14)$$

откуда

$$(\Phi_2(p))^2 = \frac{4}{p^2} + \frac{8}{p^3} + \frac{4}{p^4} + \left(-\frac{8}{p^3} - \frac{8}{p^4}\right) e^p + \frac{4}{p^4} e^{2p}. \quad (15)$$

Пусть  $N = 3$ . Тогда

$$\begin{aligned} \Phi_3(p) &= \frac{3!}{p^3} \int_0^p e^{2x} dx \int_0^x dx \int_0^x e^{-2x} dx = \\ &= \frac{3}{2p^3} (1 + p + (-1 + p) e^{2p}), \end{aligned} \quad (16)$$

т.е.

$$\begin{aligned} (\Phi_3(p))^2 &= \left(\frac{9}{4p^4} + \frac{9}{2p^5} + \frac{9}{4p^6}\right) + \left(\frac{9}{2p^5} - \frac{9}{2p^6}\right) e^{2p} + \\ &+ \left(\frac{9}{4p^4} - \frac{9}{2p^5} + \frac{9}{4p^6}\right) e^{4p}. \end{aligned} \quad (17)$$

Для  $N = 4$  имеем

$$\begin{aligned} \Phi_4(p) &= \frac{4!}{p^4} \int_0^p e^{3x} dx \int_0^x e^x dx \int_0^x e^{-x} dx \int_0^x e^{-3x} dx = \\ &= \frac{1}{p^4} \left[ \left(-\frac{11}{18} - \frac{2}{3}p\right) + \left(-\frac{8}{9} - \frac{8}{3}p\right) e^{3p} + \frac{3}{2} e^{4p} \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Общий вид характеристической функции случайной величины  $X$  представляет собой

$$\Phi_N(p) = p^{-N} \sum_{v=0}^{[N/2]} (b_v + a_v p) e^{v(N-v)}. \quad (19)$$

Проследивая процесс интегрирования выражений (11) для различных  $N$ , находим

$$\begin{aligned} a_v &= (-1)^{N-1} \frac{\binom{v}{N}}{N!} (N-2v)^2 \\ &0 \leq v \leq [N/2]. \end{aligned} \quad (20)$$

В частности,

$$a_0 = (-1)^{N-1} \frac{N}{(N-1)!}, \quad (21)$$

$$a_1 = (-1)^{N-1} \frac{N(N-2)^2}{(N-1)!}. \quad (22)$$

и т.д. Кроме того, имеем общее выражение для  $b_n$ :

$$b_n = \begin{cases} \frac{(2n)!}{(n!)^4}, & N = 2n, \\ -\frac{2(2n+1)!}{(n-1)!((n+1)!)^3}, & N = 2n+1. \end{cases} \quad (23)$$

Коэффициенты  $b_v$ ,  $0 \leq v \leq n-1$ , можно получить из системы уравнений

$$\sum_{v=0}^{n-1} b_v [v(N-v)]^s = -b_n [n(N-n)]^s - s \sum_{v=0}^n a_v [v(N-v)]^{s-1}, \quad 0 \leq s \leq n-1, \quad (24)$$

которая следует из (19) при  $p \rightarrow 0$ .

Находим

$$\begin{aligned} \varphi_6(p) = p^{-6} & \left[ \left( -\frac{137}{3600} - \frac{1}{20}p \right) + \right. \\ & + \left( -\frac{31}{75} - \frac{4}{5}p \right) e^{5p} + \\ & \left. + \left( -\frac{5}{48} - \frac{5}{4}p \right) e^{8p} + \frac{5}{9} e^{9p} \right], \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \varphi_7(p) = p^{-7} & \left[ \left( \frac{48}{7200} + \frac{7}{730}p \right) + \right. \\ & + \left( \frac{35}{288} + \frac{35}{144}p \right) e^{6p} + \\ & \left. + \left( \frac{189}{800} + \frac{63}{80}p \right) e^{10p} + \left( -\frac{35}{96} + \frac{35}{144}p \right) e^{12p} \right], \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \varphi_8(p) = p^{-8} & \left[ \left( -\frac{121}{117600} - \frac{1}{630}p \right) + \right. \\ & + \left( -\frac{599}{22050} - \frac{2}{35}p \right) e^{7p} + \left( -\frac{49}{450} - \frac{14}{45}p \right) e^{12p} + \\ & \left. + \left( \frac{7}{450} - \frac{14}{15}p \right) e^{15p} + \frac{35}{288} e^{16p} \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Внешний вид характеристической функции постепенно усложняется по мере того, как увеличивается число объектов в наблюдаемой площадке.

Для восстановления функций распределения по коэффициентам характеристической функции заметим, что

$$\int_a^b P_m(x) e^{px} dx = \frac{e^{px}}{p} \sum_{k=0}^m (-1)^k \frac{P_m^{(k)}(x)}{p^k} \Big|_a^b. \quad (28)$$

Здесь  $P_m(x)$  – полином степени  $m$ ,  $P_m^{(k)}(x)$  – его производные.

Пусть  $N = 2$ . Тогда из (15) и (28) видно, что плотность распределения случайной величины  $X + Y$  представляет собой “склежку” двух полиномов:

$$f_2(x) = \begin{cases} ax + \frac{b}{2!}x^2 + \frac{c}{3!}x^3, & x \in [0, 1], \\ \frac{d}{3!}(2-x)^3, & x \in [1, 2], \end{cases} \quad (29)$$

где  $a, b, c, d$  – неопределенные постоянные, которые находим из условия, что

$$(\varphi_2(p))^2 = \int_0^1 f_2(x) e^{px} dx + \int_1^2 f_2(x) e^{px} dx. \quad (30)$$

Используя (28), (15), получаем

$$f_2(x) = \begin{cases} 4x - 4x^2 + \frac{2}{3}x^3, & x \in [0, 1], \\ \frac{2}{3}(2-x)^3, & x \in [1, 2]. \end{cases} \quad (31)$$

Отсюда функция распределения случайной величины  $X + Y = \binom{2}{N} \mathcal{U}$  при  $N = 2$  есть

$$F_2(x) = \begin{cases} 2x^2 - \frac{4}{3}x^3 + \frac{1}{6}x^4, & x \in [0, 1], \\ 1 - \frac{1}{6}(2-x)^4, & x \in [1, 2]. \end{cases} \quad (32)$$

Это гладкая функция. Лишь в точке  $x = 1$  имеется скачок в третьих и четвертых производных:

$$\begin{aligned} F_2^{(k)}(1-) &= F_2^{(k)}(1+), \quad k = 0, 1, 2, \\ F_2'''(1-) - F_2'''(1+) &= -8, \\ -F_2^{(4)}(1-) + F_2^{(4)}(1+) &= -8. \end{aligned} \quad (33)$$

Это видно по фрагменту характеристической функции (15):

$$\dots + \left( -\frac{8}{p^3} - \frac{8}{p^4} \right) e^p + \dots \quad (15')$$

Чередование знаков в (33) связано с множителем  $(-1)^k$  в (28). Из (17) и (28) следует, что функция распределения случайной величины  $X + Y$  в случае трех объектов в площадке также состоит из двух фрагментов – они представляют собой полиномы на отрезках  $[0, 2]$  и  $[2, 4]$  соответственно.

По фрагменту характеристической функции (17)

$$(\varphi_3(p))^2 = \left( \frac{9}{4p^4} + \frac{9}{2p^5} + \frac{9}{4p^6} \right) + \dots$$

понятно, что на отрезке  $[0, 2]$  функция распределения случайной величины  $X + Y$  есть

$$F_3(x) = \frac{9}{4 \times 4!} x^4 - \frac{9}{2 \times 5!} x^5 + \frac{9}{4 \times 6!} x^6, \quad (34)$$

$$x \in [0, 2],$$

а по фрагменту (17)

$$\dots + \left( \frac{9}{4p^4} - \frac{9}{2p^5} + \frac{9}{4p^6} \right) e^{4p} \quad (17'')$$

с помощью (28) заключаем, что

$$F_3(x) = 1 - \frac{9}{4 \times 4!} (4-x)^4 + \frac{9}{2 \times 5!} (4-x)^5 - \frac{9}{4 \times 6!} (4-x)^6, \quad (35)$$

$$x \in [2, 4].$$

Пусть  $N = 4$ . Тогда

$$(\varphi_4(p))^2 = \left( \frac{4}{9p^6} + \frac{22}{27p^7} + \frac{121}{324p^8} \right) + \left( \frac{32}{9p^6} + \frac{40}{9p^7} + \frac{88}{61p^8} \right) e^{3p} + \left( -\frac{2}{p^7} - \frac{11}{6p^8} \right) e^{4p} + \left( \frac{61}{9p^6} + \frac{128}{27p^7} + \frac{64}{81p^8} \right) e^{6p} + \left( -\frac{8}{p^7} - \frac{8}{3p^8} \right) e^{7p} + \frac{9}{4p^8} e^{8p}. \quad (36)$$

Аналогично предыдущему, ввиду (28), этой характеристической функции отвечает разбивание области определения функции распределения на отрезки:

$$[0, 3] \cup [3, 4] \cup [4, 6] \cup [6, 7] \cup [7, 8] \quad (37)$$

(см. последовательность показателей экспоненты в (36)).

Чтобы не записывать функцию распределения в виде громоздкой “склейки” фрагментов, воспользуемся таким обозначением:

пользуемся таким обозначением:

$$[a] = \begin{cases} a, & a \geq 0, \\ 0, & a \leq 0. \end{cases} \quad (38)$$

Выражения (36) и (28) дают следующее представление функции распределения, если восстанавливать ее, начиная с крайнего левого фрагмента (36):

$$P\left(\left(\frac{2}{N}\right)\mathfrak{A} \leq x\right) = \frac{4}{9 \times 6!} x^6 - \frac{22}{27 \times 7!} x^7 + \frac{121}{324 \times 8!} x^8 + \frac{32}{9 \times 6!} [x-3]^6 - \frac{40}{9 \times 7!} [x-3]^7 + \frac{88}{81 \times 8!} [x-3]^8 + \frac{2}{7!} [x-4]^7 + \frac{11}{6 \times 8!} [x-4]^8 + \frac{64}{9 \times 6!} [x-6]^6 - \frac{128}{27 \times 7!} [x-6]^7 + \frac{64}{81 \times 8!} [x-6]^8 + \frac{8}{7!} [x-7]^7 + \frac{8}{3 \times 8!} [x-7]^8 (= F_4(x)), \quad (39)$$

$$0 \leq x \leq 8.$$

Точно так же функцию распределения можно было бы восстанавливать по характеристической функции (36), начиная не с  $x = 0$ , а с  $x = 8$ . Получаем

$$P\left(\left(\frac{2}{N}\right)\mathfrak{A} \geq x\right) = \frac{9}{4 \times 8!} [8-x]^8 - \frac{8}{7!} [7-x]^7 - \frac{8}{3 \times 8!} [7-x]^8 + \frac{64}{9 \times 6!} [6-x]^6 + \frac{128}{27 \times 7!} [6-x]^7 + \frac{64}{81 \times 8!} [6-x]^8 - \frac{2}{7!} [4-x]^7 - \frac{11}{6 \times 8!} [4-x]^8 + \frac{32}{9 \times 6!} [3-x]^6 + \frac{40}{9 \times 7!} [3-x]^7 + \frac{88}{81 \times 8!} [3-x]^8 (= 1 - F_4(x)). \quad (40)$$

$$0 \leq x \leq 8.$$

Выражения (39) и (40) совершенно эквивалентны, в чем можно убедиться непосредственно.

Итак, общее правило восстановления функции распределения по характеристической функции  $X + Y$  заключается в следующем: элементу  $\frac{a}{p^k} e^{mp}$  характеристической функции отвечает элемент  $\frac{a}{k!} [m-x]^k$  функции распределения.

С увеличением числа объектов функции распределения становятся все более необозримыми, однако, чтобы получить критические значения (границы доверительного интервала), нет необ-

ходимости выписывать функции распределения полностью. Достаточно взять правое и левое крыло. Так, для  $N = 5$  имеем

$$P\left(\binom{2}{N} \mathfrak{A} \leq x\right) = \frac{25}{576 \times 8!} x^8 - \frac{125}{1728 \times 9!} x^9 + \frac{625}{20736 \times 10!} x^{10} \quad (41)$$

$(0 \leq x \leq 4),$

$$P\left(\binom{2}{N} \mathfrak{A} \geq x\right) = \frac{25}{36 \times 8!} [12 - x]^8 - \frac{50}{27 \times 9!} [12 - x]^9 + \frac{100}{81 \times 10!} [12 - x]^{10} + \frac{25}{8 \times 8!} [10 - x]^8 + \frac{125}{48 \times 9!} [10 - x]^9 - \frac{25}{12 \times 10!} [10 - x]^{10} \quad (42)$$

$(12 \geq x \geq 8),$

и этого вполне хватает, так как

$$P\left(\binom{2}{N} \mathfrak{A} \leq 4\right) = 3 \times 10^{-2}, \quad (43)$$

$$P\left(\binom{2}{N} \mathfrak{A} \geq 8\right) = 2 \times 10^{-1},$$

что превосходит уровень значимости 0.02.

Приведем еще вероятности больших уклонений для шести объектов в площадке:

$$P\left(\binom{2}{N} \mathfrak{A} \leq x\right) = \frac{1}{400 \times 10!} x^{10} - \frac{137}{3600 \times 11!} x^{11} + \frac{18769}{12960 \times 12!} x^{12} + \frac{2}{25 \times 10!} [x - 5]^{10} - \frac{23}{225 \times 11!} [x - 5]^{11} + \frac{4247}{135000 \times 12!} [x - 5]^{12} \quad (44)$$

$(0 \leq x \leq 8),$

$$P\left(\binom{2}{N} \mathfrak{A} \geq x\right) = \frac{25}{65 \times 12!} [18 - x]^{12} - \frac{25}{18 \times 11!} [17 - x]^{11} - \frac{25}{216 \times 12!} [17 - x]^{12} + \frac{25}{16 \times 10!} [16 - x]^{10} + \frac{25}{96 \times 11!} [16 - x]^{11} + \frac{25}{2304 \times 12!} [16 - x]^{12} - \frac{8}{9 \times 11!} [14 - x]^{11} - \frac{62}{135 \times 12!} [14 - x]^{12} \quad (45)$$

$(18 \geq x \geq 13).$

Аналогичным образом можно записать выражения для  $N = 7, 8$  и т.д.

Из (13) или из (19) сразу видно, что максимальное возможное значение случайной величины при  $N = 2n$  равно  $n^2$ , а при  $N = 2n + 1$  оно равно  $(n + 1)n$ , так что

$$0 \leq X + Y \leq 2n^2, \quad N = 2n, \quad (46)$$

$$0 \leq X + Y \leq 2(n + 1)n, \quad N = 2n + 1.$$

Область возможных значений случайной величины  $X + Y$  состоит из множества подынтервалов, на каждом из которых функция распределения имеет свой вид. Число подынтервалов увеличивается с ростом  $N$ . Вблизи  $x = 0$  подынтервалы протяженные, длина наибольшего равна  $N - 1$ . Вблизи  $x = \max$  они либо единичной длины ( $N = 2n + 1$ ), либо длины 2 (если  $N = 2n$ ). Это связано с формой площадки, так как случайная величина  $X + Y = \max$ , когда объекты группируются по ее углам, что напоминает интерференцию. При переходе от одного подынтервала к следующему функция распределения меняется гладко, но имеет место скачок в производных порядка  $2N - 2, 2N - 1, 2N$ .

При  $x \rightarrow 0$  имеем  $F_N(x) \sim x^{2(N-1)}$ . Объясняется

это тем, что  $\binom{2}{N} \mathfrak{A} \rightarrow 0$  тогда, когда объекты группируются почти в одной точке. Вероятность этого ввиду (2) имеет порядок  $(dx dy)^N$ , а так как точка произвольна в квадрате  $1 \times 1$ , то и получаем  $(dx dy)^{N-1}$ .

Очевидно, что область возможных значений случайной величины

$$\eta = \frac{\mathfrak{A} - \frac{2}{3}}{\sigma_N}$$

есть (см. (46))

$$-\frac{2}{3\sigma_N} \leq \eta \leq \frac{N+2}{3(N-1)\sigma_N}, \quad N = 2n, \quad (47)$$

$$-\frac{2}{3\sigma_N} \leq \eta \leq \frac{N+3}{3N\sigma_N}, \quad N = 2n + 1,$$

и ее критические значения связаны с критическими значениями случайной величины  $\binom{2}{N} \mathfrak{A}$  соотношением

$$\eta_{кр} = \sigma_N^{-1} \left( \binom{2}{N} x_{кр} - \frac{2}{3} \right). \quad (48)$$

В таблице приведены минимум и максимум случайной величины  $\eta$  и ее критические значения для уровней значимости  $\alpha = 0.01, 0.001$  и  $0.0001$  и  $N \leq 22$  ( $\eta < 0$  означает сгущение,  $\eta > 0$  — разрежение). Таблица должна быть продолжена вплоть до та-

Критические значения случайной величины  $\eta_N = \frac{A - MA}{\sigma_N}$

$N$	min max	$\alpha = 0.02$	$\alpha = 0.01$	$\alpha = 0.001$	$\alpha = 0.0001$
2	-2.000 4.000	-1.689 2.234	-1.783 2.515	-1.932 3.165	-1.979 3.530
3	-3.162 3.162	-1.997 1.997	-2.197 2.197	-2.636 2.636	-2.871 2.871
4	-4.140 4.140	-2.093 1.931	-2.343 2.136	-2.955 2.655	-3.349 3.027
5	-5.000 4.000	-2.130 1.918	-2.404 2.127	-3.115 2.651	-3.614 3.013
6	-5.774 4.619	-2.147 2.915	-2.434 2.125	-3.201 2.658	-3.770 3.037
7	-6.481 4.629	-2.156 1.915	-2.449 2.127	-3.250 2.671	-3.865 3.063
8	-7.136 5.096	-2.159 1.917	-2.457 2.132	-3.279 2.685	-3.924 3.088
9	-7.746 5.163	-2.161 1.920	-2.461 2.137	-3.297 2.699	-3.963 3.112
10	-8.321 5.547	-2.160 1.923	-2.463 2.142	-3.308 2.712	-3.988 3.134
11	-8.864 5.641	-2.160 1.926	-2.463 2.147	-3.314 2.724	-4.005 3.154
12	-9.381 5.970	-2.158 1.830	-2.462 2.152	-3.317 2.736	-4.016 3.173
13	-9.874 6.078	-2.157 1.933	-2.461 2.157	-3.319 2.746	-4.023 3.190
14	-10.347 6.367	-2.155 1.936	-2.459 2.161	-3.319 2.756	-4.027 3.205
15	-10.801 6.481	-2.153 1.939	-2.458 2.165	-3.318 2.766	-4.029 3.220
16	-11.239 6.743	-2.152 1.941	-2.456 2.169	-3.317 2.774	-4.030 3.234
17	-11.662 6.860	-2.150 1.944	-2.454 2.173	-3.315 2.782	-4.030 3.246
18	-12.071 7.101	-2.148 1.946	-2.452 2.176	-3.313 2.789	-4.029 3.258
19	-12.468 7.218	-2.147 1.949	-2.450 2.180	-3.311 2.796	-4.027 3.269
20	-12.854 7.442	-2.145 1.951	-2.448 2.183	-3.309 2.803	-4.025 3.279
21	-13.229 7.559	-2.144 1.953	-2.446 2.186	-3.306 2.809	-4.023 3.289
22	-13.594 7.768	-2.143 1.955	-2.445 2.189	-3.304 2.815	-4.021 3.298
$\infty$	$-\infty$ $+\infty$	-2.054 2.054	-2.326 2.326	-3.090 3.090	-3.719 3.719

ких  $N$ , когда отличие от гауссовских критических значений становится несущественным.

С другой стороны, в области больших  $N$  для вычисления критических значений можно использовать семинварианты. Общий вид семинварианта, как и в [4], есть

$$\chi^{(n)}(\eta_N) = \frac{a_1 N^{n-1} + a_2 N^{n-2} + \dots + a_n}{(N+3)^{n/2} (N^2-N)^{n/2-1}}. \quad (49)$$

Числовые коэффициенты находим, вычислив моменты случайной величины  $X$  по ее характеристическим функциям. Так, получаем

$$\chi^{(3)}(\eta_N) = -\frac{2\sqrt{10}}{7} \frac{N^2 + 2N - 15}{(N+3)^{3/2} (N^2-N)^{1/2}}. \quad (50)$$

$$\chi^{(4)}(\eta_N) = \frac{3N^3 - 7N^2 - 165N + 315}{7(N+3)^2 (N^2-N)}, \quad (51)$$

$$\chi^{(5)}(\eta_N) = \frac{6\sqrt{10}N^4 + 8N^3 + 126N^2 - 732N + 945}{77(N+3)^{5/2} (N^2-N)^{3/2}}, \dots \quad (52)$$

Построение функций распределения критерия конденсации для малых  $N$  и аппроксимация функций распределения с помощью семинвариантов для больших  $N$  дает полное решение задачи о критерии конденсации в плоской квадратной площадке с равномерным априорным распределением независимых и одинаковых объектов в ней. После того, как будет составлена таблица критических значений для всех  $N$ , остается использовать критерий для исследования структурностей по наблюдаемому материалу.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агекян Т.А. // Вестн. ЛГУ. 1982. № 13. С. 77.
2. Агекян Т.А., Якимов С.П. // Астрон журн. 1986. Т. 63. Вып. 2. С. 214.
3. Вьюга А.А. // Вестн. ЛГУ. 1989. № 22. С. 87.
4. Вьюга А.А. // Вестн. СПб. ун-та. 1992. № 15. С. 70.
5. Лозв М. Теория вероятностей. М., 1962. 719 с.
6. Петров В.В. Суммы независимых случайных величин. М.: Наука, 1972. 413 с.

### Statistical Condensation Criterion

© 1995 г. А. А. V'yuga

To study the structure of the field of the Galaxy, it is suggested to use statistical quantity

$$\mathfrak{U}_k = \left( \frac{2}{N} \right)^{-1} \sum_{1 \leq i \leq j \leq N} (|x_i - x_j| + |y_i - y_j|)^k \quad (N \geq 2),$$

which is the mean of all mutual distances between  $N$  objects in an observed plane square area  $a \times a$ . Under the assumption that objects in this area are independent of each other, are uniformly and identically distributed, characteristic function and distribution functions are derived for the quantity  $\eta = (\mathfrak{U} - M\mathfrak{U})/\sigma_N$  and a table of exact critical values for  $N \leq 22$  is compiled. Quantity  $\mathfrak{U}$  is sensitive to structure of the condensation-rarefaction type and is invariant with respect to translation, rotation, and scale change (therefore, the area boundary can be located arbitrarily with respect to the sample of objects studied).



УДК 524.7

## СТАТИСТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ОСНОВНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИК

© 1995 г., В. В. Костюнин

*Институт астрономии, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15.06.94 г.

Проанализированы статистические связи между основными параметрами дисковых галактик — радиусом, массой и всей галактики и ее различных компонент (молекулярного и атомарного водорода, всего газа, пыли), светимостями в голубом и далеком инфракрасном диапазонах и поверхностными плотностями этих величин. В качестве материала для анализа взяты данные по 63 дисковым галактикам. Из всех возможных двух- и трехмерных линейных соотношений между логарифмами этих величин выбраны зависимости с высоким коэффициентом корреляции, определены их параметры. Некоторые из корреляций сравнивались с соответствующими предсказаниями однозонной модели эволюции дисковой галактики. Другие взаимосвязи рассматривались с точки зрения свойств межзвездной среды галактики. Обнаружено удовлетворительное соответствие между теорией и наблюдениями, предложены пути улучшения эволюционных моделей. Дано описание использованного для статистического анализа метода линейной ортогональной регрессии.

### ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день изучено несколько тысяч галактик. У многих из них различимы отдельные детали, однако для большинства из них определены только основные параметры, такие как масса, радиус, светимость в различных диапазонах, содержание составляющих (пыли, газа и звезд) и др. Установлению связи между этими величинами мешает отсутствие единой общепризнанной теории образования и эволюции галактик. Поэтому анализ наблюдений глобальных характеристик сводился в основном к отысканию статистических закономерностей между ними. В качестве примера можно привести статью [1]. В этой работе автор на основе кросс-корреляционного анализа данных по спиральным галактикам предлагает различные варианты объективных классификационных систем и критерии оценки их эффективности.

Настоящая статья не претендует на полноту используемого материала и его анализа. Тем не менее, применяемая здесь методика статистической обработки данных отличается от общепринятой. Как нам представляется, соображения, обусловившие ее выбор, являются принципиальными, и могут быть приняты во внимание в аналогичных случаях статистического анализа. Мы рассматриваем здесь все возможные случаи парных, а также обычно редко изучаемых тройных связей.

Некоторые корреляции, полученные при обработке материала, мы сравниваем с предсказаниями довольно простой однозонной модели эволюции дисковой галактики. Она была предложена в работах Фирмана и Тутукова [2, 3]. К

сожалению, ее упрощенность не позволила нам добиться достаточно хорошего совпадения эмпирических и теоретических результатов. Поэтому после обзора возможных причин расхождений мы предлагаем пути усовершенствования модели.

Раздел 1 содержит описание источника наблюдательных данных. В разделе 2 излагаются основные принципы используемой нами статистической методики. В разделах 3 и 4 приводятся методы, по которым отбирались для изучения парные и тройные корреляции, соответственно. В разделе 5 кратко описываются основные положения эволюционной модели дисковой галактики и даются ее теоретические следствия, которые в разделе 6 сравниваются с аналогичными закономерностями, полученными статистически. И наконец, раздел 7 посвящен рассмотрению оставшихся зависимостей. В Приложении приводятся таблицы наблюдательных данных, коэффициенты и их погрешности двух- и трехмерных взаимосвязей, а также подробно рассказывается об используемом методе статистической обработки данных.

### 1. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В наших вычислениях использовались глобальные характеристики 63-х дисковых галактик. Все они взяты из работы Sage [4]. Этот источник был выбран нами по двум причинам. Во-первых, автор тщательно отобрал весь свой материал из нескольких каталогов и подверг его большой критической обработке. Во-вторых, им была определена по собственным наблюдениям линий

СО масса молекулярного водорода  $H_2$  – важный для нашей работы параметр галактики.

В своей работе Саге приводит следующие характеристики галактик: каталог и номер галактики в нем, ее угловой диаметр, плотность потока излучения на волне 100 мкм, температуру холодной компоненты пыли, светимость в далеком инфракрасном диапазоне (от 42.5 до 122.5 мкм), светимость в голубом свете, массу нейтрального водорода HI, динамическую массу галактики, массу молекулярного водорода  $H_2$ .

Пользуясь этими данными, мы рассчитали необходимые для нашего анализа параметры. Они приведены в табл. 1. Первый столбец таблицы содержит порядковый номер галактики по каталогу, а затем идут логарифмы следующих величин: (2) – расстояния до галактики  $R$  в Мпс и отношения светимостей в далеком инфракрасном диапазоне и в голубом свете  $L_{FIR}/L_B$ ; (3) – динамической массы галактики  $M$  в  $M_\odot$  и полной поверхностной плотности  $\Sigma$ , в  $M_\odot/pc^2$ ; (4) – массы нейтрального водорода  $M_{HI}$  в  $M_\odot$  и его поверхностной плотности  $\Sigma_{HI}$ , в  $M_\odot/pc^2$ ; (5) – массы молекулярного водорода  $M_{H_2}$  в  $M_\odot$  и его поверхностной плотности  $\Sigma_{H_2}$ , в  $M_\odot/pc^2$ ; (6) – массы молекулярного водорода  $M_{H_2}$  в  $M_\odot$  и его поверхностной плотности  $\Sigma_{H_2}$ , в  $M_\odot/pc^2$ ; (7) – массы газа в галактике  $M_g$  в  $M_\odot$  и соответствующей поверхностной плотности  $\Sigma_g$ , в  $M_\odot/pc^2$ ; (8) – массы пыли  $M_d$ , в  $M_\odot$  и ее поверхностной плотности  $\Sigma_d$ , в  $M_\odot/pc^2$ ; (9) – светимости в голубом свете  $L_B$  в  $L_\odot$ ; и соответствующей поверхностной плотности  $\Sigma_B$ , в  $L_\odot/pc^2$ ; (10) – светимости в далеком инфракрасном диапазоне  $L_{FIR}$ , в  $L_\odot$  и ее поверхностной плотности  $\Sigma_{FIR}$ , в  $L_\odot/pc^2$ .

При получении указанных параметров из таблиц Саге использованы следующие соотношения:

$$R = rD \frac{\pi}{5400},$$

где  $r$  – расстояние до галактики в Мпс,  $D$  – угловой диаметр в угл. мин;

$$M_g = M_{HI} + M_{H_2},$$

$$\Sigma = \frac{M}{S}, \quad \Sigma_{HI} = \frac{M_{HI}}{S}, \quad \Sigma_{H_2} = \frac{M_{H_2}}{S},$$

$$\Sigma_g = \frac{M_g}{S}, \quad \Sigma_B = \frac{M_B}{S}, \quad \Sigma_{FIR} = \frac{M_{FIR}}{S},$$

где  $S = \pi R^2$  – площадь галактического диска;

$$M_d = 5R^2 S_{100} [\exp(144/T_d) - 1],$$

где  $S_{100}$  – плотность потока излучения на 100 мкм,  $T_d$  – температура холодной компоненты пыли в диске.

## 2. МЕТОДИКА СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА МАТЕРИАЛА

Итак, мы имеем ряды наблюдений некоторых физических характеристик галактик. Законы, связывающие их, заранее не известны. Поэтому, как это часто делается в астрофизике, мы будем искать линейные зависимости между их логарифмами.

Чаще всего для этого решается задача простой линейной регрессии. Выбирается несколько параметров, один из которых ставится в качестве зависимого от других, тогда как последние полагаются независимыми. Затем находится линейная функция независимых величин, наилучшим образом приближающая зависимый. Критерием здесь берется обращение в минимум суммы квадратов разностей между значениями этой функции в точках измерений и значениями приближаемого параметра. Это хорошо известный метод наименьших квадратов (МНК). Метод называют также по числу независимых параметров одно-, двухпараметрическим, и т.д.

Однако при строгом обосновании метода простой линейной регрессии в теории математической статистики делается ряд предположений. В частности, величиной, определяемой со случайными ошибками, является только зависимая переменная, остальные же считаются известными точно. Поэтому этот способ корректно применять только в двух случаях. Первый – при обработке результатов эксперимента, в котором есть точно задаваемые вначале значения и измеряемая на выходе величина. Второй – при обработке результатов наблюдений, когда ошибки измерения одной характеристики значительно превышают погрешность определения других.

В астрономических каталогах точность величин указывается весьма редко, поэтому для ее поиска приходится обращаться к специальной литературе. В нашем же случае данные собраны из разных каталогов и, следовательно, определялись с разной точностью. Сбор и учет всех ошибок измерений потребовал бы значительного труда. Различие в погрешности данных можно учесть путем введения весовых коэффициентов, но это также весьма сильно усложнило бы задачу. Поэтому для простоты анализа в нашей работе мы приняли, что все величины определены с одинаковой степенью точности.

Однако в этом случае для построения линейной функции, наилучшим образом описывающей связь между параметрами, необходимо применять метод не простой, а ортогональной линейной регрессии. Его отличие состоит в том, что минимизируется сумма квадратов отклонений по перпендикуляру, опущенному из измеренной точки на прямую (т.е. геометрических расстояний между точками и прямой). Подробнее о нахождении

Таблица 1. Параметры галактик

Галактика*	$\lg R^{**}$ $\lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_B}$	$\lg M$ $\lg \Sigma$	$\lg M_{\text{HI}}$ $\lg \Sigma_{\text{HI}}$	$\lg M_{\text{H}_2}$ $\lg \Sigma_{\text{H}_2}$	$\lg M_g$ $\lg \Sigma_g$	$\lg M_d$ $\lg \Sigma_d$	$\lg L_B$ $\lg \Sigma_B$	$\lg L_{\text{FIR}}$ $\lg \Sigma_{\text{FIR}}$
N628	4.013	11.041	9.978	9.279	10.057	6.563	10.301	9.623
	-0.678	2.519	1.455	0.756	1.534	-1.959	1.778	1.101
N672	3.786	10.415	9.322	7.322	9.327	5.253	9.623	8.544
	-1.079	2.346	1.253	-0.747	1.258	-2.816	1.554	0.475
N891	4.123	11.279	9.968	9.699	10.155	7.072	10.146	10.079
	-0.067	2.536	1.226	0.956	1.413	-1.671	1.404	1.337
N925	4.169	10.820	9.820	8.771	9.857	6.240	10.041	9.176
	-0.865	14.984	0.984	-0.065	1.021	-2.595	1.206	0.340
Maff2	3.296	10.301	8.949	8.204	9.021	6.009	0.000***	9.301
	0.000	3.211	1.860	1.115	1.932	-1.080	0.000	2.211
N1058	3.690	9.820	9.176	8.146	9.215	5.727	9.301	8.681
	-0.620	1.943	1.299	0.269	1.338	-2.150	1.424	0.804
IC342	4.199	11.301	10.041	9.732	10.215	6.645	10.785	9.881
	-0.905	2.405	1.146	0.837	1.319	-2.251	1.889	0.985
N1560	3.491	9.623	8.716	6.602	8.719	4.255	8.724	7.568
	-1.156	2.144	1.237	-0.877	1.240	-3.224	1.245	0.089
N2403	4.116	10.806	9.792	8.041	9.800	6.135	10.041	9.279
	-0.763	2.076	1.063	-0.688	1.070	-2.594	1.312	0.549
N2683	3.770	10.845	8.792	8.362	8.929	6.022	9.748	8.833
	-0.916	2.808	0.756	0.325	0.893	-2.014	1.711	0.796
N2903	3.962	10.996	9.255	9.114	9.491	6.465	10.114	9.623
	-0.491	2.574	0.834	0.693	1.070	-1.956	1.693	1.202
N2976	3.148	9.322	7.740	7.146	7.839	4.811	8.613	7.959
	-0.654	2.530	0.948	0.354	1.046	-1.982	1.820	1.167
N3031	3.982	11.176	9.398	8.146	9.422	6.219	10.230	9.322
	-0.908	2.715	0.937	-0.315	0.960	-2.243	1.769	0.861
N3184	3.971	10.756	9.362	9.079	9.544	6.164	9.898	9.146
	-0.751	2.316	0.922	0.639	1.104	-2.276	1.458	0.706
N3274	3.212	9.602	8.672	6.833	8.678	4.206	8.556	7.748
	-0.808	2.680	1.750	-0.089	1.757	-2.716	1.635	0.826
N3344	3.768	10.826	9.255	8.465	9.321	5.411	9.556	8.785
	-0.771	2.794	1.223	0.433	1.288	-2.621	1.524	0.753
N3351	3.910	10.756	8.919	8.806	9.167	5.823	9.869	9.279
	-0.590	2.439	0.602	0.489	0.850	-2.494	1.552	0.962
N3368	3.864	10.987	9.204	8.903	9.380	5.976	10.000	9.079
	-0.921	2.762	0.980	0.679	1.156	-2.249	1.776	0.855
N3486	3.810	10.623	9.279	8.230	9.316	5.608	9.602	8.716
	-0.886	2.506	1.161	0.113	1.199	-2.510	1.485	0.599
N3521	4.041	11.255	9.531	9.477	9.806	6.504	10.114	9.663
	-0.451	2.676	0.952	0.898	1.227	-2.075	1.534	1.083
N3593	3.505	10.146	8.000	8.342	8.505	5.433	8.964	8.982
	0.018	2.639	0.493	0.835	0.998	-2.074	1.456	1.475

Таблица 1. Продолжение

Галактика*	$\lg R^{**}$ $\lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_B}$	$\lg M$ $\lg \Sigma$	$\lg M_{\text{HI}}$ $\lg \Sigma_{\text{HI}}$	$\lg M_{\text{H}_2}$ $\lg \Sigma_{\text{H}_2}$	$\lg M_g$ $\lg \Sigma_g$	$\lg M_d$ $\lg \Sigma_d$	$\lg L_B$ $\lg \Sigma_B$	$\lg L_{\text{FIR}}$ $\lg \Sigma_{\text{FIR}}$
N3623	3.825	10.996	8.519	8.342	8.740	6.081	10.079	8.663
	-1.416	2.848	0.371	0.195	0.592	-2.067	1.931	0.515
N3627	3.821	10.826	8.813	9.279	9.407	6.431	10.041	9.681
	-0.360	2.687	0.674	1.139	1.267	-1.709	1.902	1.542
N3628	4.074	11.204	9.580	9.342	9.778	6.465	10.146	9.740
	-0.406	2.558	0.934	0.696	1.132	-2.181	1.500	1.094
N4020	3.321	9.681	8.301	7.322	8.344	4.793	8.851	8.079
	-0.772	2.542	1.162	0.183	1.205	-2.347	1.712	0.940
N4062	3.729	10.531	8.716	8.362	8.875	5.970	9.477	8.785
	-0.692	2.576	0.760	0.406	0.919	-1.986	1.521	0.830
N4096	3.797	10.623	9.114	8.477	9.204	6.249	9.919	8.944
	-0.975	2.531	1.022	0.385	1.112	-1.842	1.827	0.853
N4136	3.752	10.748	9.041	7.230	9.048	5.455	9.462	8.431
	-1.031	2.748	1.041	-0.770	1.048	-2.546	1.462	0.431
N4144	3.457	9.740	8.342	7.041	8.364	4.430	8.908	7.672
	-1.236	2.330	0.932	-0.369	0.953	-2.981	1.498	0.262
N4173	3.668	9.908	8.968	7.362	8.979	5.917	9.176	8.940
	-0.237	2.075	1.135	-0.471	1.146	-1.916	1.343	1.106
U7271	3.317	9.279	7.991	7.041	8.037	0.000	8.362	0.000
	0.000	2.149	0.861	-0.089	0.907	0.000	1.232	0.000
N4244	3.699	10.146	8.968	7.342	8.979	5.111	9.204	7.987
	-1.217	2.250	1.073	-0.553	1.083	-2.784	1.308	0.091
U7321	3.299	9.799	8.176	6.556	8.186	3.780	8.079	7.114
	-0.965	2.705	1.081	-0.538	1.092	-3.315	0.984	0.019
N4245	3.668	10.380	6.863	8.114	8.138	5.047	9.255	8.176
	-1.079	2.547	-0.970	0.281	0.305	-2.786	1.422	0.343
N4258	4.147	11.255	9.748	9.230	9.863	6.458	10.398	9.362
	-1.036	2.463	0.956	0.438	1.071	-2.335	1.606	0.570
N4274	3.890	11.000	9.000	9.000	9.301	5.943	9.851	8.940
	-0.912	2.723	0.723	0.723	1.024	-2.334	1.574	0.663
N4288	3.481	10.114	8.771	7.398	8.789	0.000	8.732	0.000
	0.000	2.655	1.312	-0.061	1.330	0.000	1.274	0.000
N4314	3.783	10.903	6.681	8.415	8.423	5.290	9.623	8.778
	-0.845	2.840	-1.382	0.352	0.360	-2.773	1.560	0.715
N4359	3.581	10.041	8.690	7.279	8.707	4.902	9.146	8.000
	-1.146	2.383	1.031	-0.380	1.048	-2.757	1.487	0.341
N4393	3.668	10.230	8.908	7.230	8.918	5.205	9.176	8.146
	-1.030	2.397	1.075	-0.603	1.084	-2.629	1.343	0.313
N4414	3.762	11.000	9.146	9.204	9.477	6.443	9.813	9.672
	-0.141	2.978	1.124	1.182	1.455	-1.578	1.791	1.650
N4448	3.655	10.681	7.633	8.114	8.238	5.394	9.531	8.643
	-0.888	2.875	-0.173	0.308	0.432	-2.413	1.725	0.837

Таблица 1. Окончание

Галактика*	$\lg R^{**}$ $\lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_B}$	$\lg M$ $\lg \Sigma$	$\lg M_{\text{HI}}$ $\lg \Sigma_{\text{HI}}$	$\lg M_{\text{H}_2}$ $\lg \Sigma_{\text{H}_2}$	$\lg M_B$ $\lg \Sigma_B$	$\lg M_d$ $\lg \Sigma_d$	$\lg L_B$ $\lg \Sigma_B$	$\lg L_{\text{FIR}}$ $\lg \Sigma_{\text{FIR}}$
N4455	3.298	9.863	8.477	7.079	8.494	4.664	8.748	7.591
	-1.157	2.771	1.385	-0.013	1.402	-2.428	1.656	0.499
N4490	3.736	10.362	9.792	8.176	9.803	6.112	9.982	9.613
	-0.369	2.393	1.823	0.207	1.834	-1.857	2.013	1.644
N4517	3.980	10.748	9.477	8.869	9.573	6.000	9.996	9.146
	-0.850	2.291	1.020	0.412	1.116	-2.457	1.538	0.689
U7699	3.417	9.839	8.398	7.114	8.420	4.587	8.869	7.633
	-1.236	2.507	1.066	-0.218	1.088	-2.745	1.537	0.301
N4525	3.564	9.898	8.114	7.301	8.176	5.643	9.176	8.000
	-1.176	2.272	0.488	-0.325	0.550	-1.983	1.550	0.374
N4562	3.450	9.580	8.079	7.204	8.134	4.581	8.778	7.613
	-1.165	2.182	0.681	-0.194	0.735	-2.818	1.380	0.215
N4559	4.132	10.756	9.820	8.982	9.879	6.086	9.613	9.255
	-0.358	1.995	1.059	0.222	1.118	-2.674	0.852	0.495
N4565	4.210	11.415	9.732	9.342	9.881	6.788	10.301	9.415
	-0.886	2.497	0.815	0.425	0.963	-2.130	1.384	0.497
U7774	3.393	9.771	8.447	6.982	8.462	4.223	8.380	7.322
	-1.058	2.487	1.164	-0.301	1.178	-3.060	1.097	0.039
N4605	3.446	9.869	8.301	7.544	8.371	5.289	9.114	8.568
	-0.546	2.480	0.912	0.155	0.982	-2.100	1.725	1.179
N4631	4.035	10.813	9.833	8.756	9.867	6.604	10.204	9.881
	-0.323	2.246	1.265	0.189	1.300	-1.963	1.637	1.314
N4736	3.868	10.924	8.477	8.591	8.839	5.886	9.908	9.322
	-0.586	2.691	0.244	0.358	0.606	-2.347	1.675	1.089
N4826	3.621	10.447	8.322	8.519	8.732	5.635	9.826	9.000
	-0.826	2.709	0.584	0.780	0.994	-2.103	2.088	1.262
N5023	3.613	9.949	8.716	7.623	8.750	4.369	9.079	7.602
	-1.477	2.226	0.993	-0.100	1.027	-3.354	1.356	-0.121
U8313	3.303	8.929	8.041	7.362	8.124	3.339	8.491	7.491
	-1.000	1.827	0.939	0.259	1.022	-3.764	1.389	0.389
N5055	4.088	11.230	9.653	9.531	9.898	6.884	10.230	9.708
	-0.523	2.557	0.980	0.858	1.224	-1.789	1.557	1.034
N5194	4.121	11.398	9.462	10.017	10.124	6.804	10.462	10.114
	-0.348	2.659	0.723	1.278	1.385	-1.935	1.723	1.375
N5229	3.367	9.415	8.415	6.944	8.429	3.431	8.491	7.114
	-1.377	2.184	1.184	-0.286	1.199	-3.800	1.261	-0.117
N5457	4.272	11.544	10.041	9.230	10.104	6.587	10.342	9.724
	-0.618	2.504	1.001	0.190	1.063	-2.454	1.302	0.684
N5474	3.689	9.398	9.000	7.724	9.022	5.165	9.204	8.000
	-1.204	1.523	1.125	-0.151	1.147	-2.710	1.329	0.125
N5585	3.715	10.114	9.146	7.531	9.157	5.209	9.342	8.041
	-1.301	2.186	1.218	-0.396	1.229	-2.719	1.415	0.114
N6503	3.638	9.914	9.114	8.079	9.152	5.447	9.623	8.892
	-0.731	2.140	1.340	0.306	1.379	-2.326	1.850	1.119
N6946	4.076	10.954	9.799	9.462	9.964	6.635	10.477	9.898
	-0.579	2.305	1.150	0.813	1.314	-2.014	1.827	1.248
N7640	3.989	10.591	9.869	7.653	9.872	5.682	9.949	8.771
	-1.179	2.115	1.394	-0.823	1.396	-2.794	1.474	0.295

\* Числа соответствуют номеру в каталоге NGC (Nearby Galaxy Catalog).

\*\* Единицы измерения величин даны в тексте.

\*\*\* Нули означают отсутствие данных по параметру этой галактики.

Таблица 2. Корреляционная матрица

	$\lg R$	$\lg M$	$\lg \Sigma$	$\lg M_{\text{HI}}$	$\lg \Sigma_{\text{HI}}$	$\lg M_{\text{H}_2}$	$\lg \Sigma_{\text{H}_2}$	$\lg M_g$	$\lg \Sigma_g$	$\lg M_d$	$\lg \Sigma_d$	$\lg L_B$	$\lg \Sigma_B$	$\lg L_{\text{FIR}}$	$\lg \Sigma_{\text{FIR}}$	$\lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_B}$
$\lg R$	1.00	0.88	-0.05	0.73	-0.08	0.83	0.33	0.89	-0.01	0.84	0.33	0.93	0.09	0.81	0.18	0.34
$\lg M$	0.88	1.00	0.42	0.57	-0.17	0.86	0.51	0.78	-0.02	0.87	0.51	0.91	0.28	0.85	0.39	0.40
$\lg \Sigma$	-0.05	0.42	1.00	-0.18	-0.21	0.23	0.44	-0.05	0.40	0.22	0.45	0.19	0.46	0.23	0.47	0.20
$\lg M_{\text{HI}}$	0.73	0.57	-0.18	1.00	0.62	0.56	0.16	0.92	0.59	0.65	0.31	0.67	0.03	0.63	0.21	0.30
$\lg \Sigma_{\text{HI}}$	-0.08	-0.17	-0.21	0.62	1.00	-0.14	-0.14	0.33	0.87	0.87	0.09	-0.06	-0.06	0.06	0.10	0.05
$\lg M_{\text{H}_2}$	0.83	0.86	0.23	0.56	-0.14	1.00	0.80	0.78	0.09	0.88	0.59	0.88	0.35	0.91	0.56	0.58
$\lg \Sigma_{\text{H}_2}$	0.33	0.51	0.44	0.16	-0.14	0.80	1.00	0.37	0.16	0.58	0.64	0.53	0.50	0.67	0.74	0.62
$\lg M_g$	0.89	0.78	-0.05	0.92	0.33	0.78	0.37	1.00	0.45	0.81	0.41	0.85	0.13	0.82	0.34	0.43
$\lg \Sigma_g$	-0.01	-0.02	0.02	0.59	0.87	0.09	0.16	0.45	1.00	0.13	0.25	0.09	0.11	0.21	0.38	0.29
$\lg M_d$	0.84	0.87	0.22	0.65	0.65	0.88	0.58	0.81	0.13	1.00	0.79	0.93	0.35	0.95	0.60	0.58
$\lg \Sigma_d$	0.33	0.51	0.45	0.31	0.09	0.59	0.64	0.41	0.25	0.79	1.00	0.62	0.60	0.73	0.84	0.66
$\lg L_B$	0.93	0.91	0.19	0.67	-0.06	0.88	0.53	0.85	0.09	0.93	0.62	1.00	0.46	0.92	0.51	0.38
$\lg \Sigma_B$	0.09	0.28	0.46	0.03	-0.06	0.35	0.50	0.13	0.11	0.35	0.60	0.46	1.00	0.40	0.66	0.18
$\lg L_{\text{FIR}}$	0.81	0.85	0.23	0.63	0.63	0.91	0.67	0.82	0.21	0.95	0.73	0.92	0.40	1.00	0.72	0.71
$\lg \Sigma_{\text{FIR}}$	0.18	0.39	0.47	0.21	0.10	0.56	0.74	0.34	0.38	0.60	0.84	0.51	0.66	0.72	1.00	0.85
$\lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_B}$	0.34	0.40	0.20	0.30	0.05	0.58	0.62	0.43	0.29	0.58	0.66	0.38	0.18	0.71	0.85	1.00

Таблица 3. Величины для однопараметрической регрессии

X	Y	a	$\sigma_a$	b	$\sigma_b$	$r_{xy}$
lgM <sub>d</sub>	lgL <sub>FIR</sub>	0.92	0.04	3.57	0.10	0.95
lgR	lgL <sub>B</sub>	2.36	0.11	0.69	0.22	0.93
lgL <sub>B</sub>	lgM <sub>d</sub>	1.46	0.07	-8.35	0.22	0.93
lgM <sub>g</sub>	lgM <sub>HI</sub>	1.15	0.06	-1.56	0.18	0.92
lgL <sub>B</sub>	lgL <sub>FIR</sub>	1.34	0.07	-4.12	0.21	0.92
lgM	lgL <sub>B</sub>	1.00	0.05	-0.87	0.18	0.91
lgR	lgM <sub>g</sub>	2.43	0.14	-0.01	0.28	0.89
lgM	lgM <sub>d</sub>	1.47	0.09	-9.76	0.31	0.87
lgR	lgM	2.40	0.14	1.46	0.28	0.88
lgL <sub>B</sub>	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	1.51	0.09	-6.20	0.28	0.88
lgM <sub>d</sub>	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	1.04	0.07	2.35	0.17	0.88
lgM	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	1.52	0.10	-7.67	0.32	0.86
lgM <sub>g</sub>	lgL <sub>B</sub>	0.98	0.07	0.64	0.21	0.85
lgM	lgL <sub>FIR</sub>	1.36	0.09	-5.45	0.31	0.85
lgR	lgM <sub>d</sub>	3.55	0.25	-7.73	0.48	0.84
lgR	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	3.71	0.26	-5.72	0.51	0.83
lgM <sub>g</sub>	lgM <sub>d</sub>	1.47	0.11	-7.79	0.34	0.81
lgR	lgL <sub>FIR</sub>	3.38	0.25	-3.95	0.50	0.81
lgM	lgM <sub>g</sub>	1.02	0.08	-1.55	0.28	0.78
lgM <sub>g</sub>	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	1.55	0.12	-5.93	0.38	0.78
lgΣ <sub>d</sub>	lgL <sub>FIR</sub>	1.89	0.17	13.27	0.27	0.73
lgR	lgM <sub>HI</sub>	3.28	0.28	-3.35	0.55	0.73
lgΣ <sub>d</sub>	lgL <sub>FIR</sub> /L <sub>B</sub>	0.61	0.07	0.65	0.12	0.66
lgM <sub>HI</sub>	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	1.46	0.16	-4.90	0.50	0.56
lgΣ	lgM <sub>g</sub> /M	-1.62	0.15	2.65	0.23	-0.71
lgΣ	lgL <sub>B</sub> /M	-0.95	0.10	1.42	0.16	-0.63

оценок коэффициентов и их погрешностей для одно- и двухпараметрической ортогональной регрессии рассказано в Приложении.

Продемонстрируем отличие ортогональной регрессии от простой в однопараметрическом случае, т.е. для определения связи между двумя величинами. Пусть задано множество точек на плоскости с координатами  $\{x_i, y_i\}; i = 1, 2, \dots, n$ . Требуется провести через эти точки прямую, наилучшим образом приближающую наблюдательные данные. Если по погрешности измерения параметры равноправны, то ясно, что прямая должна быть одной и той же, вне зависимости от того, какой функцией ее описывать –  $y = f(x)$  или  $x = g(y)$ . Однако это справедливо только для прямой линейной ортогональной регрессии. В этом случае минимизируемая сумма квадратов находится геометрическим путем и поэтому не зависит от выбора координатных осей. В случае же простой линейной регрессии получаются две прямые для двух разных разделений на зависимый и независимый параметры, одна из которых описывает регрессию  $y$  на  $x$ , а другая –  $x$  на  $y$ . Как показано в теории математической статистики, угол между ни-

ми определяется коэффициентом корреляции  $r_{xy}$  этих двух величин. Если  $|r_{xy}| = 1$ , то прямые совпадают. Если  $|r_{xy}| < 1$ , то они расходятся, причем при  $|r_{xy}| = 0$  угол между ними равен  $90^\circ$ .

Как видно из вышеизложенного, выбор методики оказывает большое влияние на результаты, получаемые при обработке наблюдений. Поэтому условия их применимости, подобные тем, которые учитывались в нашей работе, должны приниматься во внимание в большинстве аналогичных статистических исследований, где используется метод наименьших квадратов. При этом может оказаться полезной разработанная нами методика определения параметров линейной ортогональной регрессии в одно- и двухпараметрическом случаях.

### 3. ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Как уже было сказано выше, мы искали линейные связи между всевозможными парами, образованными из логарифмов 16 величин, приведенных в табл. 1. В качестве критерия отбора пары использовался модуль коэффициента кор-

реляции между рядами наблюдаемых значений этих величин. Матрица корреляционных коэффициентов дана в табл. 2. Пара выбиралась для дальнейшего анализа, если модуль ее коэффициента корреляции был больше 0.5. При этом, естественно, отбрасывались тривиальные варианты, например, корреляции между  $M$  и  $\Sigma = M/S$ . Затем по описанной в Приложении методике находились оценки и разброс коэффициентов прямых линейной ортогональной регрессии. Для всех отобранных пар они приведены в табл. 3 в порядке уменьшения корреляционных коэффициентов. Здесь мы приводим их в несколько другом порядке, который кажется нам более удобным для анализа:

$$\begin{aligned} \lg L_B &= 1.00 \lg M - 0.87, \lg M_g = 1.02 \lg M - 1.55, \\ \lg L_{\text{FIR}} &= 1.36 \lg M - 5.45, \lg M_d = 1.47 \lg M - 9.76, \\ \lg M_{\text{H}_2} &= 1.52 \lg M - 7.67, \lg L_B = 0.98 \lg M_g + 0.64, \\ \lg M &= 2.40 \lg R + 1.46, \lg L_B = 2.36 \lg R + 0.69, \\ \lg M_g &= 2.43 \lg R - 0.01, \lg M_{\text{H}_2} = 3.71 \lg R - 5.72, \\ \lg M_d &= 3.55 \lg R - 7.73, \lg L_{\text{FIR}} = 3.38 \lg R - 3.95, \\ \lg M_g/M &= -1.62 \lg \Sigma + 2.65, \lg L_B/M = \\ &= -0.95 \lg \Sigma + 1.42, \\ \lg L_{\text{FIR}} &= 1.34 \lg L_B - 4.12, \lg L_{\text{FIR}} = 0.92 \lg M_d + 3.57, \\ \lg L_{\text{FIR}} &= 1.89 \lg \Sigma_d + 13.27, \lg L_{\text{FIR}}/L_B = \\ &= 0.61 \lg \Sigma_d + 0.65, \\ \lg M_d &= 1.46 \lg L_B - 8.35, \lg M_d = 1.47 \lg M_g - 7.79, \\ \lg M_{\text{H}_2} &= 1.51 \lg L_B - 6.20, \lg M_{\text{H}_2} = 1.04 \lg M_d + 2.35, \\ \lg M_{\text{H}_2} &= 1.55 \lg M_g - 5.93, \lg M_{\text{H}_2} = 1.46 \lg M_{\text{H}_2} - 4.90. \end{aligned}$$

Наиболее интересные корреляции представлены на рис. 1 - 11.

#### 4. ДВУПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Мы перебирали также и все возможные тройки параметров. Один из них условно принимался функцией других. Аналогично сразу отбрасывались тривиальные группы типа  $M$ ,  $R$  и  $\Sigma = M/(\pi R^2)$ . Кроме того, мы не рассматривали малоинтересные с физической точки зрения связи, например  $M_{\text{H}_2}$ ,  $\Sigma_{\text{H}_2}$  и  $L_B$ . Но как оценивать взаимосвязанность трех переменных между собой с точки зрения ортогональной регрессии? В теории математической статистики существует несколько видов соответствующих корреляционных коэффициентов, но все они относятся к простой регрессии. Однако там же доказывается, что коэффициенты корреляции двух величин между собой и одной из них со значениями функции линейной регрессии, взятой от второй, совпадают. В трехмерном случае мы решили поступить аналогично.

Сначала находились параметры плоскости линейной ортогональной регрессии. Затем вычислялся коэффициент корреляции между зависимой величиной и значениями функции двух дру-

гих величин. Критерием отбора также являлось превышение порога 0.5 модулем коэффициента корреляции. Эта тройка бралась для дальнейшего анализа, если модуль общего корреляционного коэффициента был больше модулей коэффициентов, рассчитанных для каждой из трех возможных пар в отдельности. Таким образом гарантировалось, что добавление дополнительной величины к паре величин улучшает взаимосвязь. Кроме того, весьма сложно статистически рассматривать зависимость одной величины от двух других, тесно связанных величин. Поэтому мы отбрасывали случаи, когда модуль коэффициента корреляции величин, принимаемых за независимые, был больше 0.5.

Оставшиеся группы наблюдаемых параметров галактик, расположенные в порядке убывания коэффициентов корреляции, сами коэффициенты для всей тройки и трех пар, а также характеристики плоскостей линейной ортогональной регрессии и их ошибки приведены в табл. 4. Как видно, несмотря на строгость отбора, остается вполне достаточно групп для анализа. Эти же корреляции, но уже распределенные в более удобном для рассмотрения порядке, выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \lg L_B &= 2.29 \lg R + 0.42 \lg \Sigma - 0.08, \\ \lg L_B &= 0.99 \lg M + 0.39 \lg \Sigma_g - 1.21, \\ \lg L_B &= 0.94 \lg M_g + 1.00 \lg \Sigma - 1.49, \\ \lg L_{\text{FIR}} &= 1.32 \lg L_B + 0.21 \lg \Sigma - 4.42, \\ \lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_B} &= 1.34 \lg M_d - 3.9 \lg R + 6.41, \\ \lg M_g &= 2.43 \lg R + 0.02 \lg \Sigma - 0.06, \\ \lg M_{\text{H}_2} &= 1.49 \lg L_B - 0.20 \Sigma_{\text{H}_2} - 5.82, \\ \lg \Sigma_{\text{H}_2} &= 0.66 \lg L_B - 0.39 \lg \Sigma_{\text{H}_2} - 5.79, \\ \lg M_{\text{H}_2} &= 1.03 \lg M_d - 0.35 \lg \Sigma_{\text{H}_2} + 2.78, \\ \lg \Sigma_{\text{H}_2} &= 0.46 \lg M_d - 0.37 \lg \Sigma_{\text{H}_2} - 2.01, \\ \lg M_{\text{H}_2} &= -0.88 \lg \Sigma_{\text{H}_2} + 2.36 \lg \Sigma_d + 14.69, \\ \lg \Sigma_{\text{H}_2} &= 0.85 \lg M_d - 0.67 \lg M_{\text{H}_2} + 1.47, \\ \lg \Sigma_{\text{H}_2} &= 1.85 \lg R + 2.07 \lg \Sigma - 11.82, \\ \lg \Sigma_{\text{H}_2} &= 2.18 \lg M_d - 6.47 \lg R + 12.27, \\ \lg M_d &= 1.44 \lg L_B + 0.17 \lg \Sigma - 8.60, \\ \lg \Sigma_d &= 0.38 \lg L_B + 1.90 \lg \Sigma - 10.70, \\ \lg M_d &= 3.30 \lg R + 1.03 \lg \Sigma - 9.34, \\ \lg \Sigma_d &= 1.70 \lg R + 1.87 \lg \Sigma - 13.38, \\ \lg M_d &= 3.46 \lg R + 0.59 \lg \Sigma_g - 8.05, \\ \lg M_d &= 1.34 \lg M_g + 1.92 \lg \Sigma - 11.32, \\ \lg \Sigma_d &= 0.45 \lg M_g + 2.08 \lg \Sigma - 11.61, \\ \lg \Sigma_d &= 1.28 \lg \Sigma_g + 2.18 \lg \Sigma - 9.18, \\ \lg \Sigma_d &= -1.73 \lg M_g + 2.28 \lg L_B - 8.44. \end{aligned}$$



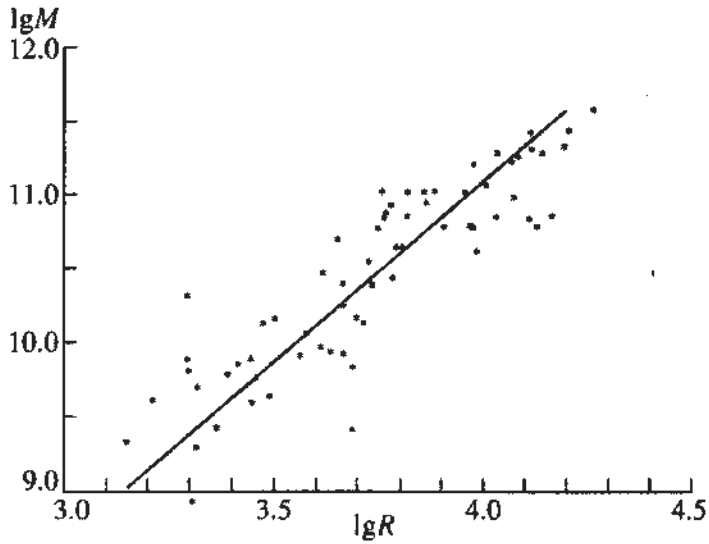


Рис. 1. Зависимость массы галактики от ее радиуса  $\lg M = 2.40 \lg R + 1.46$ .

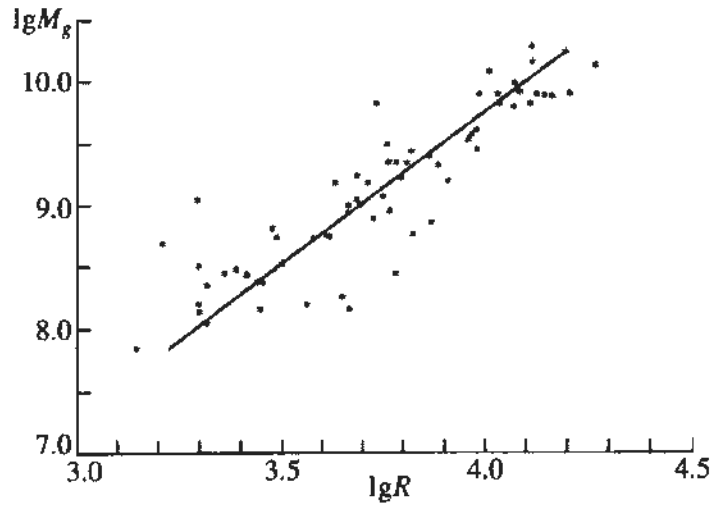


Рис. 2. Зависимость массы газа от радиуса галактики  $\lg M_g = 2.43 \lg R - 0.01$ .

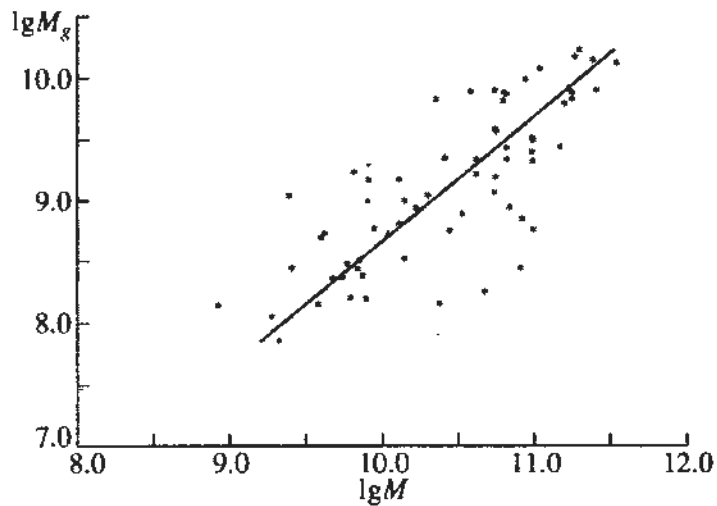


Рис. 3. Зависимость массы газа от полной массы галактики  $\lg M_g = 1.02 \lg M - 1.55$ .

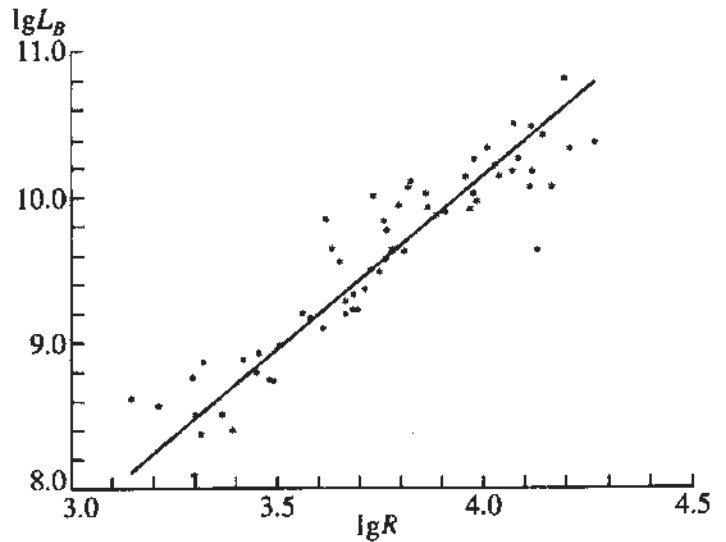


Рис. 4. Зависимость голубой светимости от радиуса галактики  $\lg L_B = 2.36 \lg R + 0.69$ .

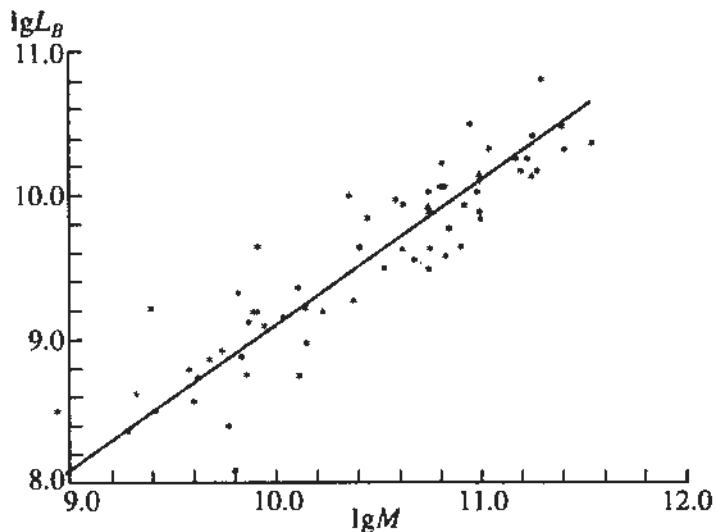


Рис. 5. Зависимость голубой светимости от массы галактики  $\lg L_B = 1.00 \lg M - 0.87$ .

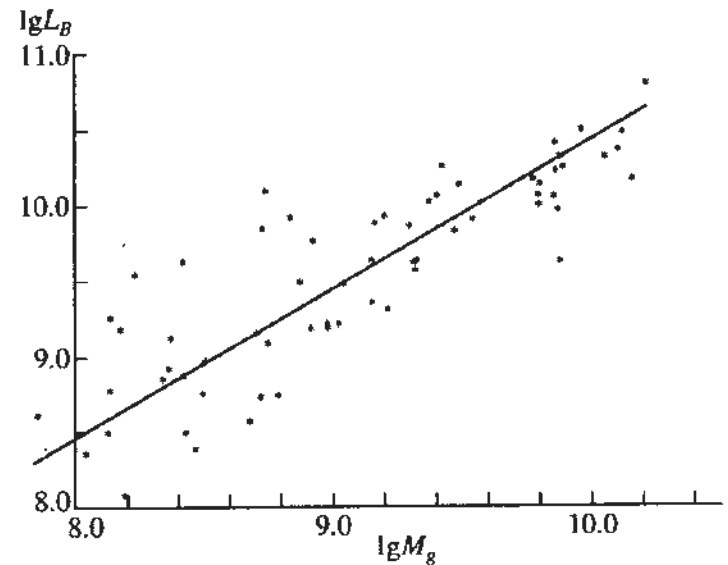


Рис. 6. Зависимость голубой светимости от массы газа  $\lg L_B = 0.98 \lg M_g + 0.64$ .

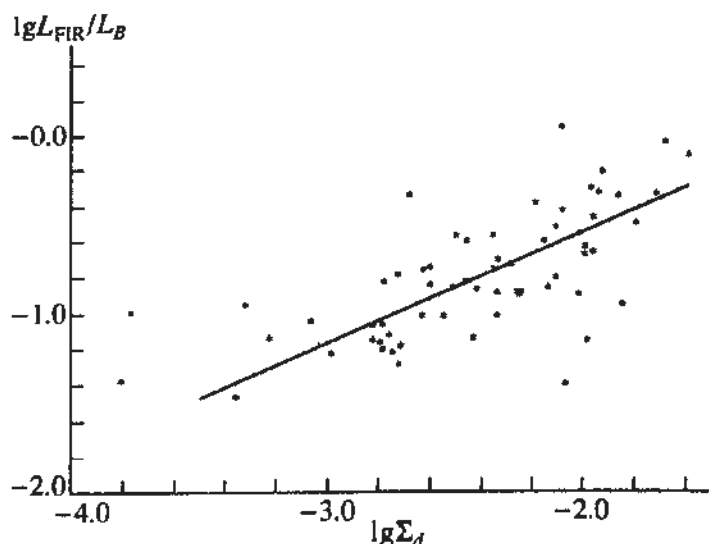


Рис. 7. Зависимость отношения светимостей в дальком инфракрасном и голубом диапазонах от поверхностной плотности пыли  $\lg L_{\text{FIR}}/L_B = 0.61 \lg \Sigma_d + 0.65$ .

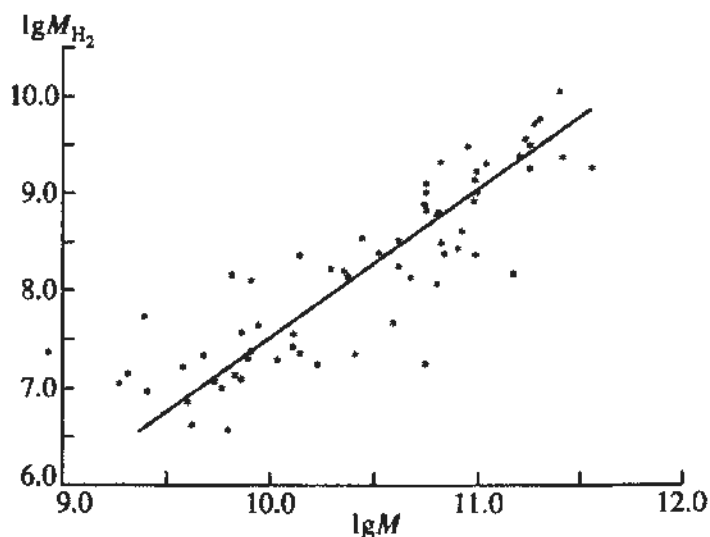


Рис. 8. Зависимость массы молекулярного водорода от полной массы галактики  $\lg M_{\text{H}_2} = 1.52 \lg M - 7.67$ .

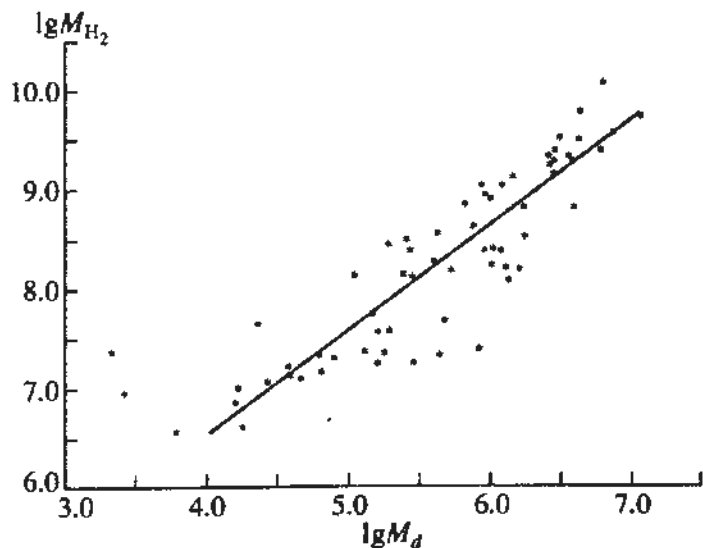


Рис. 9. Зависимость массы молекулярного водорода от массы пыли  $\lg M_{\text{H}_2} = 1.04 \lg M_d + 2.35$ .

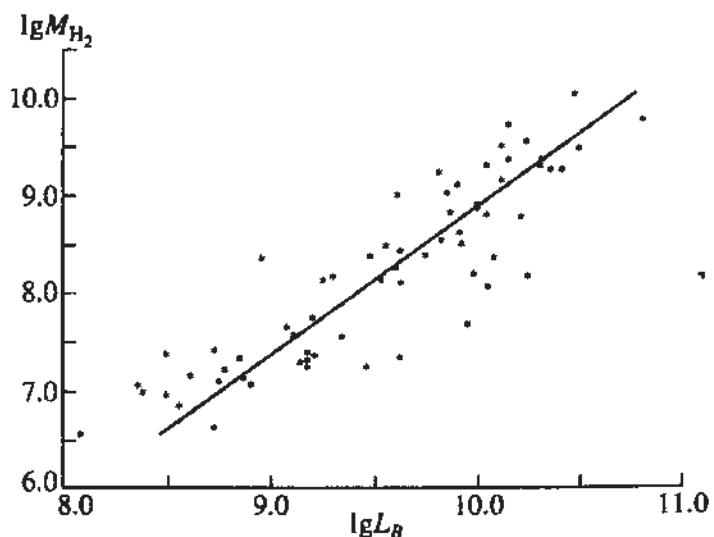


Рис. 10. Зависимость массы молекулярного водорода от голубой светимости  $\lg M_{\text{H}_2} = 1.51 \lg L_B - 6.20$ .

Две наиболее интересные корреляции представлены на рис. 12 и 13.

## 5. МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ДИСКОВОЙ ГАЛАКТИКИ

Мы применили здесь для сравнения наблюдений и теории модель, рассматривающую эволюцию дисковой галактики, которая была предложена Тутуковым и Фирмани [2]. Нас она привлекла своей относительной простотой и новизной исходных принципов. Разумеется, можно было использовать и любую другую модель, которая давала бы в качестве результата все или некоторые из величин, приведенных в табл. 1.

Суть этой модели состоит в следующем. Вся галактика предполагается состоящей из двух дисков — газового и звездного, причем эти компоненты считаются равномерно распределенными по занимаемому им объему. Радиусы дисков одинаковы, а толщина разная. Газ рассматривается рассеянным в виде облаков одинакового размера и массы. Звезды считаются неподвижно закрепленными на своих местах. Газовые облака находятся в постоянном хаотическом движении (подобно молекулам идеального газа). Их средняя турбулентная скорость для каждого момента вычисляется на основании теоремы вириала. Параметрами этой модели являются радиус галактики, ее масса (основную долю которой составляют

звезды) и толщина звездного диска. Масса газа и толщина газового диска изменяются в ходе эволюции галактики. Для момента времени  $t = 0$  им задаются некоторые начальные значения.

Газовый диск подвергается, с одной стороны, действию сжимающих сил гравитации со стороны всей массы галактики. С другой стороны, его стремится расширить сила турбулентного давления двигающихся газовых облаков. Скорость изменения толщины газового диска зависит от соотношения этих сил.

Общая масса газа может изменяться из следующих соображений. С одной стороны, при превышении средней плотности газа в облаках некоторого предела в межзвездной среде начинается звездообразование, во время которого газ превращается в звезды. Как показано Тутуковым и Фирмани [3], критическую плотность газа можно определить из сравнения приливных сил и сил гравитации, действующих в облаке. Скорость звездообразования считается пропорциональной квадрату плотности газа (закон Шмидта). Приток же газа идет, во-первых, из межгалактического пространства, через которое движется галактика;

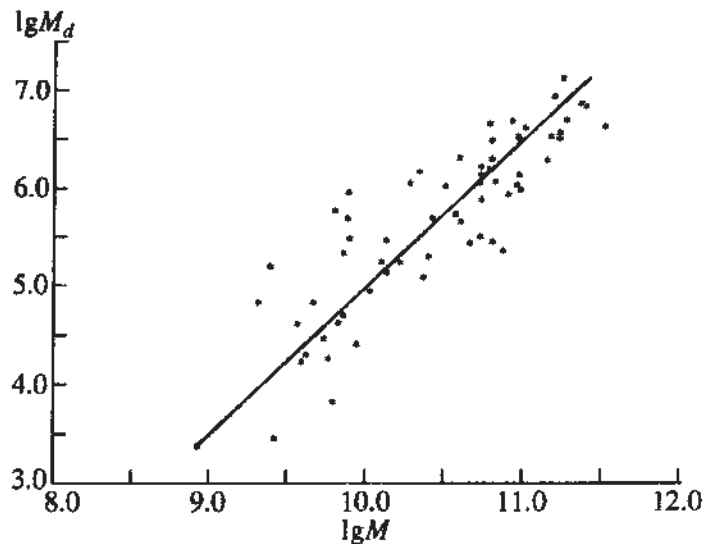


Рис. 11. Зависимость массы пыли от полной массы галактики  $lgM_d = 1.47lgM - 9.76$ .

во-вторых, за счет потери его старыми звездами. В данной модели скорость притока газовой массы берется постоянной и пропорциональной полной массе галактики.

Таблица 4. Коэффициенты, их ошибки и показатель корреляции для двупараметрической регрессии

X	Y	Z	a	$\sigma_a$	b	$\sigma_b$	c	$\sigma_c$	$r_{xyz}$
lgR	lgΣ	lgL <sub>B</sub>	2.29	0.08	0.42	0.09	-0.08	0.35	0.94
lgL <sub>B</sub>	lgΣ	lgM <sub>d</sub>	1.44	0.06	0.17	0.14	-8.60	0.60	0.93
lgL <sub>B</sub>	lgΣ	lgL <sub>FIR</sub>	1.32	0.06	0.21	0.13	-4.42	0.57	0.92
lgL <sub>B</sub>	lgΣ	lgL <sub>FIR</sub>	1.32	0.06	0.21	0.13	-4.42	0.57	0.92
lgM	lgΣ <sub>g</sub>	lgL <sub>B</sub>	0.99	0.04	0.39	0.10	-1.21	0.47	0.91
lgR	lgΣ	lgM <sub>g</sub>	2.43	0.09	0.02	0.10	-0.06	0.43	0.89
lgΣ <sub>HI</sub>	lgL <sub>B</sub>	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	-0.20	0.09	1.49	0.06	-5.82	0.63	0.89
lgR	lgΣ	lgM <sub>d</sub>	3.30	0.12	1.03	0.14	-9.34	0.55	0.88
lgM <sub>d</sub>	lgΣ <sub>HI</sub>	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	1.03	0.05	-0.35	0.09	2.78	0.32	0.88
lgM <sub>g</sub>	lgΣ	lgL <sub>B</sub>	0.94	0.04	1.00	0.09	-1.49	0.44	0.87
lgR	lgΣ <sub>g</sub>	lgM <sub>d</sub>	3.46	0.12	0.59	0.15	-8.05	0.48	0.85
lgM <sub>g</sub>	lgΣ	lgM <sub>d</sub>	1.34	0.06	1.92	0.10	-11.32	0.56	0.82
lgM <sub>d</sub>	lgM <sub>HI</sub>	lgΣ <sub>H<sub>2</sub></sub>	0.85	0.05	-0.67	0.06	1.47	0.47	0.63
lgΣ <sub>HI</sub>	lgΣ <sub>d</sub>	lgM <sub>H<sub>2</sub></sub>	-0.88	0.11	2.36	0.08	14.69	0.21	0.62
lgM <sub>g</sub>	lgΣ	lgΣ <sub>d</sub>	0.45	0.05	2.08	0.07	-11.61	0.48	0.60
lgM <sub>d</sub>	lgΣ <sub>HI</sub>	lgΣ <sub>H<sub>2</sub></sub>	0.46	0.05	-0.37	0.09	-2.01	0.33	0.58
lgṘ	lgΣ	lgΣ <sub>d</sub>	1.70	0.10	1.87	0.09	-13.38	0.35	0.57
lgR	lgΣ	lgΣ <sub>H<sub>2</sub></sub>	1.85	0.10	2.07	0.09	-11.82	0.35	0.56
lgL <sub>B</sub>	lgΣ	lgΣ <sub>d</sub>	0.38	0.05	1.90	0.06	-10.70	0.43	0.56
lgL <sub>B</sub>	lgΣ <sub>HI</sub>	lgΣ <sub>H<sub>2</sub></sub>	0.66	0.07	-0.39	0.09	-5.79	0.66	0.56
lgM <sub>d</sub>	lgR	lgL <sub>FIR</sub> /L <sub>B</sub>	1.34	0.03	-3.91	0.07	6.41	0.21	0.52
lgΣ <sub>g</sub>	lgΣ	lgΣ <sub>d</sub>	1.28	0.10	2.18	0.08	-9.18	0.19	0.52
lgM <sub>g</sub>	lgL <sub>B</sub>	lgΣ <sub>d</sub>	-1.73	0.05	2.28	0.05	-8.44	0.42	0.50
lgM <sub>d</sub>	lgR	lgΣ <sub>H<sub>2</sub></sub>	2.18	0.04	-6.47	0.10	12.27	0.30	0.48

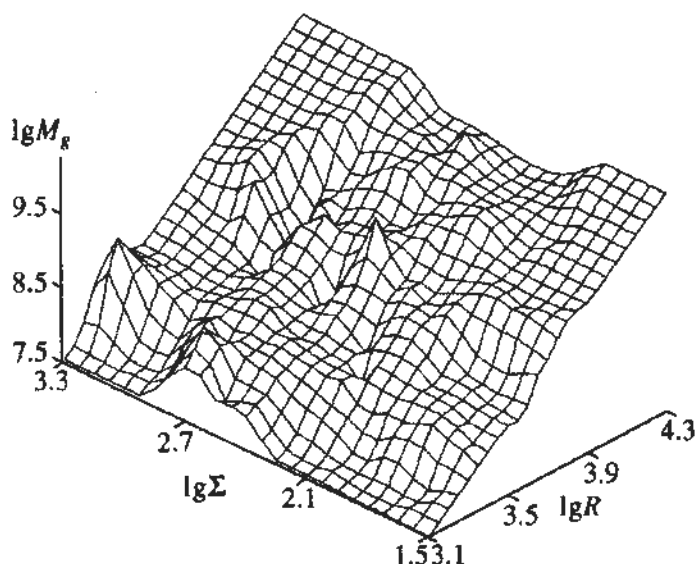


Рис. 12. Зависимость массы газа от радиуса и полной поверхностной плотности галактики  $\lg M_g = 2.43 \lg R + 0.02 \lg \Sigma - 0.06$ .

Кинетическая энергия турбулентного движения газовых облаков также изменяется. Через некоторое время после рождения массивные звезды взрываются как сверхновые. За счет расширения их оболочек происходит подпитка кинетической энергии облаков. Напротив, при взаимодействии газовых облаков между собой и с окружающими звездами идет их торможение и, значит, диссипация энергии движения. Характерное время диссипации пока трудно оценить достаточно точно. Авторы статьи предложили две гипотезы для его вычисления. Согласно первой, оно равно времени свободного пробега одного облака, которое, в свою очередь, оценивается из кинетической теории. Согласно второй, это есть время преодоления облаком со средней турбулентной скоростью пути, равного толщине газового диска.

Для более простой и грубой аналитической оценки связи между основными параметрами галактика предполагается находящейся в стационарной фазе эволюции. При этом все противоположные процессы взаимно уравниваются, и толщина диска, как и масса газа, остаются постоянными. На основании приведенных выше принципов авторами был получен ряд аналитических соотношений между некоторыми глобальными характеристиками галактики. Они несколько различаются в зависимости от выражения для характерного времени диссипации кинетической энергии облаков. В первом случае для массы газа получается выражение  $M_g \propto R^2 \Sigma^{2/5}$ , и во втором —  $M_g \propto R^2 \Sigma^{1/3}$ .

Отметим, что для обеих гипотез газовая масса пропорциональна площади диска, т.е. поверхностная плотность газа зависит, причем в небольшой степени, только от полной поверхностной плотно-

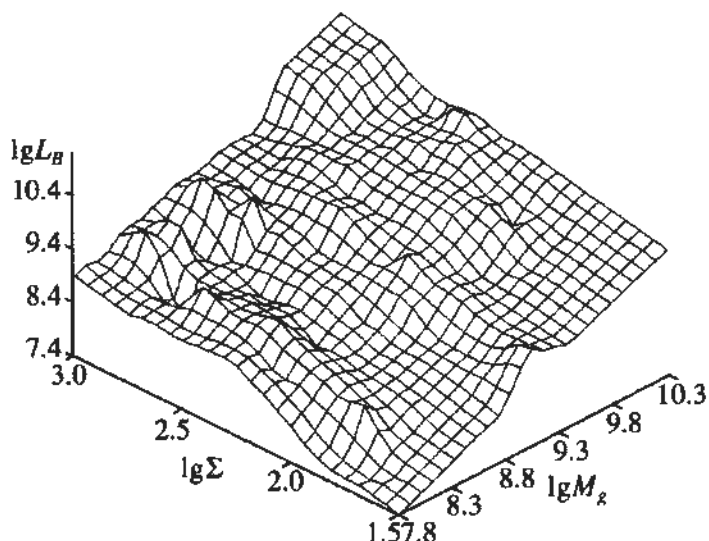


Рис. 13. Зависимость голубой светимости от массы газа и полной поверхностной плотности галактики  $\lg L_B = 0.94 \lg M_g + 1.00 \lg \Sigma - 1.49$ .

сти галактики. Как можно видеть из табл. 1, последняя меняется от галактики к галактике довольно слабо.

Предположив, что полная болометрическая светимость пропорциональна приросту звездной массы галактики, которая, в свою очередь для стационарного случая равна притоку газовой массы, авторы работы получили выражение для светимости. Для первого предположения относительно времени диссипации  $L_B \propto M_g \Sigma^{3/5}$ , для второго  $L_B \propto M_g \Sigma^{2/3}$ . Аналогично предыдущему можно заметить, что светимость зависит в основном от газовой массы, и в малой степени от поверхностной плотности.

Показатели степени, с которыми  $\Sigma$  входит в оба выражения, изменяются в зависимости от выбора выражения для характерного времени диссипации кинетической энергии. Поэтому его можно было бы установить независимым путем при достаточно хороших результатах регрессионной обработки наблюдательных данных.

## 6. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА НАБЛЮДЕНИЙ И ПРЕДСКАЗАНИЙ МОДЕЛИ

Результаты статистического анализа дали следующие зависимости для приведенных выше параметров:

$$M_g \propto R^{2.4 \pm 0.1} \Sigma^{0.0 \pm 0.1},$$

$$L_B \propto M_g^{0.95 \pm 0.05} \Sigma^{1.0 \pm 0.1}$$

Как можно видеть, расхождение между моделью и наблюдениями довольно значительное.

Результаты теории и статистики, казалось бы, хорошо сходятся при описании связи пар величин  $M_g$  и  $R$  или  $L_B$  и  $M_g$ . Однако эти же зависимости можно было бы объяснить и простыми эффектами масштаба.

Несомненна необходимость учета и третьего параметра. Но является ли этой величиной  $\Sigma$ , а тем более показатель, с которым она должна входить, определить из сравнения теоретических и практических результатов мы пока также не можем.

Расхождения теории и наблюдений можно было бы объяснить несколькими причинами. Первая состоит в том, что предложенная простая модель рассматривает только стационарное состояние галактики, при котором противоположные процессы взаимно уравниваются. В действительности же в галактике могут происходить различные нестационарные процессы, приводящие к изменению светимости, размера и других параметров. Учет этих факторов значительно осложнил бы модель. Некоторые из них были рассмотрены в следующей статье Тутукова и Фирмани [3]. Кроме того, для сравнения таких моделей с наблюдениями требуются более полные данные по каждой галактике, которые дали бы информацию о протекающих в ней нестационарных процессах.

Вторая причина заключается в том, что мы применяем простую однозонную модель, т.е. вся галактика рассматривается как плоский однородный диск, без каких-либо делений. Однако, как показали авторы статьи [2], такая теория вполне подходит и для описания эволюции отдельной достаточно малой ячейки диска галактики, которую можно считать однородной. А из подобных частей уже можно составить и весь галактический диск. Для этого надо только учесть движение элементов друг относительно друга и обмен газом между соседними элементами диска. Построение подобной модели и получение с ее помощью теоретических предсказаний является уже следующим шагом в теории.

Наконец, третья, и весьма серьезная причина — это принципиальное расхождение между основными физическими допущениями, принятыми в модели, и объективными законами, играющими главную роль в ходе галактической эволюции. Здесь возможны два случая: либо какие-то из принципов, лежащие в основе модели неверны, либо они имеют второстепенное значение, а более важными являются другие физические процессы. Одним из последних может быть, например, потеря кинетической энергии вращения галактики вследствие вязкого трения. Результатом было бы сжатие диска по радиусу, разогрев газа и увеличение толщины диска. Также вероят-

на и сильная аккреция вещества из периферийных областей на центр, которая приведет к вспышкам звездообразования в галактическом ядре.

## 7. АНАЛИЗ ОСТАВШИХСЯ КОРРЕЛЯЦИЙ

В заключение мы рассмотрим несколько соотношений из табл. 2, которые трудно вывести из теоретических соображений.

Полная масса галактики  $M$ , масса газа  $M_g$  и болометрическая светимость  $L_B$  пропорциональны радиусу в степени, близкой к 2 (а точнее, к 2.4). Это говорит о том, что полная поверхностная плотность  $\Sigma$ , поверхностная плотность газа  $\Sigma_g$  и болометрическая светимость с единицы площади  $\Sigma_B$  меняются незначительно от одной галактики к другой (это же можно заметить и из табл. 1). Тот факт, что показатель степени при  $R$  выше 2, указывает, скорее всего, на возрастание концентрации вещества и излучения к центру с ростом размеров галактики. Другие параметры, такие как  $M_d$ , пропорциональны радиусу в степени выше 3, что объяснимо, возможно, более сильными колебаниями поверхностных плотностей и неравномерным распределением по диску галактики. Однако необходим учет и других факторов. Отметим, что практически все глобальные величины пропорциональны массе галактики в степени, близкой к единице.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конечно, кросс-корреляция различных параметров галактик проводилась ранее и другими авторами. Поэтому многие из соотношений, полученных в результате нашего регрессионного анализа, уже хорошо известны. Однако нами были получены и несколько новых корреляций. Кроме того, число сравниваемых параметров в нашей работе значительно выше, что делает результаты достаточно интересными.

Принципиальное же значение данной работы, как мы считаем, состоит в применении оригинальной методики обработки данных, а также в обосновании ее необходимости для данного случая. Сам статистический метод, частично доработанный нами, описан в Приложении. Он может использоваться для подобного рода анализа любого наблюдательного материала, в котором сравниваемые параметры имеют одинаковый масштаб.

Кроме того, имеет важность уже сама попытка объяснить некоторые корреляции на основе простой модели галактической эволюции. К сожалению, именно простота примененной модели не позволила прийти к удовлетворительному согласию между теорией и наблюдениями. Здесь еще предстоит большая работа над дальнейшим развитием модели и улучшением количества и качества наблюдательных данных.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь мы даем описание метода линейной ортогональной регрессии. Изложение его для однопараметрического случая можно найти в [5]. Мы расширили этот метод для двухпараметрического случая и нашли ошибки параметров, воспользовавшись для этого способом, аналогичным методу наименьших квадратов, который применяется для простой регрессии. О нем достаточно подробно рассказано в [5].

## А. ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СЛУЧАЙ

Сформулируем постановку задачи. Имеется некоторое количество наблюдений двух величин  $\{x_i, y_i\}$ ,  $i = \overline{1, N}$  со случайными ошибками, причем среднеквадратичная погрешность определения обеих величин одинакова. Требуется найти линейную функцию одной из них (скажем,  $x$ ), которая с наибольшей вероятностью описывала бы вторую, т.е. функцию вида  $y = ax + b$ . Как показано в [5], из применения метода максимального правдоподобия следует, что для этого нужно выполнить условие

$$S(a, b) = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - ax_i - b}{\sqrt{a^2 + 1}} \right)^2 \rightarrow \min, \quad (1)$$

т.е. коэффициенты линейной функции  $a$  и  $b$  надо определить так, чтобы сумма геометрических расстояний от точек  $\{x_i, y_i\}$  до прямой  $y = ax + b$  на плоскости  $OXY$  была наименьшей. Задача сводится к минимизации функции  $S(a, b)$ . Необходимое условие минимума

$$\frac{\partial S}{\partial a} = \frac{\partial S}{\partial b} = 0,$$

что ведет к системе двух уравнений относительно  $a$  и  $b$ .

В [6] предлагается оригинальный механический способ решения этой задачи: прямая регрессии ищется как ось вращения, дающая для системы материальных точек с координатами  $\{x_i, y_i\}$  и единичными массами наименьший момент инерции. Из курса механики известно, что такая ось проходит через центр тяжести системы, что связывает искомые значения коэффициентов  $a'$  и  $b'$  следующим соотношением:

$$\bar{y} - \bar{a}x - b = 0,$$

где  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  — средние значения величин  $x$  и  $y$ , т.е.

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i; \quad \bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i.$$

Для  $a'$  получаем следующее квадратное уравнение:

$$\frac{2a'}{1 - a'^2} = \frac{2 \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 - \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}.$$

Решение его дает два значения  $a'$ , которые соответствуют максимальному и минимальному моментам инерции; выбор из них производится простой подстановкой  $a'$  в выражение (1).

Для определения ошибок в оценках параметров  $\sigma_a$  и  $\sigma_b$  мы сначала линейризовали относительно их малых приращений функцию расстояния от точки до прямой регрессии:

$$\Delta_i(a, b) = \frac{y_i - ax_i - b}{\sqrt{a^2 + 1}}.$$

Если  $a = a_0 + u$  и  $b = b_0 + v$ , где  $a_0$  и  $b_0$  считаются постоянными, а  $u$  и  $v$  — приращениями, малыми относительно значений  $a_0$  и  $b_0$ , то можно записать

$$\Delta_i(a, b) \equiv \Delta_i(a_0, b_0) + \left( \frac{\partial \Delta_i}{\partial a} \right) \Big|_0 u + \left( \frac{\partial \Delta_i}{\partial b} \right) \Big|_0 v,$$

где знак  $|_0$  означает, что функция берется в точке  $(a_0, b_0)$ . Таким образом, задача об определении ошибок сводится к нахождению среднеквадратичной ошибки параметров  $u$  и  $v$  при минимуме  $S(a, b)$ , причем стоящая под знаком квадрата в (1) функция линейна относительно них. Этот метод подробно описан в [5]. По окончании вычислений находим

$$a = a' \pm \sigma_a, \quad b = b' \pm \sigma_b,$$

где  $\sigma_a = \sigma_u$ ,  $\sigma_b = \sigma_v$ .

## В. ДВУПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СЛУЧАЙ

Постановка задачи и ее решение почти аналогичны предыдущему пункту. Имеем  $N$  наблюдений 3-х величин  $\{x_i, y_i, z_i\}$  с одинаковыми среднеквадратичными ошибками. Требуется построить линейную функцию двух первых  $z = ax + by + c$ , с максимальной вероятностью описывающую поведение третьей. Для этого нужно удовлетворить следующему условию:

$$S(a, b, c) = \sum_{i=1}^N \left( \frac{z_i - ax_i - by_i - c}{\sqrt{a^2 + b^2 + 1}} \right)^2 \rightarrow \min, \quad (2)$$

т.е. минимизировать сумму квадратов расстояний от точек  $\{x_i, y_i, z_i\}$  до плоскости  $z = ax + by + c$  в

пространстве  $OXYZ$ . Необходимое условие минимума

$$\frac{\partial S}{\partial a} = \frac{\partial S}{\partial b} = \frac{\partial S}{\partial c} = 0.$$

Для решения этой задачи мы опять воспользовались аналогией с механикой. Искомая плоскость находилась как проходящая через две из трех главных осей инерции тела, образованного точками с единичной массой и координатами  $\{x_i, y_i, z_i\}$ . Из курса механики известно, что эти оси проходят через центр масс системы, т.е. значения коэффициентов связаны следующим образом:

$$\bar{z} - a\bar{x} - b\bar{y} - c = 0,$$

где  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$ ,  $\bar{z}$  – средние значения заданных величин. Кроме того, главные оси инерции совпадают с направлениями собственных векторов матрицы тензора

$$I = \begin{pmatrix} I_{xx} & I_{xy} & I_{xz} \\ I_{yx} & I_{yy} & I_{yz} \\ I_{zx} & I_{zy} & I_{zz} \end{pmatrix},$$

где  $I_{xx} = \sum_{i=1}^N (y_i^2 + z_i^2)$ ,  $I_{xy} = I_{yx} = -\sum_{i=1}^N x_i y_i$  и т.д.

Выбор из трех возможных плоскостей делался подстановкой соответствующих значений  $a$ ,  $b$  и  $c$  в (2). Ошибки параметров  $\sigma_a$ ,  $\sigma_b$  и  $\sigma_c$  находились полностью аналогично предыдущему случаю. Принималось, что  $a = a_0 + u$  и  $b = b_0 + v$ ,  $c = c_0 + w$ , где  $a_0$ ,  $b_0$  и  $c_0$  считались постоянными, а  $u$ ,  $v$  и  $w$  – приращениями, малыми относительно значений

$a_0$ ,  $b_0$  и  $c_0$ . Затем функция расстояния, которая описывается формулой

$$\Delta_i(a, b, c) = \frac{z_i - ax_i - by_i - c}{\sqrt{a^2 + b^2 + 1}},$$

линеаризовалась относительно малых приращений  $u$ ,  $v$  и  $w$ :

$$\Delta_i(a, b, c) \cong \Delta_i(a_0, b_0, c_0) + \left( \frac{\partial \Delta_i}{\partial a} \right) \Big|_0 u + \left( \frac{\partial \Delta_i}{\partial b} \right) \Big|_0 v + \left( \frac{\partial \Delta_i}{\partial c} \right) \Big|_0 w.$$

Среднеквадратичные ошибки  $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$  и  $\sigma_w$  (которые равны, соответственно, ошибкам  $\sigma_a$ ,  $\sigma_b$  и  $\sigma_c$ ) находились согласно стандартной теории простой линейной регрессии, описанной в [5].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Whitmore B.C. // *Astrophys. J.* 1984. V. 278. P. 61.
2. Firmani C., Tutukov A. // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 264. P. 37.
3. Firmani C., Tutukov A. // *Astron. and Astrophys.* 1994 (в печати).
4. Sage L.J. // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 272. P. 123.
5. Шуголев Б.М. // Математическая обработка наблюдений. Гл. Изд. Физ.-Мат. лит., 1960. С. 239, 270.
6. Линник Ю.В. // Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. Гл. Изд. Физ.-Мат. лит., 1958. С. 17, 298.

## Statistical Correlations between Basic Parameters of Disk Galaxies

© 1995 г. V. V. Kostynin

Statistical relationships between principal galaxy parameters and surface densities of these parameters are analyzed for a sample of 63 disk galaxies. These parameters include the radius, the mass of the entire galaxy and its various components ( $H_2$ , HI, total gas, dust, etc.), blue and FIR luminosity. Of all possible two- and three-parameter linear relations between the galaxy parameter logarithms we choose those that have high correlation coefficients and derive their coefficients. Some of these relations are compared with the corresponding predictions of the single-zone model of the disk galaxy evolution. Other relations are considered from the viewpoint of interstellar medium properties in galaxies. We find the theory to agree satisfactorily with observations and suggest the ways of improving evolutionary models. The method of linear orthogonal regression used in statistical analysis is described.

УДК 524.354.6

## МОДЕЛЬ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ В МАГНИТОСФЕРЕ СТАРЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 1995 г. Я. Н. Истомина, Д. В. Мосягин

Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30.09.94 г.

Если период вращения намагниченной нейтронной звезды превышает некоторый предел ( $P > B_{12}^{1/2}$  с,  $B_{12} = B/10^{12}$  Гс), то она не может быть пульсаром. При этом электронно-позитронная плазма не обрывается в полярной области магнитосферы на разомкнутых силовых линиях, где ее поток генерирует наблюдаемое радиоизлучение. Однако это не означает, что  $e^+e^-$ -пары не образуются в замкнутой области магнитосферы более медленно вращающихся нейтронных звезд. Разность потенциалов между экватором и полюсом составляет  $10^{17}P^{-1}B_{12}$  В. Этого достаточно для того, чтобы быстрые частицы рождали в сильном магнитном поле электронно-позитронные пары при условии не слишком медленного вращения звезды ( $P < 10^5 B_{12}^{4/3}$  с). Таким образом, электроны и позитроны постоянно генерируются в замкнутой области магнитосферы и накапливаются там, если они захватываются в электростатические ловушки, расположенные на концах магнитных силовых линий. Электрическое поле ловушки имеет осциллирующий вид, от него отражаются как электроны, так и позитроны. Кроме того, частицы, отражаясь от ловушек, излучают  $\gamma$ -кванты, рождающие в свою очередь  $e^+e^-$ -пары. Накопление релятивистской плазмы носит взрывной характер:  $N \propto (\tau_e - t)^{-2}$ , где  $\tau_e \approx 100 - 2000$  лет – характерное время накопления. Энергия на создание плазмы в замкнутой магнитосфере черпается из энергии вращения звезды. При этом происходит ее торможение за счет токов, текущих в магнитосфере вдоль силовых линий магнитного поля и стекающих на поверхность. Ловушка разрушается, когда энергия плазмы сравнивается с энергией магнитного поля. После этого частицы высыпаются на поверхность звезды – это и есть  $\gamma$ -всплеск. Полная энергия вспышки равна энергии магнитного поля в магнитосфере  $\int B^2/8\pi dV = 10^{41} B_{12}^2$  эрг. Для наблюдаемого потока  $\gamma$ -излучения  $10^{-5}$  эрг/(с см<sup>2</sup>) это дает характерное расстояние до источников  $\gamma$ -всплесков порядка  $200B_{12}$  кпс, что соответствует протяженному гало вокруг нашей Галактики.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия  $\gamma$ -всплесков в 1973 г. [1] природа этого явления до сих пор остается неясной. Тем не менее наиболее вероятными кандидатами являются нейтронные звезды. В пользу нейтронных звезд говорят следующие факты: наблюдаемая квазипериодичность интенсивности  $\gamma$ -излучения (так, во вспышке 5 марта 1979 г. наблюдалось 22 цикла колебаний со средним периодом 8 с [2]); сильная переменность интенсивности, особенно на фронте всплеска ( $\tau < 0.2$  мс); детали в энергетическом спектре, которые могут быть интерпретированы как линии поглощения на циклотронной частоте и ее гармониках [3]; наличие электронно-позитронной аннигиляционной линии, сдвинутой в красную сторону [4]. Следует, однако, отметить, что наблюдения на спутнике CGRO не обнаружили ни циклотронных линий, что может быть связано с более высоким порогом приемника BATSE по сравнению с экспериментом Ginga (20 и 1.5 кэВ соответственно),

ни аннигиляционной линии. На то, что источником  $\gamma$ -всплесков являются нейтронные звезды, указывает также то обстоятельство, что до сих пор не удалось идентифицировать  $\gamma$ -всплески ни с одним видимым объектом во Вселенной.

Распределение  $\gamma$ -всплесков на небе является наиболее неожиданным результатом. Оно настолько однородно [5], что или  $\gamma$ -всплески находятся на космологическом расстоянии [6, 7], или производятся большим гало окружающих нашу Галактику источников с радиусом  $R > 100$  кпс [8], или происходят в непосредственной близости от нашей Солнечной системы. Ясно только, что распределение  $\gamma$ -всплесков не отражает распределение видимого вещества нашей Галактики, что сильно отличает их от пульсаров, источниками которых являются нейтронные звезды. Пульсары образуют тонкий диск, но они являются молодыми объектами со средним возрастом порядка  $10^6 - 10^7$  лет. Не исключено, что старые нейтронные звезды ( $>10^7$  лет) образуют обширное сферически-симметричное гало [9].



Источниками  $\gamma$ -всплесков могут быть следующие процессы:

а) слияние нейтронных звезд или падение нейтронной звезды на черную дыру, а также тихий коллапс белого карлика (космологическая модель),

б) ядерная вспышка на поверхности нейтронной звезды [10, 11] или потеря устойчивости поверхностного слоя за счет пикноядерных реакций [12], когда на звезду идет аккреция вещества. К этим моделям может быть также отнесено возможное звездотрясение [13, 14].

в) близкий от нейтронной звезды пролет кометы и вызванное им возмущение ее магнитосферы [15].

В первой модели образуется так называемый огненный шар, в котором настолько велика плотность фотонов, что они рождают также релятивистские электроны и позитроны [16]. Во второй и третьей моделях возникающие сильные колебания магнитного поля приводят к рождению в магнитосфере  $\gamma$ -квантов и  $e^+e^-$ -пар [17 - 19].

В этой работе мы считаем, что радиопульсары и  $\gamma$ -вспышки есть явления одной и той же природы – их источниками являются обычные изолированные вращающиеся намагниченные нейтронные звезды. Мы не предполагаем, что нейтронные звезды имеют какие-то сверхпараметры, как это считает Усов [20]. Электронно-позитронная плазма рождается в магнитосфере нейтронной звезды в результате ее вращения. Однако для пульсаров это рождение имеет место в разомкнутой области магнитосферы и релятивистские частицы постоянно инжектируются в окружающее пространство. Для  $\gamma$ -вспышек такая генерация имеет место в замкнутой магнитосфере, и частицы, захваченные магнитным полем звезды, постоянно накапливаются в магнитосфере. Рост плотности плазмы носит взрывной характер. Когда энергия плазмы сравнится с энергией магнитного поля, тогда поле перестает удерживать частицы и они высыпаются на поверхность – так образуется  $\gamma$ -вспышка.

Накопление релятивистской плазмы невозможно в магнитосфере быстро вращающейся нейтронной звезды ( $P_{cr} \leq 10$  с) из-за конвективного переноса. Вот почему мы не наблюдаем вспышечных явлений у пульсаров. Значение периода  $P \approx P_{cr}$  отделяет нейтронные звезды, которые являются пульсарами, от тех, которые являются источниками  $\gamma$ -всплесков. Пересечением этих двух классов нейтронных звезд с периодом  $P \approx P_{cr}$ , по-видимому, являются так называемые мягкие повторяющиеся  $\gamma$ -всплески (SGR). Недавняя идентификация одного из них – SGR 1806-20 с рентгеновским источником AX 1805.7-2025 [21, 22], расположенным в радиотуманности G10.0-0.3, указывает на то, что он является одновременно пульсаром. G10.0-0.3 является остатком сверхновой плериоп-

ного типа [23] и, подобно Крабовидной туманности, питается центральным объектом. Обнаруженная ранее связь другого повторяющегося источника SGR0526-66 с остатком сверхновой SNR N49 (Большое Магеллановое облако) с большой вероятностью указывает на то, что источники  $\gamma$ -всплесков класса SGR являются также и пульсарами. Характерным является также то, что всплеск 5 марта 1979 г., показавший период  $P = 8$  с, был от SFR 0526-66.

В первой части статьи мы опишем, как устроена ловушка для электронов и позитронов в замкнутой магнитосфере. Во второй части мы найдем спектральное распределение интенсивности излучения частиц, движущихся в электростатической пробке. Распространению электромагнитного излучения в магнитосфере нейтронной звезды с образованием  $e^+e^-$ -пар посвящен третий раздел статьи. В четвертой части мы остановимся на токах, текущих в магнитосфере звезды и по ее поверхности, и связанном с ними торможением вращения звезды. В пятом разделе мы рассмотрим механизм передачи кинетической энергии вращения звезды частицам плазмы. Почему  $\gamma$ -всплески не наблюдаются на пульсарах? Этот аспект мы обсудим в заключительной части статьи.

## 2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ПРОБКИ

Продольное электрическое поле в магнитосфере вращающейся нейтронной звезды формируется частицами плазмы и описывается уравнением Пуассона

$$\Delta\psi = -\frac{4\pi e^2}{mc^2} \left[ \sum_{\sigma=\pm 1} \int (F_{\sigma}^+ - F_{\sigma}^-) \frac{\gamma d\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - n_G \right], \quad (2.1)$$

где  $\psi = e\varphi/mc^2$  – безразмерный потенциал электрического поля во вращающейся с угловой скоростью  $\Omega$  системе координат,  $n_G = -(\mathbf{B}\Omega)/2\pi ce$  – плотность заряда коротации Голдрайха–Джулиана,  $F_{\sigma}^{\pm}(\gamma, r)$  – функции распределения электронов и позитронов по отношению к их продольным энергиям  $\gamma = [1 + p_{\parallel}^2/m^2c^2]^{1/2}$ . Учтено, что разброс по поперечным импульсам  $p_{\perp}$  несуществен, так как в сильном магнитном поле все частицы находятся на нулевом уровне Ландау; индекс  $\sigma = \text{sign}(p_{\parallel}\mathbf{B}) = \pm 1$  характеризует направление продольного импульса частиц по отношению к магнитному полю.

Решение уравнения (2.1) будем искать в виде электростатической волны, тогда электрическое поле будет потенциальным барьером для электронов и позитронов, движущихся к поверхности звезды. Характерный размер области, в которой есть такое поле  $E$ , будем полагать малым по сравнению как с радиусом кривизны силовых линий магнитного поля  $\rho \sim 10^7$  см, так и с

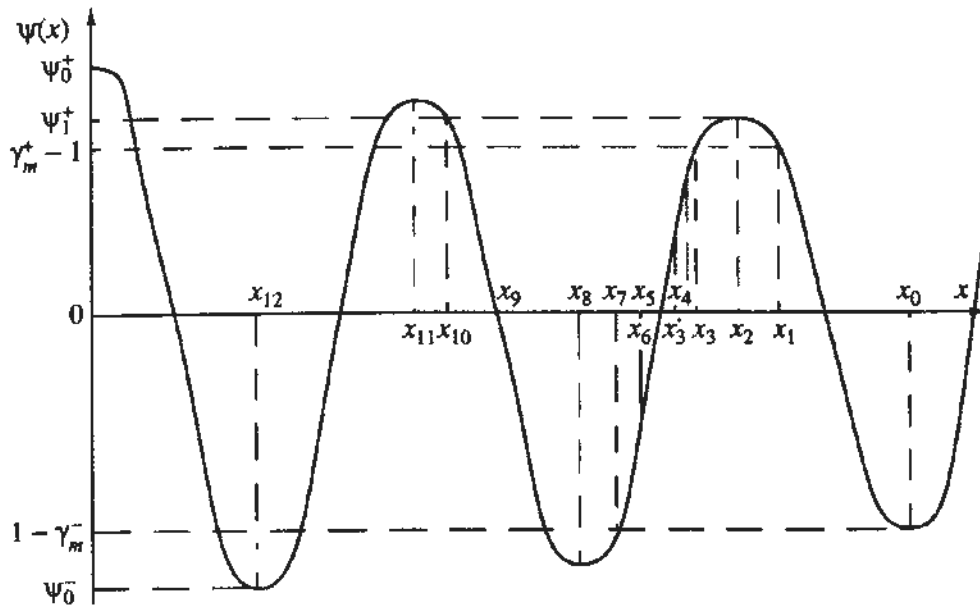


Рис. 1. Электрический потенциал электростатической пробки. Ось  $x$  направлена вдоль силовой линии; координате  $x = 0$  соответствует поверхность звезды, потенциал которой равен  $\psi_0^+$ .

$R_s \sim 10^6$  см – характерным расстоянием, на котором меняется величина магнитного поля. Тогда для выбранной силовой линии можно считать величину  $n_G$  постоянной.

В стационарном случае функции распределения  $F_\sigma^\pm(\gamma, r)$  в электрическом поле есть функции от полных энергий частиц  $\epsilon^\pm = \gamma \pm \psi$  и определяются своим видом на бесконечности (в отсутствие поля). Как будет видно из дальнейшего, в магнитосфере нейтронной звезды рождаются электрон-позитронные пары с кинетическими энергиями больше определенной величины  $\gamma_{\min} \sim 4\rho/R_s$ , а спектр частиц имеет степенную зависимость от энергий частиц, поэтому в качестве  $F_\infty^\pm(\gamma)$  мы выберем степенную функцию  $\gamma^\beta$  с  $\beta > 0$  и обрезанную снизу до энергий  $\gamma_m^\pm$ . Тогда частицы, движущиеся к поверхности звезды ( $\sigma = -1$ ), будут описываться следующими функциями распределения:

$$F_{-1}^\pm(\gamma, r) = \begin{cases} 0, & \gamma < \gamma_m^\pm \mp \psi, \\ \frac{(\beta-1)n^\pm}{2\gamma_m^\pm} \left( \frac{\gamma_m^\pm}{\gamma \pm \psi} \right)^\beta, & \gamma > \gamma_m^\pm \mp \psi, \end{cases}$$

где параметр  $n^\pm$  соответствует нулевому порядку разложения плотности частиц в отсутствие электрического поля (на вершине силовой линии) по малому параметру  $(\gamma_m^\pm / (1 \pm \psi_0^\pm))^\beta \ll 1$ ,  $\psi_0^+$  – максимальное, а  $\psi_0^-$  – минимальное значение потенциала  $\psi(r)$  на силовой линии.

Прежде чем интегрировать выражение (2.1), исследуем его для потенциала  $\psi(x)$ , показанного на рис. 1. Плотность позитронов на отрезке  $[x_{10}, x_2]$  следующая (координата  $x_2$  соответствует локальному максимуму потенциала  $\psi_1^+$ , в следующем колебании такое же значение потенциал принимает в точке  $x_{10}$ ):

$$n^+(\psi) = \int_{1+\psi(x_2)-\psi}^{\infty} \frac{(\beta-1)\gamma n^+}{2\gamma_m^+ \sqrt{\gamma^2-1}} \left( \frac{\gamma_m^+}{\gamma+\psi} \right)^\beta d\gamma + \int_{1+\psi(x_2)-\psi}^{1+\psi_0^+-\psi} \frac{(\beta-1)\gamma n^+}{2\gamma_m^+ \sqrt{\gamma^2-1}} \left( \frac{\gamma_m^+}{\gamma+\psi} \right)^\beta d\gamma.$$

Первый член соответствует падающему потоку частиц ( $\sigma = -1$ ), второй – отраженному ( $\sigma = +1$ ). Нижний предел интегрирования определяется минимальной полной энергией позитронов, преодолевших потенциальный барьер в точке  $x_2$ . Аналогичное выражение можно записать для электронов на отрезке  $[x_{10}, x_8]$  (в точке  $x_8$  потенциал достигает своего локального минимума  $\psi_1^-$ ):

$$n^-(\psi) = \int_{1-\psi(x_8)+\psi}^{\infty} \frac{(\beta-1)\gamma n^-}{2\gamma_m^- \sqrt{\gamma^2-1}} \left( \frac{\gamma_m^-}{\gamma-\psi} \right)^\beta d\gamma + \int_{1-\psi(x_8)+\psi}^{1-\psi_0^-+\psi} \frac{(\beta-1)\gamma n^-}{2\gamma_m^- \sqrt{\gamma^2-1}} \left( \frac{\gamma_m^-}{\gamma-\psi} \right)^\beta d\gamma.$$

На отрезке  $[x_8, x_2]$  плотность электронов равна сумме  $n^-(\psi) + N^-(\psi)$ , где  $N^-(\psi)$  – плотность электронов,

интервал энергий которых меняется в пределах от  $\gamma_m^-$  до  $1 - \psi(x_8)$ , причем

$$N(\psi) = \begin{cases} \int_1^{1-\psi(x_8)+\psi} \frac{(\beta-1)\gamma n^-}{\gamma_m^- \sqrt{\gamma^2-1}} \left(\frac{\gamma_m^-}{\gamma-\psi}\right)^\beta d\gamma, & x_8 < x < x_7, \\ \int_{\gamma_m^+ \psi}^{1-\psi(x_8)+\psi} \frac{(\beta-1)\gamma n^-}{\gamma_m^- \sqrt{\gamma^2-1}} \left(\frac{\gamma_m^-}{\gamma-\psi}\right)^\beta d\gamma, & x_7 < x < x_1. \end{cases}$$

Величина  $\psi(x_7)$  соответствует минимальной полной энергии электронов. С учетом приведенных обозначений запишем уравнение (2.1) следующим образом:

$$\psi'' = -\frac{4\pi e^2}{mc^2} [n^+(\psi) - n^-(\psi) - N(\psi) - n_G], \quad x_8 < x < x_2, \quad (2.2)$$

$$\psi'' = -\frac{4\pi e^2}{mc^2} [n^+(\psi) - n^-(\psi) - n_G], \quad x_{10} < x < x_8.$$

Интегрируя эти уравнения и вычитая друг из друга, получим

$$\psi'^2(x_{10}) = -\frac{8\pi e^2 \psi(x_2)}{mc^2} \int_{\psi(x_8)}^{\psi(x_2)} N(\psi) d\psi, \quad (2.3)$$

а так как  $N(\psi) \geq 0$ , то  $\psi'^2(x_{10}) < 0$ . Следовательно, из-за того, что часть электронов отразилась от электростатической пробки на участке  $[x_8, x_7]$ , значение следующего локального максимума потенциала  $\psi_2^+ = \psi(x_{11})$  не может быть больше  $\psi(x_2)$ . Аналогичный вывод следует и для значений двух соседних локальных минимумов потенциала  $\psi_2^- = \psi(x_{12})$  и  $\psi(x_8)$ :  $\psi(x_{12}) > \psi(x_8)$ . Поэтому, рассматривая стационарный случай движения частиц в электростатической пробке, получим ограничения на функцию  $\psi(x)$

$$1 - \gamma_m^- \leq \psi(x) \leq \gamma_m^+ - 1, \quad (2.4)$$

т.е. электростатическая волна должна быть строго периодической и не отражать частицы плазмы. Однако такую электростатическую волну нельзя считать строго стационарной. Заряженные частицы, двигаясь в электрическом поле, будут терять свою энергию на излучение и часть их будет захватываться в потенциальные ямы электростатической волны, в результате чего первоначальный потенциал будет слабо изменяться.

Функцию распределения  $F_i(\epsilon)$  захваченных электронов для полной энергии частиц  $\epsilon \sim \gamma_m^-$  можно считать стационарной и удовлетворяющей кинетическому уравнению, усредненному по периоду движения частиц:  $S = 0$ , где  $S$  – средний оператор рассеяния электронов при излучении ими фотонов. В одномерном случае

$$S = \int_0^\infty \{F_i(\epsilon)P(\epsilon, k) - F_i(\epsilon+k)P(\epsilon+k, k)\} dk. \quad (2.5)$$

Здесь  $k$  – безразмерное по отношению к комптоновской длине волны  $\bar{\lambda} = \hbar/mc$  волновое число фотона;  $P(\epsilon, k)$  – вероятность излучения фотона с импульсом  $k$  электроном с энергией  $\epsilon$  в единицу времени. Выражение для  $P(\epsilon, k)$  будет найдено ниже, здесь мы воспользуемся результатом вычислений (3.13) и, считая, что энергия излученных фотонов мала по сравнению с энергией частиц  $k \ll \epsilon$ , проводим в (2.5) разложение по степеням  $k$ :

$$S \approx -\frac{\partial(F, f)}{\partial \epsilon} - \frac{\partial^2(F, D)}{\partial \epsilon^2},$$

где

$$f(\epsilon) = \int_0^\infty kP(\epsilon, k)dk \approx \frac{2^6 \pi e^2 \bar{\lambda} \epsilon_s^2}{3mc d^3(\epsilon_s) \ln^2 |\epsilon_s - \epsilon|},$$

$$D(\epsilon) = \int_0^\infty \frac{k^2}{2} P(\epsilon, k)dk \approx \frac{3^{1/3} 4\pi^{4/3} e^2 \epsilon_s^{8/3} \bar{\lambda}^2}{mc d^4(\epsilon_s) \ln^2 |\epsilon_s - \epsilon|}.$$

Нетрудно теперь найти функцию распределения для захваченных электронов

$$F_i(\epsilon, \epsilon_s) \approx F(\epsilon_s) \frac{\ln^2 |\epsilon_s - \epsilon|}{\ln^2 [\Delta \epsilon(\epsilon_s)]} \times \left\{ 1 + \frac{2^{10} e^2 (\epsilon_s^4 / 3^7 \pi)^{1/3}}{\bar{\lambda} mc^2 \ln [\Delta \epsilon(\epsilon_s)]} \{1 - \exp [(\epsilon_s - \epsilon) f/D]\} \right\}$$

(определение  $\Delta \epsilon(\epsilon_s)$  – согласно (2.11)). Величине энергии  $\epsilon_s$  соответствует сепаратриса, отделяющая основной поток частиц от захваченных. С учетом захваченных частиц выражения (2.2) запишутся следующим образом:

$$\psi'' = -\frac{4\pi e^2}{mc^2} [n^+(\psi) - n^-(\psi) - N(\psi) - n_G + n_1^+(\psi) - n_1^-(\psi)], \quad x_8 < x < x_2,$$

$$\psi'' = -\frac{4\pi e^2}{mc^2} [n^+(\psi) - n^-(\psi) - n_G + n_1^+(\psi) - n_2^-(\psi)], \quad x_{10} < x < x_8,$$

где  $n_1^+(\psi)$  – плотность позитронов, захваченных в потенциальную яму на отрезке  $[x_{10}, x_2]$ ;  $n_1^-(\psi)$ ,  $n_2^-(\psi)$  – плотности электронов в потенциальных ямах, расположенных в интервалах  $x_7 < x < x_0$  и  $x_{12} < x < x_8$  соответственно. Из этих уравнений находим аналог выражения (2.3):

$$\psi^2(x_{10}) = -\frac{8\pi e^2 \psi(x_2)}{mc^2} \int_{\psi(x_8)}^{\psi(x_0)} (N(\psi) + n_1^-(\psi) - n_2^-(\psi)) d\psi. \quad (2.6)$$

Перепишем подынтегральное выражение, заменив плотности частиц интегралами от соответствующих функций распределений:

$$\begin{aligned} N(\psi) + n_1^-(\psi) - n_2^-(\psi) = \\ = \int_{\epsilon_d}^{\epsilon_{s1}} [F_A(\epsilon, \epsilon_{s1}) - F_A(\epsilon, \epsilon_{s2})] \frac{\gamma d\epsilon}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} + \\ + \int_{\epsilon_{s1}}^{\epsilon_{s2}} [F^-(\epsilon) - F_A(\epsilon, \epsilon_{s2})] \frac{\gamma d\epsilon}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

$\epsilon_{s1} = \psi(x_0)$ ,  $\epsilon_{s2} = \psi(x_8)$ ,  $\epsilon_d$  – минимальная полная энергия захваченных электронов. Сравнивая функции  $F^-(\epsilon)$  и  $F_A(\epsilon, \epsilon_{s2})$  для энергий  $\epsilon = \epsilon_{s2} - \delta\epsilon$  при  $\delta\epsilon \ll \epsilon_{s2}$ , найдем, что

$$\begin{aligned} F^-(\epsilon) - F_A(\epsilon, \epsilon_{s2}) = \\ = -\frac{(\delta\epsilon)^2 F^-(\epsilon_{s2}) m^2 c^4}{4\epsilon_{s2}^2 \Delta \epsilon^2 \ln [1/\Delta\epsilon]} \left\{ 1 + \frac{2^9 e^2 \epsilon_s^{4/3}}{3^{7/3} \pi^{1/3} \lambda m c^2} \right\}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Следовательно, второй интеграл в выражении (2.6) меньше нуля. Сравним теперь функции  $F_A(\epsilon, \epsilon_{s1})$  и  $F_A(\epsilon, \epsilon_{s2})$  для энергий вблизи величины  $\epsilon_{s1}$  при условии, что  $\epsilon_{s2} - \epsilon_{s1} \ll \epsilon_{s2}$ :

$$\begin{aligned} F_A(\epsilon, \epsilon_{s1}) - F_A(\epsilon, \epsilon_{s2}) \approx \\ \approx -(2\epsilon_{s2} - \epsilon_{s1} - \epsilon) F^-(\epsilon_{s1}) \beta / \epsilon_{s1} < 0. \end{aligned}$$

Таким образом, все выражение (2.7) меньше нуля, а, значит, интеграл в (2.6) тоже отрицателен. В результате величина  $\psi^2(x_{10}) > 0$  и снимается ограничение (2.4) на значения потенциала  $\psi(x)$ .

В результате учета слабой нестационарности потенциала мы видим, что нарушается строгая периодичность электростатической волны – ее амплитуда колебаний постепенно нарастает в направлении к поверхности звезды, а она сама превращается в электростатическую пробку, которая отражает частицы обоих знаков.

Остановимся теперь подробнее на структуре электрического поля такой пробки. Для этого проинтегрируем выражение (2.1) для различных

интервалов энергий частиц плазмы, формирующей поле. Соответствующие области вдоль силовой линии магнитного поля указаны на рис. 1.

1)  $x_2 < x < x_1$ ,  $\gamma_m^+ - 1 < \psi(x) < \psi_1^+$ ,  $\psi_1^+$  – локальный максимум потенциала на этом участке. Этот интервал характеризуется наличием покоящихся позитронов ( $\gamma = 1$ ), за счет этого плотность позитронов несколько больше своего значения в отсутствие поля:

$$\begin{aligned} n^+(\psi) = \int_1^{\infty} \frac{(\beta - 1) \gamma n^+}{2\gamma_m^+ \sqrt{\gamma^2 - 1}} \left( \frac{\gamma_m^+}{\gamma + \psi} \right)^\beta d\gamma + \\ + \int_1^{1 + \psi_0^+ - \psi} \frac{(\beta - 1) \gamma n^+}{2\gamma_m^+ \sqrt{\gamma^2 - 1}} \left( \frac{\gamma_m^+}{\gamma + \psi} \right)^\beta d\gamma \approx \\ \approx n_\infty^+ + (\gamma_m^+)^{-\beta} [\Delta - \delta], \end{aligned}$$

где  $\delta = \psi + 1 - \gamma_m^+ \ll \gamma_m^+$ ,  $\Delta(\gamma_m^+) \approx 1 + 4.68\beta/\gamma_m^+ - 2.86(\beta + 1)\beta/\gamma_m^{+2}$  (при вычислении интегралов мы разбивали интервалы интегрирования на два участка: а)  $1 < \gamma < 2$  – здесь  $\gamma \ll \psi(x)$ ; б)  $\gamma > 2$  – на этом интервале мы полагали  $\gamma \gg 1$ ). Электроны же на этом участке все релятивистские, с лоренц-фактором  $\gamma \gg 1$ , их плотность поэтому практически совпадает со своей величиной в отсутствие поля:  $n^-(\psi) = n_\infty^- + o(1/8\gamma_m^2)$ . Учитывая, что плотность Голдрайха–Джулиана  $n_G = n_\infty^+ - n_\infty^-$ , мы перепишем уравнение (2.1) в следующем виде:  $\delta'' = (\delta - \Delta)/d_+^2$ ,  $d_+ = \sqrt{mc^2 \gamma_m^+ / 2\pi n^+ e^2 (\beta - 1)}$  – нерелятивистская дебаевская длина позитронов. Проинтегрировав это уравнение, получим

$$\delta' d_+ = \sqrt{(\delta - \delta_0)(\delta + \delta_0 - 2\Delta)}. \quad (2.9)$$

Отсюда видно ограничение на величину параметра  $\delta_0 = \delta(x_2)$ :  $\delta_0 \leq \Delta$ . Это связано с тем, что в точке максимума  $\psi(x_2) = \psi_1^+$  должно выполняться неравенство  $\psi'' < 0$ , но из-за отражения позитронов от потенциала их плотность уменьшается, увеличивая значение  $\psi''$ . Значению  $\delta_0 = \Delta$  (при этом  $\psi''(x_2) = 0$ ) соответствует максимально возможное количество отраженных частиц.

Проинтегрировав выражение (2.9) еще раз, получим

$$\begin{aligned} \psi(x) = \gamma_m^+ - 1 + \Delta - (\Delta - \delta_0) \operatorname{ch} \frac{x - x_2}{d_+}, \\ x_1 - x_2 \approx d_+ \ln \frac{2\Delta}{\Delta - \delta_0}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

2)  $x_3 < x < x_2$ . На этом участке надо учитывать в уравнении (2.1) вклад позитронов, захваченных в потенциальную яму на отрезке  $[x_{10}, x_2]$ . Однако, как мы видели выше (выражение (2.8)), плотность захваченных частиц лишь во втором порядке малой величины  $\delta\epsilon/\epsilon$ , отличается от плотности отраженных частиц при таком же значении энергии  $\epsilon$ , поэтому здесь мы будем считать, что захваченные частицы точно компенсируют отраженные, а в данном случае – участок потенциала при  $x_3 < x < x_2$  эквивалентен интервалу  $x_2 < x < x_1$ .

3)  $x_4 < x < x_3$  – это промежуточный участок потенциала. Здесь уже нет покоящихся позитронов, но их скорости еще недостаточно велики:  $\gamma \sim 1$ . Захваченные позитроны мы здесь не учитываем, поэтому плотность позитронов выражаем только через частицы падающего и отраженного потоков:

$$n^+(\psi) = \int_{\gamma_m^+ - \psi}^{\infty} \frac{(\beta - 1)\gamma n^+}{2\gamma_m^+ \sqrt{\gamma^2 - 1}} \left( \frac{\gamma_m^+}{\gamma + \psi} \right)^\beta d\gamma + \int_{\gamma_m^+ - \psi}^{1 + \psi_0^+ - \psi} \frac{(\beta - 1)\gamma n^+}{2\gamma_m^+ \sqrt{\gamma^2 - 1}} \left( \frac{\gamma_m^+}{\gamma + \psi} \right)^\beta d\gamma.$$

Плотность электронов по-прежнему считаем постоянной:  $n^-(\psi) = n_-^-$ . Уравнение (2.1) можно приближенно записать для двух случаев значений величины  $\delta = \gamma_m^+ - 1 - \psi$ :

$$a) \delta'' \approx \frac{\Delta - \sqrt{2}\delta}{d_+^2}, \quad 0 < \delta < \delta_1^+, \quad 2\delta_1^+ \approx (1 + \beta/4\gamma_m^+),$$

$$b) \delta'' \approx \frac{\Delta - 1}{d^2} + \frac{\beta a^{+2}}{2\gamma_m^+ d^2} - \frac{\beta a^+ \delta}{\gamma_m^+ d_+^2}, \quad \delta_1^+ < \delta < a^+,$$

$$a^+ \approx (4.15 - 2.86(\beta + 1)/\gamma_m^+)^{1/2}.$$

Проинтегрировав эти уравнения, получим следующее выражение:

$$\psi(x) = \begin{cases} \gamma_m^+ - 1 + \frac{x_3 - x}{d_+} \left[ \frac{(x - x_3)\Delta}{2d_+} - \sqrt{2} \right], & x_3' < x < x_3, \\ \gamma_m^+ - 1 - a^+ + \frac{8}{a^+ \beta (\beta + 2)} + 2 \frac{\sqrt{2\gamma_m^+}}{\sqrt{a^+ \beta}} \sin \left( \frac{x - x'}{d_+} \sqrt{\frac{a^+ \beta}{\gamma_m^+}} \right), & x_4 < x < x_3', \end{cases}$$

где  $x_3' = x_3 - 2d/\Delta$ ,  $x' = x_3 - d_+ \sqrt{\gamma_m^+/a^+ \beta} \times \arcsin \sqrt{a^+ \beta / 8\gamma_m^+}$ ,  $x_4 = x' - d_+ \sqrt{\gamma_m^+/a^+ \beta} \times \arcsin(4/(\beta + 2) \sqrt{2a^+ \beta \gamma_m^+})$ .

4)  $x_5 < x < x_4$ . На этом участке все частицы – ультрарелятивистские и плотности частиц следующим образом зависят от величины электрического потенциала  $\psi$ :  $n^\pm(\psi) = n_\infty^\pm \pm \psi n^\pm (\gamma_m^\pm)^{-3} \times (\beta - 1)/(\beta + 2)$ . Уравнение Пуассона тогда запишется так:  $\psi'' = -\psi/d_0^2$ . Его решение –  $\psi(x) = -\gamma_m^+ \times (\cos(x - x_4)/d + \sqrt{\beta + 2} \sin(x - x_4)/d)$ , параметр  $d_0 = d_k (\gamma_m^+)^{3/2}$  – дебаевская длина релятивистской плазмы,  $d_k = \sqrt{(\beta + 2) mc^2 / 8(\beta - 1) \pi n^\pm e^2}$ ,  $x_5 \approx x_4 - d_0 \arcsin(1/\sqrt{\beta + 3})$ .

Поведение потенциала  $\psi(x)$  на участке  $x_9 < x < x_5$  легко получить из “позитронной” ( $\psi > 0$ ) части потенциала, произведя замену  $\psi$  на  $-\psi$ ,  $d_+$  на  $d_-$ ,  $n^+$  на  $n^-$  и  $\gamma_m^+$  на  $\gamma_m^-$ .

Следующее колебание потенциала аналогично поведению  $\psi(x)$  для  $x \in [x_{10}, x_1]$ . Небольшое отличие состоит в том, что, как уже отмечалось,  $\psi'^2(x_{10}) > 0$ , следовательно,  $\psi(x_{10}) > \psi(x_2)$ , причем должно выполняться неравенство  $\psi(x_{11}) - \psi(x_2) < \Delta$ . Аналогичные неравенства можно записать для “электронной” ( $\psi < 0$ ) части потенциала:  $\psi(x_{12}) < \psi(x_8)$  и  $\psi(x_8) - \psi(x_{12}) < \Delta$ . Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать электростатическую пробку как квазипериодический потенциал с пространственным периодом  $d(\psi_m) = d_k \sqrt{\psi_m^{2+\beta} \gamma_m^{1-\beta}}$ ,  $\psi_m$  – амплитуда  $m$ -го колебания и ее изменение за один период следующее:  $\psi_{m+1} - \psi_m \sim \Delta \approx 1$  (рис. 1). Длина всей пробки тогда определяется значением потенциала поверхности звезды  $\psi_0$ :  $L_j \approx 2\psi_0 d(\psi_0)/(4 + \beta)$ .

Сделаем также некоторые оценки для времени заполнения потенциальной ямы позитронами (электронами), используя найденные выше выражения для потенциала  $\psi(x)$ . В потенциальную яму захватываются частицы, энергии которых попадают в интервал от  $\psi_m$  до  $\psi_m + 2\Delta\epsilon(\psi_m)$ , где  $\Delta\epsilon(\psi_m)$  – энергия, теряемая позитроном на излучение за время одного пролета над ямой. Известно, что скорость потерь энергии на излучение заряженной частицы, движущейся в электрическом поле  $E$ , равна  $d\epsilon/dt = 2e^4 E^2 / 3m^3 c^5$ , тогда

$$\Delta\epsilon(\psi_m) = \frac{2^5 e^2 \psi_m^2}{d(\psi_m) m c^2}. \tag{2.11}$$

Во время пролета позитрона над ямой основной вклад дает нерелятивистское движение частицы вблизи края ямы или точки отражения от потенциала:

$$T(\epsilon, \psi_m) \sim \frac{d(\psi_m)}{c} \ln |\epsilon - \psi_m|. \quad (2.12)$$

Быстрее всего захватываются позитроны с энергией  $\epsilon \approx \psi_m + \Delta\epsilon$ , так как время захвата  $T_1(\epsilon, \psi_m) = T(\epsilon, \psi_m) + T(\epsilon - 2\Delta\epsilon, \psi_m)$ , поэтому скорость изменения плотности захваченных частиц следующая:

$$\dot{n}_1 \sim n \gamma_m^{\beta-1} \psi_m^{1-\beta} \frac{\Delta\epsilon(\psi_m)c}{d(\psi_m) \ln [1/\Delta\epsilon(\psi_m)]}.$$

Подставляя сюда выражение (5.5), найдем, что

$$\frac{n_1(t)}{n(t)} \approx 6 \times 10^{-3} \left( \frac{n_0}{10^{14}} \right) \left( \frac{\psi_m}{10^4} \right)^{1.74} \left( \frac{\gamma_m}{10} \right)^{2.74} \ll 1$$

для малых времен  $t \ll \tau_e$ .

### 3. СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ

Заряженные частицы, двигаясь в электрическом поле электростатической пробки, излучают на частотах  $\omega \leq \omega_0(\epsilon_0; \psi_m) = 4\pi c \epsilon_0^2 / d(\psi_m)$ ,  $\epsilon_0$  — энергия частиц в отсутствие поля (в системе координат, движущейся со средней скоростью частицы  $v_0 \sim c$ , длина квазипериодичности поля  $d' \approx d/\gamma$  и излучение происходит на частоте  $\omega' \approx 4\pi c \gamma / d$ , в лабораторной же системе координат, из-за эффекта Доплера, излучение уже имеет частоты  $\omega(\theta) = \omega' c \sqrt{1 - v^2/c^2} / (c - v \cos \theta)$ ). Следовательно, наиболее энергичные фотоны рождаются наиболее быстрыми частицами:  $\epsilon_0 \sim \psi_0$ . Для вычисления коротковолновой части спектра излучения  $\omega \sim \omega_0$  будем считать, что движение таких частиц происходит в периодическом электрическом поле с потенциалом

$$\psi(x) = \psi_m \sin(2\pi x / d(\psi_m)) \quad (3.1)$$

для  $\psi_m \ll \epsilon_0$ .

Для вычисления спектральной интенсивности будем исходить из выражения для поля в волновой зоне излучения в форме Лиенара-Вихерта [24]:

$$\mathbf{E}_e = \frac{e}{c^2 R} \frac{\mathbf{n}(\dot{\mathbf{v}}\mathbf{n} - \dot{\mathbf{v}})}{(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c)^3}, \quad (3.2)$$

где  $R$  — расстояние от точки нахождения заряда до точки наблюдения,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор вдоль направления наблюдения и все величины в правой стороне берутся в запаздывающий момент време-

ни  $t' = t - R/c$ . На больших расстояниях  $R \gg r$  от частицы, движущейся с почти постоянной скоростью во внешнем периодическом поле (2.1), электрическое поле волны (3.2) может быть разложено в ряд Фурье:  $\mathbf{E}_e = \sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{E}_n \exp(-in\omega_0 t)$ ,  $\mathbf{E}_n = 1/T \int_{-T/2}^{T/2} \mathbf{E}_e(t) \exp(in\omega_0 t) dt$ ,  $T = [1 - (\mathbf{v}\mathbf{n})/c] d_0/v$ ,  $\omega_0 = 2\pi/T$ . Нетрудно видеть, что все излучение происходит на частоте  $\omega_0$ , и спектральное распределение можно записать в виде

$$dI(\mathbf{k}) = \frac{\pi e^2 c \psi_m^2 \sin^2 \theta \delta(k - \omega_0/c)}{2\epsilon_0^6 d_0^2 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)^6} d\omega d\theta. \quad (3.3)$$

Основное излучение направлено вперед по движению частицы и сосредоточено в конусе с углом раствора  $\Delta\theta \sim 1/\epsilon_0$ . Пренебрегая этим разбросом в направлении  $\mathbf{k}$  и считая, что энергичные фотоны летят вдоль  $\mathbf{v}$ , скорость их рождения выражаем через (3.3):

$$Q_{ph_p}(k, \epsilon_0) = \int \frac{dI(\mathbf{k})}{mc^2 k dk} \approx \frac{e^2 \psi_m^2 d_0^3 k^2 \delta(\omega_0/c - k)}{2^5 \pi^3 \lambda^{-5} \epsilon_0^8 mc} \quad (3.4)$$

В рассматриваемых условиях, когда  $\langle r \rangle / \lambda \gg 1$  ( $\lambda \sim \pi \bar{\lambda} / \gamma_m \leq 10^{-12}$  — длина волны излучения, необходимого для рождения электрон-позитронных пар с минимальными энергиями  $\gamma_m$ ;  $\langle r \rangle \sim n^{-1/3}$  — среднее расстояние между частицами плазмы; так как плотность энергии плазмы должна быть меньше плотности энергии магнитного поля нейтронной звезды ( $n m c^2 \gamma_m \leq B^2 / 8\pi$ ), то  $\langle r \rangle \geq 10^{-10}$  см), частицы плазмы излучают некогерентно, поэтому количество фотонов, рождающихся в единицу времени в каждой точке электростатической пробки, может быть получено из выражения (3.4), проинтегрированного по всем излучающим частицам, находящимся в данной точке:

$$Q_{ph}^{\pm}(k, \psi_m) = \int_{\psi_m}^{\psi_0^{\pm}} Q_{ph_p}(k, \epsilon_0) F^{\pm}(\epsilon_0) d\epsilon_0. \quad (3.5)$$

Ввиду того, что выражения (3.4) и (3.5) суть средние по длине потенциальной ямы скорости рождения фотонов, точку рождения последних будем характеризовать величиной  $\psi_m$ . Отметим, что выражение (3.4) было получено для энергий частиц  $\epsilon \gg \psi_m$ , однако, интересуясь только коротковолновой частью спектра излучения всех частиц плазмы  $\omega \sim \omega_{\max}(\psi_m) = 4\pi c \psi_0^2 / d(\psi_m)$ , мы можем применять (3.4) и для частиц с энергиями  $\epsilon_0 \sim \psi_m$ ,

которые дают вклад в суммарный спектр лишь на частотах  $\omega \leq 4\pi c \psi_m^2/d(\psi_m) \ll \omega_{\max}(\psi_m)$ . Просуммировав выражение (3.5) по всем потенциальным ямам пробки (отличие квазипериодического потенциала электростатической пробки от потенциала (3.1) приведет к поправке в спектре фотонов на частотах  $\omega \leq \psi^2 c/L_j \ll \omega_{\max}(\gamma_m)$ , не влияя на коротковолновую область), получим функцию распределения фотонов на границе электростатической пробки в отсутствие их поглощения:

$$N_0(k) = \frac{1}{c} \int_{\gamma_m}^{\psi_0} Q_{ph}(k, \psi_m) d(\psi_m) d\psi_m =$$

$$= \frac{8\pi(\beta - 1)(19\beta + 65)e^2 n \gamma_m^{\beta+2}}{3(\beta + 5)(\beta + 7)(13\beta + 44)mc^2 \bar{\lambda}} \left( \frac{4\pi \bar{\lambda} \phi_0}{d_0} \right)^{\frac{6}{2+\beta}} \times$$

$$\times \begin{cases} k^{\frac{\beta+8}{\beta+2}}, & 0 < \beta < 3.3, \\ -k^{\frac{1+\beta}{2}}, & \beta > 3.3. \end{cases} \quad (3.6)$$

Теперь вычислим спектр излучения частиц, находящихся в потенциальных ямах электростатических пробок. Рассмотрим позитрон (электрон) с энергией  $\epsilon = \psi_m - \kappa$ ,  $\kappa \ll 1$ . Его движение периодически со временем  $T \approx -2d(\psi_m) \ln(\kappa)/c$  (см. (2.12)) и интенсивность излучения на частоте  $\omega = \omega_0 n = 2\pi n/T$  может быть записана следующим образом:

$$dI_n = \frac{e^2 \bar{\lambda}^{-2}}{2\pi c} |[\mathbf{k}|\mathbf{I}]|^2 d\omega, \quad k = \frac{2\pi n \bar{\lambda}}{Tc}, \quad (3.7)$$

$$I = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} v(t) \exp(i\omega t - ik\tau(t)) dt. \quad (3.8)$$

Поместим систему координат в центр потенциальной ямы, последнюю считаем симметричной:  $\psi(x) = \psi(-x)$ . Время будем отсчитывать от момента, когда частица находится в точке  $x = 0$ ; тогда, учитывая симметрию в движении позитрона, которая выражается в виде  $v(t) = v(-t)$ ,  $\tau(t) = -\tau(-t)$ ,  $v(\pm T/4 + t) = -v(\pm T/4 - t)$ ,  $\tau(\pm T/4 + t) = \tau(\pm T/4 - t)$ , мы можем переписать выражение (3.8) так:

$$I = \frac{4}{T} \int_0^{T/4} v(t) \sin [n\omega_0(-T/4 + \tau(t) \cos \theta/c)] \times$$

$$\times \sin [n\omega_0(T/4 - t)] dt. \quad (3.9)$$

Когда частица движется далеко от стенки потенциальной ямы ( $\gamma \gg 1$ ), ее скорость можно считать постоянной  $v_0$ , а вклад в интеграл (3.9) от такого

участка пути позитрона ( $0 < t < T_1$ ,  $T_1 = d/2v_0 \ll T/4$ ) для малых  $n \ll T/T_1$  следующий:

$$I_1 = \frac{4}{T} \int_0^{T_1} v(t) \sin^2(n\omega_0 T/4) dt \approx \frac{2d \sin^2(\pi n/2) v_0}{T v_0}. \quad (3.10)$$

За время от  $T_1$  до  $T/4$  скорость частицы меняется от  $v_0$  до 0. Ее движение происходит в потенциале  $\psi(x) \approx \psi_m + 1 - \text{ch}(x-d)/d_+$  (см. (2.10)), скорость зависит от времени как  $v(t) \approx c \sqrt{[\exp(-2ct/d) - \kappa]/2}$ , а координата  $x(t)$  остается практически постоянной:  $x(t) = d + o(d_+/d)$ . Вклад от этого участка в интеграл (3.9) на малых частотах  $\omega \ll \omega_0 T/T_1$  запишем так:

$$I_2 = \frac{2^{3/2} v_0 \sqrt{\kappa}}{T} \sin(\omega n/2) \times$$

$$\times \int_0^{T/4-T_1} \sin(\omega \tau) \sqrt{\exp(2c\tau/d) - 1} d\tau, \quad \tau = T/4 - t.$$

Производим здесь интегрирование для двух интервалов значений  $\tau$ : а)  $0 < \tau < T_1$  и б)  $T_1 < \tau < T/4 - T_1$ . Считая в первом случае  $\tau \ll T_1$ , а во втором  $\tau \gg T_1$ , мы получим  $I_2 \approx 2^{7/2} d v_0 \sin^2(\pi n/2)/T v_0$ . С учетом (3.10) запишем интеграл (2.9) в виде:

$$I \approx \frac{13.3 d \sin^2(\pi n/2) v_0}{T v_0}. \quad (3.11)$$

Подставляя (3.11) в (3.7) и интегрируя по всем направлениям излучения, найдем интенсивность излучения позитрона

$$I_n = \frac{2^7 e^2 \omega_0^2 n^2}{3c \ln^2 \kappa}. \quad (3.12)$$

Экстраполируя выражение (3.12) в коротковолновую часть спектра, определим максимальную частоту излучения из требования равенства суммарной энергии излучения за интервал времени  $T$  удвоенным потерям (2.11):  $\omega_c = c(3\pi \psi_m^2)^{1/3}/2d(\psi_m)$ . Вероятность же рождения позитроном с энергией  $\epsilon$  фотона с импульсом  $k$  получим из (3.12)

$$P(\epsilon, k) = \frac{I_n(\epsilon)}{mc^2 k} \approx \frac{2^7 e^2 k}{3mc \bar{\lambda}^{-2} \ln^2(\psi_m - \epsilon)}, \quad (3.13)$$

$$0 \leq k \leq k_c = \omega_c \bar{\lambda}/c.$$

#### 4. РАЗМНОЖЕНИЕ ПЛАЗМЫ

При распространении электромагнитного излучения в криволинейном магнитном поле звезды, когда фотоны пересекают магнитные силовые

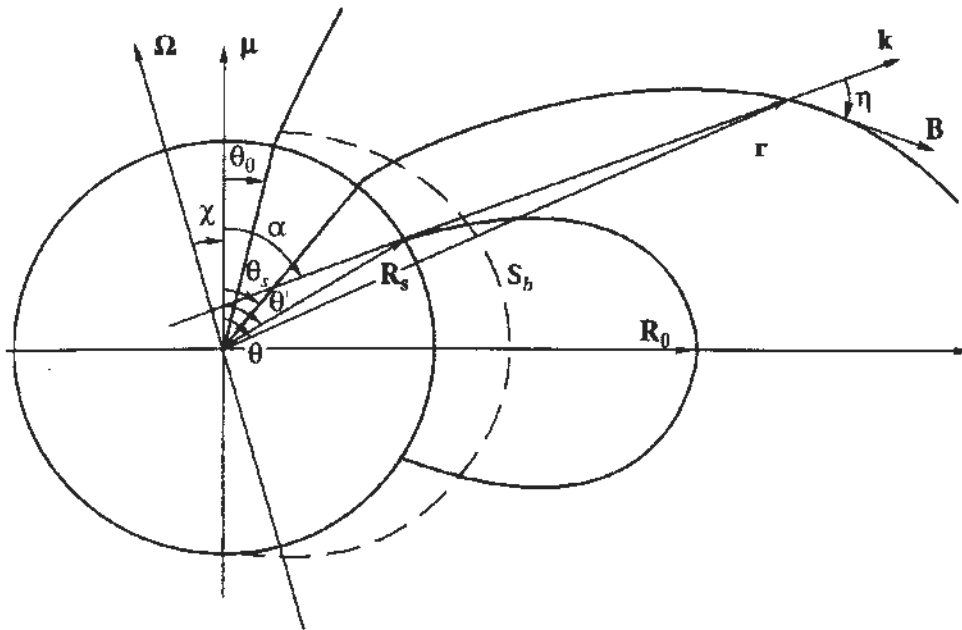


Рис. 2. Рождение  $e^+e^-$ -пар в замкнутой магнитосфере нейтронной звезды. Фотон излучается у поверхности звезды в точке с координатой  $\theta'$  и движется под углом  $\alpha$  к магнитной оси  $\mu$ . Пройдя расстояние  $s$ , фотон рождает  $e^+e^-$ -пару в точке с координатами  $r, \theta$  на силовой линии, концы которой на поверхности звезды имеют координаты  $\theta_1$  и  $\pi - \theta_1$ . Рождение пар происходит в области, ограниченной поверхностью  $S_b$  (см. формулу (4.7)) и силовой линией, разделяющей области замкнутой и разомкнутой магнитосферы.

линии, будет происходить рождение электронно-позитронных пар. Вероятность такого процесса в не очень сильном магнитном поле ( $B \leq 0.1B_c$ ) в единицу времени для фотонов с импульсом  $\mathbf{k}$  дается следующим выражением [25]:

$$W(\mathbf{k}) = \frac{3^{3/2} \bar{\alpha} c B |\sin \eta|}{2^{9/2} \lambda B_c} \times \exp \left\{ -\frac{8B_c}{3kB |\sin \eta|} \right\} \Theta [k |\sin \eta| - 2], \quad (4.1)$$

где  $\eta$  – угол между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{B}$ ,  $\bar{\alpha}$  – постоянная токовой структуры,  $B_c = m^2 c^3 / e \hbar = 4.4 \times 10^{13}$  Гс. Формула (4.1) справедлива при  $kB |\sin \eta| / B_c \ll 1$ , когда вероятность рождения экспоненциально мала.

Число рождаемых электронно-позитронных пар с полными энергиями частиц  $\epsilon$  в единицу времени связано с функцией распределения фотонов в магнитосфере нейтронной звезды  $N(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ :

$$Q_N = \int W(\mathbf{k}) N(\mathbf{k}) \delta(\gamma - 1/|\sin \eta|) d\mathbf{k}. \quad (4.2)$$

Аргумент  $\delta$ -функции должен быть записан в виде  $\gamma - 1/|\sin \eta| = \epsilon - \psi_l(\theta) - 1/|\sin \eta|$ , где  $\psi_l(\theta)$  – потенциал продольного электрического поля в точке силовой линии, в которой произошло рождение пары, однако, предполагая  $\psi_l \ll \epsilon$ , в нулевом приближении получим выражение (4.2).

Функция  $N(\mathbf{k})$  определяется  $N_0(k)$  – своим значением в точке испускания фотонов на поверхности звезды (мы пренебрегаем длиной электростатической пробки  $L_e \ll r$  и считаем, что все излучение

идет с поверхности звезды из точки с координатой  $\theta'$  (рис. 2):

$$N(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = N(r, \theta, \varphi; \mathbf{k}) = N_0(\theta', \varphi; k) I(s) \delta(\mathbf{n} - \mathbf{k}/k), \quad (4.3)$$

$s$  – длина пути, пройденного фотонами от точки рождения до точки наблюдения, которая связана с координатами  $r, \theta, \theta'$  соотношениями

$$\frac{\sin(\theta - \theta')}{s} = \frac{\sin(\alpha - \theta')}{r} = \frac{\sin(\alpha - \theta)}{R_s},$$

$$\sin \alpha = \frac{3 \sin \theta' \cos \theta'}{\sqrt{3 \cos^2 \theta' + 1}}.$$

Каждая точка поверхности звезды характеризуется своим направлением  $\mathbf{n} = \text{sign}(\mathbf{B}, \mathbf{r}) \mathbf{B}_s / B_s$ , в котором излучаются фотоны,  $\mathbf{B}_s$  – поле на поверхности звезды;  $\alpha$  – угол между  $\mathbf{n}$  и  $\mu$ . В формуле (4.3) это отражено наличием  $\delta$ -функции. Множитель  $I(s)$  описывает поглощение фотонов с рождением электронно-позитронной пары и может быть определен из уравнения  $c \partial I(s) / \partial s = -W(k) I(s)$ . Решение этого уравнения –  $I(s) = \exp\{-w(s)\}$ , где  $w(s)$  – толщина однофотонного рождения  $e^+e^-$ -пары

$$w(s) = \int_0^s \frac{3^{3/2} \bar{\alpha} B \sin \eta}{2^{9/2} \lambda B_c} \times \exp \left\{ -\frac{8B_c}{3kB \sin \eta} \right\} \Theta [k \sin \eta - 2] ds. \quad (4.4)$$



Основной вклад в данный интеграл дает верхний предел интегрирования

$$w(s) \approx \frac{3^{5/2} k y^3 \bar{\alpha}}{2^{15/2} \bar{\lambda} dy/ds} \exp \{-8/3ky\} \approx \exp \{\Lambda - 8/3ky\}, \quad (4.5)$$

$\Lambda = \ln[3^{5/2} \bar{\alpha} k y^3 / 2^{15/2} \bar{\lambda} y_s^3]$ ,  $y = B \sin \eta / B_c$  (угол  $\eta$  простым образом выражается через координаты точки наблюдения:  $\sin \eta = [\sin(2\theta - \alpha) + \cos \theta \sin(\theta - \alpha)] \times [3 \cos^2 \theta + 1]^{-1/2}$ ). Это приближение верно, если  $s < s_0$  ( $\theta_0$ ), где  $\theta_0$  определяется из условия  $dy(\theta_0)/ds = 0$ . Если  $s > s_0$ , то основной вклад в интеграл (4.4) дает окрестность точки  $s_0$ :

$$w(s) = w_{\max}(k) \approx \frac{3^{1/2} \bar{\alpha} y^2}{2^{9/2} \bar{\lambda}} \sqrt{\frac{-3\pi k}{4y_{ss}}} \exp[-8/3ky] \Big|_{s=s_0}. \quad (4.6)$$

В этом случае вероятность не зависит от  $s$  и формула (4.6) определяет максимальную вероятность того, что фотон с импульсом  $k$  при своем движении в магнитосфере родит  $e^+e^-$ -пару.

Если  $w_{\max} \geq 1$ , то фотон поглощается с рождением  $e^+e^-$ -пары, если же  $w_{\max} < 1$ , то фотон покидает магнитосферу. Приравняв выражение (4.6) единице и произведя необходимые вычисления, найдем пороговое значение  $k(\alpha)$ , для которого еще возможно рождение  $e^+e^-$ -пар:

$$k_{\min}(\alpha) = \frac{8 \sin^2 \theta'}{3 B_0 (3 \cos^2 \theta' + 1)^{3/2} \sin^6 \alpha / 3} \times \ln^{-1} \left[ \frac{3 \sqrt{\pi} \bar{\lambda} R_s B_s^{3/2}}{2^4 \sqrt{5} \bar{\lambda}} \right].$$

Поглощение фотонов с таким импульсом происходит в точке с координатами

$$\begin{cases} \theta_b \approx \frac{2\alpha}{3} + \frac{1}{15} \sin \frac{4\alpha}{3}, \\ r = R_s \sin(\alpha - \theta'(\alpha)) / \sin(\alpha - \theta_b). \end{cases} \quad (4.7)$$

Эта система уравнений описывает поверхность  $S_b$ , изображенную на рис. 2. Она ограничивает область вокруг звезды в которой происходит рождение  $e^+e^-$ -пар. Характерная толщина этой области  $L_b \sim 0.2R_s$ . В точке пересечения силовой линии магнитного поля с поверхностью  $S_b$  будет происходить рождение частиц с минимальными энергиями для рассматриваемой силовой линии:  $\gamma_m = 5 \sqrt{R_0/R_s}$ ,  $R_0$  – максимальная высота силовой линии. Поглощение фотонов с импульсами  $k > k_{\min}$  происходит в точке  $\theta_b$ , когда выполняется усло-

вие  $8/3ky(\theta_b) = \Lambda$ , а их функцию распределения с хорошей точностью можно аппроксимировать ступенчатой функцией

$$N(k) = N_0 \Theta[\Lambda^{-1} - 3ky/4] \delta(n - k/k). \quad (4.8)$$

За время  $dt$  в единице объема магнитосферы нейтронной звезды  $dldS$  будет рождаться  $dn = Q_N dldS$  частиц ( $dl$  – элемент длины силовой трубки,  $dS$  – ее площадь:  $BdS = B_s dS_s$ ), во всей же силовой трубке за время  $dt$  число  $e^+e^-$ -пар увеличится на  $dN = dt \int dldS_s Q_N B_s / B$ .

Считая процесс роста плотности плазмы в данной силовой трубке квазистационарным (время пролета релятивистскими частицами плазмы всей длины силовой трубки мало по сравнению с характерным временем изменения плотности плазмы), мы можем определить спектр рождающихся частиц, а также скорость изменения плотности плазмы у поверхности звезды:

$$\frac{\beta - 1}{2} \gamma_m^{\beta-1} \gamma^{-\beta} \frac{\partial n_s}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^L Q_N(l) \frac{B_s}{B(l)} dl.$$

Подставляя сюда (4.2), (4.8) и производя интегрирование, получим

$$\gamma^{-\beta} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{16c B_c N_0 (k = 8\gamma B_c / 3\Lambda B_s)}{3(\beta - 1) \Lambda L B_p}, \quad (4.9)$$

где  $B_p$  – величина магнитного поля на полюсе нейтронной звезды.

Таким образом, спектр рождающихся частиц подобен спектру фотонов и для функции распределения последних в виде (3.6) найдем показатель спектра рождающихся частиц:  $\beta = (\sqrt{33} - 1)/2 \approx 2.4$ . Уравнение (4.9) с учетом (3.6) запишется так:

$$\dot{n} \approx \frac{3ne^2 B_c d_0 \gamma^3 \psi_0^{\beta-1}}{Lmc \bar{\lambda}^2 \Lambda B_p} \left( \frac{\bar{\lambda} \Lambda B_s}{d_0 B_c} \right)^\beta. \quad (4.10)$$

Чтобы проинтегрировать это уравнение, нам необходимо знать динамику изменения потенциала  $\psi_0$  (величина  $\psi_0$  есть разность потенциалов между вершиной силовой линии и одним из ее концов на поверхности звезды). Ее мы сможем определить, рассмотрев токи, текущие в магнитосфере звезды.

### 5. ТОКИ И ТОРМОЖЕНИЕ ЗВЕЗДЫ

При твердотельном вращении плазмы магнитосферы нейтронной звезды плотность электрического заряда в каждой ее точке, за исключением областей электростатических пробок, должна совпадать с плотностью коротацин Голдрайха–Джулиана  $\rho_c = -(\mathbf{B}\Omega)/2\pi c$ . Для выполнения этого

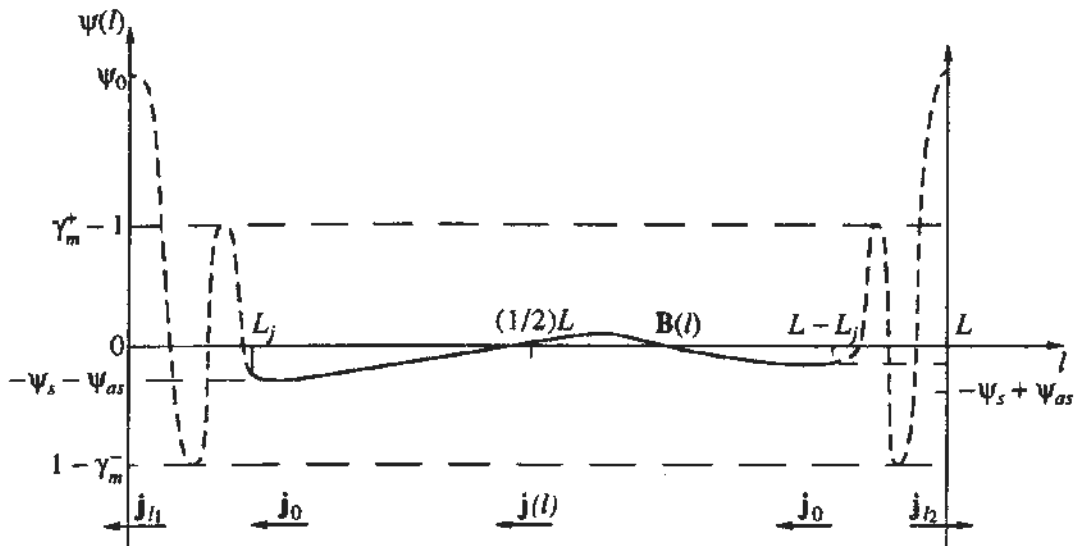


Рис. 3. Распределение потенциала продольного электрического поля на силовой линии. Координата  $l$  отсчитывается от конца силовой линии, заканчивающейся на поверхности звезды в северном полушарии при угле  $\theta = \theta_1 < \pi/2$ . На вершине силовой линии в точке  $l = L/2$  величина потенциала равна нулю. На внутренних границах электростатических пробок потенциал принимает значения  $\psi(L_j) = -\psi_0 - \psi_1$  и  $\psi(L - L_j) = -\psi_0 + \psi_1$ . Вдоль силовой трубки течет электрический ток  $j(l)$ , его величина на внутренних границах пробок равна  $j_0$ . На поверхность звезды стекают токи  $j_{l_1}$  и  $j_{l_2}$ .

требования необходимо наличие слабого продольного электрического поля с потенциалом  $\psi(l) \ll \gamma_m$ , где  $l$  — координата вдоль силовой линии, полная ее длина равна  $L$ . Потенциал вершины силовой линии примем равным нулю, тогда в  $\psi(l)$  можно выделить симметричную  $\psi_l^s(l) = \psi_l^s(L - l)$  и антисимметричную  $\psi_l^{as}(l) = -\psi_l^s(L - l)$  части, которые для малых углов  $\chi \ll 1$  являются соответственно нулевым и первым членами разложения по  $\chi$ :  $\psi_l(l) = \psi_l^s(l) + \psi_l^{as}(l)$ .

Как уже отмечалось выше, частицы обоих знаков рождаются с одинаковыми минимальными кинетическими энергиями  $\gamma_m$ , минимальные же полные энергии будут различаться:  $\epsilon_{\min}^\pm = \gamma_m \mp \psi_s - \psi_{as}$ , где  $\psi_s = -\psi_l^s(0) = -\psi_l^s(L)$ ,  $\psi_{as} = -\psi_l^{as}(0) = \psi_l^{as}(L)$ . В связи с этим плотность заряда на силовой линии составляет

$$\rho(l) = \frac{(\beta - 1) B(L/2)}{2B_s} \times \sum_{\pm} \int_{\epsilon_{\min}^\pm \mp \psi(l)}^{\psi_0^\pm} \pm en^\pm (\gamma \pm \psi_l(l))^{-\beta} \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma} d\gamma \approx \approx e \frac{B(l)}{B_s} \left[ n_G(L/2) \frac{B_s}{B(L/2)} + n(\beta - 1) \frac{\psi_l(l)}{2\gamma_m^3} \right].$$

Отсюда находим, что потенциал  $\psi_l(l)$  должен удовлетворять равенству  $\psi_l(l) = 2\gamma_m^3 B_s [n_G(l)/B(l) - n_G(L/2)/B(L/2)] / (\beta - 1)n$ , а величины  $\psi_s$  и  $\psi_{as}$  оп-

ределяются следующим образом:

$$\psi_s = \frac{\mu \Omega \gamma_m^3 \cos \chi}{(\beta - 1) \pi c e n R_s^3} [3 \cos^2 \theta_s - 1 + \sqrt{3 \cos^2 \theta_s + 1}],$$

$$\psi_{as} = -\frac{3 \mu \Omega \gamma_m^3}{2(\beta - 1) \pi c e n R_s^3} \sin \chi \sin 2\theta_s \sin \phi,$$

$\theta_s$  — координата конца силовой линии на поверхности звезды. Вид потенциала  $\psi_l(l)$  дан на рис. 3.

Из-за захвата заряженных частиц в потенциальные ямы электростатических пробок происходит изменение заряда последних:

$$\int \dot{\rho}_l dl \approx \frac{2 \times 10^2 e^3 \gamma_m n \psi_s}{m c d_0 \ln [1/\Delta \epsilon(\gamma_m)]}. \quad (5.1)$$

При вычислении этого выражения мы поступили так же, как и при вычислении скорости изменения плотности захваченных частиц, учтя наличие продольного электрического поля.

Заряд силовых линий меняется еще и из-за того, что электронно-позитронные пары рождаются в электрическом поле. Скорость изменения заряда на одном из концов силовой линии, связанная с этим процессом, равна

$$\dot{\rho}_b^\pm(l = 0; L) = \pm \frac{en^\pm}{2} \left[ 1 \mp \frac{\psi_l(l = 0; L)}{\gamma_m} (\beta - 1) + \frac{\beta - 1}{2(\beta + 1)\gamma_m^2} \right], \quad (5.2)$$

а заряд всей силовой линии меняется следующим образом:  $\int \dot{\rho}_b dl = 2\psi_s(\beta - 1)e\dot{n}L/\gamma_m$ . Потребуем постоянства заряда звезды, тогда должен оставаться неизменным полный заряд магнитосферы, а следовательно, необходимо выполнение равенства

$$\int (\dot{\rho}_b + \dot{\rho}_i) dl ds = \int \left( \dot{n}L - \frac{71.6e^2 n \gamma_m^2}{m c d_0 \ln [1/\Delta\epsilon(\gamma_m)]} \right) \frac{2e\psi_0(\beta - 1)}{\gamma_m} ds = 0, \quad (5.3)$$

где интегрирование ведется по всей поверхности звезды, исключая области полярных шапок, границы которых имеют координаты  $\theta_c = (R_s \Omega / c)^{1/2}$ .

В качестве модельной задачи рассмотрим случай, когда  $\dot{n}$  и  $n$  пропорциональны  $\sin^2 \theta_s$ . Для этого потенциал  $\psi_0$  должен быть следующим образом распределен по поверхности звезды:  $\psi_0 = 13.9(LB_p/R_s B_c)^{0.73} (d_k/\bar{\lambda})^{0.27} (B_s/B_c)^{1.73} / \Lambda \sin^{2.17} \theta$ , а из условия (5.3) с учетом выражения (4.10) найдем, что плотность плазмы в магнитосфере звезды будет расти со временем взрывным образом:

$$n(t) = n_0 \sin^2 \theta_s (1 - t/\tau_e)^{-2} \quad (5.4)$$

с характерным временем накопления плазмы

$$\tau_e = 6.5 \times 10^{-3} \frac{m^{3/2} c^2 R_s}{e^3 n_0^{1/2}} \left( \frac{c}{\Omega R_s} \right)^{5/4} \approx \quad (5.5)$$

$$\approx 6.6 \times 10^{10} \text{ с} \left( \frac{n_0}{10^{14}} \right)^{-1/2} \Omega^{-5/4} \approx 2000 \text{ лет,}$$

где  $n_0$  – начальная плотность плазмы на экваторе звезды. Вдоль силовых линий течет ток  $j(l)$ , который связан со своей величиной у границ электростатических пробок:

$$j(l) = j_0 B(l) / B_s. \quad (5.6)$$

Согласно уравнению непрерывности, величина  $j_0$  может быть определена таким образом:

$$j_0 = j_{l_1} + \int_1 (\dot{\rho}_b + \dot{\rho}_i) dl = -j_{l_2} - \int_2 (\dot{\rho}_b + \dot{\rho}_i) dl = \frac{1}{2} [j_{l_1} - j_{l_2}] + \frac{1}{2} \left[ \int_1 (\dot{\rho}_b + \dot{\rho}_i) dl - \int_2 (\dot{\rho}_b + \dot{\rho}_i) dl \right], \quad (5.7)$$

$j_{l_1}, j_{l_2}$  – электрические токи, стекающие с соответствующих концов магнитной трубки на

поверхность звезды,  $\int \dot{\rho}_1 dl, \int \dot{\rho}_2 dl$  – скорости изменения электрического заряда на концах силовой линии. Выражение во вторых скобках мы можем определить из (5.1) и (5.2):

$$\frac{1}{2} \left[ \int_1 (\dot{\rho}_b + \dot{\rho}_i) dl - \int_2 (\dot{\rho}_b + \dot{\rho}_i) dl \right] = e\dot{n}\psi_{as}(\beta - 1)L/\gamma_m.$$

Видно, что оно пропорционально величине антисимметричной компоненты  $\psi_{as}$  потенциала  $\psi(l)$ . Этот результат находится в соответствии с тем, что наличие токов в магнитосфере и компоненты  $\psi_{as}$  является результатом наклона оси  $\mu$  к  $\Omega$ . При соосном расположении  $\mu$  и  $\Omega$  ток в магнитосфере не может течь из соображений симметрии. Поэтому естественно предположить, что и выражение в первых скобках в (5.8) также пропорционально величине  $\psi_{as}$ .

Вводя параметр  $v \sim 1$ , перепишем (5.7):

$$j_0 = v e \dot{n} \psi_{as} (\beta - 1) L / \gamma_m. \quad (5.8)$$

Величина  $j_0$  определяет также и антисимметричную компоненту стекающего тока  $j_l: j_l = j^s + j_0$ ,  $j^s(l=0) = j^s(l=L), j_0(l=0) = -j_0(l=L)$ ; симметричная же часть  $j^s$  определяется соответствующей компонентой подынтегрального выражения (5.3):

$$j^s = -\frac{2.9e^2 B_p \Omega \gamma_m^{3/2} \cos \chi}{m c^2 d_k} \left[ 1 - 3.1 \frac{L \sin^{5/2} \theta_c}{R_s \sin^{1/2} \theta_s \sqrt{\gamma_m}} \right] \times (3 \cos^2 \theta_s - 1 + \sqrt{3 \cos^2 \theta_s + 1}). \quad (5.9)$$

Торможение звезды обусловлено токами  $I_s$ , текущими по ее поверхности. Связанный с ними момент сил, действующий на звезду, равен

$$\mathbf{K} = \frac{1}{c} \int [\mathbf{r} \times \{ \mathbf{I}_s \times \mathbf{B}_s \}] ds,$$

где  $\mathbf{B}_s$  – магнитное поле на поверхности звезды. Проекция вектора  $\mathbf{K}$  на ось вращения  $\Omega$  определяет потери кинетической энергии звезды

$$\frac{d\epsilon_{kin}}{dt} = (\mathbf{K} \Omega) = I_s \Omega \Omega = \frac{1}{c} \int (\Omega \mathbf{I}_s) (\mathbf{r} \mathbf{B}_s) ds.$$

Для нахождения поверхностного тока удобно выделить его потенциальную и вихревую части:  $\mathbf{I}_s = \mathbf{I}_s^p + \mathbf{I}_s^v$ . В торможение звезды основной вклад дает потенциальный ток  $\mathbf{I}_s^p = \nabla \xi$ , где  $\xi$  – потенциал поверхностного тока, который определяется стекающими на поверхность звезды токами:  $\Delta \xi = -2[j^s(\theta_s, \psi) + j_0(\theta_s, \psi)] \cos \theta_s / \sqrt{3 \cos^2 \theta_s + 1}$ ,  $\theta_s$  – координата конца силовой линии на поверхности звезды. Вектор  $\mathbf{K}$  лежит в плоскости векторов  $\Omega$

и  $\mu$ , его проекция на магнитную ось определяется симметричной компонентой стекающего тока  $j^z$ :

$$K_\mu \approx -80 \frac{B_p^2 e^2 R_s^4 \Omega}{mc^3 d_\pm}$$

Проекция момента сил на ортогональное магнитной оси направление связана с антисимметричной составляющей стекающего тока  $j_0$ , но, ввиду малости отношения  $j_0/j^z \ll 1$ , ее влияние на динамику вращения звезды существенно лишь для углов  $\chi \sim \pi/2$ . Частота вращения звезды тогда следующим образом зависит от времени:

$$\Omega(t) \approx \Omega_0 \left[ 1 + \frac{\tau_r}{\tau_r} \ln(1 - t/\tau_r) \right],$$

$\tau_r = I_r \Omega_0 / K_\mu|_{t=0} \approx 4.5 \times 10^{16} c (n_0/10^{14})^{-1/2} (B/10^{12})^{-2}$  – характерное время торможения звезды;  $I_r \sim 10^{45}$  г см<sup>2</sup> – момент инерции звезды.

Помимо торможения происходит и увеличение угла наклона осей  $\chi(t) = \chi_0 \Omega_0 / \Omega(t)$ ,  $\Omega_0$  и  $\chi_0$  – начальные значения частоты вращения  $\Omega$  и угла  $\chi$ . За время одного цикла накопления плазмы в магнитосфере звезды ее частота вращения изменится на величину  $\Delta\Omega \approx \Omega_0 \tau_r \ln[(B_p)^2 / 2^5 \pi m c^2 \gamma_m n_0] / 2\tau_r$ , следовательно, до полной остановки вращения звезды на ней произойдет  $N \sim \Omega / \Delta\Omega \sim (B_p B_c)^2 R_s^3 / 2^6 \pi I_r \Omega^2 \sim 5 \times 10^4$   $\gamma$ -всплесков, что находится в соответствии с тем, что количество всплесков определяется отношением энергии одного всплеска (максимальная энергия, которая может выделиться в  $\gamma$ -всплеске, равна энергии магнитного поля в экваториальной области магнитосферы) к кинетической энергии вращения звезды.

## 6. НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ТОРМОЖЕНИЕМ ВРАЩЕНИЯ

Частицы, рождающие электронно-позитронную плазму, набирают энергию за счет дрейфового движения вдоль электрического поля коротации  $\mathbf{E}_\perp = [\mathbf{V}[\mathbf{r}\Omega]]/c$ . Основной вклад в такой дрейфовый ток вносит дрейф частиц в магнитном поле  $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_{cu}$  ( $\mathbf{V}_0$  – дипольное магнитное поле,  $\mathbf{V}_{cu}$  – магнитное поле токов, текущих в магнитосфере звезды) под воздействием центробежной силы, связанной с криволинейным движением частиц вдоль силовых линий дипольного магнитного поля:  $F_c = m\gamma[\omega[\rho\omega]]$ ,  $\omega = [\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}}]/v^2$  – мгновенная циклическая частота движения частиц,  $\rho = [\mathbf{v}\omega]/\omega^2$  (вектор  $\rho$  направлен против нормали к силовой линии и равен по величине радиусу кривизны). Важно, что скорость дрейфа  $\mathbf{v}_d^\pm(\gamma) = \pm c[\mathbf{F}_c\mathbf{B}]/eB^2$  не зависит от направления осн

го движения частиц, а зависимость от сорта частиц (знака заряда  $q$ ) такая, что в полное выражение для дрейфового электрического тока вклады от электронов и позитронов входят с одинаковыми знаками:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_d &= \sum_{\sigma=\pm 1} \sigma q \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} F^\pm(\gamma) \mathbf{v}_d^\pm(\gamma) d\gamma = \\ &= \frac{4\pi n \gamma_m}{B^2} (\omega^2 [\rho\mathbf{V}] - (\omega\rho) [\omega\mathbf{B}]). \end{aligned}$$

Дрейф частиц под воздействием других сил (кориолисовой, гравитационной) не обладает указанной особенностью, вследствие чего связанный с ним электрический ток в  $(\psi/\gamma_m)^2$  раз меньше тока центробежного дрейфа. Работа, производимая электрическим полем  $\mathbf{E}_\perp$  над частицами плазмы в единице объема за 1 с, тогда записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} w &= (\mathbf{j}\mathbf{E}) = (\mathbf{j}_d\mathbf{E}_\perp) = \\ &= 4\pi n \gamma_m \omega^2 [\rho\mathbf{V}] \{ \Omega(\mathbf{r}\mathbf{V}) - \mathbf{r}(\mathbf{V}\Omega) \} / B^2 \approx \\ &\approx w_0 + w_1. \end{aligned}$$

Нулевой член разложения  $w_0$  по малому параметру  $B_{cu}/B \ll 1$  характеризует только перенос энергии электромагнитного поля из одних областей магнитосферы в другие, полная же энергия всей магнитосферы остается неизменной:  $W_0 = \int w_0 dV = 0$ . Систематическому набору энергии частицами плазмы соответствует линейный по параметру  $B_{cu}/B$  член разложения

$$\begin{aligned} w_1 &= \frac{4\pi c^2 \gamma_m n}{B_0 \rho^2} \{ [\rho\mathbf{V}_{cu}] (\Omega(\mathbf{r}\mathbf{V}_0) - \mathbf{r}(\Omega\mathbf{V}_0)) + \\ &+ \Omega [\rho\mathbf{V}_0] ((\mathbf{r}\mathbf{V}_{cu}) - 2(\mathbf{V}_0\mathbf{V}_{cu})(\mathbf{r}\mathbf{V}_0)/B_0^2) \}. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Магнитное поле  $\mathbf{V}_{cu}$  определяется уравнениями Максвелла

$$\nabla \mathbf{V}_{cu} = 0, \quad [\nabla \mathbf{V}_{cu}] = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}.$$

Перепишав их в сферических координатах, разделив переменные  $B_{cu r, \theta, \varphi} = b R_{r, \theta, \varphi}(r) \Theta_{r, \theta, \varphi}(\theta) \Xi_{r, \theta, \varphi}(\varphi)$  и подставив выражения (5.6) и (5.8), получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} b &= 8.3 \times 10^2 \frac{\mu v \Omega \dot{n} R_s^{3/2} \sin \chi}{\pi c^2}, \quad R_{r, \theta, \varphi}(r) = r^{-5/2}, \\ \Xi_{r, \theta}(\varphi) &= -\cos \varphi, \quad \Xi_\varphi(\varphi) = \sin \varphi, \end{aligned}$$

$$\Theta_\theta = -\frac{2}{3}\Theta'_r, \quad \Theta_\phi = \frac{2}{3}\sin^2\theta - \frac{2\Theta'_r}{3\sin\theta}, \quad (6.2)$$

$$\Theta''_r \sin^2\theta + \Theta'_r \cos\theta \sin\theta + \Theta'_r \left( \frac{3}{4}\sin^2\theta - 1 \right) = -\sin^3\theta. \quad (6.3)$$

Подставляя (6.2) в (6.1) и интегрируя по объему заполненной плазмой магнитосферы, найдем полную энергию, поглощаемую частицами плазмы за 1 с:

$$W = \int w_1 dV dS = \frac{60\pi mc^2 n \Omega R_s^{7/2} \sin\chi}{\mu} \int_{\theta_r}^{\pi/2} \frac{b \sqrt{3\cos^2\theta_s + 1}}{\sin^9\theta_s} d\theta_s \times \int_{\theta_s}^{\pi-\theta_s} \frac{\sin^{10}\theta(1+\cos^2\theta)}{(3\cos^2\theta+1)^3} \left[ \Theta_r \sin\theta + \frac{4}{3}\Theta'_r \cos\theta \right] d\theta. \quad (6.4)$$

Видно, что для конечных величин  $\Theta_r, \Theta'_r$  основной вклад во втором интеграле дает окрестность точки  $\theta = \pi/2$  с шириной  $\Delta\theta \sim \pi/20$ , в которой, согласно (6.3),  $\Theta_r \approx -0.5, \Theta'_r \approx -0.9$ . Производя интегрирование в (6.4), получим

$$W_{em} \approx 10^4 R_s^3 n v m c^2 \sin^2\chi \sqrt{c/R_s \Omega}. \quad (6.5)$$

Каждая частица плазмы с энергией  $\epsilon$  при пролете через электростатическую пробку теряет энергию  $\Delta\epsilon_f(\epsilon) = \int_{\gamma_m}^{\epsilon} \Delta\epsilon(\Psi_m) mc^2 d\Psi_m = 40e^2 \epsilon^{0.81} / mc^2 d_0$ , тогда мощность электромагнитных потерь всех частиц плазмы равна

$$W_{em} \approx 16\pi \int_{\theta_r}^{\pi/2} L(\theta_1) R_s^2 \sin\theta_1 d\theta_1 \int_{\gamma_m}^{\psi_0} \frac{\Delta\epsilon_f(\epsilon)c}{L} F(\epsilon) d\epsilon \approx 1.8 \times 10^4 \frac{e^2 n c R_s^2}{d_k}.$$

Сравним это выражение с (6.5):

$$\frac{W}{W_{em}} \approx 57.3 v \sin^2\chi \left( \frac{c}{\Omega R_s} \right)^{1/4}.$$

Таким образом, при выполнении равенства  $v \sin^2\chi \approx 1.7 \times 10^{-2}$  вся теряемая на излучение энергия частиц восполняется кинетической энергией вращения звезды посредством центробежного дрейфа частиц вдоль электрического поля коротации.

### 7. КОНВЕКТИВНЫЕ ПОТЕРИ ЧАСТИЦ

Из-за того, что столкновения между релятивистскими частицами происходят редко, классическое время диффузии частиц, запертых на силовых линиях в магнитосфере звезды, достаточно велико. Действительно, характерное время столкновения частиц  $\tau_c = 3 \times 10^{17} \gamma^2 n^{-1}$  с и для  $\gamma \approx \gamma_{min} \approx 10$  оно порядка  $3 \times 10^{19} n^{-1}$  с. Коэффициент диффузии  $D = r_B^2 / \tau_c$  в сильном магнитном поле ( $\omega_B \tau_c \gg 1$ ) мал, так что время существования магнитных ловушек много больше времени накопления плазмы в магнитосфере  $\tau_e: \tau_D = R^2/D = 10^{43} B_{12} n^{-1} s \geq 10^{19} s \gg \tau_e$ . Кроме диффузии, в магнитосфере происходят также конвективные движения частиц. Из-за центробежного дрейфа частиц в криволинейном магнитном поле нарушается твердотельное вращение магнитосферы и плазма движется с угловой скоростью  $\Omega_d = \gamma c^2 / \rho r \omega_B$  относительно магнитного поля. В результате в случае  $\chi \neq 0$  появляется тороидальное электрическое поле, в котором частицы плазмы начинают двигаться в радиальном направлении (аналогичный тороидальный дрейф происходит в термоядерных реакторах). Скорость такого конвективного движения частиц  $v_\perp$  можно оценить следующим образом:  $v_\perp = n_G \gamma c^2 / \rho \omega_B n$ . Тогда изменение плотности плазмы при таком выдувании частиц из магнитосферы мы можем записать так:  $dn/dt = -n_G \gamma \Omega^2 / \omega_B$ . Сравнивая эту скорость потерь со скоростью накопления плазмы (5.5) и (5.6), мы найдем, что потери малы для медленно вращающихся нейтронных звезд, угловые скорости которых  $\Omega < \Omega_{cr} \approx 1$ . Это условие отделяет нейтронные звезды, которые могут быть источниками  $\gamma$ -всплесков, от радиопульсаров.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klebesadel R.W., Strong I.B., Olson R.A. // *Astrophys. J.* 1973. V. 182. P. L85.
2. Mazets E.P., Golenitskii S.V., Il'inski V.N. // *Nature.* 1979. V. 282. P. 587.
3. Murakami T., Fujii M., Hayashida K. et al. // *Nature.* 1988. V. 251. P. 399.
4. Liang E.P. // *Astrophys. J.* 1986. V. 304. P. 682.
5. Lingenfetter R.E., Higdon J.C. // *Nature.* 1992. V. 356. P. 132.
6. Усов В.В., Чубисов Г.В. // *Астрон. журн.* 1974. Т. 19. С. 115.
7. Paczynski B. // *Nature.* 1992. V. 355. P. 521.
8. Brainerd J.J. // *Nature.* 1992. V. 355. P. 522.
9. Гуревич А.В., Истомин Я.Н. // *ЖЭТФ.* 1985. Т. 89. С. 3.
10. Bisnovatyi-Kogan G.S., Imshennik V.S., Nadozin D.K., Chachetkin V.M. // *Astrophys. and Space Sci.* 1975. V. 35. P. 23.

11. *Hameury J.M., Bonazzola S., Heyvaertz J., Ventura J.* // *Astron. and Astrophys.* 1982. V. 11. P. 242.
12. *Blaes O., Blandford R., Madau P., Koonin S.* // *Astrophys. J.* 1990. V. 363. P. 612.
13. *Pacini F., Ruderman M.* // *Nature.* 1974. V. 251. P. 399.
14. *Blaes O., Blandford R., Goldreich P., Madau P.* // *Astrophys. J.* 1989. V. 343. P. 839.
15. *Митрофанов И.Г., Сагдеев Р.З.* // *Астрон. журн.* 1991. Т. 68. С. 590.
16. *Meszaros P., Rees M.J.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1992. V. 257. P. 29L.
17. *Harding A.K.* // *Phys. Reports.* 1991. V. 206. P. 327.
18. *Holcomb K.A., Tajima T.* // *Astrophys. J.* 1991. V. 378. P. 682.
19. *Vitello P. & Dermer C.D.* // *Astrophys. J.* 1991. V. 374. P. 668.
20. *Usov V.V.* // *Nature.* 1992. V. 357. P. 472.
21. *Kouveliotou C., Fishman G.J., Meegan C.A. et al.* // *Nature.* 1994. V. 386. P. 125.
22. *Murakami T., Tanaka Y., Kulkarni S.R. et al.* // *Nature.* 1994. V. 386. P. 127.
23. *Kulkarni S.R., Frail D.A., Kassim N.E. et al.* // *Nature.* 1994. V. 368. P. 129.
24. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. Изд. 3-е. М.: Наука, 1989.
25. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. Изд. 3-е. М.: Наука, 1989.

## A Model for the Origin of Gamma Bursts in the Magnetospheres of Old Neutron Stars

© 1995 г. Ya. N. Istomin and D. V. Mosyagin

If the rotational period for a magnetized neutron star exceeds a certain limit ( $P > B_{12}^{1/2}$  s,  $B_{12} = B/10^{12}$  G), it cannot be a pulsar. In this case, electron-positron plasma does not form in the polar regions of the magnetosphere on open field lines, where its flow generates the observed radio emission. This does not mean, however, that  $e^+e^-$  pairs do not form in closed regions of the magnetosphere in more slowly rotating neutron stars. The potential difference between the equator and the poles is  $10^{17}P^{-1}B_{12}$  V. This is sufficient for rapid particles to give rise to electron-positron pairs in the strong magnetic field, under the condition that the rotation of the star is not too slow ( $P < 10^5 B_{12}^{4/3}$  s). In this way, electrons and positrons are constantly generated in closed regions of the magnetosphere and accumulate there, if they are caught in electrostatic traps located at the ends of magnetic force lines. The electric fields of the traps oscillate, and can give rise to both electrons and positrons. In addition, particles reflected from the traps emit  $\gamma$ -quanta, which in turn give rise to  $e^+e^-$  pairs. The accumulation of relativistic plasma has a flare character:  $N \propto (\tau_e - t)^{-2}$ , where  $\tau_e \approx 100 - 2000$  years is the characteristic accumulation time. The energy for creation of the plasma in the closed magnetosphere is drawn from the rotational energy of the star. In the process, the star is braked due to currents flowing in the magnetosphere, along magnetic field force lines, and down onto the surface. A trap is disrupted when the energy of the plasma is comparable to the energy of the magnetic field. After this, the particles are poured down onto the stellar surface, causing a  $\gamma$  burst. The total energy of the burst is equal to the magnetic field energy in the magnetosphere  $\int B^2/8\pi dV = 10^{41} B_{12}^2$  erg. For the observed  $\gamma$  flux  $10^{-5}$  erg/sec cm<sup>2</sup>, this renders a characteristic distance to the source of the  $\gamma$  bursts of order  $200B_{12}$  kpc, which corresponds to an extended halo around our Galaxy.

УДК 514.318.7

## УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ НА РАННЕЙ СТАДИИ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГИГАНТОВ

© 1995 г. Ю. Л. Францман, Н. А. Пылева

*Радиоастрофизическая обсерватория, Рига, Латвия**Астрономическая обсерватория Латвийского университета, Рига, Латвия*

Поступила в редакцию 15.12.94 г.

В Большом Магеллановом Облаке (БМО) имеются углеродные звезды высокой светимости, эффективная температура которых значительно превышает таковую у обычных звезд класса N. С целью выяснения эволюционной стадии этих звезд проведено теоретическое моделирование населений углеродных звезд (метод "синтетической эволюции"), образовавшихся как в результате эволюции одиночных звезд, так и в результате переноса массы в тесных двойных системах. Показано, что углеродные звезды в БМО высокой светимости и с более высокой, чем у большинства, эффективной температурой находятся на ранней стадии асимптотической ветви гигантов (АВГ), а большая часть углеродных звезд со значительно более низкой эффективной температурой – на стадии тепловых вспышек в гелиевом слоевом источнике. Это подтверждается наблюдением углеродных и S-звезд БМО в скоплениях, где эти звезды четко разделяются на две группы по эффективной температуре. В Галактике, по-видимому, таких звезд не должно быть, так как при больших значениях содержания тяжелых элементов звезды средней массы на ранней стадии АВГ не достигают высоких светимостей.

Углеродные звезды, находящиеся на стадии эволюции асимптотической ветви гигантов (АВГ), из-за особенностей их спектров известны с конца XIX в. Однако даже в обзоре 1973 г. [1], где подробно описаны спектры этих звезд, утверждалось, что их стадия эволюции неизвестна. Началом современной теории эволюции звезд АВГ следует считать работы Ибена [2 - 7]. Согласно современным представлениям, на стадии АВГ звезда состоит из вырожденного углеродно-кислородного ядра, окруженного двумя слоями, в которых идут ядерные реакции (водородный и гелиевый слой), и богатой водородом оболочки. В свою очередь, эта стадия разделяется на две. На ранней стадии АВГ водородный слой практически неактивен, большая часть энергии выделяется в гелиевом слое, который находится непосредственно над углеродно-кислородным ядром. Из-за малого выделения энергии в водородном слоевом источнике масса безводородного ядра остается практически постоянной, а гелиевый источник движется наружу. На этой стадии вынос подвергнувшегося ядерным реакциям вещества наружу не происходит, химический состав атмосферы остается постоянным, однако несколько изменившимся в результате предыдущих стадий эволюции, когда конвективная оболочка проникала в те слои, где ранее шли ядерные реакции горения водорода.

Когда оба слоевых источника (положение максимального выделения энергии) разделяет только около  $0.05 M_{\odot}$ , ядерные реакции в водородном слое активизируются, а гелиевый начинает осциллировать. Это приводит к началу той стадии

АВГ, когда в гелиевом слое происходят тепловые вспышки, впервые открытые при численных расчетах эволюции звезды  $1 M_{\odot}$  Шварцшильдом и Хэрмом в 1965 г. [8]. Процесс попеременного ядерного горения в гелиевом и водородном слоевых источниках, окружающих вырожденное углеродно-кислородное ядро в звездах малых и средних масс, впервые был рассмотрен в работах [9, 10]. Ядерные реакции горения гелия в слоевом источнике приводят к образованию углерода, а также, при реакциях захвата нейтронов при s-процессе, и к образованию тяжелых элементов. Непосредственно после вспышки конвективная оболочка звезды достигает слоя с изменившимся во время вспышки химическим составом и выносит это вещество на поверхность. Это и есть так называемый III процесс вычерпывания (III dredge-up). Первые два процесса вычерпывания связаны с проникновением конвективной оболочки в недра при эволюции звезды вдоль ветви красных гигантов, в результате чего на поверхности незначительно изменяется относительное количество элементов CNO и их изотопов. Подробно эти стадии эволюции описаны в обзорах [11 - 15].

Из-за исключительного значения молекулы CO в спектрах звезд поздних спектральных классов углеродные звезды, отношение количества атомов углерода к количеству атомов кислорода в которых больше единицы ( $C/O > 1$ ), выделяются среди кислородных звезд ( $C/O < 1$ ) даже с помощью спектров малого разрешения. Это дает возможность классифицировать даже звезды сравнительно низкой светимости, в том числе и в

ближайших галактиках. Согласно современной теории эволюции, углеродные звезды образуются на стадии тепловых вспышек, когда происходит повторяющийся вынос углерода из недр звезды в оболочку. Для того, чтобы отношение C/O стало больше единицы, одной вспышки в гелиевом слое источника недостаточно. Величина C/O растет постепенно, с изменением спектрального типа звезды (в зависимости от значения C/O) в последовательности M-MS-S-SC-N [16]. Такая схема эволюции подтверждается наблюдениями, например, звезд скопления NGC 1783 в Большом Магеллановом Облаке (БМО) [17]. В этом скоплении есть много звезд АВГ, распределение спектральных классов которых по светимости хорошо подтверждает постепенный переход от звезд класса M к углеродным в процессе эволюции с увеличением светимости вдоль АВГ.

Однако имеется несколько типов звезд, показывающих увеличенное содержание углерода, но которые, согласно значениям их светимости и эффективной температуры, не находятся на стадии тепловых вспышек в гелиевом слое на АВГ. К таким звездам относятся бариевые звезды, звезды класса S без технеция (это элемент с коротким периодом полураспада), СН-звезды, СН-субгиганты, углеродные карлики. Природа этих звезд сейчас интерпретируется в рамках сценария эволюции тесных двойных систем. Предполагается, что до стадии обмена массой в двойной системе первичная (более массивная) компонента проэволюционировала до стадии АВГ, когда оболочка обогатилась углеродом и элементами s-процесса. По достижении этой звездой поверхности Роша (или в результате интенсивного звездного ветра) часть вещества попадает на менее массивную компоненту, которая в настоящее время и наблюдается как звезда с некоторыми особенностями химического состава, характерными для звезд АВГ, хотя сама до этой стадии еще не проэволюционировала. Подробнее эволюционный сценарий, приводящий к образованию звезд с избытком углерода и элементов s-процесса, описан в работе [18]. Настоящая работа посвящена результатам исследования эволюционной стадии углеродных звезд высокой светимости, эффективная температура которых значительно выше, чем у звезд, находящихся на стадии вспышек в гелиевом слое источника. Такие звезды наблюдаются в Магеллановых Облаках, светимость их высокая (иногда даже выше, чем у обычных углеродных звезд), а эффективная температура значительно превышает таковую для звезд, находящихся на стадии тепловых вспышек в гелиевом слое источника. Эволюционная стадия этих звезд исследована с привлечением сценария эволюции тесных двойных систем.

## УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ В МАГЕЛЛАНОВЫХ ОБЛАКАХ

В работе [19] приведены результаты фотометрии углеродных звезд поля в БМО, которые ранее были открыты как СН-звезды [20, 21]. Было показано, что светимость этих углеродных звезд не только превышает светимость звезд ветви красных гигантов галактического населения II типа и СН-звезд, но иногда превышает даже  $M_{bol} = -5^m.5$ , а для звезд наибольшей светимости  $M_{bol} - 6^m.0$ . Но что самое удивительное – у этих звезд эффективная температура значительно выше по сравнению с обычными углеродными звездами класса N в БМО (см., например, [22]). Справедливости ради следует сказать, что впервые существование углеродных звезд высокой светимости и сравнительно высокой эффективной температурой было отмечено в работе [23].

В уже упомянутой работе [19] впервые сделана попытка объяснить наличие углеродных звезд высокой светимости и эффективной температуры лишь их молодым возрастом. Наличие двух четко разделяющихся групп углеродных звезд высокой светимости в БМО (I – с типичной для большинства звезд класса N эффективной температурой, II – со значительно большей эффективной температурой) объясняется двумя эпохами активного звездообразования в этой галактике – несколько миллиардов лет назад и около  $10^8$  лет назад, причем последний период звездообразования, возможно, еще продолжается и в настоящее время. Наиболее серьезным аргументом в пользу этого заключения является вид диаграммы “цвет-светимость” для M-гигантов поздних спектральных классов высокой светимости в БМО [24, 25]. Были четко выделены две АВГ для этих звезд, и авторы пришли к заключению, что эти две ветви связаны с двумя эпохами звездообразования. Такого же, по нашему мнению, ошибочного вывода придерживаются и авторы недавних работ [26 - 28]. В нашей работе [29] удалось объяснить две области концентрации этих звезд на диаграмме “цвет-светимость”, предполагая постоянную скорость звездообразования, но принимая во внимание две фазы АВГ (ранняя стадия АВГ и стадия вспышек в гелиевом слое источника). Далее мы покажем, что разделение углеродных звезд высокой светимости на звезды с низкой и более высокой эффективной температурой также связано с упомянутыми двумя фазами АВГ.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НАСЕЛЕНИЙ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

Вычисление моделей звезд на стадии АВГ является исключительно сложным и трудоемким процессом. Поэтому для вычисления эволюционных



последовательностей на всей АВГ обычно применяют так называемый метод "синтетической эволюции", когда используется сравнительно простой алгоритм, основанный на аналитических выражениях, полученных при точных вычислениях отдельных моделей. Впервые такая методика использовалась в работах [30, 31]. Целью настоящей работы было построение теоретических распределений светимостей углеродных звезд на АВГ, образующихся как в результате эволюции одиночных звезд, так и в результате переноса массы в двойной системе с более массивной (первичной) компоненты, которая успела стать углеродной звездой, на менее массивную (вторичную). В статье [18] подробно описана методика и алгоритм моделирования распределений бариевых звезд по светимости (предполагая, что звезды находятся на ветви красных гигантов). В настоящей работе использовалась та же программа вычислений с добавлением ранней стадии АВГ для вторичной компоненты. Параметры звезд на этой стадии (светимость, эффективная температура, время эволюции) вычислялись согласно работам Ибена и Ренцини [11, 32] для начального химического состава  $Z = 0.001$ ,  $Y = 0.25$  (относительное содержание по массе тяжелых элементов и гелия). Недавно опубликована работа [33], в которой приведены подробные таблицы параметров эволюционных моделей звезд на ранней стадии АВГ, однако, к сожалению, для выбранного нами химического состава лишь до массы  $M = 3 M_{\odot}$ . Поэтому в нашей программе пришлось использовать аналитические выражения, приведенные в работах [11, 32]. На рис. 1 приведена зависимость максимальной светимости (болومترическая величина) звезд на ранней стадии АВГ, вычисленная по формуле из работы [32] (кривая 3) и из таблиц [33] (кривая 1 — максимальная светимость, кривая 2 — светимость звезд, проведенных на ранней стадии 90% времени). По крайней мере до  $M = 3 M_{\odot}$  использованные аналитические выражения хорошо согласуются с подробными вычислениями моделей звезд, проведенных на этой стадии 90% времени. В действительности могут встречаться звезды еще большей светимости (примерно на  $1^m$ ), но таких звезд должно быть мало из-за ускорения роста светимости в конце ранней стадии АВГ. На рис. 2 показано, как изменяется светимость звезд  $M = 3 M_{\odot}$  на ранней стадии эволюции со временем для высокого и низкого содержания тяжелых элементов. Аналитические выражения, приведенные в работах [11, 32] и использованные в наших вычислениях, хорошо согласуются с данными, приведенными в [33] для низкого содержания тяжелых элементов.

Вычисление эволюции одиночных звезд и первичных компонент двойных систем на стадии вспышек в слоевом гелиевом источнике на АВГ

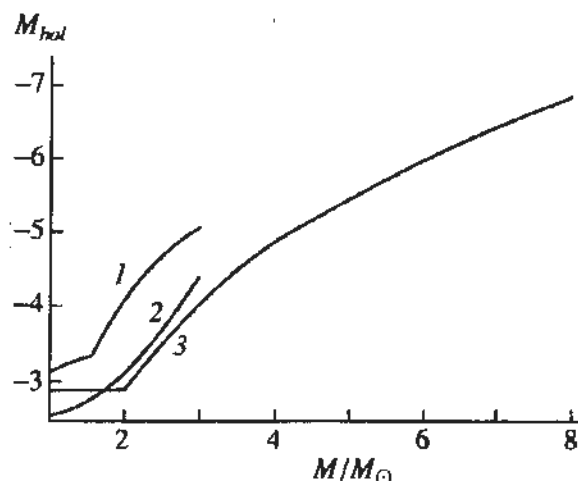


Рис. 1. Зависимость светимости звезд на ранней стадии эволюции АВГ от массы: 1 — максимальная светимость согласно таблицам, приведенным в работе [33] для начального химического состава  $Z = 0.001$ ,  $Y = 0.2$ ; 2 — светимость звезд согласно тем же таблицам, но проведенных на этой стадии 90% времени; 3 — максимальная светимость согласно аналитическим выражениям из работы [32].

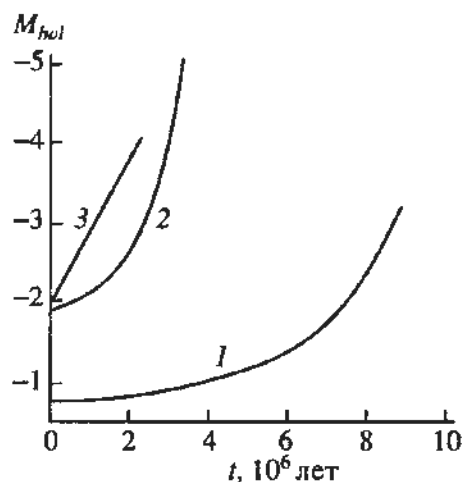


Рис. 2. Зависимость светимости звезд от времени эволюции на ранней стадии АВГ. 1 — согласно данным из таблиц, приведенных в работе [33] для  $M = 3 M_{\odot}$ ,  $Z = 0.02$ ,  $Y = 0.2$ ; 2 — то же для  $Z = 0.001$ ; 3 — согласно аналитическим выражениям из [32].

проводилось по аналитическим формулам, полученным на основании точных вычислений моделей звезд [7, 31]. Для оценки интенсивности потери массы использовалась формула Реймерса [34]  $\dot{M} = -4 \times 10^{-13} \alpha LR/M$  ( $M_{\odot}/\text{год}$ ), где  $L$ ,  $R$ ,  $M$  — светимость, радиус и масса звезды в солнечных единицах. Коэффициент  $\alpha$  принимался равным единице, однако "сверхветер" [35] учитывался путем увеличения в 10 раз ( $\alpha = 10$ ) интенсивности потери массы при достижении звездой светимости  $M_{bol} = -5^m.5$ . Подробно методика вычисления распределений одиночных звезд АВГ по светимостям описана в работе [36], там же приведены аргументы

в пользу предположения о значительном увеличении интенсивности потери массы звездами АВГ по достижении определенной светимости.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты вычисления функций светимости углеродных звезд на АВГ показаны на рис. 3 и 4 для двух разных содержаний тяжелых элементов

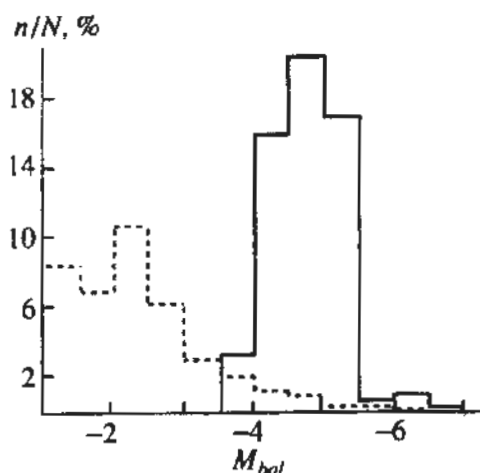


Рис. 3. Вычисленное распределение углеродных звезд по светимости для относительного содержания тяжелых элементов по массе  $Z = 0.002$ . Коэффициент  $\alpha$  в формуле Реймерса для интенсивности потери массы составляет  $\alpha = 1$  для  $M_{bol} > -5^m.5$  и  $\alpha = 10$  для  $M_{bol} < -5^m.5$ . Сплошная линия – углеродные звезды на стадии тепловых вспышек на АВГ. Штриховая линия – звезды на ранней стадии АВГ (это те углеродные звезды, которые стали таковыми в результате эволюции тесных двойных систем).  $N$  – общее количество звезд,  $n$  – количество звезд в интервале значений  $M_{bol}$ .

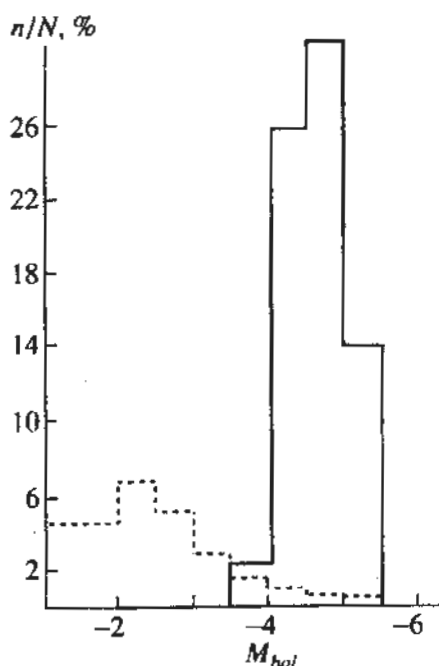


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для  $Z = 0.005$ .

(отличающихся в 2.5 раза). Ясно, что образование углеродных звезд происходит быстрее в звездах с низким содержанием тяжелых элементов, так как в этом случае низкое содержание кислорода требует меньше углерода, внесенного в атмосферу, для того чтобы количество атомов углерода превысило количество атомов кислорода ( $C/O > 1$ ). Это же имеет место и при образовании углеродных звезд в результате переноса вещества от первичной звезды (углеродной) на вторичную, менее массивную, что сопровождается перемешиванием этого вещества с оболочкой вторичной компоненты (или перемешиванием всей звезды, если перенос массы происходит, когда вторичная компонента находится еще на главной последовательности). Сплошной линией на рисунках показано распределение углеродных звезд на стадии тепловых вспышек в гелиевом слоевом источнике, а штриховой выделены те углеродные звезды, которые находятся на ранней стадии АВГ (перенос массы произошел на предыдущих стадиях, когда вторичная компонента была на главной последовательности, в стадии субгиганта, гиганта или даже уже на ранней стадии АВГ). Хотя и в малом количестве, но углеродные звезды высокой светимости на ранней стадии АВГ должны быть,

достигая болометрической величины  $M_{bol} = -5^m.5$  (для  $Z = 0.005$ ) и  $M_{bol} = -6^m.5$  (для  $Z = 0.002$ ). Количественно сравнить полученные теоретические результаты с наблюдениями пока нельзя из-за отсутствия достаточного наблюдательного материала. Можно лишь отметить качественное согласие с данными, о которых говорится в работе [19]: на 11 000 обычных углеродных звезд в БМО имеется около 100 углеродных звезд с высокой эффективной температурой и  $M_{bol} < -4^m.6$ , хотя есть косвенные свидетельства того, что в некоторых областях БМО эти звезды могут встречаться значительно чаще. Последнее должно быть связано с зависимостью образования углеродных звезд от начального химического состава. Действительно, имеются многочисленные свидетельства того, что среди сравнительно молодого звездного населения БМО имеется большой разброс начального химического состава, достигающий почти порядка величины [29, 37 - 40], и в областях с низким содержанием тяжелых элементов образование углеродных звезд значительно облегчено.

Таким образом, можно утверждать, что население углеродных звезд большой светимости не однородно, а состоит из объектов, находящихся на двух разных стадиях эволюции. Рассмотрим теперь на диаграмме Герцшпрунга–Рессела области, занимаемые этими группами звезд. На рис. 5 показано расположение этих областей согласно нашим вычислениям для низкого и высокого содержания тяжелых элементов. Максимальная светимость,

достигаемая звездами на обеих стадиях эволюции, сравнима, но значительно отличается эффективная температура – более высокая характерна для звезд на ранней стадии АВГ. Таким образом, есть основания связать углеродные звезды высокой светимости и большей, чем у большинства N-звезд, эффективной температуры с этой стадией эволюции.

Указанное отличие эффективных температур является тем наблюдательным параметром, который позволяет различить звезды АВГ, в том числе углеродные, относящиеся к двум группам, соответствующим двум стадиям эволюции – ранней стадии АВГ и стадии тепловых вспышек в гелиевом слоевом источнике. Особенно этот эффект должен быть заметен в скоплениях, так как в этом случае можно предположить одинаковый химический состав всех входящих в него членов. Прежде чем проверить, подтверждается ли это наблюдениями, рассмотрим, для каких скоплений звезды на ранней стадии АВГ достигают высоких светимостей. На рис. 6 показана зависимость светимости звезд АВГ на ранних стадиях эволюции от начальной массы. Звезды на ранней стадии эволюции достигают высокой светимости лишь в случае большой массы, что соответствует молодым скоплениям. Для  $M > 5 M_{\odot}$  светимость звезд в конце ранней стадии эволюции достигает светимости звезд, в которых происходят тепловые вспышки в гелиевом слоевом источнике, так что по светимости эти звезды отличить нельзя.

Однако, как было сказано выше, звезды значительно отличаются по эффективной температуре (рис. 5), особенно это должно быть выражено в скоплениях – там отсутствует эффект смещения положения звезд на диаграмме Герцшпрунга–Рессела по эффективной температуре из-за различий начального химического состава. Данные инфракрасной фотометрии звезд поздних спектральных классов в скоплениях в Магеллановых Облаках, на основании которых определены болометрические величины и эффективные температуры, приведены в работе [41]. К сожалению, из-за относительной малочисленности углеродных звезд высокой светимости на ранней стадии АВГ (рис. 3, 4) вероятность наличия таких звезд в скоплении мала. Однако для проверки предположения о наличии звезд высокой светимости на ранней стадии АВГ можно использовать звезды класса S. Последнее время эволюция спектрального типа звезд в последовательности M–MS–S–SC–N подвергается сомнению в связи с открытием звезд класса S в Галактике, в которых не наблюдается образующийся при вспышках в гелиевом слоевом источнике технеций – элемент, не имеющий устойчивых изотопов. Это говорит о том, что часть S-звезд не находится на этой стадии, причем, по-видимому, именно эти звезды являются двойными. Подробному обсуждению вопроса о

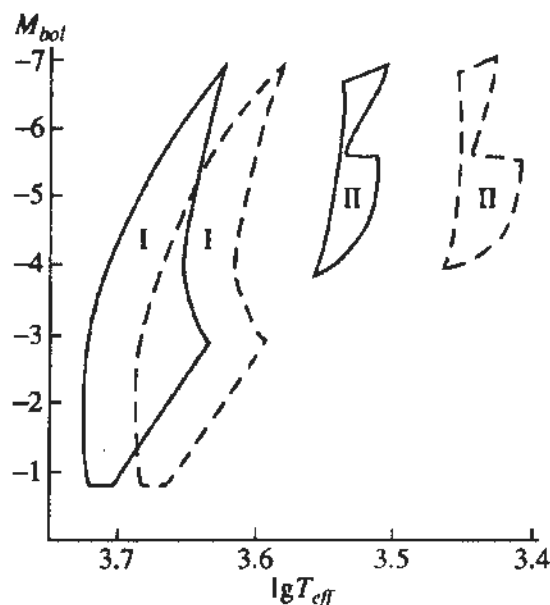


Рис. 5. Теоретически вычисленные границы областей, занимаемых звездами на ранней стадии АВГ (I) и стадии тепловых вспышек в гелиевом слоевом источнике (II). Сплошные линии – низкое начальное содержание тяжелых элементов ( $Z = 0.002$ ), штриховые – близкое к солнечному ( $Z = 0.016$ ).

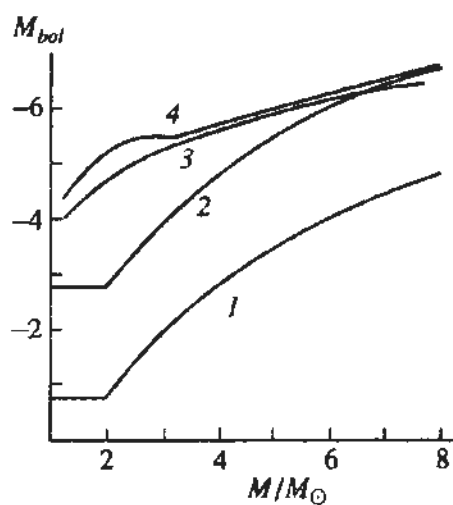


Рис. 6. Зависимость светимости моделей звезд с низким содержанием тяжелых элементов ( $Z = 0.002$ ) на разных стадиях эволюции от массы: 1 – начало ранней стадии АВГ, 2 – конец начальной стадии АВГ, 3 – начало тепловых вспышек в гелиевом слоевом источнике, 4 – конец стадии АВГ.

происхождении звезд класса S без технеция посвящено много работ, среди последних можно упомянуть [42 - 45]. Есть все основания считать, что происхождение S-звезд высокой светимости, в которых не наблюдается технеций, связано с эволюцией доайных звезд, и в настоящее время они находятся на ранней стадии АВГ, т.е. в этом смысле являются аналогами углеродных звезд высокой светимости с повышенной эффективной температурой. В таблице приведены данные для

Углеродные и S-звезды высокой светимости ( $M_{bol} < -4.5$ ) в БМО

Скопление	Возраст ( $10^8$ лет)	Обозначение звезды	Спектральный класс	$M_{bol}$	$lg T_e$	Стадия АВГ
NGC 1987	0.44	LE5	C	-5.28	3.422	II
		LE3	C	-4.98	3.408	II
		LE1+2	S	-5.59	3.557	I
		LE4	S	-4.82	3.533	I
NGC 1783	0.44	FMB17	C	-5.49	3.467	II
		LE3	C	-5.15	3.443	II
		LE4	S	-4.61	3.445	II
		LE2	S	-4.53	3.456	II
		LE9	S	-4.80	3.541	I
		LE5	S	-4.55	3.544	I
		LE10	C	-4.56	3.548	I
NGC 1846	0.64	LE5	C	-5.14	3.418	II
		LE3	C	-5.10	3.422	II
		LE6	C	-5.08	3.430	II
		LE4	C	-5.13	3.428	II
		LE2	C	-4.94	3.413	II
		LE1	C	-4.90	3.417	II
		LE13	S	-4.67	3.541	I
		LE8	S	-4.47	3.542	I
NGC 2213	0.38	11	C	-5.30	3.441	II
		LE1	C	-4.68	3.401	II
		LE3	S	-4.55	3.540	I
NGC 1978	0.26	LE3	C	-5.55	3.407	II
		LE1	C	-4.96	3.420	II
		LE6	C	-4.83	3.487	I
NGC 1718	0.38	1	C	-5.41	3.377	II
		3	S	-4.56	3.499	I
		2	S	-4.50	3.511	I

углеродных и S-звезд высокой светимости в скоплениях в БМО. В первом столбце приведен номер скопления, далее – возраст, определенный по светимости звезд на АВГ [46], обозначение звезды, спектральный класс, болометрическая величина, эффективная температура согласно работе [41], стадия АВГ, определенная на основании эффективной температуры (I – ранняя стадия АВГ, II – стадия вспышек в гелиевом слоевом источнике). Во всех проведенных в таблице скоплениях можно четко разделить звезды с более низкой и более высокой эффективными температурами.

### ВЫВОДЫ

1. Углеродные звезды с высокой светимостью и с более высокой, чем у большинства углеродных звезд, эффективной температурой, находятся

на ранней стадии АВГ. Особенности их химического состава ( $C/O > 1$ ) возникли в результате переноса массы в тесной двойной системе, когда в момент заполнения области Роша первичная компонента была углеродной звездой на стадии тепловых вспышек в гелиевом слоевом источнике.

2. В Галактике такие звезды не могут образовываться, так как при больших значениях содержания тяжелых элементов звезды средней массы ( $M = 4 - 8 M_{\odot}$ ) на ранней стадии АВГ не достигают высоких светимостей.

3. Указанный в работе [19] факт, что в БМО углеродные звезды с большей эффективной температурой могут достигать светимости  $M_{bol} = -7^m$ , а обычные углеродные звезды – лишь  $M_{bol} = -6^m$ , можно объяснить эффектом выгорания углерода на дне конвективной оболочки звезд в конце эволюции на АВГ (возможно превращение углеродной звезды снова в звезду класса M) [31].

4. Во многих молодых скоплениях в БМО звезды поздних спектральных классов (N- и S-звезды) высокой светимости разделяются на две группы – с более низкой эффективной температурой (стадия вспышек в гелиевом слоевом источнике) и более высокой (ранняя стадия АВГ). В Малом Магеллановом Облаке этот эффект не столь выражен, так как там меньше молодых скоплений, в которых звезды на ранней стадии АВГ могут достигать высоких светимостей.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wallerstein G. // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1973. V. 11. P. 115.
2. Iben I., Jr. // Astrophys. J. 1975. V. 196. P. 525.
3. Iben I., Jr. // Astrophys. J. 1975. V. 196. P. 549.
4. Iben I., Jr. // Astrophys. J. 1976. V. 208. P. 165.
5. Truran J.W., Iben I., Jr. // Astrophys. J. 1977. V. 216. P. 797.
6. Iben I., Jr. // Astrophys. J. 1977. V. 217. P. 788.
7. Iben I., Jr., Truran J.W. // Astrophys. J. 1978. V. 220. P. 980.
8. Schwarzschild M., Härm R. // Astrophys. J. 1965. V. 142. P. 855.
9. Weigert A. // Zs. für Astrophysik. 1966. Bd. 64. H. 5. S. 395.
10. Schwarzschild M., Härm R. // Astrophys. J. 1967. V. 150. P. 961.
11. Iben I., Jr., Renzini A. // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1983. V. 21. P. 271.
12. Iben I., Jr. // Observational Tests Stellar Evolution Theory. IAU Symp. № 105 / Eds Mennessier M.O., Omont A. Dordrecht: Reidel D., 1984. P. 3.
13. Weidemann V., Schönberner D. // From Miras to Planetary Nebulae: Which Path for Stellar Evolution? Proc. of the Intern. Coll., Montpellier, France, Sept. 4 - 7 / Eds Malder A., Renzini A. Paris: Editions Frontieres, 1990. P. 3.
14. Iben I., Jr. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1991. V. 76. P. 55.

15. *Groenewegen M.* Sterrenkundig Institut "Anton Pannekoek". Amsterdam, 1993. 223 p.
16. *Smith V.V., Lambert D.L.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1990. V. 72. P. 387.
17. *Mould J., Kristian J., Nemeč J. et al.* // *Astrophys. J.* 1989. V. 339. P. 84.
18. *Францман Ю.Л.* // *Астрон. журн.* 1992. Т. 69. С. 308.
19. *Suntzeff N.B., Phillips M.M., Elias J.H. et al.* // *Publs Astron. Soc. Pacif.* 1993. V. 105. P. 350.
20. *Hartwick F.D.A., Cowley A.P.* // *Astrophys. J.* 1988. V. 334. P. 135.
21. *Cowley A.P., Hartwick F.D.A.* // *Astrophys. J.* 1991. V. 373. P. 80.
22. *Blanco V.M., McCarthy M.F., Blanco B.M.* // *Astrophys. J.* 1980. V. 242. P. 938.
23. *Richer H.B., Olander N., Westerlund B.E.* // *Astrophys. J.* 1979. V. 230. P. 724.
24. *Frogel J.A., Blanco V.M.* // *Astrophys. J.* 1983. V. 274. P. L57.
25. *Frogel J.A.* // *Publs Astron. Soc. Pacif.* 1984. V. 96. P. 856.
26. *Frogel J.A., Mould J., Blanco V.M.* // *Astrophys. J.* 1990. V. 352. P. 96.
27. *Frogel J.A., Blanco V.M.* // *Astrophys. J.* 1990. V. 365. P. 168.
28. *Alongi M., Chiosi C.* // *The Magellanic Clouds. IAU Symp. № 148. Sydney, Australia, 1990 / Eds Haynes R., Milne D.* 1991. P. 193.
29. *Frantsman Ju.L.* // *Astrophys. and Space Sci.* 1988. V. 145. P. 287.
30. *Iben I., Jr.* // *Astrophys. J.* 1981. V. 246. P. 278.
31. *Renzini A., Voli M.* // *Astron. and Astrophys.* 1981. V. 94. P. 175.
32. *Iben I., Jr., Renzini A.* // *Preprint Illinois Astron. № 33.* 1983. 136 p.
33. *Lattanzio J.C.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1991. V. 76. P. 215.
34. *Reimers D.* // *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege.* 1975. Coll. 8°. V. 8. P. 369.
35. *Renzini A.* // *Physical Processes in Red Giants / Eds Iben I., Jr., Renzini A.* Dordrecht: Reidel D., 1981. P. 431.
36. *Францман Ю.Л.* // *Астрофизика.* 1986. Т. 24. С. 131.
37. *Da Costa G.S., Mould J.R., Crawford M.D.* // *Astrophys. J.* 1985. V. 297. P. 582.
38. *Richtler T., Spite M., Spite F.* // *Astron. and Astrophys.* 1989. V. 225. P. 351.
39. *Kontizas M., Kontizas E., Michalitsianos A.G.* // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 269. P. 107.
40. *Melani M.T., Barbay B., Richtler T.* // *Astron. and Astrophys.* 1994. V. 290. P. 753.
41. *Westerlund B.E., Azzopardi M., Breysacher J., Rebeiro E.* // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1991. V. 91. P. 425.
42. *Jorissen A., Mayor M.* // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 260. P. 115.
43. *Chen P.S., Kwok S.* // *Astrophys. J.* 1993. V. 416. P. 769.
44. *Groenewegen M.A.T.* // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 271. P. 180.
45. *Jorissen A., Trayer D.T., Johnson H.R. et al.* // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 271. P. 463.
46. *Frantsman Ju.L.* // *Astrophys. and Space Sci.* 1988. V. 145. P. 251.

## High-Luminosity Carbon Stars in the Early Asymptotic Giant Branch Phase

© 1995 г. Yu. L. Frantsman and N. A. Pyleva

There are high-luminosity carbon stars in the Large Magellanic Cloud (LMC) whose effective temperatures are well above those of ordinary N-type stars. To elucidate the evolutionary stage of these stars, the populations of carbon stars formed as a result of both single-star evolution and mass transfer in close binary systems have been theoretically modeled by the method of synthetic evolution. It is shown that high-luminosity carbon stars in the LMC with effective temperatures greater than those of most of the LMC stars are in the early asymptotic giant branch (AGB) phase, while most of the carbon stars with significantly lower effective temperatures are in the phase of helium-shell flashes. This conclusion is confirmed by the observation of carbon and S-type LMC stars in clusters where these stars are clearly separated into two groups according to their effective temperature. It appears that such stars cannot be present in the Galaxy because for large heavy-element abundances, intermediate-mass stars in the early AGB phase do not reach high luminosities.

УДК 524.31-355

## MULTIPROFILE – ПАКЕТ ПРОГРАММ АППРОКСИМАЦИИ ЛИНИЙ В ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРАХ

© 1995 г. О. М. Смирнов, Т. А. Рябчикова

*Институт астрономии, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18.07.94 г.

Предложен метод быстрой аппроксимации звездного спектра суммой отдельных спектральных линий. Соответствующий пакет программ MP реализован для персональных компьютеров и позволяет получить длины волн, эквивалентные ширины, глубины и полуширины отдельных линий, составляющих спектр звезды. Кратко обсуждаются различные астрофизические применения. В качестве примера работы MP представлены результаты измерения лучевых скоростей в спектре двойной звезды типа RS CVn  $\zeta$  And. Эти измерения использованы для уточнения элементов орбиты.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье приведено описание программы интерактивного приближения профилей спектральных линий MultiProfile (MP), некоторых ее применений в звездной спектроскопии, а также сравнение точности аппроксимации, полученной с помощью MP, с результатами подобных пакетов программ.

Что же собой представляет MP? Это – интерактивная программа для приближения участка спектра суммой профилей отдельных спектральных линий. MP является частью пакета прикладных программ для обработки ПЗС- и ретиконных эшелельных спектров, который, в свою очередь, входит в систему обработки изображений rs-IPS [1], реализованной на персональных компьютерах. Поскольку rs-IPS имеет множество графических возможностей, то программы, подобные MP и решающие реальные научные задачи, могут использовать эффективный, снабженный разветвленным меню пользовательский интерфейс.

MP работает с приведенными к уровню континуума звездными спектрами в координатах “длина волны – остаточная интенсивность”, т.е. работа MP начинается после окончания стандартного процесса обработки спектров, множество версий которого реализованы в различных обсерваториях и астрономических учреждениях мира. В настоящий момент работа MP ограничена спектрами поглощения. Эти спектры могут быть получены как в результате обработки наблюдений внутри rs-IPS, так и могут быть введены извне.

### 2. ПРОГРАММА MULTIPROFILE

Типичная работа MP начинается с определения уровня шумов исследуемого спектра, далее обозначаемого как  $\sigma$ . Уровень шума оценивается как среднеквадратичное отклонение от полино-

миального приближения на указанном пользователем участке или участках спектра. Определенный таким образом уровень шума записывается в базу данных rs-IPS вместе со спектром, поэтому любые последующие обращения к MP могут пропустить этот шаг для данного спектра. Следует отметить, что если уровень шума заранее известен из других источников, то пользователь может сразу указать его значение.

Дальнейшая работа с MP включает два основных модуля: поиск спектральных линий и процедура приближения.

#### 2.1. Модуль поиска спектральных линий

Любой алгоритм аппроксимации требует от пользователя задания начальных значений параметров. В случае богатых линиями спектров это может оказаться довольно трудоемким процессом. Для облегчения задачи, MP включает в себя модуль автоматического поиска спектральных линий. От пользователя требуется лишь оценить (достаточно сделать это весьма грубо) приблизительно полуширину (FWHM) линий, и указать ее программе.

Оценка шума обеспечивает получение двух важных характеристик MP-алгоритма: критерия автопоиска и верхний предел данных (high good datum, HGD). HGD обычно используется для убирания космических частиц. Все значения остаточной интенсивности выше HGD игнорируются в процедуре приближения. По умолчанию  $HGD = 1 + 4\sigma$ . Критерий автопоиска (по умолчанию он равен  $1 - 4\sigma$ ) используется в алгоритме поиска линий, все значения меньше этого критерия рассматриваются как потенциальные кандидаты для центров линий.

Модуль поиска линий отображает найденные центры на экране поверх самого спектра, после

чего пользователь может указать дополнительные линии или убрать лишние. Если модуль поиска линий вызывается после завершения приближения участка спектра, то отображаются рассчитанные положения линий. Это позволяет проводить так называемое “интерактивное разделение бленд” – автоматический поиск линий, аппроксимация, просмотр результата на предмет пропущенных линий, отметка пропущенных линий в модуле поиска, повторная аппроксимация, и т.д. Пользователь может также прочесть данные из внешнего выходного файла MP, сохраняя таким образом результаты работ на любом этапе, чтобы затем продолжить работу с того же места на спектре.

## 2.2. Модуль приближения

Модуль приближения MP аппроксимирует каждую спектральную линию гауссианой, характеризующейся тремя параметрами: центр, высота и полуширина. Линии, расположенные достаточно близко друг от друга (3 величины FWHM по умолчанию, но это может быть изменено через одно из меню), рассматриваются как принадлежащие к одной группе и приближаются одновременно. Поскольку мы исследуем спектры, приведенные к уровню континуума (или псевдоконтинуума в случае крыльев водородных линий), то MP всегда использует базовую линию с эквивалентной шириной, равной 1.0. Это не является препятствием, поскольку любые спектры могут быть нормализованы с помощью программы Continuum Fitting из пакета спектрального анализа ps-IPS.

### 2.2.1. Алгоритм приближения

MP реализует модифицированный алгоритм  $\chi^2$ -минимизации методом Левенберга–Марканды, содержащийся в [2]. Суть алгоритма сводится к следующему. Пусть мы наблюдаем непрерывную функцию (спектр)  $y(x)$  в точках  $x_1, \dots, x_n$ . Наблюдаемые значения  $y_i = y(x_i) + \sigma_i$ , где  $\sigma_i$  есть шум в точке  $x_i$ , а именно, некоторая случайная величина, про которую мы предполагаем лишь, что ее распределение вероятности близко к нормальному с параметрами  $(0, \sigma)$ . Спектр моделируется аналитической функцией  $f(x; p)$ , зависящей от набора параметров  $p = (p_1, \dots, p_m)$ . Задача заключается том, чтобы найти такой вектор параметров  $p^{(0)}$ , что функция  $f(x; p^{(0)})$  в точках  $x_1, \dots, x_n$  наилучшим образом приближала бы наблюдаемые данные  $y_1, \dots, y_n$ . Для оценки качества приближения водится функция

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^n (f(x_i; p) - y_i)^2$$

и задача приближения сводится к минимизации  $\chi^2(p)$  по  $p$ .

Большинство методов минимизации заключаются в задании начальных значений параметров и последующего итеративного их улучшения. Имея на каждом шаге значение  $p$ , мы ищем такое  $\delta p$ , чтобы  $\chi^2(p + \delta p)$  было меньше  $\chi^2(p)$ , после чего переходим в точку  $p + \delta p$  и повторяем процедуру. Разные методы минимизации предлагают разные способы нахождения поправки  $\delta p$ . Разложим  $\chi^2(p + \delta p)$  в ряд Тейлора

$$\chi^2(p + \delta p) = \chi^2(p) + I\delta p + \frac{1}{2}\delta p H \delta p + o(|\delta p|^2),$$

где  $I = (\partial\chi^2/\partial p_i)$  – вектор первых производных (якобиан), а  $H = (\partial^2\chi^2/\partial p_i\partial p_j)$  – матрица вторых производных (гессиан). Наиболее распространенный (в силу своей относительной простоты) метод градиентного спуска предлагает пренебречь членом со второй производной, и использовать  $\delta p^{(1)} = -\lambda^{-1}I$  (т.е. двигаться в направлении, обратном градиенту); при этом параметр  $\lambda$ , обратно пропорциональный шагу, можно увеличивать или уменьшать динамически. С другой стороны, можно учесть член со второй производной, и тогда “оптимальным”  $\delta p$  будет, как нетрудно показать,  $\delta p^{(2)} = -H^{-1}I$ . Этот подход, очевидно, позволяет лучше угадать поправку в случае, когда параметрическая поверхность в окрестности  $p$  достаточно проста (т.е. при малости производных высшего порядка), но не позволяет уменьшать шаг для прохождения сложных поверхностей, как это возможно при градиентном спуске.

Основная идея метода Левенберга–Марканды (ЛМ) заключается в комбинировании двух подходов, а именно:

$$\delta p = -(H + \lambda)^{-1}I.$$

При  $\lambda \rightarrow \infty$ , метод стремится к градиентному спуску с малым шагом, при  $\lambda \rightarrow 0$  метод стремится к  $\delta p^{(2)}$ . Собственно алгоритм ЛМ заключается в динамическом управлении  $\lambda$ :

1. Пусть на данном шаге имеется значение параметров  $p$  и  $\lambda$ . Вычислим  $\delta p$  и сравним новое значение  $\chi^2$  со старым.

2. Если  $\chi^2(p + \delta p) < \chi^2(p)$ , то переходим в новую точку, и уменьшаем  $\lambda$  на порядок:  $p \leftarrow p + \delta p$ ,  $\lambda \leftarrow \lambda/10$ . Повторяем процедуру.

3. Если  $\chi^2(p + \delta p) > \chi^2(p)$ , то остаемся в данной точке и увеличиваем  $\lambda$  на порядок:  $\lambda \leftarrow 10\lambda$ .

Таким образом, на “простых” участках алгоритм разгоняется и делает все большие шаги, используя и якобиан, и гессиан; на “сложных” участках он переходит на градиентный спуск с малыми шагами. В случае приближения спектров, такой алгоритм дает значительно лучшие результаты, чем обычный градиентный спуск. Другим преимуществом алгоритма ЛМ является его спо-



способность легко подвергаться различным модификациям, сохраняя при этом устойчивость (см. следующий раздел).

Все параметры процесса ЛМ, такие как увеличение/уменьшение размера шага ( $\lambda$ ) и т.д., а также критерий останова (несущественное улучшение или отсутствие такового на нескольких последних итерациях, выход за пределы заданного количества итераций) могут быть введены пользователем, хотя обычно вполне достаточно значений параметров, принятых по умолчанию.

После завершения процедуры МР отображает приближение на оригинальном спектре, рисует спектр отклонений и выводит на экран набор параметров наилучшего приближения вместе с ошибками, а также значение эквивалентной ширины для каждой спектральной линии. Предусмотрена запись параметров приближения во внешний ASCII-файл, а также создание спектра приближения высокого разрешения (т.е. то же самое приближение, но рассчитанное на более мелкой сетке по длинам волн, чем исследуемый спектр звезды).

### 2.2.2. Разделение бленд и особые режимы приближения

МР имеет специальный "жесткий" режим работы, при котором предполагается, что все приближаемые линии имеют единую полуширину FWHM. Если спектр является спектром одиночной звезды, то такое предположение разумно. В этом режиме могут быть разрешены даже очень тесные бленды, состоящие из 3 - 4 отдельных линий соизмеримой интенсивности, которые обычно не разрешимы даже визуально (при условии, что спектральное разрешение достаточно хорошее, т.е. имеется необходимое число точек на бленду для определения параметров без переналожения). Если бленда полностью представлена суммой отдельных линий, а на другом участке спектра достаточно одиночных линий, то в процессе приближения одиночные линии "удерживают" FWHM, вблизи реального значения, которое меньше FWHM бленды. Незаполнение бленды легко увидеть визуально, поэтому пользователь может добавлять в нее линии до тех пор, пока бленда не будет полностью представлена (и даст наиболее вероятное  $\chi^2$ , которое в МР нормализовано к 1.0).

#### "Штраф" на параметры

Этот режим работы также весьма полезен в процессе разделения бленд. В общем виде он позволяет сделать изменение одних параметров в процессе приближения менее предпочтительным, чем изменение других, т.е. наложить "штраф" на изменение некоторых параметров.

Это позволяет избежать присущей большинству алгоритмов минимизации проблемы локальных минимумов, которая выражается в том, что алгоритм останавливается в ближайшем "неглубоком" минимуме, не доходя до более глубоких.

Режим реализован путем некоторой модификации авторами метода ЛМ. Штраф выражается в неявном добавлении "функции штрафа" к  $\chi^2$  в момент подсчета якобиана и гессиана, которая тем больше, чем больше изменение штрафного параметра линии. Следовательно, параметр будет изменяться только тогда, когда чистое значение  $\chi^2$  уменьшается настолько, что компенсирует добавление штрафа; маленькие локальные минимумы, не дающие достаточно уменьшения, таким образом обходятся. В процессе разделения бленд сначала приближают бленду одной или двумя линиями, затем дают штраф их центрам с тем, чтобы зафиксировать их положение, а затем добавляют нужное количество линий для полной аппроксимации бленды. Без штрафа первоначальная пара линий может сместиться, достигая локального минимума  $\chi^2$ , и окончательная аппроксимация в итоге может оказаться хуже.

В МР штраф для параметра  $p_i$  определяется квадратичной функцией  $s_i(\delta p_i) = c_i \delta p_i^2$ . С добавлением штрафа минимизируемая функция представлена как

$$\chi_s^2(p + \delta p) = \chi^2(p + \delta p) + \sum_{i=1} m s_i(\delta p_i).$$

Производные  $\partial \chi_s^2 / \partial p_i$  и  $\partial^2 \chi_s^2 / \partial p_i \partial p_j$  легко могут быть вычислены (фактически штраф реализуется путем добавления производных  $s_i$  к первоначальному якобиану и гессиану); при каждой итерации модифицированные матрицы вынуждают параметр  $p_i$  изменяться в меньшей степени (или вообще не изменяться), чем при отсутствии штрафа. Пользователь определяет  $c_i$ , задавая два значения:  $\delta p$  и  $s(\delta p)$  (это более разумно, чем задавать непосредственно  $c_i$ , поскольку позволяет лучше почувствовать реальный масштаб функции). Штраф можно накладывать как на отдельные параметры отдельных линий, так и на группу параметров (например, полуширину FWHM всех линий) одновременно.

#### Ограниченное приближение

По указанию пользователя, МР также может производить приближение на ограниченном участке спектра. Эта возможность также бывает полезна для разделения бленд. Например, можно приблизить одно крыло бленды одной линией (в крыле влияние других линий минимально), затем вернуться в модуль поиска и добавить линий, а за-



Таблица 1. Длины волн, эквивалентные ширины и полуширины спектральных линий в спектре звезды 112 Her

Измерения с MP							Измерения с "REDUCE"				
$\lambda_c, \text{Å}$	Ошибка	$W_\lambda, \text{mÅ}$	Глубина	Ошибка	FWHM	Ошибка	$\lambda_c, \text{Å}$	Ошибка	$W_\lambda, \text{mÅ}$	Глубина	FWHM
4518.512	0.005	8.6	0.052	0.003	0.157	0.011	4518.512	0.006	7.9	0.050	0.150
4519.777	0.001	53.7	0.334	0.003	0.151	0.002	4519.777	0.001	53.0	0.333	0.150
4520.165	0.006	10.6	0.045	0.003	0.221	0.014	4520.164	0.008	9.4	0.043	0.200
4522.186	0.001	67.1	0.399	0.003	0.158	0.002	4522.186	0.001	66.7	0.398	0.160
4522.557	0.016	15.6	0.055	0.005	0.266	0.021	4522.558	0.008	14.6	0.054	0.250
4524.590	0.011	5.3	0.027	0.003	0.182	0.027	4524.591	0.013	4.1	0.025	0.160
4524.882	0.010	8.5	0.045	0.003	0.177	0.025	4524.884	0.012	8.0	0.043	0.180
4525.107	0.015	5.9	0.031	0.003	0.179	0.032	4525.106	0.018	5.0	0.029	0.160
4525.968	0.011	6.8	0.033	0.003	0.190	0.029	4525.968	0.014	6.0	0.032	0.180
4526.148	0.008	3.2	0.031	0.005	0.096	0.019	4526.146	0.011	3.2	0.031	0.100
4526.384	0.013	4.3	0.022	0.003	0.186	0.032	4526.387	0.016	3.8	0.021	0.170
4527.294	0.011	2.2	0.019	0.004	0.106	0.029	4527.294	0.017	2.9	0.021	0.130
4528.169	0.010	2.4	0.020	0.004	0.110	0.023	4528.168	0.016	2.7	0.021	0.120
4528.437	0.006	3.6	0.035	0.004	0.096	0.015	4528.436	0.009	3.8	0.036	0.100
4528.674	0.009	3.4	0.024	0.003	0.133	0.022	4528.678	0.015	3.6	0.024	0.140
4529.095	0.007	7.1	0.038	0.003	0.174	0.016	4529.095	0.011	7.3	0.039	0.180
4529.455	0.007	9.4	0.041	0.003	0.216	0.017	4529.455	0.011	9.5	0.041	0.220
4530.374	0.002	14.6	0.096	0.003	0.142	0.006	4530.373	0.003	13.6	0.095	0.140
4531.104	0.007	3.9	0.029	0.003	0.127	0.017	4531.105	0.008	3.2	0.028	0.110
4532.926	0.012	4.0	0.021	0.003	0.177	0.031	4532.928	0.018	3.3	0.019	0.160
4533.234	0.008	6.2	0.034	0.003	0.174	0.021	4533.234	0.011	5.7	0.032	0.170
4533.507	0.002	29.0	0.191	0.004	0.143	0.005	4533.506	0.003	28.2	0.189	0.140
4533.703	0.005	31.0	0.198	0.042	0.147	0.014	4533.705	0.007	33.0	0.203	0.150
4533.885	0.033	20.8	0.072	0.004	0.270	0.179	4533.898	0.030	18.6	0.069	0.250
4534.108	0.032	5.5	0.032	0.023	0.158	0.052	4534.106	0.032	4.8	0.032	0.140
4538.405	0.010	4.2	0.024	0.003	0.164	0.024	4538.405	0.018	4.1	0.024	0.160
4539.549	0.015	5.7	0.020	0.002	0.263	0.037	4539.560	0.029	6.7	0.020	0.310
4540.611	0.004	7.4	0.051	0.003	0.135	0.010	4540.614	0.008	7.1	0.054	0.120
4541.064	0.001	44.1	0.269	0.003	0.154	0.002	4541.064	0.002	44.4	0.270	0.150
4541.456	0.006	8.3	0.042	0.003	0.187	0.015	4541.455	0.011	8.8	0.042	0.200
4544.602	0.015	2.6	0.019	0.004	0.129	0.039	4544.576	0.059	2.1	0.017	0.110
4545.089	0.012	2.9	0.019	0.003	0.142	0.028	4545.089	0.042	3.2	0.023	0.130
4546.852	0.007	7.5	0.037	0.003	0.191	0.017	4546.853	0.032	7.8	0.038	0.190
4547.797	0.012	5.5	0.024	0.003	0.215	0.027	4547.796	0.052	5.6	0.025	0.220
4548.767	0.001	44.8	0.280	0.004	0.150	0.003	4548.766	0.002	44.9	0.278	0.150
4549.028	0.003	67.0	0.414	0.012	0.152	0.005	4549.028	0.006	65.5	0.410	0.150
4549.184	0.005	51.6	0.287	0.023	0.169	0.013	4549.183	0.009	53.3	0.292	0.170
4549.432	0.011	7.9	0.044	0.043	0.169	0.071	4549.433	0.023	10.6	0.054	0.180
4549.594	0.012	2.8	0.027	0.013	0.097	0.034	4549.594	0.025	2.7	0.028	0.090
4549.606	0.163	24.9	0.048	0.019	0.485	0.174	4549.639	0.255	17.9	0.043	0.390
4550.222	0.007	3.8	0.029	0.004	0.123	0.018	4550.221	0.013	2.9	0.026	0.100
4550.768	0.008	3.7	0.027	0.003	0.130	0.019	4550.767	0.015	2.5	0.023	0.100
4552.202	0.017	5.3	0.022	0.003	0.230	0.043	4552.210	0.018	3.8	0.019	0.190
4552.468	0.018	2.6	0.016	0.003	0.153	0.043	4552.462	0.018	2.1	0.016	0.120
4552.820	0.013	2.1	0.016	0.004	0.119	0.030	4552.821	0.016	1.7	0.015	0.100

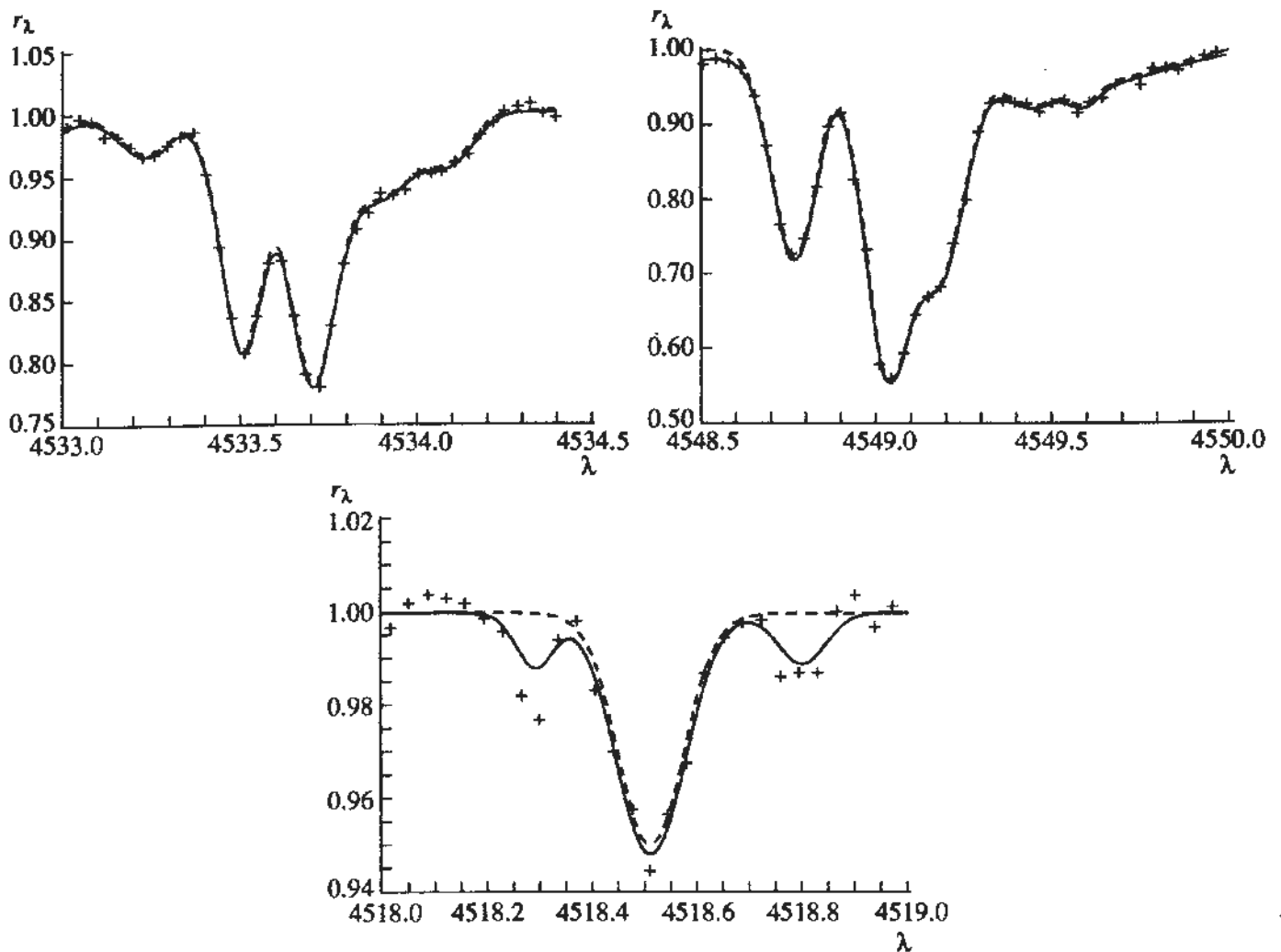


Рис. 1. Сравнение наблюдаемого и аппроксимирующего спектров звезды 112 Her. Сплошная линия – расчет с помощью MR, пунктирная – расчет с помощью "REDUCE", крестики – наблюдения.

тем, поставив штраф на центр первой линии (с тем, чтобы он не смещался в процессе приближения бленды), и оставив свободными амплитуду и полуширину, построить новое приближение. Эту процедуру можно повторять до полного разрешения бленды. Такая методика особенно эффективна в случае бленд, образованных двумя или более линиями со сходными амплитудами.

В заключение можно сказать, что MR предоставляет обширный набор возможностей, которые при творческом подходе позволяют пользователю правильно приближать даже самые сложные спектры. Дружественный графический интерфейс также во многом способствует эффективности пакета.

### 3. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ПРОГРАММЫ MR

Выходной файл MR для каждой спектральной линии как отдельной, так и выделенной из бленды, содержит следующую информацию:

длина волны центра линии и ошибка ее определения, эквивалентная ширина, глубина центра линии с ошибкой, полуширина (полная ширина на половине интенсивности) с ошибкой. Набор этих данных и определяет астрофизические приложения результатов работы программы MR:

- 1) отождествление линий в спектрах звезд;
- 2) определение скоростей вращения через среднее значение FWHM;
- 3) определение радиальных скоростей одиночных и двойных звезд;
- 4) анализ химического состава звездных атмосфер (через эквивалентные ширины спектральных линий).

Программа MR позволяет достаточно быстро получить все необходимые параметры для полного спектрального анализа конкретной звезды. В качестве реального примера для демонстрации точности приближения звездных спектров с помощью MR мы приводим анализ одного из участков спектра двойной HgMn-звезды 112 Her = HD 174933. Ретиконный спектр этой звезды в области 4487 - 4554 Å был любезно предоставлен в наше распоряжение д-ром Адельманом (S. Adelman)

из США. Он также провел подобный анализ спектра 112 Her с помощью пакета программ REDUCE [3], который широко используется в США для обработки звездных спектров высокого разрешения. В одной из программ этого пакета реализован алгоритм, подобный МР. Это – единственный, известный авторам опубликованный аналог изложенной выше процедуры измерения параметров спектральных линий, поэтому именно его мы избрали для сравнения результатов. В табл. 1 представлена часть результатов обработки участка спектра звезды 112 Her, полученных с помощью МР и REDUCE. Измерения эквивалентных ширин согласуются с точностью лучше 1.0%. Обе программы обеспечивают практически одинаковую точность измерения длин волн центров линий, которая составляет  $\pm 0.003 \text{ \AA}$  для неблендированных линий. Это означает, что программа МР позволяет реализовать точность определения лучевых скоростей  $\pm 200 \text{ м/с}$ .

На рис. 1 показано сравнение отдельных наблюдаемых участков спектра звезды 112 Her с его аппроксимацией по обеим программам. Программа МР позволяет выделить отдельные линии даже в достаточно сложных блендах, что видно на втором и третьем фрагментах рис. 1.

В качестве иллюстрации работы МР мы приводим результаты измерения лучевых скоростей и коррекции элементов орбиты двойной активной звезды типа RS CVn  $\zeta \text{ And}$  (HD 4502). Предыдущие измерения лучевых скоростей и определение орбиты были проведены Граттоном в 1950 г. [4]. Звезда And является спектрально-двойной с одиночными линиями. Активность звезд типа RS CVn связывается с наличием холодных магнитных пятен на их поверхности. Чтобы провести картирование распределения температуры по поверхности этих звезд, нужны спектральные наблюдения с отношением сигнала к шуму не меньше 100 - 200, приведенные к исправленной за орбитальное движение системе длин волн. Для этого необходимо постоянно уточнять элементы орбиты. Наши измерения лучевых скоростей были проведены по спектрам  $\zeta \text{ And}$ , полученным с помощью ПЗС-матрицы в фокусе кудэ 2-м телескопа обсерватории "Рожен" (Болгария) в 1993 г. Спектральное разрешение составляло  $0.15 \text{ \AA}$ . В табл. 2 приведены юлианские даты наблюдений, отношение S/N и результаты измерений лучевых скоростей с ошибками. Поскольку спектры были получены в узком спектральном диапазоне 6416 - 6474  $\text{\AA}$ , который содержит линии, обычно используемые для доплеровского картирования распределения температуры по поверхности активных звезд солнечного типа, то лучевые скорости измерялись только по 4 линиям. Формально ошибка одного измерения в табл. 2 намного превосходит оценку точности  $\pm 0.2 \text{ км/с}$ , которую может обеспечить методика измерений. Два

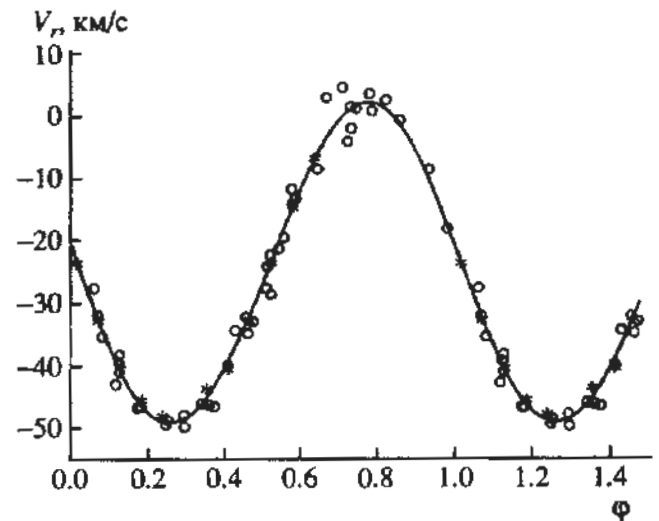


Рис. 2. Орбитальная кривая лучевых скоростей  $\zeta \text{ And}$ . Кружки – измерения Спенсер Джоунса [5] и Граттона [4], звездочки – измерения с помощью МР.

дополнительных фактора влияют на реальную точность измерения лучевых скоростей. Во-первых, это – погрешность определения дисперсионной кривой, а во-вторых, – асимметрия спектральных линий, вызванная наличием холодных пятен на поверхности звезды. Кроме того в спектре звезды, имеющей скорость вращения около  $40 \text{ км/с}$ , трудно найти абсолютно неблендированные линии, и даже небольшой вклад другой линии сразу ухудшает точность измерений. В нашем случае ошибка определения дисперсионной кривой составляет  $\pm 0.3 - 0.7 \text{ км/с}$ , что в сумме с ошибкой метода приводит к  $\pm 0.5 - 0.9 \text{ км/с}$ . Как видно из табл. 2, такая точность реализована примерно для половины спектров. Измерения по двум спектрам, полученным последовательно один за другим в течение одной ночи наблюдений, отличаются меньше, чем на  $0.1 \text{ км/с}$ , тогда как различие лучевых скоростей, измеренных Граттоном по фотографическим спектрам, полученным в течение одной ночи, составляет  $3 - 6 \text{ км/с}$  [4].

Измерения лучевых скоростей в спектре  $\zeta \text{ And}$  были использованы для уточнения элементов орбиты. Мы собрали данные Спенсер Джоунса [5] с 1913 по 1922 гг. (33 измерения), данные Граттона [4] 1948 г. (10 измерений по линиям поглощения, усредненные для одной и той же юлианской даты) и наши 12 измерений 1993 г. С помощью программы, любезно предоставленной А. Токовининым (ГАИШ), были рассчитаны новые элементы орбиты звезды  $\zeta \text{ And}$ , которые приведены в табл. 3. В этой же таблице для сравнения приведены элементы орбиты, рассчитанной Граттоном в 1950 г. Наши измерения позволили существенно уточнить орбитальный период  $\zeta \text{ And}$ , а также более уверенно получить отличное от нуля значение эксцентриситета. Интересно отметить, что  $e = 0.022$

Таблица 2. Измерения лучевых скоростей в спектре  $\zeta$  And

JD 2400000+	S/N	$V_r$ , км/с	$\Delta V_r$ , км/с
49197.587	385	-23.66	1.58
49198.562	114	-32.75	1.54
49199.568	335	-40.48	0.77
49199.588	335	-40.57	0.80
49200.589	325	-45.42	1.15
49201.549	295	-47.92	1.08
49203.557	335	-43.65	0.98
49204.547	295	-40.43	1.49
49205.547	325	-32.84	0.68
49206.547	335	-23.66	0.51
49207.592	630	-14.63	0.93
49208.592	400	-7.08	1.14

Таблица 3. Элементы орбиты  $\zeta$  And

Элементы орбиты	Данная работа	Граттон [ 4 ]
$P$	$17.76960 \pm 0.00004$	$17.7692 \pm 0.0002$
$T_0$	2449197.322	2432476.128
$\gamma$ , км/с	$-23.53 \pm 0.25$	$-23.79 \pm 0.61$
$K$ , км/с	$25.58 \pm 0.37$	$25.97 \pm 0.38$
$e$	$0.025 \pm 0.014$	$0.013 \pm 0.068$
$\omega$	$83.57 \pm 0.89$	$80.98 \pm 0.64$

было получено Спенсер Джоунсом еще в 1928 г., а затем было положено равным нулю Граттоном из-за большой ошибки в определении эксцентриситета. Орбитальная кривая лучевых скоростей  $\zeta$  And приведена на рис. 2, на котором наши изме-

рения отмечены звездочками. В работах [4] и [5] не даны ошибки одного измерения, поэтому для сравнения точности измерений лучевых скоростей мы использовали среднеквадратичное отклонение от теоретической кривой. Оно составляет  $\pm 1.56$  км/с для измерений Спенсер Джоунса,  $\pm 2.40$  км/с для измерений Граттона, и  $\pm 0.54$  км/с для измерений лучевых скоростей, проведенных с помощью программы MP.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программный пакет MultiProfile, реализованный на базе персональных компьютеров для анализа звездных спектров, позволяет существенно ускорить процедуру измерения параметров спектральных линий, необходимых при решении многих астрофизических задач, обеспечивая при этом высокую точность измерений.

Авторы благодарят А. Токовина, предоставившего свою программу расчета элементов орбиты. Работа была выполнена при финансовой поддержке фонда Европейской Южной обсерватории (грант № А-01-098).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smirnov O.M., Piskunov N.E. // *Astronomical Data Analysis Software and Systems II* / Eds Hanisch R., Brissenden R., Barnes J., 1993. V. 52. P. 259.
2. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. // *Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing*, Second Edition, New York: Cambridge University Press, 1992. P. 540.
3. Hill G., Fisher W.A., Poeckert R. // *Pub. Dom. Astrophys. Obs.* 1982. V. 16. P. 43.
4. Gratton L. // *Astrophys. J.* 1950. V. 111. P. 31.
5. Spencer J.U. // *Ann. Cape Obs.* 1928. V. 10. Pt. 8. P. 35.

### MultiProfile: a Software Package for Approximation of Line Profiles in Stellar Spectra

© 1995 г. O. M. Smirnov and T. A. Ryabchikova

A method for fast approximation of a stellar spectrum by a sum of single spectral lines is proposed. The corresponding software package MP is realized for personal computers and yields wavelengths, equivalent widths, depths, and halfwidths of individual lines that constitute the stellar spectrum. Various astrophysical applications are briefly discussed. As an example of MP operation, results on measurements of radial velocities in the spectrum of the RS CVn-type binary star  $\zeta$  And are presented. These measurements are used to improve the orbit elements.

УДК 524.316.022

## О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ $\eta$ РЫБ – КРАСНОГО ГИГАНТА СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА G7IIIa

© 1995 г. Л. И. Антипова\*, С. В. Бердюгина\*\*, И. С. Саванов\*\*

\* Институт астрономии, Москва, Россия

\*\* Астрофизическая обсерватория, Научный, Крым

Поступила в редакцию 16.01.95 г.

На основе наблюдений с ПЗС-камерой методом моделей атмосфер проведено исследование атмосферы гиганта  $\eta$  Psc спектрального класса G7IIIa. Установлены параметры атмосферы ( $T_{\text{эф}} = 4930$  К,  $\lg g = 2.1$ ) и микротурбулентная скорость ( $v_t = 1.7$  км/с). Определены содержания 21 элемента в атмосфере  $\eta$  Psc. Подтвержден вывод о высоком содержании Li и высоком отношении изотопов  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ . Отмечен небольшой избыток Na. Обсуждается предположение о возможной принадлежности  $\eta$  Psc к подгруппе слабо-бариевых звезд. На основании анализа полученных содержаний сделан вывод, что  $\eta$  Psc является "нормальным" красным гигантом.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, гиганты поздних спектральных классов представляют собой весьма неоднородную по спектральным характеристикам и химическому составу группу звезд. Среди них выделяют ряд подгрупп звезд, обладающих общими признаками. Одной из наиболее интересных и активно изучаемых является подгруппа бариевых звезд. Звезды этой подгруппы характеризуются усиленными линиями BaII, SrII, CH, C<sub>2</sub>, CN. Исследование химического состава этих звезд свидетельствует об увеличенных содержаниях Ba и других элементов s-процесса и увеличенном отношении содержаний элементов C/O. Наблюдаемые спектральные особенности и аномалии содержаний химических элементов в атмосферах бариевых звезд принято связывать с их двойственностью и процессами переноса вещества более проэволюционировавшей компоненты, обогащенного продуктами ядерного синтеза. Бариевые звезды немногочисленны и составляют всего 1% от общего числа красных гигантов. Кроме "классических" бариевых звезд известно также некоторое количество звезд, у которых признаки бариевых звезд выражены менее отчетливо (так называемые умеренно-бариевые звезды). Поиск новых бариевых звезд осуществляется на основании низкодисперсных спектрограмм, а также методами узкополосной фотометрии. Хорошо известна серия работ Вильямса [1 - 4], который на основании узкополосных фотометрических наблюдений путем сопоставления спектрофотометрических индексов и синтетических спектров, рассчитанных с помощью моделей атмосфер, оценил содержание Ba в атмосферах около 200 звезд поздних спектральных классов. Повышенное содержание бария  $[\text{Ba}/\text{H}] = 0.44$ , в частности, было обнаруже-

но для  $\eta$  Psc – красного гиганта спектрального класса G7IIIa [4], что предполагает возможную принадлежность этой звезды к группе бариевых или умеренно-бариевых звезд. Окончательное решение этого вопроса может дать спектроскопический анализ.

Целью настоящей работы является спектроскопический анализ содержаний химических элементов в атмосфере  $\eta$  Psc, в частности, легких элементов C, N и O и элементов s-процесса.

### 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Наблюдательный материал для  $\eta$  Psc был получен в 1991 - 1993 гг. с помощью 2.6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. В качестве приемника излучения использовалась ПЗС-камера, установленная в кудэ-спектрографе. Наблюдения проводились в ряде спектральных полос шириной 30 Å. Основные сведения о наблюдениях приведены в табл. 1. Спектральное разрешение определялось шириной входной

Таблица 1. Спектральные диапазоны наблюдений  $\eta$  Psc (в ангстремах)

5119 - 5147	6123 - 6154
5287 - 5318	6143 - 6174
5314 - 5345	6290 - 6320
5340 - 5368	6474 - 6505
5627 - 5657	6627 - 6654
5758 - 5789	6689 - 6717
5840 - 5867	6726 - 6757
6000 - 6032	6769 - 6800
6026 - 6054	7987 - 8017

щели спектрографа и составляло  $0.18 \text{ \AA}$ . Отношение сигнала к шуму – не менее 100. Обработка наблюдательного материала состояла из стандартных для обработки ПЗС-наблюдений процедур и проводилась с помощью пакета программ SPE,

разработанного в КрАО С.Г. Сергеевым. Отбор спектральных линий для дальнейших исследований и измерение их эквивалентных ширин проводились по методике, описанной в [5]. Результаты измерений представлены в табл. 2.

Таблица 2. Содержания элементов в атмосфере  $\eta$  Psc

Элемент	$\lambda$	E. P.	lggf	$W_\lambda$	lge
1	2	3	4	5	6
LiI	6707.00	0.00	0.17	0.029	1.18
NaI	6154.22	2.10	-1.60	0.083	6.57
SiI	6155.22	5.59	-0.89	0.100	7.74
	6145.08	5.59	-1.50	0.060	7.69
	6142.53	5.59	-1.58	0.055	7.69
	6131.86	5.59	-1.77	0.047	7.74
	6125.03	5.59	-1.66	0.057	7.81
	6123.45	5.62	-2.39	0.016	7.71
	5772.25	5.06	-1.79	0.083	7.79
CaI	6166.44	2.51	-1.22	0.107	6.40
	6156.10	2.51	-2.56	0.028	6.37
	6122.21	1.88	-0.18	0.227	6.35
	5867.57	2.92	-1.72	0.046	6.33
ScII	5334.22	1.49	-2.20	0.027	3.11
	5318.34	1.35	-1.89	0.046	3.02
TiI	6743.12	0.90	-1.76	0.079	5.03
	6126.22	1.06	-1.48	0.085	5.09
	6031.68	0.05	-3.89	0.017	5.13
	5766.33	3.28	0.22	0.028	5.07
	5366.65	0.81	-2.68	0.025	5.07
	5351.07	2.77	-0.21	0.029	4.96
	5295.78	1.06	-1.79	0.054	5.00
VI	6150.13	0.30	-1.68	0.066	4.05
	6135.36	1.05	-0.91	0.055	4.03
	6119.50	1.06	-0.56	0.081	4.10
	6039.69	1.06	-0.74	0.056	3.90
	5776.67	1.08	-1.58	0.015	3.96
VII	6028.28	2.55	-1.93	0.015	3.91
	6031.07	2.51	-1.73	0.024	3.97
CrI	6630.02	1.03	-3.59	0.042	5.65
	5783.11	3.31	-0.49	0.070	5.75
	5348.32	1.00	-1.37	0.165	5.99
	5344.76	3.43	-1.13	0.020	5.58
	5329.12	2.90	-0.14	0.111	5.80
	5318.78	3.43	-0.80	0.035	5.60
	5312.88	3.43	-0.69	0.046	5.70
	5304.21	3.45	-0.77	0.036	5.61
	5296.69	0.98	-1.51	0.160	6.08

Таблица 2. Продолжение

Элемент	$\lambda$	E. P.	$\lg gf$	$W_\lambda$	$\lg \epsilon$
1	2	3	4	5	6
FeI	6783.27	2.55	-4.66	0.019	7.60
	6750.15	2.41	-2.55	0.141	7.59
	6746.96	2.60	-4.36	0.023	7.45
	6745.96	4.06	-2.74	0.025	7.58
	6745.11	4.56	-2.17	0.026	7.61
	6732.06	4.56	-2.18	0.020	7.45
	6726.67	4.59	-1.10	0.083	7.61
	6713.76	4.77	-1.51	0.043	7.52
	6710.31	1.48	-4.89	0.070	7.45
	6704.48	4.20	-2.67	0.017	7.46
	6703.57	2.75	-3.07	0.088	7.48
	6498.95	0.95	-4.67	0.124	7.60
	6496.46	4.77	-0.62	0.096	7.60
	6173.34	2.21	-2.88	0.145	7.72
	6165.37	4.12	-1.49	0.081	7.46
	6151.62	2.17	-3.30	0.107	7.42
	6120.25	0.91	-5.93	0.044	7.45
	6027.06	4.07	-1.15	0.110	7.62
	6024.07	4.53	0.00	0.138	7.62
	6019.36	3.56	-3.32	0.026	7.65
	6015.25	2.21	-4.68	0.034	7.59
	6008.58	3.87	-0.96	0.128	7.56
	6007.96	4.63	-0.74	0.095	7.58
	6003.03	3.86	-1.24	0.117	7.61
	5862.36	4.53	-0.48	0.122	7.73
	5859.61	4.53	-0.61	0.102	7.47
	5856.08	4.28	-1.63	0.063	7.46
	5855.13	4.59	-1.66	0.041	7.45
	5853.18	1.48	-5.15	0.049	7.45
	5849.70	3.68	-2.94	0.027	7.43
	5838.42	3.93	-2.33	0.050	7.53
	5760.35	3.63	-2.44	0.060	7.48
	5369.97	4.35	0.36	0.162	7.43
	5367.47	4.40	0.30	0.151	7.41
	5339.94	3.25	-0.73	0.161	7.41
	5326.79	4.40	-2.09	0.034	7.57
	5321.11	4.42	-1.36	0.072	7.56
5315.07	4.35	-1.56	0.068	7.61	
5294.55	3.62	-2.76	0.042	7.50	
5293.97	4.12	-1.84	0.064	7.54	
5141.75	2.41	-2.09	0.129	7.21	
5133.69	4.16	0.20	0.174	7.55	
FeII	6149.24	3.87	-2.88	0.069	7.66
	5325.56	3.21	-3.37	0.077	7.58
CoI	6117.00	1.78	-2.52	0.036	4.81
	6000.67	3.61	-0.86	0.020	4.96
	5369.59	1.73	-1.44	0.107	5.27
	5359.20	4.13	0.01	0.024	4.91
	5352.05	3.56	-0.06	0.054	4.69
	5342.70	4.00	0.56	0.061	4.90
NiI	6772.36	3.64	-1.01	0.093	6.33
	6767.78	1.82	-1.97	0.166	6.69

Таблица 2. Окончание

Элемент	$\lambda$	E. P.	$\lg gf$	$W_\lambda$	$\lg \epsilon$
1	2	3	4	5	6
YI	6643.64	1.67	-1.98	0.171	6.54
	6635.15	4.40	-0.83	0.050	6.29
	6130.17	4.25	-1.03	0.047	6.27
	6128.99	1.67	-3.40	0.083	6.23
	6111.06	4.07	-0.90	0.065	6.28
	6007.31	1.67	-3.40	0.079	6.20
	5847.01	1.67	-3.48	0.074	6.18
	5760.85	4.09	-0.85	0.069	6.34
	5347.71	3.78	-2.09	0.017	6.17
YII	6793.71	0.07	-0.30	0.040	1.97
	6023.41	0.00	-1.00	0.016	2.10
ZrI	6795.41	1.72	-1.19	0.037	2.27
	5320.78	1.08	-1.98	0.018	2.25
	5289.82	1.03	-1.90	0.032	2.20
	5119.12	0.99	-1.42	0.048	2.01
BaII	6143.18	0.07	-1.14	0.029	2.53
	6134.58	0.00	-1.32	0.023	2.50
	6127.49	0.15	-1.16	0.024	2.55
CeII	5853.68	0.60	-0.90	0.147	2.55
	6043.39	1.21	-0.34	0.020	1.82
PrII	5330.58	0.87	-0.28	0.034	1.72
	6165.90	0.92	-0.33	0.016	0.84
NdII	5322.78	0.48	-0.42	0.027	0.75
	6740.11	0.06	-1.66	0.028	1.55
	5356.99	1.26	-0.23	0.024	1.48
EuII	5130.60	1.30	0.36	0.053	1.55
	6645.11	1.37	0.17	0.035	0.61

### 3. СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Источники значений сил осцилляторов, которые были использованы в настоящей работе, приведены в табл. 3. Как следует из работы [1], приведенной в примечаниях к табл. 3, значения содержания химических элементов в атмосфере Солнца при одних и тех же исходных значениях сил осцилляторов и эквивалентных ширины линий зависят, хотя и не сильно, от выбора моделей атмосфер: расчеты содержания, выполненные с помощью модели Солнца Холвегера-Мюллера и соответствующей модели из сетки моделей [6], показывают небольшие (порядка 0.1 dex), но систематические различия. Это обстоятельство было учтено при анализе значений сил осцилляторов. Поскольку в данной работе, а также в наших дальнейших исследованиях красных гигантов, анализ содержания химических элемен-

тов в их атмосферах предполагается проводить в рамках сетки моделей [6], по данным табл. 3 была составлена такая компиляция значений сил осцилляторов, чтобы стандартные ("солнечные") содержания при анализе в рамках этой сетки совпадали бы с данными, приведенными в работе [7].

### 4. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

Эффективная температура определялась по показателям цвета, полученным из многоцветных фотометрических наблюдений [8] (каталог Центра астрономических данных в Страсбурге), и соответствующим калибровкам "эффективная температура - показатель цвета", опубликованным в статье МакВильяма [9]. Поскольку величины  $U$ ,  $V$ ,  $V$  и  $R$  могут быть искажены вследствие межзвездного покраснения, температура определялась



Таблица 3. Источники значений величин  $gf$ 

Элемент	Источники $gf$	Элемент	Источники $gf$
LiI	4	CoI	1, 2, 11, 23
NaI	1, 2, 5	NiI	1, 2, 25
AlI	1, 2, 5	CuI	1, 2, 3, 6
SiI	1, 2, 3, 5	YI	1, 2, 30, 31
CaI	1, 2, 6	YII	1, 2, 30, 31
ScI	1, 2, 7	ZrI	1, 2, 34
ScII	1, 2, 7	ZrII	1, 2
TiI	1, 2, 8	BaI	1, 28
TiII	1, 2, 9, 10	BaII	28, 29
VI	1, 2, 11, 12	LaII	1, 2, 3, 32
VII	1, 2,	CeII	1, 2, 3, 32
CrI	1, 2, 11	PrII	1, 2, 3, 32
CrII	1, 2	NdII	1, 2, 26, 27
MnI	1, 2, 14	EuII	1, 2, 33
FeI	1, 2, 15, 16, 17, 18, 19		
FeII	1, 2, 20, 21, 22		

Примечания к табл. 3:

- 1 – Thevenin F. *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1987. P. 137; 1990. V. 82. P. 179.
- 2 – Гуртовенко Э.А., Костык Р.И. *Фраунгоферов спектр и система сил осцилляторов*. Киев: Наук. думка, 1989.
- 3 – Meylan Th., Furenlid I., Wiggs M.S., Kurucz R.L. *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1993. V. 85. P. 163.
- 4 – Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M. *National Standard Reference Data Series. National Bureau of Standards.* 1966. V. 4. *Atomic Transition Probabilities.*
- 5 – Wiese W. L., Smith M.W., Miles B.M. *National Standard Reference Data Series. National Bureau of Standards.* 1969. V. 22. *Atomic Transition Probabilities. V. II.*
- 6 – Wiese W.L., Martin G.A. *National Standard Reference Data Series. National Bureau of Standards.* 1968. V. 68. *Atomic Transition Probabilities. V. II.*
- 7 – Wiese W.L., Fuhr J.R. *Physical and Chemical Reference Data.* 1975. V. 4. № 2.
- 8 – Вакуленко Д.А., Саванов И.С. *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* 1990. Т. 82. С. 87.
- 9 – Savanov I.S., Huovelin J., Tuominen I. *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1990. V. 86. P. 531.
- 10 – Bizzarri A., Huber M.C.E. et al. *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 273. P. 707.
- 11 – Younger S.M., Fuhr J.R., Martin G.A., Wiese W.L. *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1978. V. 7. № 2.
- 12 – Whaling W., Hannaford P., Lowe R.M. et al. *Astron. and Astrophys.* 1985. V. 153. P. 109.
- 13 – Blackwell D.E., Menon S.L.R., Petford A.D. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 207. P. 533.
- 14 – Booth A.J., Blackwell D.E., Petford A.D., Shallis M.J. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 208. P. 147.
- 15 – Саванов И.С., Боярчук А.А. *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* 1985. Т. 70. С. 57.
- 16 – Blackwell D.E., Booth A.J., Haddock D.J. et al. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1986. V. 220. P. 549.
- 17 – Bard A., Kock A., Kock M. *Astron. and Astrophys.* 1991. V. 248. P. 315.
- 18 – Holweger H., Bard A., Kock A., Kock M. *Astron. and Astrophys.* 1991. V. 249. P. 545.
- 20 – Боярчук А.А., Саванов И.С. *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* 1986. Т. 74. С. 49.
- 21 – Biemont E., Baudoux M., Kurucz R.L. et al. *Astron. and Astrophys.* 1991. V. 249. P. 539.
- 22 – Heise C., Kock M. *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 230. 244.
- 23 – Cardon B.L., Smith P.L., Scalo J.M. et al. *Astrophys. J.* 1982. V. 260. P. 395.
- 24 – Fuhr J.R., Martin G.A., Wiese W.L., Younger S.M. *Physical and Chemical Reference Data.* 1981. V. 10. № 2. P. 305.
- 25 – Doerr B., Koch. A. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 1985. V. 33. P. 307.
- 26 – Ward L. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1985. V. 213. P. 71.
- 27 – Ward L., Vogel O., Arnesen A. et al. *Physica Scripta.* 1985. V. 31. P. 161.
- 28 – Miles B.M., Wiese W.L. *NBS Technical Notes.* 1969. P. 474.
- 29 – Davidson M.D., Snock L.C., Volten H., Dotszelmann A. *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 255. P. 457.
- 30 – Hannaford P., Lowe R.M., Greves N. et al. *Astrophys. J.* 1982. V. 261. P. 736.
- 31 – Pitts R.E., Newson C.H. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* 1986. V. 35. P. 383.
- 32 – Magzzu P.A., Cowley Ch.R. *Astrophys. J.* 1986. V. 308. P. 254.
- 33 – Biemont E., Karner C., Meyer G. et al. *Astron. and Astrophys.* 1982. V. 107. P. 166.
- 34 – Biemont E. *Astrophys. J.* 1981. V. 248. P. 867.

только по тем показателям цвета, где не были использованы эти величины. Таким образом, по показателям цвета  $R-K$  и  $I-K$  были найдены значения температуры соответственно 4923 и 4963 К; окончательно принято значение эффективной температуры  $T_{\text{эф}} = 4930$  К.

Ускорение силы тяжести может быть определено несколькими способами. Во-первых, по формуле

$$\lg(g_*/g_{\odot}) = \lg(m_*/m_{\odot}) - \lg(L_*/L_{\odot}) + 4 \lg(T_{\text{эф}}^*/T_{\text{эф}}^{\odot}). \quad (1)$$

Для этого надо знать светимость  $L_*$  и массу  $m_*$  звезды (температура была оценена выше). Светимость может быть выведена, например, из параллакса звезды, а также на основании эффекта Вилсона–Баппу [10]. В первом случае, согласно [11], параллакс  $\eta$  Psc равен  $0.015''$ , а звездная величина  $3.62^m$ ; отсюда, по известным соотношениям значение абсолютной звездной величины  $M_v = -0.50^m$ , что с болометрической поправкой  $BC = -0.37$  [12] дает значения болометрической звездной величины  $M_{bol} = -0.87^m$  и светимости  $\lg(L_*/L_{\odot}) = 2.20$ . Во втором случае в [10] абсолютные звездные величины для многих звезд были определены по ширинам ( $W_0$ ) эмиссионной линии  $KCaII$  в спектрах этих звезд. При этом калибровка линейной зависимости, связывающей  $M_v$  и  $\lg W_0$  (эффект Вилсона–Баппу), была выполнена на основании принятого значения модуля расстояния до скопления Гиады  $m - M = 3.03^m$ . В той же работе предложена процедура коррекции приведенных табличных значений  $M_v$  в случае допущения другого значения модуля расстояния до Гиад. В настоящее время, вероятно, более приемлемым следует считать значение  $m - M = 3.20^m$ , получающееся из измерений параллаксов звезд скопления Гиады (см., например, [13, 14]). Для  $\eta$  Psc значение  $M_v$ , определенное на основании эффекта Вилсона–Баппу и исправленное за новое значение модуля

расстояния до Гиад [10], составляет  $M_v = -0.51^m$ , откуда следует, что  $M_{bol} = -0.88^m$  и  $\lg(L_*/L_{\odot}) = 2.25$ . Среднее из двух оценок светимости есть  $\lg(L_*/L_{\odot}) = 2.22 \pm 0.03$ . Массу звезды можно оценить по ее положению на диаграмме Герцшпрунга–Рессела с эволюционными треками, зная ее температуру и светимость (см., например, [15]). Для  $\eta$  Psc  $m_* = 3.5m_{\odot}$ . С найденными значениями светимости и массы формула (1) дает значение ускорения силы тяжести  $\lg g_* = 2.49$ .

Во-вторых, ускорение силы тяжести можно оценить по линиям радикала  $MgH$ . Этот метод, основанный на сопоставлении теоретических и наблюдаемых профилей линий  $MgH$ , описан в статье [16], а в статье [17] приводится найденное таким образом для  $\eta$  Psc значение  $\lg g_* = 2.00$ .

И, наконец, оценку  $\lg g$  можно получить на основе уравнения ионизации, находя такое значение  $\lg g$ , при котором содержания данного элемента, определенные по линиям нейтральных атомов и ионов, совпадают. В данной работе такие оценки удалось выполнить для элементов Fe, V и Y, представленных в наблюдаемых диапазонах спектра  $\eta$  Psc чистыми линиями двух стадий ионизации. К сожалению, в спектрах поздних звезд чистых линий ионов очень мало, что, очевидно, уменьшает точность таких оценок; тем не менее, найденные таким образом оценки  $\lg g$  лежат в диапазоне от 2.00 до 2.20.

Поскольку два последних метода определения  $\lg g$  являются спектроскопическими и к тому же дают близкие результаты, именно им было отдано предпочтение при нахождении среднего из имеющихся значений для дальнейшего анализа спектральных линий; окончательно принято значение  $\lg g_* = 2.1$ .

Модель атмосферы была получена из сетки моделей [6] путем интерполяции для найденных параметров  $T_{\text{эф}} = 4930$  К и  $\lg g_* = 2.1$ .

Микротурбулентная скорость  $v_t$  в атмосфере  $\eta$  Psc определялась из анализа содержаний железа, найденных по линиям  $FeI$ . Отсутствие зависимости величин  $\lg \epsilon(Fe)$  от эквивалентных ширин  $W_{\lambda}$  служило критерием выбора  $v_t$ . Сначала были рассчитаны содержания Fe для каждой линии при найденных выше параметрах атмосферы и различных значениях микротурбулентной скорости  $v_t$ . Затем для каждого значения  $v_t$  строился график зависимости содержаний от эквивалентных ширин линий. Считая эту зависимость линейной ( $\lg \epsilon = a + bv_t$ ), методом наименьших квадратов определялось значение параметра  $b$  (тангенс угла наклона графика рассматриваемой зависимости к оси  $v_t$ ) и, далее, строился график зависимости  $b = f(v_t)$  (рис. 1). Из графика видно, что при  $v_t = 1.7$  км/с имеем  $b = 0$ , что и означает отсутствие зависимости содержаний Fe от эквивалентных ширин линий. Это значение и было принято за

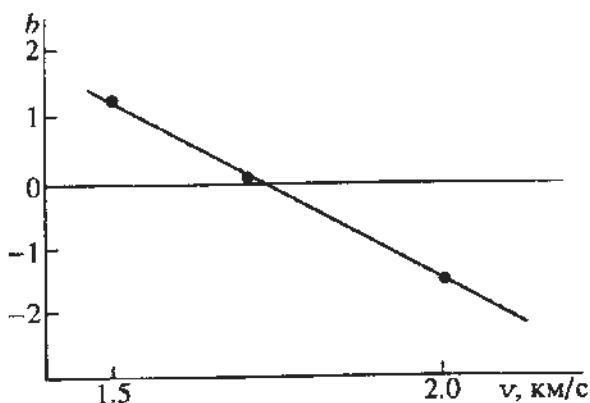


Рис. 1. Определение микротурбулентной скорости (см. текст).

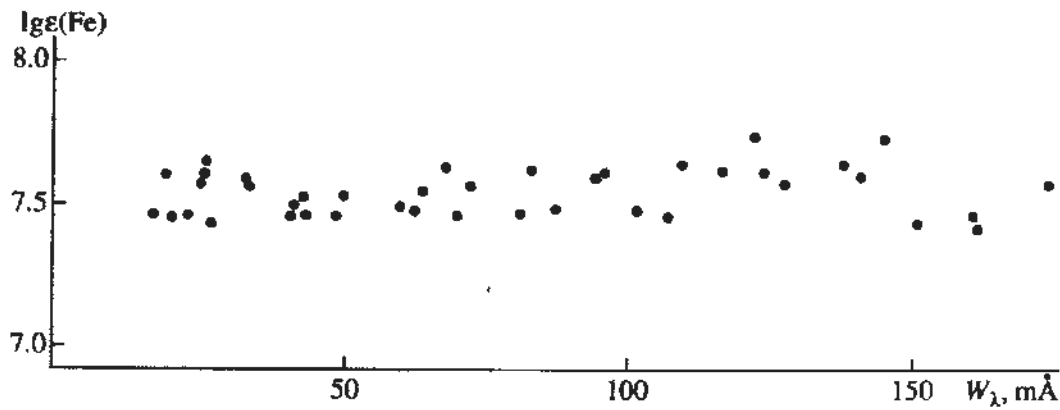


Рис. 2. Зависимость содержаний железа  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  от эквивалентных ширин индивидуальных линий при значении микро-турбулентной скорости  $v_t = 1.7$  км/с.

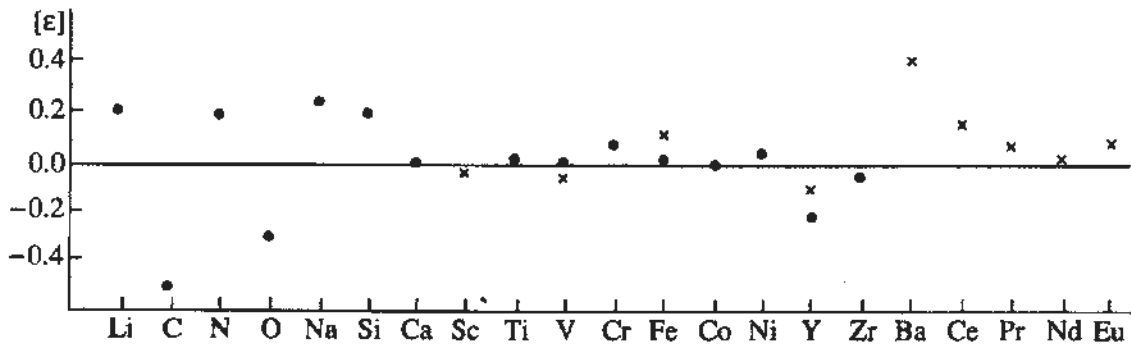


Рис. 3. Относительные (по отношению к Солнцу) содержания химических элементов в атмосфере  $\eta$  Psc.

окончательное. На рис. 2 показана зависимость содержаний железа для исследуемых линий FeI при выбранных параметрах  $T_{\text{эф}} = 4930$  К,  $\lg g_* = 2.1$  и  $v_t = 1.7$  км/с.

## 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ

Как обычно для красных гигантов [18], для определения содержаний элементов CNO-группы использовались запрещенная линия кислорода [OI] 6300.31 Å, бленды вращательных линий полос системы Свана  $\text{C}_2$  с эффективными длинами волн 5135 и 5633 Å и вращательные линии красной системы CN в области 8000 Å.

На анализируемых спектрограммах линия [OI] 6300.31 Å хорошо отделяется от линии ScI 6300.69 Å, и ее эквивалентная ширина может быть измерена достаточно уверенно. Вкладом линии NiI 6300.336 Å в эквивалентную ширину  $W_\lambda$  линии кислорода, как отмечалось в [18], для К-гигантов можно пренебречь. Однако следует учитывать слабую вращательную линию  $^{12}\text{CN}$  6300.265 Å полосы  $R_1$  (14) (10.5) из красной системы CN, эквивалентная ширина которой составляет порядка 10% от полной эквивалентной ширины линии [OI]. Величина  $\lg gf$  для линии [OI] взята согласно [18].

Содержание азота определялось по линиям CN-полосы (2,0) в спектральном диапазоне

7990 - 8015 Å. Величина изотопного отношения  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  для  $\eta$  Psc была получена из сравнения наблюдаемых и синтетических профилей линий  $^{13}\text{CN}$  с эффективными длинами волн 8004.7 и 8010.5 Å. Первая из этих линий, как правило, блендируется линиями атмосферных водяных паров, вторая – находится в крыле линии  $^{12}\text{CN}$ . Оба значения  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , полученные по этим линиям, согласуются между собой и дают среднюю оценку этого отношения  $\sim 32$ . В статье [19] для  $\eta$  Psc приводится практически идентичное значение  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 30$ . Все данные для линий CN-полосы (2,0) подробно описаны в статье [20].

Теоретические эквивалентные ширины для трех значений содержания углерода (8.0, 8.4, 8.8) и трех значений содержания кислорода (8.4, 8.8, 9.2) рассчитывались с учетом всех перечисленных выше линий при первоначальном содержании азота 8.25. На плоскости ( $\lg \epsilon(\text{C})$ ,  $\lg \epsilon(\text{O})$ ) точка пересечения линий равных эквивалентных ширин для наблюдаемых  $W_\lambda[\text{OI}]$  и  $W_\lambda[\text{C}_2]$  соответствует первому приближению содержаний C и O для принятого содержания N. С этими значениями содержаний C и O по линиям CN было найдено значение содержания N и затем снова C и O, поскольку линии [OI] и  $\text{C}_2$  блендируются линиями CN. Такие итерации с вычислением термодинамического равновесия повторялись до взаимного

Таблица 4. Содержания химических элементов в атмосфере  $\eta$  Psc

Элемент	Солнечное содержание	Число линий	[ $\epsilon$ ]		
			$T_{эф} = 4930$ K $l_{gg} = 2.1$ $v_i = 1.7$ км/с	$T_{эф} = 4930$ K $l_{gg} = 2.1$ $v_i = 2.0$ км/с	$T_{эф} = 4930$ K $l_{gg} = 2.49$ $v_i = 1.7$ км/с
1	2	3	4	5	6
Cl	8.67	2	-0.58		
Ni	7.99	5	+0.16		
OI	8.92	1	-0.47		
LiI	0.97	1	+0.21	+0.21	+0.20
NaI	6.33	1	+0.24	+0.18	+0.23
SiI	7.55	7	+0.19 $\pm$ 0.04	+0.14	+0.26
CaI	6.36	5	+0.00 $\pm$ 0.03	-0.05	-0.10
ScII	3.10	2	-0.04 $\pm$ 0.04	-0.07	+0.17
TiI	5.02	8	+0.02 $\pm$ 0.05	-0.03	-0.01
VI	4.00	5	+0.01 $\pm$ 0.07	-0.04	0.00
VII	4.00	2	-0.06 $\pm$ 0.03	-0.08	+0.16
CrI	5.67	10	+0.08 $\pm$ 0.17	-0.06	+0.07
FeI	7.50	42	+0.03 $\pm$ 0.08	-0.07	+0.05
FeII	7.50	2	+0.12 $\pm$ 0.04	+0.00	+0.35
CoI	4.92	6	+0.00 $\pm$ 0.18	-0.10	+0.02
NiI	6.25	11	+0.05 $\pm$ 0.15	-0.06	+0.13
YI	2.24	2	-0.20 $\pm$ 0.06	-0.22	+0.18
YII	2.24	4	-0.10 $\pm$ 0.10	-0.15	+0.13
ZrI	2.56	3	-0.03 $\pm$ 0.02	-0.05	-0.04
BaII	2.13	1	+0.43	+0.15	+0.62
CeII	1.55	1	+0.17:	+0.14	+0.46
PrII	0.71	2	+0.08 $\pm$ 0.05	+0.07	+0.28
NdII	1.50	1	+0.03 $\pm$ 0.03	+0.00	+0.23
EuII	0.51	1	+0.10	+0.06	+0.30

согласования содержаний всех трех элементов C, N и O. Полученные результаты приведены в табл. 4.

В табл. 2 приведен список линий различных элементов, использованных для оценки содержаний химических элементов в атмосфере  $\eta$  Psc. В первом столбце даны длины волн, во втором – потенциалы возбуждения нижних уровней, в третьем – принятые значения сил осцилляторов, в четвертом – эквивалентные ширины, в пятом – содержания при найденных параметрах атмосферы.

Окончательные результаты – содержания каждого из наблюдаемых элементов относительно Солнца [ $\epsilon$ ] =  $l_{g\epsilon_*} - l_{g\epsilon_{\odot}}$  – приведены в табл. 4 и на рис. 3. При этом данные о солнечном химическом составе взяты из [7].

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из табл. 4 и рис. 3 видно, что содержания большинства элементов сопоставимы с соответствующими величинами для атмосферы Солнца. Довольно большая эквивалентная ширина линии LiI 6707 Å (30 mÅ; табл. 2) и соответствующая ей величина содержания подтверждают результат [19] о высоком содержании Li в атмосфере  $\eta$  Psc. Обращает на себя внимание хорошо известная аномалия содержания Na [21]. Повышено также со-

держание Si. Содержания элементов группы железа практически солнечные.

Наибольший избыток содержания относительно Солнца наблюдается у BaII. Однако надо иметь в виду, что это содержание определялось по одной линии, которая является самой сильной в спектре, а потому требует хорошего знания постоянных затухания. Кроме того, такие сильные линии очень чувствительны к микротурбулентной скорости: для примера в столбце 5 табл. 4 приведены вычисленные содержания для  $v_i = 2.0$  км/с, из которых видно, что изменение содержания BaII при изменении микротурбулентной скорости существенно превосходит изменение содержаний остальных элементов. Кроме того, линия, по которой определялось содержание BaII, принадлежит мультиплету номер 2 с метастабильным уровнем. Согласно [22], исследование линий этого мультиплета на Солнце свидетельствует о том, что условия в областях их образования отличаются от условий локального термодинамического равновесия. Учет этого обстоятельства дает более низкое значение содержания Ba. Заметим, что к тому же эта линия блендирована линией FeI. Возможно, что полученный избыток содержания Ba отчасти обязан и этому обстоятельству.

Заметных аномалий других элементов  $s$ -процесса и редкоземельных элементов не выявлено.

Как известно (см., например, [13]), классические бариевые звезды по отношению к “нормальным” гигантам характеризуются, кроме увеличенного содержания Ba, умеренным избытком углерода ( $[C/H] > 0$ ) и ярко выраженным избытком  $s$ -элементов, а единственным отличительным признаком слабо-бариевых звезд является небольшой, но вполне реальный избыток элементов  $s$ -процесса ( $[s/Fe] = +0.2$  dex). В настоящем исследовании  $\eta$  Psc не найдено аномалий в содержаниях химических элементов, характерных для бариевых или умеренно-бариевых звезд.

Для сравнения были также вычислены содержания химических элементов в атмосфере  $\eta$  Psc с другим значением параметра атмосферы  $\lg g = 2.49$  при тех же значениях  $T_{\text{эф}}$  и  $v_t$  (см. столбец б табл. 4). Из сравнения столбцов 4 и б видно, что нейтральные атомы практически не реагируют на изменение  $\lg g$ , однако содержания ионов изменяются заметно. Поскольку элементы  $s$ -процесса в данном исследовании представлены главным образом линиями ионов, то увеличение параметра  $\lg g$  привело к увеличению содержаний элементов этой группы в среднем на 0.2 dex, что, согласно [13], является основанием для отнесения  $\eta$  Psc к группе умеренно-бариевых звезд.

Таким образом, вопрос о принадлежности (или нет)  $\eta$  Psc к группе умеренно-бариевых звезд является чисто методическим вопросом: его результат зависит от того, какому из значений  $\lg g$ , найденных выше различными способами, будет отдано предпочтение – 2.49, полученному из оценок светности, или 2.10, определенному методами спектроскопии.

По нашему мнению, последнее значение является более предпочтительным именно потому, что оно выведено на основании наблюдаемого спектра и должно лучше описывать его особенности. Действительно, из табл. 3 видно, что при  $\lg g = 2.1$  расхождения между содержаниями, вычисленными по линиям нейтральных атомов и ионов одного элемента, небольшие, но с увеличением  $\lg g$  они увеличиваются. Если значение  $\lg g = 2.1$  верно, то на основании изложенного выше следу-

ет, что звезда  $\eta$  Psc является “нормальным” красным гигантом.

Настоящее исследование выполнено частично при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-02894).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Williams P.M. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1971. V. 153. P. 171.
2. Williams P.M. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1972. V. 158. P. 361.
3. Williams P.M. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1974. V. 167. P. 359.
4. Williams P.M. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1975. V. 170. P. 343.
5. Боярчук А.А., Антипова Л.И., Боярчук М.Е., Саванов И.С. // Астрон. журн. 1995. Т. 72.
6. Bell R.A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1976. V. 23. P. 37.
7. Anders E., Grevesse N. // Geochim. Cosmochim. Acta. 1989. V. 53. P. 197.
8. Morel M., Magnenat P. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1978. V. 34. P. 477.
9. McWilliam A. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1990. V. 74. P. 1075.
10. Wilson O.C. // Astrophys. J. 1976. V. 205. P. 823.
11. Hoffleit D., Jaschek C. // The Bright Star Catalogue. 1982. (4th edition. New Haven: Yale University Observatory).
12. Аллен К.У. // Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
13. Patterson R.J., Janna P.A. // Astron. J. 1991. V. 102. P. 1091.
14. Gatewood G., Castelaz M., Kiewiet de Jonge et al. // Astrophys. J. 1992. V. 392. P. 710.
15. Maeder A., Meynet G. // Astron. and Astrophys. 1989. V. 210. P. 155.
16. Бердюгина С.В., Саванов И.С. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 829.
17. Бердюгина С.В., Саванов И.С. // Письма в “Астрон. журн.” 1994. Т. 20. С. 864.
18. Lambert D.L., Ries L.M. // Astrophys. J. 1981. V. 248. P. 228.
19. Lambert D.L., Domini J.F., Sivertsen S. // Astrophys. J. 1980. V. 235. P. 114.
20. Бердюгина С.В. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1991. Т. 83. С. 102.
21. Коротин С.А., Комаров Н.С. // Астрон. журн. 1989. Т. 66. С. 866.
22. Holveger H., Muller E. // Solar Phys. 1974. V. 39. P. 19.

## On the Chemical Composition of the G7 IIIa Red Giant $\eta$ Piscium

© 1995 г. L. I. Antipova, S. V. Berdyugina, and I. S. Savanov

CCD observations are used to analyze the atmosphere of the G7 IIIa giant  $\eta$  Psc by the method of model atmospheres. The following atmospheric parameters were obtained:  $T_{\text{эф}} = 4930$  K,  $\log g = 2.1$ , and microturbulence  $v_t = 1.7$  km s<sup>-1</sup>. The abundances of 21 elements in the atmosphere of  $\eta$  Psc were determined. The conclusion about a high Li abundance and high isotopic ratio <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C is substantiated. A slight excess of Na is reported. The assumption that  $\eta$  Psc may belong to a subgroup of mild barium stars is discussed. It is inferred from an analysis of the derived abundances that  $\eta$  Psc is a normal red giant.

УДК 524.316.022

## СОДЕРЖАНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ КРАСНОГО ГИГАНТА $\gamma$ СТРЕЛЫ

А. А. Боярчук\*, Л. И. Антипова\*, М. Е. Боярчук\*, И. С. Саванов\*\*

\* Институт астрономии, Москва, Россия

\*\* Астрофизическая обсерватория, Научный, Крым

Поступила в редакцию 16.01.95 г.

На основании спектров, полученных с ПЗС-камерой, методом моделей атмосфер выполнен анализ содержания химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge – красного гиганта спектрального класса M0III. Определены параметры атмосферы:  $T_{\text{эф}} = 3970$  К,  $\lg g = 1.3$ ,  $v_t = 1.65$  км/с. Найдено, что в целом химический состав атмосферы  $\gamma$  Sge близок к солнечному. Обнаружен небольшой избыток Na. Сравнение химических составов атмосферы  $\gamma$  Sge – члена движущейся группы Гиад – и гигантов скопления Гиады показало их идентичность, что указывает на общее их происхождение.

Согласно теории звездной эволюции, у звезд, находящихся на стадии красных гигантов, развивается конвективная оболочка, которая, постепенно углубляясь, захватывает и выносит на поверхность звезды вещество, обогащенное продуктами ядерных реакций, которые протекали в ее недрах на стадии главной последовательности. Принято считать, что такое конвективное перемешивание является основным процессом, ответственным за изменение поверхностных содержаний химических элементов у нормальных красных гигантов. Поэтому исследование химического состава красных гигантов представляет интерес для изучения химической эволюции Галактики. В нашу программу изучения красных гигантов включены как звезды поля, так и члены некоторых звездных групп с целью сравнения в дальнейшем химического состава объектов разного возраста.

Настоящая работа посвящена результатам исследования красного гиганта  $\gamma$  Sge спектрального класса M0III и принадлежащего движущейся группе Гиад [1].

Исследование выполнено на основании спектрального материала, полученного на Крымской астрофизической обсерватории с помощью 2.6-м телескопа; в качестве приемника излучения использовалась ПЗС-камера, установленная в кудэ-спектрографе. Наблюдения проводились в период 1991 - 1994 гг. Спектр регистрировался в 14 полосах шириной по  $\sim 30$  Å. Сведения о наблюдаемых спектральных диапазонах даны в табл. 1. Спектральное разрешение, определяемое входной щелью спектрографа, составляло 0.18 Å, время экспозиции выбиралось таким, чтобы обеспечить величину отношения сигнала к шуму не менее 100. Обработка полученного спектрального материала проведена с помощью пакета программ SPE, разработанного в КРАО С. Г. Сергеевым.

Спектр звезды класса M состоит из большого числа переналагающихся линий атомов и молекул, поэтому для исследования были выбраны спектральные интервалы в диапазоне  $\lambda > 5000$  Å. Но даже и для этого диапазона проведение непрерывного спектра в границах узкого спектрального интервала, который одновременно регистрируется ПЗС-камерой (всего 30 Å), представляет определенные трудности. Поэтому при проведении непрерывного спектра принималось во внимание его положение на регистрограммах спектра  $\gamma$  Sge, полученного на фотопластинках [2], которые охватывали значительно больший спектральный диапазон (5000 - 7000 Å), так что проведение непрерывного спектра здесь оказывается более уверенным. Положение непрерывного спектра с регистрограмм фотографического спектра было перенесено на регистрограммы участков, полученных при наблюдениях с ПЗС-камерой.

Отождествление и отбор “чистых” линий для дальнейшего исследования проводились с использованием Венской базы данных об атомных спектрах VALD [3]. Эта база включает данные об атомных линиях, необходимых для расчетов синтетических спектров (длин волн, соответствующих сил

Таблица 1. Спектральные диапазоны наблюдений  $\gamma$  Sge (в ангстремах)

5123 - 5148	6030 - 6055
5287 - 5319	6108 - 6139
5314 - 5346	6143 - 6175
5342 - 5373	6474 - 6505
5758 - 5789	6630 - 6655
5842 - 5868	6694 - 6720
6000 - 6032	6769 - 6800

осцилляторов, потенциалов возбуждения нижнего уровня, постоянных затухания). С помощью обслуживающих программ для всех линий этой базы данных, лежащих в спектральном диапазоне 5000 - 7000 Å, на основании метода моделей атмосфер (для параметров атмосферы  $T = 4000$  К,  $\lg g = 1.5$  и  $v_t = 2$  км/с, близких к параметрам  $\gamma$  Sge) был выполнен расчет центральных глубин. Это дало возможность нам выбрать более уверенно линии для дальнейших расчетов. "Чистой" мы считали линию, если центральные глубины блендирующих компонентов не превышали 10% ее центральной глубины. Глубины самых слабых линий, эквивалентную ширину которых мы можем уверенно измерить, составляют примерно 10% от непрерывного спектра. По этой причине из списка линий базы VALD были отобраны только те, глубины которых были более 1% от глубины непрерывного спектра. Полученный список линий использовался при отборе "чистых" линий из числа наблюдаемых. Из этих "чистых" линий в дальнейшем использовались лишь те, для которых удалось найти надежные силы осцилляторов.

Для отобранных линий были определены эквивалентные ширины  $W_\lambda$ . Сначала измерялись эквивалентные ширины линий, у которых ни центральные области, ни крылья не искажены блендированием заметным образом, т.е. неблендированные линии, крылья которых простираются практически до непрерывного спектра. По этим линиям строилась зависимость величины  $\lg(W_\lambda/\lambda) + 6$  от глубины  $1 - R_c$  (рис. 1) и затем по этой зависимости на основании центральной остаточной интенсивности  $R_c$  оценивались эквивалентные ширины всех остальных линий.

Определения содержаний химических элементов в атмосферах красных гигантов наиболее часто выполняются в рамках сеток моделей атмосфер [4] или [5]. Первая рассчитана для диапазона температур  $3750 < T_{\text{эф}} < 6000$  К и диапазона ускорений силы тяжести  $0.75 < \lg g < 3.0$ , вторая – для  $3000 < T_{\text{эф}} < 4000$  К и  $0.0 < \lg g < 2.0$ . Как будет показано ниже, найденные для  $\gamma$  Sge параметры атмосферы попадают в диапазоны их изменений и в [4], и в [5], что позволяет использовать как ту, так и другую сетки моделей. Мы решили остановиться на сетке моделей [4], имея в виду сравнение в дальнейшем найденных содержаний элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge с содержаниями элементов в атмосферах других гигантов группы Гиады, анализ которых был проведен с применением моделей [4].

Эффективная температура была определена на основании многоцветных фотометрических наблюдений. Используя данные каталога [7] и калибровку показателей цветов МакВильяма [8], были получены значения  $T_{\text{эф}}$ . Считая, что величины  $U, V, Y$  и  $R$  могут быть искажены межзвездным поглощением, среднее значение  $T_{\text{эф}}$  опреде-

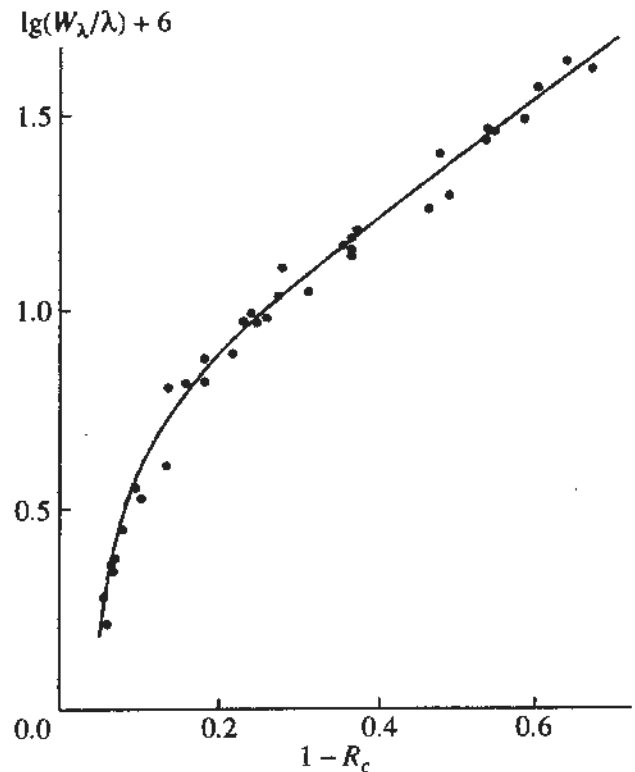


Рис. 1. Зависимость эквивалентных ширин спектральных линий (величины  $\lg(W_\lambda/\lambda) + 6$ ) от их глубины  $1 - R_c$ .

лялось только на основании показателей цвета, вычисленных по наблюдениям в полосах  $I, J$  и  $K$  (табл. 2). Оно составляет  $T_{\text{эф}} = 3960$  К.

Для определения ускорения силы тяжести  $\lg g_*$  использовалась формула

$$\lg(g_*/g_\odot) = \lg(m_*/m_\odot) - \lg(L_*/L_\odot) + 4 \lg(T_{\text{эф}}^*/T_{\text{эф}}^\odot). \quad (1)$$

При этом было принято значение массы  $\gamma$  Sge  $m_* = 1.6m_\odot$  [2] и температура  $T_* = 3960$  К.

Оценки светимости звезды  $L_*$  были выполнены двумя способами:

а) Светимость определялась по тригонометрическому параллаксу. Согласно [1], параллакс  $\gamma$  Sge равен  $\pi = +0.013''$  и ее видимая величина  $m_v = 3.47^m$ , что дает значение абсолютной звездной величины  $M_v = -0.96^m$ . Различные источники приводят несколько различные значения болометрической поправки:  $BC = -1.25$  [9] и  $BC = -1.14$  [10]. Тогда болометрическая звездная величина  $\gamma$  Sge равна

Таблица 2. Определение  $T_{\text{эф}}$  для  $\gamma$  Sge по ИК-индексам

Показатель цвета	Значение показателя цвета для $\gamma$ Sge	$T_{\text{эф}}$ , К
$J-K$	+0.95	3945
$I-K$	+1.51	3967

Примечание. Принятое значение температуры:  $T_{\text{эф}} = 3960 \pm 10$  К.



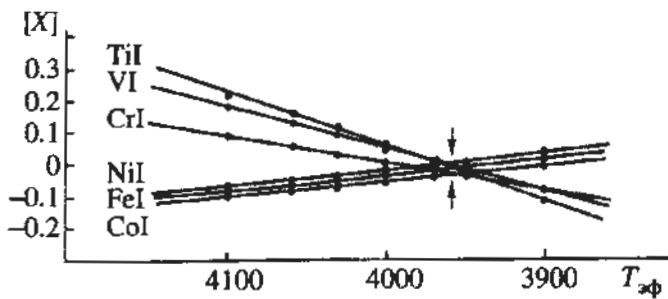


Рис. 2. Зависимость содержаний элементов группы железа в атмосфере  $\gamma$  Sge относительно солнечных содержаний от эффективной температуры для  $\lg g = 1.3$ .

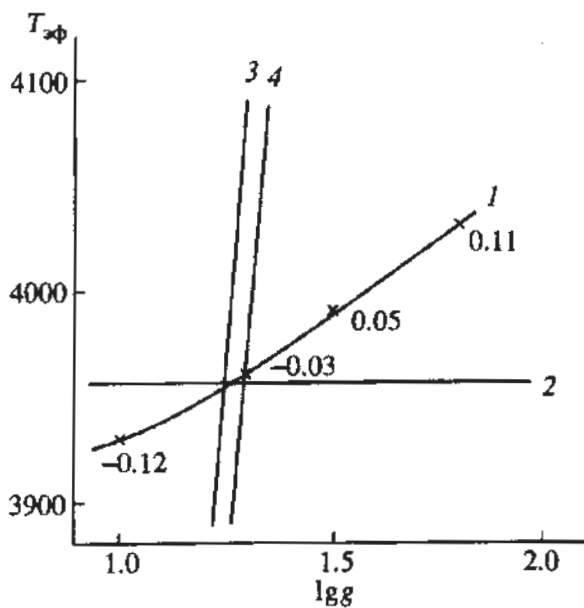


Рис. 3. Диаграмма  $T_{эф}-\lg g$  для определения основных параметров атмосферы  $\gamma$  Sge. Цифрами около крестиков указаны относительные содержания железа в атмосфере звезды.

$M_{bol} = -2.21^m$  и  $-2.10^m$  соответственно. С учетом среднего из этих значений оценка светимости составляет  $\lg(L_*/L_\odot) = 2.74 \pm 0.04$ .

б) Светимость определялась с использованием оценки  $M_v$  в [11] на основании эффекта Вилсона-Баппу. Приведенные в этой работе значения  $M_v$  были получены на основании калибровки, основанной на принятом, но не очень уверенном значении модуля расстояния до Гнад  $m - M = 3.08^m$ ; там же предложен метод коррекции приведенных табличных значений  $M_v$  для различных звезд в случае принятия другого значения модуля расстояния до Гнад. Принимая более современное значение модуля расстояния до Гнад  $m - M = 3.20^m$ , после соответствующей коррекции получим абсолютную звездную величину  $\gamma$  Sge  $M_v = -0.82^m$ , что при упомянутых выше значениях болометрической поправки дает болометрическую звездную величину  $M_{bol} = -2.07^m$  и  $-1.96^m$  соответственно, а среднее значение выведенных при этом светимостей равно  $\lg(L_*/L_\odot) = 2.70 \pm 0.05$ .

Каждая из полученных оценок светимости была использована для нахождения по формуле (1) величины  $\lg g_*$  и были получены значения соответственно 1.25 (а) и 1.29 (б) при выбранной выше эффективной температуре  $T_{эф} = 3960$  К.

Для контроля и уточнения найденных выше значений параметров атмосферы  $\gamma$  Sge было выполнено следующее. Для ряда комбинаций значений  $T_{эф}$  и  $\lg g$ , с использованием модели атмосфер [4], были проведены расчеты содержаний элементов группы железа в атмосфере  $\gamma$  Sge и следующим образом проанализированы результаты. Для каждого из использованных значений  $\lg g$  были построены графики полученных содержаний элементов железного пика по отношению к их солнечным содержаниям для температур, близких к значению температуры, найденному по ИК-индексам звезды. В качестве примера один из таких графиков (для  $\lg g = 1.3$ ) показан на рис. 2. Имея в виду, что согласно теории звездной эволюции относительные содержания элементов этой группы не должны быть искажены эволюционными процессами во времени жизни звезды на главной последовательности и стадии красного гиганта, оптимальным значением температуры, очевидно, можно считать то значение, при котором разброс относительных содержаний этих элементов является минимальным. На рис. 2 это условие выполняется при  $T_{эф} = 3960$  К. Аналогичные графики были построены и для других значений  $\lg g$  и для каждого из них было найдено соответствующее значение  $T_{эф}$ . На диаграмме " $T_{эф}-\lg g$ ", которая обычно используется для выбора основных параметров атмосферы звезды (рис. 3), крестиками (линия 1) отмечены сочетания значений  $T_{эф}$  и  $\lg g$ , при которых разброс содержаний элементов группы железа в атмосфере  $\gamma$  Sge по отношению к содержанию в солнечной атмосфере минимален. На этой диаграмме линия 2 соответствует температуре, определенной выше по ИК-индексам, линия 3 – ускорению силы тяжести, определенному по параллаксу, а линия 4 – ускорению силы тяжести, определенному на основании эффекта Вилсона-Баппу. На основании анализа диаграммы " $T_{эф}-\lg g$ " окончательно были приняты следующие значения параметров атмосферы  $\gamma$  Sge:  $T_{эф} = 3960$  К,  $\lg g = 1.3$ . При этом отклонение содержания железа от солнечного составляет  $-0.03$ .

Модель атмосферы для дальнейших вычислений содержаний химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge была получена из сетки моделей [4] путем интерполяции для найденных параметров атмосферы.

Микротурбулентная скорость  $v$ , определялась по линиям FeI следующим образом: при правильно выбранном значении  $v$ , содержания железа  $\lg \epsilon(\text{Fe})$ , полученные по слабым и сильным лини-



ям, должны быть одинаковы. Для этого были проведены расчеты содержаний FeI для нескольких значений микротурбулентной скорости  $v_t$ . Затем, считая, что  $\lg \epsilon$  и  $W_\lambda$  связаны линейной зависимостью  $\lg \epsilon = a + bW_\lambda$ , методом наименьших квадратов определялся тангенс угла наклона  $b$  для каждого значения микротурбулентной скорости и строился график зависимости величины  $b$  от  $v_t$ . Из графика определялось то значение  $v_t$ , при котором тангенс угла наклона  $b = 0$ , что означает независимость содержаний железа от величин эквивалентных ширин. Найденное таким образом значение микротурбулентной скорости составляет  $v_t = 1.65$  км/с. График зависимости содержания FeI от величины эквивалентной ширины для этого значения микротурбулентной скорости представлен на рис. 4.

Результаты вычислений содержаний химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge для каждой линии представлены в табл. 3. Здесь во втором столбце

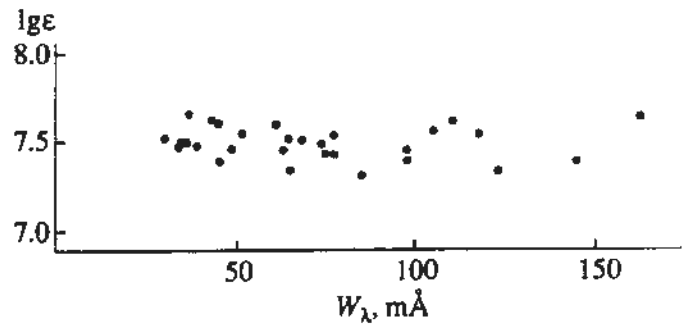


Рис. 4. Зависимость содержаний Fe в атмосфере  $\gamma$  Sge от эквивалентной ширины линий FeI для  $v_t = 1.65$  км/с.

даны длины волн исследованных спектральных линий, в третьем – потенциалы возбуждения нижнего уровня, в четвертом – силы осцилляторов [12], в пятом – эквивалентные ширины, в шестом – вычисленные содержания элементов. В седьмом

Таблица 3. Определение содержаний элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge

Элемент	$\lambda$	Е. Р.	$\lg gf$	$W_\lambda$ , mÅ	$\lg \epsilon$	Среднее $\lg \epsilon$	$\lg \epsilon_\odot$
1	2	3	4	5	6	7	8
NaI						6.49	6.33
	6154.22	2.10	-1.60	0.138	6.49		
AlI						6.51	6.47
	6698.63	3.13	-1.64	0.111	6.51		
SiI						7.62	7.55
	6155.22	5.59	-0.89	0.059	7.61		
CaI						7.64	6.36
	6142.53	5.59	-1.58	0.031	7.64		
CaI	6798.51	2.70	-2.68	0.073	6.45		
	6499.49	2.51	-0.97	0.192	6.43		
	6166.44	2.51	-1.27	0.166	6.25		
	6162.17	1.89	-0.11	0.562	6.45		
	6161.29	2.51	-1.37	0.170	6.46		
	6156.10	2.51	-2.58	0.093	6.41		
	6161.29	2.51	-1.37	0.170	6.46		
ScI						2.97	3.10
	6026.17	2.11	-0.60	0.021	3.07		
	5356.10	1.86	0.04	0.061	2.80		
TiI						3.02	5.02
	5355.75	1.95	-0.29	0.045	3.02		
TiI	6149.74	2.15	-1.40	0.089	5.03		
	6031.68	0.05	-4.06	0.126	4.98		
	6018.62	1.05	-2.90	0.100	5.00		
	5766.33	3.28	0.22	0.085	5.11		
	5366.65	0.81	-2.68	0.123	4.99		
	5313.24	1.07	-2.25	0.122	4.96		
	5295.78	1.06	-1.79	0.149	5.07		
VI						4.00	4.00
	6017.90	1.19	-2.30	0.050	3.97		
	6002.60	1.05	-1.72	0.081	4.01		
	5846.31	3.12	0.70	0.031	4.02		
	5783.51	2.71	-0.42	0.032	4.09		
	5782.60	1.08	-1.76	0.092	3.89		
5772.40	1.93	-0.46	0.100	4.05			

Таблица 3. Продолжение

Элемент	$\lambda$	E. P.	$\lg gf$	$W_{\lambda}$ , mÅ	$\lg \epsilon$	Среднее $\lg \epsilon$	$\lg \epsilon_{\odot}$
1	2	3	4	5	6	7	8
VII						4.08	4.00
SrI	6031.07	2.51	-1.73	0.022	4.08	5.64	5.67
	6501.21	0.98	-3.66	0.142	5.60		
	6047.66	3.85	-1.32	0.021	5.59		
	5844.61	3.00	-1.82	0.056	5.55		
	5783.11	3.31	-0.56	0.115	5.78		
	5772.68	3.56	-1.58	0.032	5.70		
	5368.55	3.83	-0.90	0.040	5.57		
	5312.88	3.43	-0.69	0.094	5.78		
5137.94	3.42	-1.40	0.041	5.52			
FeI						7.47	7.50
	6786.88	4.17	-1.99	0.063	7.41		
	6653.88	4.14	-2.54	0.044	7.57		
	6648.08	1.01	-5.88	0.118	7.53		
	6646.98	2.60	-3.98	0.078	7.40		
	6483.94	1.48	-5.37	0.098	7.45		
	6475.63	2.55	-2.88	0.145	7.40		
	6165.37	4.12	-1.49	0.085	7.27		
	6151.62	2.17	-3.30	0.162	7.63		
	6145.42	3.35	-3.72	0.034	7.45		
	6035.34	4.28	-2.55	0.030	7.47		
	6034.04	4.29	-2.40	0.035	7.45		
	6019.36	3.56	-3.32	0.045	7.56		
	6008.58	3.87	-1.19	0.123	7.29		
	5858.77	4.20	-2.25	0.051	7.50		
	5856.08	4.28	-1.63	0.074	7.42		
	5849.67	3.68	-2.94	0.049	7.43		
	5778.47	2.58	-3.54	0.110	7.60		
	5775.09	4.20	-1.22	0.105	7.51		
	5760.35	3.63	-2.44	0.078	7.40		
5577.03	5.03	-1.53	0.036	7.62			
5568.81	3.63	-2.91	0.061	7.57			
5315.78	3.62	-3.25	0.038	7.46			
5315.07	4.35	-1.56	0.065	7.30			
5294.55	3.62	-2.76	0.065	7.49			
5293.97	4.12	-1.84	0.077	7.50			
CoI						4.87	4.92
	6477.86	3.76	-0.80	0.025	4.93		
	5359.20	4.13	0.01	0.035	4.86		
	5352.05	3.56	-0.13	0.063	4.77		
	5347.51	4.15	-0.41	0.018	4.87		
5310.24	4.21	-0.42	0.017	4.92			
NiI						6.24	6.25
	6130.17	4.25	-1.00	0.049	6.27		
	6111.06	4.07	-0.94	0.064	6.26		
	5847.01	1.67	-3.32	0.114	6.10		
5593.74	3.90	-0.93	0.079	6.32			
SrI						2.97	2.90
	6791.05	1.76	-0.72	0.025	2.97		
YI						2.19	2.24
	6793.11	0.07	-1.75	0.108	2.19		

Таблица 3. Окончание

Элемент	$\lambda$	E. P.	$\lg gf$	$W_\lambda$ , mÅ	$\lg \epsilon$	Среднее $\lg \epsilon$	$\lg \epsilon_\odot$
1	2	3	4	5	6	7	8
ZrI	6709.61	0.51	-2.18	0.041	2.43	2.41	2.56
	6143.18	0.07	-1.14	0.144	2.46		
	6134.58	0.00	-1.32	0.134	2.32		
	6127.49	0.15	-1.16	0.134	2.41		
ZrII	6114.78	1.66	-1.68	0.016	2.70	2.70	2.56
BaI	6693.84	1.19	-0.02	0.024	2.32	2.11	2.13
	6110.78	1.18	0.44	0.026	1.90		
BaII	6496.89	0.60	-0.38	0.231	2.45	2.36	2.13
	6141.72	0.70	0.22	0.274	2.26		
	6774.28	0.13	-1.75	0.074	1.36		
LaII	5863.72	0.93	-0.99	0.035	1.22	1.29	1.22
	6043.39	1.21	-0.28	0.036	1.76		
CeII	6031.30	1.28	-0.84	0.021	1.69	1.76	1.55
	6031.30	1.28	-0.84	0.021	1.69		
NdII	6031.30	1.28	-0.84	0.021	1.69	1.69	1.50
	6031.30	1.28	-0.84	0.021	1.69		
EuII	6645.11	1.37	0.17	0.043	0.55	0.55	0.51
	6645.11	1.37	0.17	0.043	0.55		

столбце приведены средние по всем линиям содержания элементов, а в восьмом столбце – содержания данных элементов на Солнце [13].

В столбце 3 табл. 4 и на рис. 5 приведены отклонения  $[X] = \lg \epsilon - \lg \epsilon_\odot$  содержаний химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge от соответствующих солнечных содержаний [13].

Анализ табл. 4 свидетельствует о том, что содержания химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge в пределах ошибок наблюдений в общем близки к содержаниям в атмосфере Солнца. Наблюдаемый небольшой избыток Na может быть реальным. Повышенные содержания его найдены, например, в K-гигантах поля [14], в K-гигантах группы Гиад [15] и в F-сверхгигантах [16 - 18].

Вероятно, избыток Na, как и аномалии содержаний C и N, является общей характеристикой звезд, проэволюционировавших от главной последовательности, хотя небольшой избыток Na может также возникнуть из-за неучета отклонений от ЛТР [19]. Содержание Ba, определенное по линиям BaII, представляется не очень надежным, поскольку обе линии блендируются линиями железа. Вероятно, линии BaI лучше отражают истинное содержание Ba. Несколько пониженное содержание Sc есть, вероятно, следствие не очень надежных сил осцилляторов для исследуемых линий. К сожалению, других чистых линий в исследуемых спектральных интервалах нет. Содержания редкоземельных элементов требуют

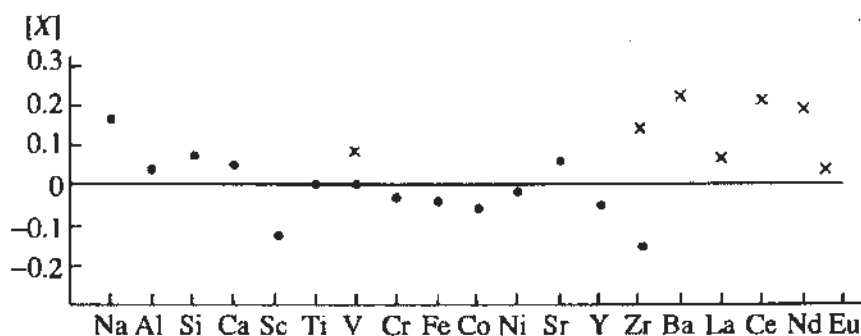


Рис. 5. Содержания химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge относительно Солнца, определенные с помощью модели атмосферы из [4] с параметрами  $T_{\text{эф}} = 3960$  К,  $\lg g = 1.3$  и  $v_t = 1.65$  км/с. Точки – определения по линиям нейтральных атомов, крестики – по линиям ионов.

Таблица 4. Содержание химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge

Элемент	Число линий	Спектральный класс MOIII				
		Параметры атмосферы				
		$T_{эф} = 3960$ К		$T_{эф} = 4000$ К		$T_{эф} = 3950$ К
		$lgg = 1.3$		$lgg = 1.5$		
		$v_t = 1.65$ км/с	$v_t = 1.9$ км/с	$v_t = 2.0$ км/с		
		Модель атмосферы				
		[4]	[5]	[4]	[5]	[5]
		[X]				
		Настоящая работа		[6]		
1	2	3	4	5	6	7
NaI	1	+0.16	+0.44			+0.04
AlI	1	+0.04	+0.24			+0.20
SiI	2	+0.07 ± 0.02	+0.36			+0.16
CaI	6	+0.05 ± 0.09	+0.15			-0.21
ScI	3	-0.13 ± 0.11	-0.07	-0.14	-0.05	-0.28
TiI	7	0.00 ± 0.05	+0.15	-0.04	+0.05	+0.03
VI	6	0.00 ± 0.06	+0.12	-0.08	+0.02	+0.36
VII	1	+0.08	+0.27			
CrI	8	-0.03 ± 0.10	+0.05	-0.10	-0.06	-0.06
CrII	1	+0.15	+0.48			
FeI	25	-0.03 ± 0.09	+0.14	-0.14	-0.08	0.00
CoI	5	-0.05 ± 0.06	+0.12	+0.05	+0.07	-0.16
NiI	4	-0.01 ± 0.08	+0.18	-0.03	+0.01	+0.05
SrI	1	+0.07	+0.14			
YI	1	-0.05	+0.22			
ZrI	4	-0.21 ± 0.05	0.00			+0.03
ZrII	1	-0.01	+0.29			+0.48
BaI	2	-0.02 ± 0.21				
BaII	2	+0.23 ± 0.12	+0.37			-0.24
LaII	2	+0.07 ± 0.08	+0.20			
CeII	1	+0.21	+0.31			+0.05
NdII	1	+0.19	+0.31			+0.46
EuII	1	+0.04	+0.21			

дополнительного исследования. Вследствие сильного блендирования в наблюдаемых диапазонах  $\gamma$  Sge не оказалось достаточного количества чистых линий для уверенного определения содержания этих элементов.

Для сравнения были выполнены также расчеты содержаний химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge в рамках сетки моделей [5] (столбец 4 табл. 4; рис. 6) для найденных выше параметров атмосферы. Интересно отметить, что в этом

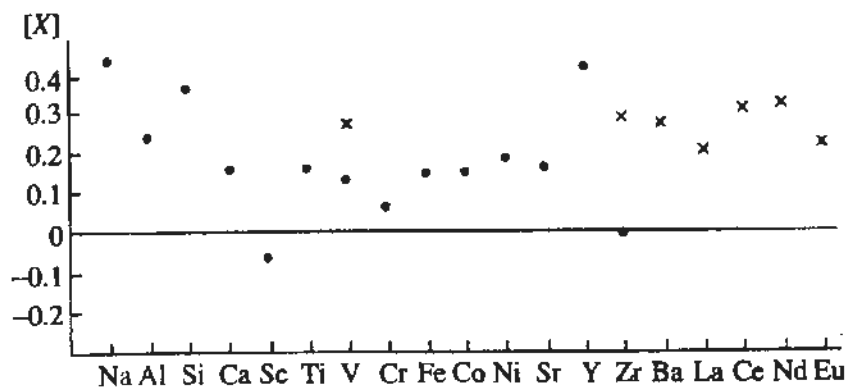


Рис. 6. Содержания химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge относительно Солнца, определенные с помощью модели атмосферы из [5] с параметрами  $T_{эф} = 3960$  К,  $lgg = 1.3$ ,  $v_t = 1.9$  км/с.

Таблица 5. Сравнение содержаний химических элементов в атмосферах красных гигантов скопления Гиады

Элемент	$\gamma$ Sge M0III	$\gamma$ Tau K0IIIabCN		$\delta$ Tau K0III	$\epsilon$ Tau G9.5III	$\theta$ Tau K0III	
Параметры атмосферы: $T_{\text{эф}}$ , K и $\lg g$							
	3960	4990	5000	4930	4940	4820	4960
	1.3	2.1	3.00	2.90	2.85	2.77	3.17
Модель атмосферы							
	[4]		[4]	[4]	[4]	[4]	[4]
$v_t$ , км/с							
	1.65	1.7	1.8	2.1	2.2	2.3	2.0
[X]							
	Наст. работа	[20]	[21]	[8]	[8]	[8]	[8]
1	2	3	4	5	6	7	8
NaI	+0.16	+0.27:					
AlI	+0.04	-0.03:					
SiI	+0.07	+0.17	+0.29	+0.20	+0.19	+0.21	+0.23
CaI	+0.05	-0.09	+0.12	-0.03	+0.03	-0.26	-0.22
ScI	-0.13	-0.13	-0.38				
TiI	0.00	+0.04	+0.20	-0.14	-0.06	-0.20	-0.08
VI	0.00	+0.04	+0.18	-0.26	-0.08	-0.36	-0.24
VII	+0.08						
CrI	-0.03	0.00	+0.20				
CrII	+0.15						
FeI	-0.03	-0.06	+0.11	-0.02	0.00	+0.04	+0.04
CoI	-0.05	-0.16	+0.06	0.00	+0.12	+0.08	+0.11
NiI	-0.01	-0.06	+0.18	-0.26	-0.25	-0.20	-0.08
SrI	+0.07						
YI	-0.05		+0.29				
ZrI	-0.21	+0.03					
ZrII	-0.01						
BaI	-0.02						
BaII	+0.23	-0.07:	0.00				
LaI	+0.07	-0.17:	+0.38	-0.01	+0.04		
CeII	+0.21	-0.21:					
NdII	+0.19	-0.12:	+0.30	-0.13	-0.06		
EuII	+0.04		+0.20	+0.14			

случае микротурбулентная скорость, определенная тем же способом, оказалась иной:  $v_t = 1.9$  км/с. Это является, очевидно, следствием различного строения атмосфер в обоих случаях, которое приводит к различному влиянию на образование сильных и слабых линий. К аналогичному выводу пришли авторы работы [6]. Сравнение данных столбцов 3 и 4 табл. 4 показывает, что модели [5], кроме более высокой турбулентной скорости, дают и систематически более высокие содержания химических элементов. При этом разница содержаний различна для различных элементов.

Наибольших значений она достигает для NaI и SiI, что, вероятно, является следствием наибольшего расхождения моделей на глубинах образования исследуемых линий этих элементов.

В столбцах 5, 6 и 7 табл. 4 приведены содержания некоторых элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge, определенные другими авторами [6, 2]. Содержания элементов, полученные в настоящей работе, примерно на 0.1 dex выше, чем в работах [2, 6], что, вероятно, вызвано различием в принятых значениях ускорения силы тяжести.

В табл. 5 содержания химических элементов в атмосфере  $\gamma$  Sge сравниваются с содержаниями химических элементов в атмосферах нескольких красных гигантов скопления Гиады, определенными разными авторами с использованием моделей [4]. Анализ таблицы свидетельствует о том, что красный гигант  $\gamma$  Sge, принадлежащий, согласно [1], к движущейся группе Гиад, имеет с красными гигантами Гиад не только общее движение, но и идентичный химический состав. Этот факт можно рассматривать как свидетельство в пользу общего образования звезд рассеянного скопления Гиады и движущейся группы Гиад в процессе звездообразования в Галактике.

Авторы выражают благодарность Т.А. Рябчиковой за помощь в расчетах на основании Венской базы данных.

Настоящая работа выполнена частично при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-02894).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hoffleit D., Jaschek C. The Bright Star Catalogue. 1982. 4th edition. New Haven: Yale University Observatory.
2. Боярчук М.Е., Саванов И.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1995. Т. 89. С. 50.
3. Piskunov N.E., Kupka F., Ryabchikova T.A. et al. // Astron. and Astrophys. 1994 (в печати).
4. Bell R.A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1976. V. 23. P. 37.
5. Brown J.A., Johnson H.R., Alexander D.R. et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1989. V. 71. P. 623.
6. Гонка В.Ф., Панчук В.Е., Комаров Н.С. // Изв. САО. 1989. Т. 21. С. 13.
7. Morel M., Magnenat P. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1978. V. 34. P. 477.
8. McWilliam A. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1990. V. 74. P. 1075.
9. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
10. Lee T.A. // Astrophys. J. 1970. V. 162. P. 217.
11. Wilson O.C. // Astrophys. J. 1976. V. 205. P. 823.
12. Антипова Л.И., Бердюгина С.В., Саванов И.С. // Астрон. журн. 1995. Т. 72.
13. Anders E., Grevesse N. // Geochim. Cosmochim. Acta. 1989. V. 53. P. 197.
14. Таутвайшене Г.Ю., Страйжис В.Л. // Изв. САО. 1989. Т. 28. С. 88.
15. Мишенина Т.В., Комаров Н.С., Канцен Л.Э. // Изв. САО. 1986. Т. 22. С. 82.
16. Боярчук А.А., Боярчук М.Е. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1981. Т. 63. С. 66.
17. Боярчук А.А., Любимков Л.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1981. Т. 64. С. 3.
18. Боярчук А.А., Любимков Л.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1983. Т. 66. С. 130.
19. Машонкина Л.И., Сахибуллин Н.А., Шиманский В.В. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 372.
20. Griffin R.F.M., Holweger H. // Astron. and Astrophys. 1989. V. 214. V. 249.
21. Мишенина Т.В., Панчук В.Е., Комаров Н.С. // Изв. САО. 1986. Т. 22. С. 13.

### Elemental Abundances in the Atmosphere of the Red Giant $\gamma$ Sagittae

© 1995 г. А. А. Boyarchuk, L. I. Antipova, M. E. Boyarchuk, and I. S. Savanov

CCD spectra are used to analyze the abundances of chemical elements in the atmosphere of the M0 III red giant  $\gamma$  Sge by the method of model atmospheres. Its atmospheric parameters were determined:  $T_{\text{eff}} = 3970$  K,  $\log g = 1.3$ , and  $v_t = 1.65$  km s<sup>-1</sup>. The atmospheric chemical composition of  $\gamma$  Sge was found to be generally close to solar. A slight Na deficiency was detected. A comparison of the atmospheric chemical compositions of  $\gamma$  Sge, a member of the moving Hyades group, and Hyades cluster giants showed them to be identical, suggesting their common origin.

УДК 524.3-332

## ГРАВИТАЦИОННОЕ МИКРОЛИНЗИРОВАНИЕ ЗВЕЗД НЕНУЛЕВЫХ УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ

© 1995 г. М. Б. Богданов\*, А. М. Черепашук\*\*

\*Университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия,

\*\*Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 13.03.95 г.

Рассмотрена возможность использования наблюдений гравитационного микролинзирования для исследования звезд с высоким пространственным разрешением. Уменьшение коэффициента усиления гравитационной линзы с ростом углового расстояния от ее оптической оси и конечные угловые размеры диска звезды приводят к отличиям кривой изменения потока при линзировании от кривой, соответствующей точечному источнику. Исследовано влияние угловых размеров звезды и потемнения ее диска к краю на наблюдаемую кривую линзирования. Показано, что угловой радиус звезды, измеренный в долях радиуса конуса Эйнштейна, может быть определен с применением нелинейной процедуры метода наименьших квадратов, и обсуждаются современные способы решения этой задачи, позволяющие найти точные оценки и доверительные интервалы параметров. Зависимость потемнения к краю диска звезды от длины волны приводит к хроматическому эффекту при наблюдениях линзирования звезд, как правило, выраженному в покраснении их света. Получены оценки величин изменения показателей цвета стандартной широкополосной системы *UBV* для различных условий микролинзирования. Эффект является достаточно малым и изменение показателей цвета реально не превышает  $0.015$ . Однако его влияние может быть увеличено специальным выбором спектральных полос пропускания приемников, обеспечивающих максимальное различие потемнения к краю. Важной особенностью эффекта является его зависимость только от отношения величины угла между линзой и истинным направлением на звезду к величине углового радиуса звезды. Сравнение наблюдаемых показателей цвета и коэффициентов усиления потока с расчетными и знание угловых размеров звезды позволяет оценить угловой радиус конуса Эйнштейна гравитационной линзы.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Появление первых сообщений об открытии эффекта гравитационного микролинзирования звезд Большого Магеланова облака [1, 2] привлекло большое внимание как свидетельство существования маломассивных темных объектов нашей Галактики, возможно определяющих ее скрытую массу, и как новое средство исследования звезд с высоким угловым разрешением. Средний размер конуса Эйнштейна для этих объектов, характеризующего возможности усиления излучения гравитационной линзой, оценивается величиной  $0.001$ , что ставит наблюдения эффекта микролинзирования в один ряд с наиболее мощными существующими методами повышения углового разрешения в оптическом диапазоне [3].

Условиями выделения событий, связанных с микролинзированием звезд, в первых работах по их обнаружению были симметричность формы кривой изменения блеска и одинаковый коэффициент усиления потока в различных участках спектра. Как было показано Сажиным и Черепашуком [4], в случае тесных двойных и кратных систем, количество которых составляет около 50%

от общего числа звезд, оба эти условия могут не выполняться. Движение компонентов вокруг общего центра масс способно вызвать асимметрию кривой блеска, а различие их спектральных классов — изменить цветовые характеристики суммарного потока излучения. Целью настоящей работы является изучение влияния на кривую линзирования конечных угловых размеров звезды и оценка более тонкого хроматического эффекта гравитационной линзы, который может наблюдаться у одиночных звезд и связан с зависимостью потемнения к краю диска звезды от длины волны. С увеличением углового расстояния от направления на гравитационную линзу происходит нелинейное уменьшение ее коэффициента усиления. Поэтому в суммарном потоке будет превышена доля света от ближайшего к линзе края видимого диска звезды. Расчеты моделей фотосфер с учетом зависимости коэффициента поглощения от частоты [5] показывают, что потемнение к краю диска звезды для видимого и ближнего ИК-диапазонов спектра в среднем уменьшается с ростом длины волны. Таким образом, хроматический эффект гравитационной линзы должен проявлять себя как покраснение света звезды.

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Предположим, что распределение яркости по диску звезды описывается известным линейным законом

$$b_\lambda(\theta) = b_\lambda^0(1 - u_\lambda + u_\lambda \cos \theta), \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол между лучом зрения и нормалью к поверхности звезды,  $b_\lambda^0$  – яркость в центре диска звезды, а  $u_\lambda$  – коэффициент потемнения к краю ( $0 \leq u_\lambda \leq 1$ ). В дальнейшем распределение яркости удобно рассматривать как функцию прицельного параметра  $r$  – углового расстояния от центра звезды. Тогда выражение (1) примет вид

$$b_\lambda(r) = b_\lambda^0(1 - u_\lambda + u_\lambda \sqrt{R^2 - r^2}/R), \quad (2)$$

где  $R$  – угловой радиус звезды. Если через  $k(\lambda)$  обозначить кривую реакции фотометрической системы, то наблюдаемый поток  $H^0$  от звезды получается умножением распределения яркости (2) на  $k(\lambda)$  с последующим интегрированием по диску звезды и длинам волн. В частности, для потока  $H_U^0$  в полосе  $U$  стандартной широкополосной системы  $UBV$  имеем

$$H_U^0 = \int_0^\infty k_U(\lambda) d\lambda \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R b_\lambda(r) r dr, \quad (3)$$

где  $\varphi$  – позиционный угол, отсчитываемый в картинной плоскости.

С целью упрощения выражения (3) можно ввести средние значения яркости  $b_U^0$  и коэффициента  $u_U$  для полосы  $U$ . Такие средние значения коэффициентов потемнения к краю для полос фотометрической системы Джонсона, наилучшим образом аппроксимирующие распределения яркости для моделей фотосфер звезд различных спектральных классов, рассчитаны Рубашевским [6]. Тогда из уравнения (3) можно получить:

$$H_U^0 = \pi R^2 b_U^0 (1 - u_U/3). \quad (4)$$

Аналогичные выражения можно записать и для потоков  $H_B^0$  и  $H_V^0$  в полосах  $B$  и  $V$ .

Угловой радиус конуса Эйнштейна  $p_0$  для гравитационной линзы определяется как

$$p_0^2 = \frac{4GM}{c^2} \frac{D_{SL}}{(D_{SL} + D_{OL}) D_{OL}}, \quad (5)$$

где  $G$  – постоянная тяготения,  $M$  – масса линзы,  $c$  – скорость света,  $D_{SL}$  – расстояние от звезды до линзы, а  $D_{OL}$  – расстояние от линзы до наблюдателя. Обозначим через  $p$  угол между направлением на гравитационную линзу и истинным положением центра далекой линзируемой звезды, а через  $p_s$  – аналогичный угол для центра бесконечно

малой круглой площадки  $ds$  на диске звезды, поток от которой в полосе  $U$  равен  $dH_U^0$ . В случае сферически-симметричного гравитационного поля линзы изображение этой площадки примет вид двух “лунных серпов”, зеркально отраженных друг относительно друга и расположенных по разные стороны от линзы. Суммарный поток от этого двойного изображения  $dH_U = A(p_s) dH_U^0$ , превышает поток от исходной элементарной площадки, причем коэффициент усиления  $A(p_s)$  определяется выражением

$$A(p_s) = (\sqrt{1 + 4p_0^2 p_s^{-2}} + 1) / \sqrt{1 + 4p_0^2 p_s^{-2}}, \quad (6)$$

которое для больших значений коэффициента можно аппроксимировать как  $A(p_s) = p_0/p_s$  [4]. Результирующее изображение линзируемой звезды, составленное из отдельных изображений таких элементарных площадок, будет иметь достаточно сложное распределение яркости. Но в силу некогерентности излучения, наблюдаемый поток  $H_U$  будет просто складываться из потоков от отдельных площадок и мы можем найти его, проинтегрировав  $dH_U$  по диску звезды. Так как исходное распределение яркости, определяемое выражениями (1) или (2), обладает круговой симметрией, то наблюдаемый поток  $H_U$  будет зависеть только от угла  $p$ :

$$H_U(p) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R A(\sqrt{p^2 + r^2 - 2pr \cos \varphi}) \times \\ \times b_U^0 (1 - u_U + u_U \sqrt{R^2 - r^2}/R) r dr. \quad (7)$$

Аналогичные выражения можно записать для потоков  $H_B$  и  $H_V$ , наблюдаемых в полосах  $B$  и  $V$ , и найти показатели цвета:

$$U - B = 2.5 \lg(H_B/H_U) + C_{U-B},$$

$$B - V = 2.5 \lg(H_V/H_B) + C_{B-V}.$$

Постоянные  $C_{U-B}$  и  $C_{B-V}$  определяют нуль-пункты показателей цвета, принимаемых равными нулю для звезд спектрального класса A0; и согласно Страйжису [7] равны соответственно  $C_{U-B} = -1.33$ ,  $C_{B-V} = 0.71$ . Вычисленные значения можно сравнить с показателями цвета  $(U - B)_0$  и  $(B - V)_0$ , соответствующими потокам (4) от звезды в отсутствии линзы.

## 3. ВЛИЯНИЕ УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ ЗВЕЗДЫ И ПОТЕМНЕНИЯ ДИСКА К КРАЮ

Прежде всего представляет интерес исследовать влияние на кривую линзирования конечных угловых размеров звезды и оценить, насколько отличается эта кривая от случая линзирования точечного источника. Как видно из выражения (6), коэффициент усиления линзы определяется



отношением  $p_0/p_s$ . Поэтому в дальнейшем мы будем измерять все угловые величины в единицах радиуса конуса Эйнштейна  $p_0$ . Для оценки эффекта конечных угловых размеров вычислялись кривые изменения потока при линзировании звезд с диском различных угловых радиусов и разными коэффициентами потемнения к краю. Вследствие круговой симметрии распределения яркости при заданном радиусе  $R$  поток зависит только от расстояния  $p$ . Расчет величин потоков проводился в соответствии с выражением (7) при  $p_m = 0.02, 0.1, 0.5$ . Для каждого значения  $p$  бралось три величины углового радиуса звезды  $R$  таких, что отношения  $d = p_m/R$  равнялись 1.01, 1.10 и 1.25. При  $d = 1.01$  вычислялись также кривые линзирования для  $u = 0, 0.5$  и 1.0. Интеграл (7) оценивался численно, с относительной погрешностью 0.0001 при использовании точной формулы (6) для коэффициента усиления. С целью устранения влияния различий абсолютных значений потоков были рассмотрены нормированные кривые линзирования, полученные делением на значение потока от звезды в отсутствии линзы.

На рис. 1 - 6 приведены нормированные кривые линзирования для звезд с конечными угловыми размерами, а также кривые линзирования точечного источника, распределение яркости по диску которого можно представить в виде  $\delta$ -функции Дирака. Из уравнения (7) следует, что поток от точечного источника будет просто пропорционален коэффициенту усиления линзы. Как видно из рисунков, форма кривых изменения потока различается и, хотя величина этих различий невелика, эффект линзирования можно использовать для оценки угловых размеров звезд.

При наблюдениях микролинзирования регистрируется кривая изменения потока в зависимости от времени  $t$ . Очевидно, что для звезд с конечными угловыми размерами, распределение яркости по диску которых описывается линейным законом (1), кривые линзирования должны быть симметричны относительно момента максимума блеска  $t_0$ . Угол  $p$  при этом зависит от времени как

$$p(t) = \sqrt{p_m^2 + V^2(t - t_0)^2},$$

где  $V$  - угловая скорость относительного движения звезды и линзы, измеряемая в радиусах конуса Эйнштейна в единицу времени. В общем случае, нормированная кривая линзирования  $H(t) = H(t, t_0, p_m, V, R, u)$  зависит от пяти параметров:  $t_0, p_m, V, R$  и  $u$ , значения которых должны быть определены из условия наилучшего соответствия с наблюдательными данными. Обычно это условие формулируется в смысле наименьших квадратов и задача оказывается аналогичной задаче анализа наблюдений покрытий звезд Луной методом подбора моделей [8]. Следует отметить, что поток от линзируемой звезды нелинейно зависит

от каждого из этих пяти параметров. Данное обстоятельство вызывает определенные трудности решения соответствующей нелинейной задачи метода наименьших квадратов, связанные с возможным наличием локальных минимумов и проблемой оценки погрешностей значений параметров. Математически строгая процедура оценки размеров доверительной области изменения параметров нелинейной модели, в которой оптимальное решение задачи находится с заданной вероятностью, рассмотрена в монографии [8]. Эта процедура предполагает наличие статистической модели погрешности отсчетов наблюдаемой кривой линзирования и проведение полного перебора по нелинейным параметрам модели во всей допустимой области их изменения. Такой подход позволяет снять проблему локальных минимумов и при небольшом числе параметров не требует значительных затрат времени на вычисления. Следует отметить, что момент максимума блеска  $t_0$  может быть определен по кривой линзирования независимо от других параметров с достаточной точностью. Таким образом, число нелинейных параметров уменьшается до четырех и проведение полного перебора не должно вызывать значительных трудностей.

Проведенный подбор нелинейной модели линзирования позволяет определить угловой радиус звезды  $R$  в долях радиуса конуса Эйнштейна. С другой стороны,  $R$  можно достаточно точно оценить из наблюдений благодаря наличию хорошо прокалиброванного соотношения между поверхностной яркостью фотосферы звезды и широкополосными показателями цвета [10, 11]. Это дает возможность оценивать угловые размеры конуса Эйнштейна для гравитационной линзы.

#### 4. ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ХРОМАТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Из статистических соображений можно предположить, что линзируемая звезда скорее всего будет карликом поздних спектральных классов. Поэтому для оценки величины хроматического эффекта мы выбрали звезду KOV. Согласно Аллену [9], она имеет эффективную температуру  $T_e = 4900$  К и показатели цвета  $(U - B)_0 = 0.470$  и  $(B - V)_0 = 0.890$ . По данным Рубашевского [6], коэффициенты потемнения к краю в системе  $UBV$  для звезды с  $T_e = 5000$  К, определенные из условия сохранения потока излучения, равны соответственно  $u_U = 0.976$ ,  $u_B = 0.859$  и  $u_V = 0.702$ . Значения яркости в центре диска для системы  $UBV$  были выбраны так, чтобы потоки излучения, рассчитанные в соответствии с выражением (4), давали неискаженные показатели цвета  $(U - B)_0$  и  $(B - V)_0$ .

Наблюдаемые потоки излучения линзируемой звезды рассчитывались для различных значений ее углового радиуса  $R$  и углового расстояния от

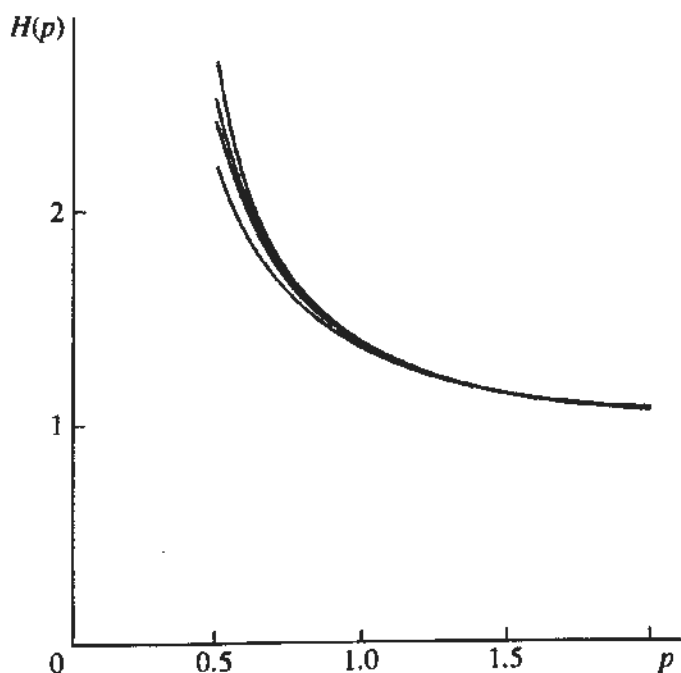


Рис. 1. Нормированные кривые изменения потока при линзировании звезд с равномерно ярким диском различных угловых размеров для минимального значения прицельного параметра  $p_m = 0.50$  от углового радиуса конуса Эйнштейна. Кривые снизу вверх соответствуют точечному источнику и звездам с отношением  $p_m$  к угловому радиусу звезды, равным  $d = 1.25$ ,  $1.10$  и  $1.01$ .

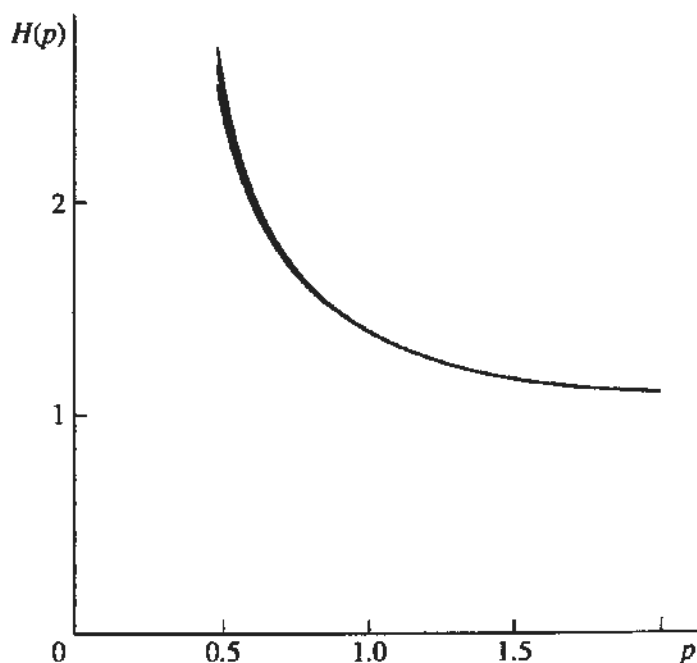


Рис. 2. Нормированные кривые изменения потока при линзировании звезд одинаковых угловых размеров с различным распределением яркости по диску для минимального значения прицельного параметра  $p_m = 0.50$  от углового радиуса конуса Эйнштейна и при отношении  $p_m$  к угловому радиусу звезды  $d = 1.01$ . Крайние снизу вверх соответствуют коэффициенту потемнения к краю  $u = 1.0, 0.5$  и  $0$ .

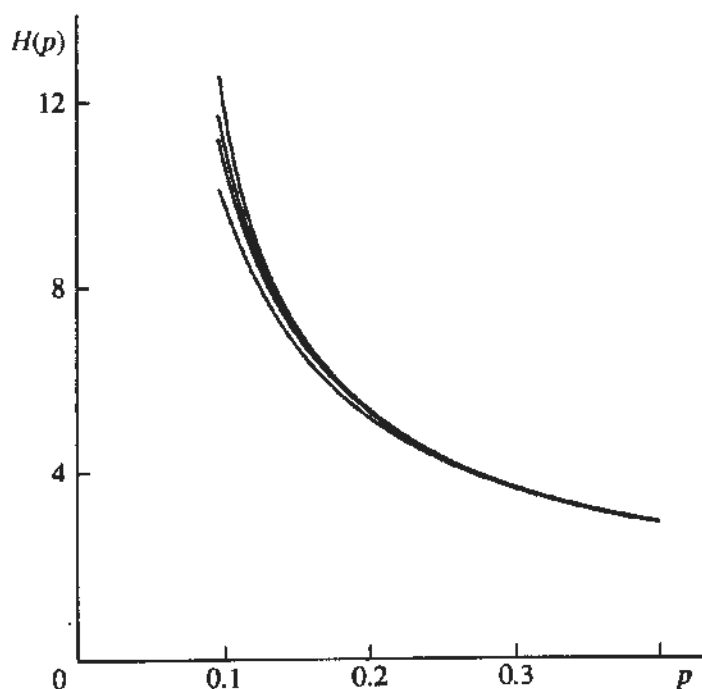


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для  $p_m = 0.10$ .

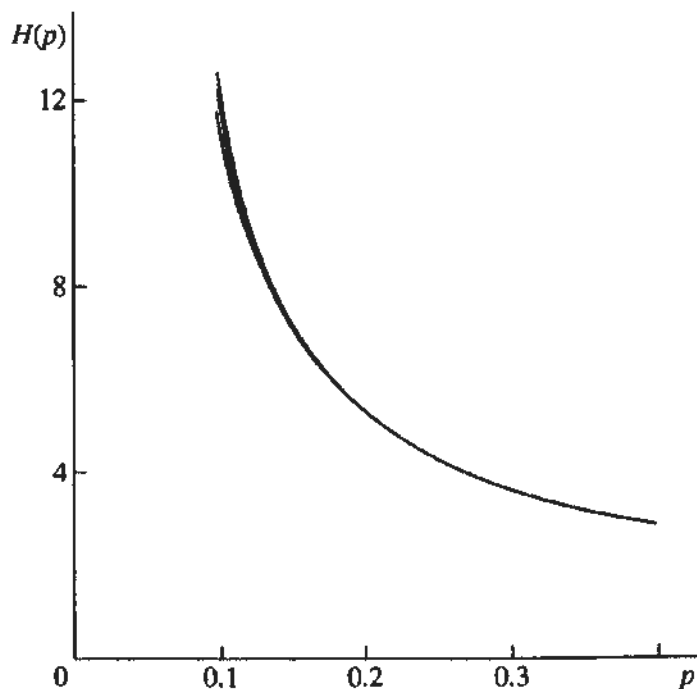


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для  $p_m = 0.10$ .

линзы  $p$ , также измеряемых в единицах радиуса конуса Эйнштейна  $p_0$  из выражения (5). Интеграл (7), как и ранее, оценивался численно, с относительной погрешностью 0.0001 и использованием точной формулы (6) для  $A(p)$ . Усилительные

свойства линзы можно охарактеризовать коэффициентом усиления потока  $K_U = H_U / H_U^0$ . Значения этого параметра, приведенные в табл. 1 для трех рассмотренных величин  $R$  и пяти значений отношения  $d = p/R$ , меняются в достаточно

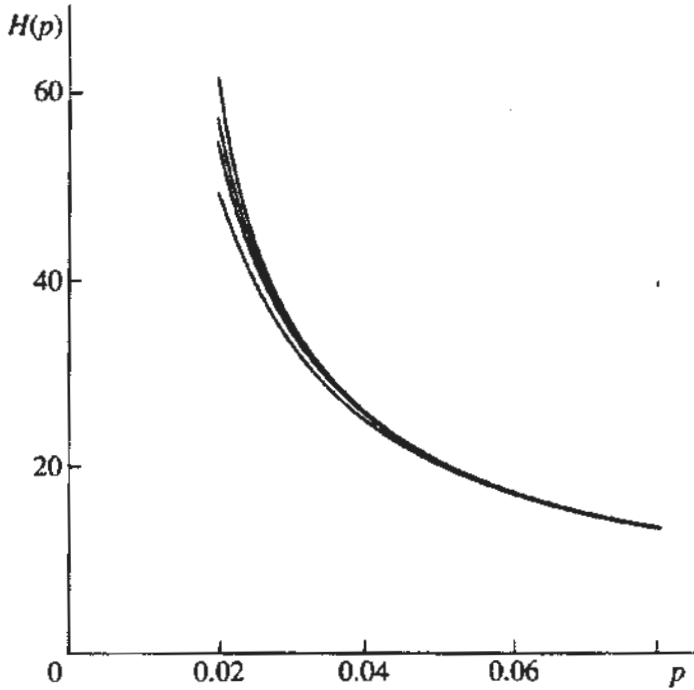


Рис. 5. То же, что на рис. 1, но для  $p_m = 0.02$ .

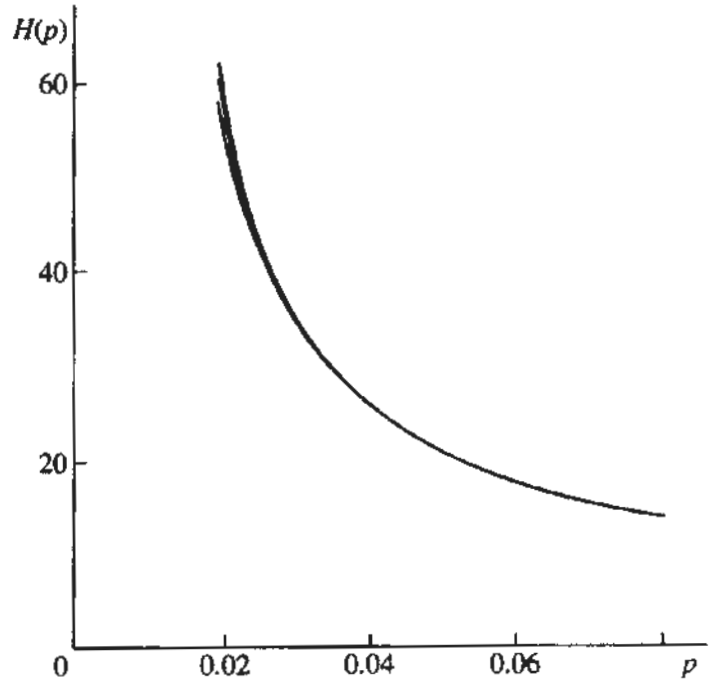


Рис. 6. То же, что на рис. 2, но для  $p_m = 0.02$ .

широком интервале. Однако в пределах точности наших вычислений оцененные показатели цвета не зависят от абсолютных значений  $R$  или  $K_U$ , а определяются только величиной отношения  $d$ . Рассчитанные показатели цвета  $U - B$  и  $B - V$  приведены в табл. 2. Анализ этой таблицы показывает, что ожидаемый хроматический эффект оказывается достаточно слабым – изменение показателей цвета не превышает  $0.^m015$ . Следует однако отметить, что при фотометрических наблюдениях показатели цвета определяются с заметно большей точностью, чем потоки. И если величину  $0.^m01$  можно рассматривать как близкую к пределу точности обычной патрульной фотометрии, то подобное же изменение показателей цвета вполне поддается регистрации. Кроме того, наши оценки выполнены для стандартной широкополосной системы  $UBV$ , а используя специально подобранные цветовые индексы с большим различием коэффициентов потемнения к краю влияние эффекта можно заметно увеличить.

Наблюдение подобного хроматического эффекта при гравитационном микролинзировании звезд представляет большой интерес. Современное состояние теории звездных фотосфер позволяет практически точно рассчитать его величину для абсолютного большинства звезд. Обнаружение изменения показателей цвета дает возможность оценки отношения  $d = p/R$ . В свою очередь, как уже говорилось выше, угловой радиус линзируемой звезды  $R$  можно достаточно точно определить из наблюдений по данным о ее широкопо-

лосных показателях цвета [10, 11]. В этом случае, знание коэффициента усиления потока и использование таблиц его расчетных значений, аналогичных табл. 1, также обеспечивает получение оценки углового радиуса конуса Эйнштейна, характеризующего параметры гравитационной линзы. Подчеркнем, что изменение показателей цвета происходит не вследствие хроматизма гравитационной линзы, а возникает из-за различий цвета

Таблица 1. Значения коэффициента усиления потока в полосе  $U$  звезды спектрального класса KOV для разных параметров микролинзирования

$d \backslash R$	1.01	1.05	1.10	2.00	5.00
	$K_U$				
0.001	1160	1090	1020	514	201
0.010	116	109	102	51.4	20.1
0.100	11.6	11.0	10.3	5.22	2.19

Таблица 2. Наблюдаемые показатели цвета звезды

$d$	$U - B$	$B - V$
1.01	0.4821	0.9041
1.05	0.4790	0.9006
1.10	0.4771	0.8983
2.00	0.4711	0.8915
5.00	0.4700	0.8902

центральных районов и края диска звезды, излучение которых по разному усиливается при микролинзировании.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что нормированная кривая линзирования звезды с конечными угловыми размерами отличается от аналогичной кривой для точечного источника. Это позволяет оценивать угловые размеры звезд в долях радиуса конуса Эйнштейна путем решения нелинейной задачи метода наименьших квадратов. Существующие методы решения этой задачи дают возможность находить как точечные оценки параметров модели, так и размеры доверительной области изменения параметров, с заданной вероятностью накрывающей точное решение. Знание угловых размеров звезды в свою очередь позволяет получить оценку радиуса конуса Эйнштейна для гравитационной линзы.

Уменьшение коэффициента усиления линзы с ростом углового расстояния от ее оптической оси и зависимость от длины волны потемнения к краю диска звезды должны приводить к хроматическому эффекту при микролинзировании звезд. При этом кривая изменения блеска остается симметричной, но коэффициент усиления потока становится различным для разных участков спектра. Хроматический эффект проявляет себя как покраснение света звезды, которое, как правило, максимально при ее максимальном блеске. Рассчитанные изменения показателей цвета стандартной широкополосной фотометрической системы *UBV* для различных условий микролинзирования звезды спектрального класса *KOV* невелики и реально не превышают  $0^m.015$ . Тем не менее,

эффект наблюдаем и его влияние может быть увеличено специальным выбором полос пропускания фотометрической системы, обеспечивающим максимальное различие степени потемнения к краю. Увеличение показателей цвета зависит только от отношения величины угла между направлением на гравитационную линзу и истинным направлением на центр звезды к величине ее углового радиуса. Сравнение наблюдаемых изменений показателей цвета и коэффициентов усиления потока с расчетными значениями также позволяет получить оценку углового радиуса конуса Эйнштейна для гравитационной линзы.

Авторы благодарны М.В. Сажину за обсуждение результатов работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akcock C., Akerlof C.W., Allsman R.A. et al. // *Nature*. 1993. V. 365. P. 621.
2. Aubourg E., Barette P., Brehin S. et al. // *Nature*. 1993. V. 365. P. 623.
3. Blair D., Sazhin M. // *Astron. and Astrophys. Transact.* 1993. V. 3. P. 191.
4. Сажин М.В., Черепашук А.М. // Письма в "Астрон. журн.". 1994. Т. 20. С. 613.
5. Kirucz R.L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. V. 40. P. 1.
6. Рубашевский А.А. // *Астрон. журн.* 1990. Т. 67. С. 860.
7. Страйжис В.Л. Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Моклас, 1977. 312 с.
8. Гончарский А.В., Романов С.Ю., Черепашук А.М. Конечнопараметрические обратные задачи астрофизики. М.: Изд-во МГУ, 1991. 192 с.
9. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
10. Barnes T.C., Evans D.S., Moffett T.J. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1978. V. 183. P. 285.
11. Eaton J.A., Poe C.H. // *Acta Astron.* 1984. V. 34. P. 97.

## Gravitational Microlensing of Stars of Nonzero Angular Size

© 1995 г. М. В. Bogdanov and A. M. Cherepashchuk

The possibility of employing gravitational-microlensing observations for high angular resolution studies of stars is explored. The decrease in the amplification factor of a gravitational lens with increasing angular distance from its optical axis and the finite angular diameter of a stellar disk result in a divergence of the microlensing light curve from the curve corresponding to a point source. The effects of finite stellar angular sizes and limb darkening on the observed microlensing curve are treated. It is shown that the angular radius of a star, measured in fractions of the Einstein-cone radius, can be determined using a nonlinear least-squares fitting procedure. The currently available methods of solving this problem, which allow point estimates and confidence intervals to be obtained for the parameters, are discussed. The wavelength dependence of limb darkening results in a chromatic effect during microlensing observations of stars, generally manifested itself as reddening. Color variations in the standard broad-band *UBV* system are estimated for various microlensing conditions. The effect is rather small, with color variations being no larger than  $0^m.015$ . However, it can be enhanced by a special choice of the detector passbands that ensure a maximum limb-darkening difference. An important feature of the effect is its dependence only on the ratio of the angle between the lens and the true direction toward the star to the stellar angular radius. Given the angular diameter of the star, the angular radius of the Einstein cone of a gravitational lens can be estimated by comparing the observed and calculated color indices and flux amplification factors.

*Примечание при корректуре.* При центральном или почти центральном прохождении звезды и гравитационной линзы ( $d \approx 0$ ) покраснение цвета на кривой линзирования будет наблюдаться не в максимуме блеска. Этот случай, однако, очень маловероятен.

УДК 524.314-36

## ПОИСК ЗВЕЗД С СИЛЬНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ СРЕДИ ЗВЕЗД ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ВЕТВИ И ГОРЯЧИХ СУБКАРЛИКОВ

© 1995 г. В. Г. Елькин

Специальная астрофизическая обсерватория, Н. Архыз, Россия

Поступила в редакцию 03.10.94 г.

Представлены результаты измерений эффективных магнитных полей по наблюдениям, полученным на 6-м телескопе БТА для А, В-звезд горизонтальной ветви и для горячих субкарликов. Магнитного поля, аналогичного магнитному полю Ар, Вр-звезд главной последовательности, не найдено.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Звезды горизонтальной ветви спектральных классов А и В (далее ЗГВ) были выделены в галактическом поле по кинематическим, пространственным, фотометрическим и спектральным характеристикам. Они находятся высоко над галактической плоскостью, имеют большие пространственные скорости и медленно вращаются. Как правило у этих звезд пониженное содержание металлов и ультрафиолетовые избытки. Они по своим параметрам аналогичны звездам горизонтальной ветви, принадлежащим шаровым скоплениям. Время жизни звезды на горизонтальной ветви достигает  $10^8$  лет согласно Свейгарту и Гроссу [1] и, как предполагают Мишо и др. [2], достаточно для образования химических аномалий на поверхности звезды.

Имеется ряд наблюдательных данных, которые указывают на химические аномалии у звезд, находящихся на этой стадии эволюции. Так, например, Саргент и Сирл [3] обнаружили, что звезда горизонтальной ветви Feige 86 очень близка по химическому составу к пекулярной звезде главной последовательности 3 Cen A. Голубая звезда горизонтальной ветви HD 97859 похожа на кремниевые Вр-звезды [4], а звезда 38 Dra подобна пекулярным ртутно-марганцевым звездам главной последовательности [5, 6]. Клочкова и Панчук [7] обнаружили, что звезда HD 161817 имеет аномальное содержание хрома и стронция относительно железа по сравнению с другими из исследованных ими звездами горизонтальной ветви.

Горячие субкарлики спектральных классов О и В (далее ГСК) являются продолжением ЗГВ в сторону более высоких температур [8]. Они находятся несколько ниже и левее главной последовательности. Осмер и Петерсон [9] отметили, что sdO- и He-rich-звезды главной последовательности очень похожи друг на друга по некоторым параметрам. Большинство ЗГВ и sdB-звезд имеют недостаток гелия, а у sdO-звезд содержание гелия нормальное или же повышенное.

Как известно, магнитные поля пекулярных Ар, Вр-звезд могут играть важную роль при образовании химических аномалий на их поверхности [10]. С другой стороны, пекулярности в содержании элементов у ЗГВ могли бы свидетельствовать о возможном магнитном поле.

Борра и др. [11] по предложению Башека провели измерения магнитного поля у звезды горизонтальной ветви Feige 86 и наиболее яркого субкарлика HD 149382. Они не обнаружили поля в пределах точности наблюдений.

В этой статье представлены результаты измерений магнитного поля и лучевых скоростей у нескольких звезд горизонтальной ветви и горячих субкарликов.

### 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Наблюдения в основном были выполнены на 2-й камере Основного звездного спектрографа 6-м телескопа Специальной астрофизической обсерватории РАН в диапазоне длин волн от 3800 до 4900 Å с обратной дисперсией 9.1 Å/мм. Спектр звезды HD 4539 был получен с дисперсией 28 Å/мм, а звезда HD 97859 наблюдалась с использованием ПЗС-матрицы в красной области спектра с дисперсией 14 Å/мм. Перед щелью спектрографа устанавливался анализатор круговой поляризации.

Наблюдения звезды Feige 87 выполнялись на фотоэлектрическом водородном магнитометре в крыльях линий  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  одновременно.

Анализ круговой поляризации позволяет измерять среднюю по поверхности звезды проекцию вектора магнитного поля на луч зрения – так называемое эффективное магнитное поле  $B_e$ .

Измерения фотопластинок проводились на астроспидометре конструкции Антропова [12]. Для каждой звезды горизонтальной ветви измерялось зеэмановское смещение примерно от 15 до 35 линий и несколько меньшего числа линий для горячих субкарликов. Факторы Ланде были взяты из

работы Романюка [13], а также из таблиц Бекерса [14]. Для определения лучевых скоростей использовались, как правило, те же линии, что и для магнитных измерений. Все лучевые скорости приведены в гелиоцентрическую систему координат.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

#### *Звезды горизонтальной ветви*

Число известных А-звезд горизонтальной ветви, обнаруженных в галактическом поле составляет несколько десятков, причем большинство из них слабее  $9^m$ . Наиболее полный список ЗГВ содержится в каталоге Филиппа [15]. Значительное количество этих звезд было выделено в четырехцветной фотометрической системе.

Мы получили земановские спектрограммы для 9 ЗГВ и для 8 из них были определены пределы магнитного поля. Результаты измерений магнитных полей и лучевых скоростей звезд программы представлены в табл. 1.

Звезда HD 60778 была включена Роман [16] в список звезд с высокими скоростями. Согласно Данфорду и Ли [17] у нее отношение  $[Fe/H] = -0.5$ . Звезда медленно вращается и имеет достаточно узкие и резкие линии. Полученная лучевая скорость более чем на 30 км/с отличается от результата Роман [18] (+39.4 км/с) и от данных Гринстейна и Саржент [8] (+43 км/с).

У звезды HD 64488 Адельман и Хилл [19] определили скорость вращения 147 км/с. Они нашли, что хотя многие химические элементы у HD 64488 в дефиците, содержание Si, Ca и Ti нормальное. Клочкова и Панчук [20] изучали химический состав и отнесли эту звезду к нормальным А-звездам главной последовательности. Линии в спектре слишком широкие и по ним не удалось измерить ни магнитное поле, ни лучевую скорость.

Звезда HD 74721 также находится в списке Роман [16] и имеет металличность  $[Fe/H] = -1.11$  (Данфорд [21]). Лучевая скорость по спектру, полученному на БТА, сравнима с величиной, полученной Гринстейном и Саржент [8] (+36 км/с), но отличается от результата Роман [18] (+9 км/с).

Звезда HD 86986 – одна из четырех прототипов ЗГВ [22]. Она имеет химический состав и физические параметры, близкие к другим ЗГВ. Звезда имеет слабые линии, поэтому точность определения поля невысокая. Лучевая скорость получилась немного меньше, чем у других авторов. Например у Адельмана и Филиппа [23] она составляет  $+8 \pm 2$  км/с, у Роман [18] – +5.7, в каталоге Абта и Биггса [24] есть также ссылка на значение +12.6 км/с. По линии K CaII мы получили лучевую скорость +8.7 км/с, то есть более близкую к результатам предыдущих исследований.

Звезда HD 97859 согласно Сталио [4] является пекулярной звездой на высокой галактической широте, имеет сильные линии SiII, MgII и слабые линии HeI и соответственно  $T_{eff} = 15300$  и  $lg g = 4.0$ . Все линии разделяются на несколько компонентов. Наши наблюдения звезды HD 97859 проводились с ПЗС-матрицей, установленной на 2-ой камере ОЗСП. Это – первые наблюдения в варианте “ОЗСП + ПЗС + анализатор”. При этом наблюдения стандартных магнитных звезд показывают хорошее согласие с кривыми изменений магнитных полей, полученных ранее. Большая величина среднеквадратичной ошибки для HD 97859 обусловлена прежде всего высокой скоростью вращения ( $v \sin i = 105$  км/с) и сложной структурой линий. Кроме того, измерения проводились лишь по двум наиболее сильным в этом участке спектра линиям дублета кремния ( $\lambda 6341 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 6371 \text{ \AA}$ ). Сталио [4] получил по бальмеровским линиям величину лучевой скорости +73.7 км/с. Наши изме-

Таблица 1. Результаты измерений магнитных полей и лучевых скоростей А-звезд горизонтальной ветви

Звезда (HD)	JD (2 440 000+)	$B_e$ , Гс	$\sigma(B_e)$ , Гс	$B_e/\sigma$	RV, км/с	$\sigma(RV)$ , км/с
60778	8701.224	+150	115	1.3	+74.2	0.6
74721	8585.528	+240	150	1.6	+39.9	1.1
86986	8992.527	-430	580	-0.7	+2.6	0.8
97859	9412.407	-400	4420	-0.1	+66.5	9.1
109995	8052.358	-820	470	-1.7		
	8992.607	+700	520	1.3	-139.2	1.3
117880	8994.598				+141.9	
161817	8344.522	+30	110	0.3		
	8382.402	-550	145	-3.8	-367.7	0.6
	8423.355	-90	80	-1.1		
	8700.516	+100	160	0.6	-366.3	0.7
169027	9349.187	-325	820	-0.4	-26.4	2.7



рения лучевой скорости по линиям кремния немного отличаются, хотя и в пределах ошибок.

Звезда HD 109995, которая является еще одним из прототипов ЗГВ, достаточно много и подробно изучалась разными исследователями. Ее металличность у разных авторов сильно варьируется от  $[Fe/H] = -1.9$  у Кодайры [25] до  $[Fe/H] = -0.5$  у Данфорда и Ли [17]. На БТА было получено два спектра HD 109995. Эта звезда имеет широкие линии в спектре, поэтому ошибка при измерении поля для нее оказалась больше обычной. Значения магнитного поля по двум спектрам немного превышают ошибки измерений. Однако эти результаты нельзя считать достаточными свидетельствами наличия магнитного поля. Среднее по двум спектрам поле составляет  $B_c = -60 \pm 495$  Гс. Лучевая скорость в среднем на 7 км/с отличается от полученной Адельманом и Хиллом [19] ( $-131.4$  км/с) и от измеренной Кодайрой и др. [26] ( $-132$  км/с).

Звезда HD 117880 была включена Роман [16] в список звезд с высокими пространственными скоростями. Звезда слабая и имеет склонение  $-18^\circ$ , поэтому не удалось получить спектр высокого качества. Измерить поле по нему оказалось невозможно. Кроме того, металличность у HD 117880 — одна из наименьших среди звезд поля горизонтальной ветви. Согласно Данфорду [21] она имеет  $[Fe/H] = -1.73$ . Оценка лучевой скорости по линии MgII  $\lambda 4481$  очень сильно отличается от величины, полученной Роман [18] ( $-44.6$  км/с).

Звезда HD 161817 является еще одним из прототипов ЗГВ. Среди ЗГВ ее исследовали чаще всего. Например, Филипп [15] дает восемь ссылок на работы, в которых определяли металличность HD 161817. Еще Слеттебак [27] отметил необычность ее спектра и сделал вывод, что HD 161817 находится между главной последовательностью и субкарликами. Недавно Клочкова и Панчук [7] выделили ее как возможного представителя химически пекулярных звезд на горизонтальной ветви. Один из спектров этой звезды показал магнитное поле отрицательной полярности, в три раза превышающее величину ошибки измерения. По другим трем спектрам этой звезды поле не обнаружено. Средняя по четырем спектрам величина магнитного поля равна  $B_c = -127 \pm 124$  Гс. Для

анализа был вычислен  $\chi^2$ -критерий по известной формуле

$$\chi^2_{N-1} = \sum ((B_i - B)^2 / \sigma_i^2),$$

где  $B$  — средневзвешенное по четырем измерениям магнитное поле:

$$B = \sum (B_i / \sigma_i^2) / \sum (1 / \sigma_i^2).$$

Величина  $\chi^2 = 12.6$  достаточно большая и может свидетельствовать о возможном магнитном поле. Таким образом, для HD 161817 ситуация несколько неопределенная и требует дополнительных наблюдений. Измеренная лучевая скорость на 4 - 5 км/с отличается от результата Кодайры и др. (1969) ( $-362.8$  км/с) и на 2 - 3 км/с — от величины, полученной Адельманом и Хиллом [19] ( $-364.5$  км/с).

Звезда HD 169027 (38 Dra) была отмечена Эггеном [5] как ЗГВ, так как она имеет пространственное движение, характерное для звезд старого населения диска Галактики. Адельман и Саргент [6] исследовали химический состав и получили, что эта звезда наиболее близка по своим особенностям к HgMп-звездам населения I. Звезда имеет широкие и слабые линии. Магнитное поле было измерено только по восьми линиям металлов и поэтому точность результата низкая. Поле не обнаружено, но как известно ртутно-марганцевые звезды на главной последовательности также не имеют магнитных полей. Измеренная лучевая скорость согласуется с результатами предыдущих исследований этой звезды.

### Горячие субкарлики

Каталог Килкени и др. [28] содержит 1225 ГСК. Эти звезды имеют  $T_{eff} > 20000$  К и  $\lg g \approx 5$ , поэтому в спектрах в основном наблюдаются линии водорода и гелия и небольшое количество линий других элементов. Линии в спектрах отдельных звезд достаточно резкие и узкие.

Борра и др. [11] отметили, что можно ожидать для магнитных субкарликов, если такие существуют, магнитное поле по крайней мере на порядок выше, чем у магнитных Ap, Bp-звезд главной последовательности. Результаты наших измере-

Таблица 2. Измерения магнитного поля и лучевых скоростей у горячих субкарликов

Звезда	Спектр	$B_c$ , Гс	$\sigma(B_c)$ , Гс	$B_c/\sigma$	RV, км/с	$\sigma(RV)$ , км/с	Примечание
HD 4539	sd B	-1290	2120	-0.6	+3.3	3.7	He-poor
BD+75.325	sd O	+1260	870	1.4	-52.2	1.6	He-rich
HD 76431	sd B	-50	130	-0.4	+44.5	1.1	He-poor
Feige 87	sd B	-1790	3495	-0.5			He-poor
HD 128220	sd O + G	-520	950	-0.5	+13.4	2.7	He-rich
HD 149382	sd OB	-10	890	-0.01	+23.2	2.0	He-poor

ний эффективного магнитного поля и лучевых скоростей, приведенных в гелиоцентрическую систему координат, даны в табл. 2.

Звезда HD 4539 была классифицирована Клемола [29] как Вр-звезда. Саргент и Сирл [3] по линиям водорода определили ее как sdВ-звезда. Башек и др. [30] нашли для нее  $T_{\text{eff}} = 25000$  К и  $\lg g = 5.4$ . Звезда имеет дефицит гелия и кислорода, избыток азота и нормальное содержание С, Mg, Al, Si, S [30]. Магнитное поле измерялось по девяти линиям водорода и гелия. Поля не обнаружено, но точность невысокая – из-за низкой дисперсии она ухудшилась по крайней мере в три раза. Лучевая скорость также определена с большой ошибкой и отличается от результата Башека и др. [30] (–8 км/с).

Звезда BD+75.325 относится к (He-rich)-субкарликам, имеет  $T_{\text{eff}} = 50000$  К и  $\lg g = 5.3$ . Согласно Кудрицкому [31] она, кроме дефицита водорода, имеет дефицит С, избыток N и близкое к нормальному содержание Si. Магнитное поле определялось по 13 линиям HeI, NIII и OII. Полученное значение немного превышает величину среднеквадратичной ошибки измерения, но поля больше нескольких килогаусс, вероятнее всего, у BD+75.325 нет. Лучевая скорость оказалась немного больше по абсолютной величине, чем у Гринстейна и Саргент [8] (–44 км/с).

Звезда HD 76431 по водородным и гелиевым линиям похожа на нормальную звезду В0, но имеет ультрафиолетовый избыток и лежит слишком далеко от галактической плоскости на расстоянии порядка 2 кпс, что довольно необычно для звезды класса В0, принадлежащей главной последовательности. В связи с этим Бергер и Фриганг [32] предположили, что HD 76431 является звездой низкой светимости с  $M_V \geq 0$ . Точность измерения магнитного поля для HD 76431 оказалась наилучшей среди остальных горячих субкарликов.

Звезда Feige 87 имеет согласно Гринстейну и Саргент [8]  $T_{\text{eff}} = 28000$  К и  $\lg g = 5.6$ . Мы наблюдали ее на водородном магнитометре. Так как звезда довольно слабая, а сканирование профилей линий  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  показало, что лучше всего для этой звезды подходит маска с шириной щелей 5 Å, то и точность измерения магнитного поля оказалась невысока.

Звезда HD 128220 – спектрально-двойная. Первичный компонент является гигантом спектрального класса между F4IV и G5III согласно Валерстейну и др. [33]. Говард и Небер [34] определили для субкарлика  $T_{\text{eff}} = 42500$  К и  $\lg g = 4.5$ . Они нашли также что масса  $m(\text{sd}) = 0.55 M_\odot$ , а для гиганта  $m(\text{G}) = 1.9 \pm 0.55 M_\odot$ . Кудрицкий [31] нашел, что субкарлик имеет избыток He и N. Большинство линий в спектре принадлежат гиганту, но есть несколько линий, принадлежащих субкарлику.

Это линии NIII, HeI, HeII, CIII, по которым и проводилось измерение магнитного поля. Наши результаты показывают, что у этой звезды так же нет дипольного глобального магнитного поля, превышающего среднеквадратичную ошибку измерения. Лучевая скорость субкарлика согласуется с измерениями Говарда и Небера [34].

Звезда HD 149382 – наиболее яркий ОВ-субкарлик с  $T_{\text{eff}} = 35000$  К и  $\lg g = 5.5$ . Она имеет дефицит He, C, Si, Fe, избыток Ca, Ti, Cr, Mn [35]. Магнитное поле измерялось по линиям HeI, HeII, NII, SIII. Лучевая скорость получилась несколько меньше, чем у Башека и Норриса [35] (+28 км/с).

Для двух звезд BD+25.2534 и HD 133001 оказалось невозможно сделать даже приблизительную оценку величины магнитного поля из-за большой ширины спектральных линий.

Таким образом ни у одного из наблюдавшихся ГСК мы не нашли магнитного поля, существенно превышающего среднеквадратичную ошибку измерения индивидуальную для каждой звезды. Однако, если предположить, что могут существовать магнитные субкарлики, которые являются эволюционным предшественниками магнитных белых карликов, то их число должно быть примерно одинаковым. В этом случае можно ожидать не более 2% магнитных субкарликов, то есть наша выборка недостаточна. Необходимы критерии, по которым можно было бы выделять наиболее вероятных кандидатов в магнитные субкарлики. Химические аномалии здесь возможно не играют той роли при выявлении магнитных звезд, какую они играют в звездах главной последовательности. Среди шести исследованных субкарликов, есть и He-rich и He-poor, но ни у тех, ни у других, поля не найдено.

#### 4. ВЫВОДЫ

В результате зеэмановских наблюдений А-звезд горизонтальной ветви и горячих субкарликов можно сделать следующие выводы.

Ни одна из исследовавшихся звезд не показала достаточно убедительного свидетельства присутствия магнитного поля.

Среднее значение измеренного поля для ЗГВ, за исключением HD 97859, равно  $B_e = -92 \pm 380$  Гс. Таким образом, звезды горизонтальной ветви, вероятно, не имеют глобальных магнитных полей, аналогичных пекулярным магнитным звездам главной последовательности. Однако, они могут иметь более слабые поля, ниже точности измерений, или же поля более сложной структуры, аналогичные недавно обнаруженным у Am-звезд (Ланц и Матис [36]) и некоторых нормальных А-звезд главной последовательности (Такада-Хидан и Джугаку [37]).



Среднее магнитное поле для пяти ГСК, для которых была достигнута более высокая точность измерений, равно  $B_e = -120 \pm 990$  Гс. Таким образом среди шести наиболее ярких ГСК не оказалось ни одного магнитного ГСК и, вероятно, сильное магнитное поле среди этого класса звезд – достаточно редкое явление, аналогично белым карликам. Однако для исследовавшихся ГСК также остается возможность существования более слабых магнитных полей или полей сложной структуры.

В заключение хочу выразить свою признательность В.Е. Панчуку за предоставление возможности наблюдения в нештатном варианте на ОЗСП с ПЗС-матрицей, В. Власюку за предоставление программ обработки ПЗС-спектров и В.Г. Штолю за помощь при наблюдениях на водородном магнитометре.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sweigart A.V., Gross P.G. // *Astrophys. J. Suppl.* 1976. V. 32. P. 367.
2. Michaud G., Vauclair S., Vauclair G. // *Astrophys. J.* 1983. V. 267. P. 256.
3. Sargent W.L.W., Searle L. // *Astrophys. J.* 1968. V. 152. P. 443.
4. Stalio R. // *Astron. and Astrophys.* 1974. V. 31. P. 89.
5. Eggen O.J. // *Vistas Astr.* 1970. V. 12. P. 367.
6. Adelman S.J., Sargent W.L.W. // *Astrophys. J.* 1972. V. 176. P. 671.
7. Ключкова В.Г., Панчук В.Е. // *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 1987. Т. 26. С. 14.
8. Greenstein J.L., Sargent A.I. // *Astrophys. J. Suppl.* 1974. V. 28. P. 157.
9. Osmer P., Peterson D. // *Astrophys. J.* 1974. V. 187. P. 117.
10. Хохлова В.Л. // *Итоги науки и техники. Астрономия.* 1983. Т. 24. С. 233. М.: Изд. ВИНТИ.
11. Borra E.F., Landstereet J.D., Thompson J. // *Astrophys. J. Suppl.* 1983. V. 53. P. 151.
12. Антропов Ю.Ф. // *Новая техника в астрономии.* 1972. Т. 4. С. 75.
13. Романюк И.И. // *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 1984. Т. 18. С. 37.
14. Beckers J.M. // *Sacramento Peak Observ. Contrib.* 1969. T. 141.
15. Phillip A.G.D. // *The second conference on faint blue stars. IAU Coll. № 95 / Eds Phillip A.G.D., Hayes D.S. Schenectady: Davis L. Press, 1987. P. 723.*
16. Roman N. // *Astrophys. J. Suppl.* 1955. V. 2. P. 195.
17. Danford S.C., Lea S.M. // *Astron. J.* 1981. V. 86. P. 1909.
18. Roman N. // *Publ. David Dunlap Obs.* 1955. V. 2. № 3. P. 97.
19. Adelman S.J., Hill G. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1987. V. 226. P. 581.
20. Ключкова В.Г., Панчук В.Е. // *Препринт САО.* 1988. № 18.
21. Danford S.C. Thesis. Yale University, 1976.
22. Oke J.B., Greenstein J.L., Gunn J. // *Stellar Evolution / Eds Stein R.F. Cameron A.G.W.* 1966. P. 399.
23. Adelman S.J., Phillip A.G.D. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1990. V. 247. P. 132.
24. Abt H.A., Biggs E.S. // *Bibliography of Stellar Radial Velocities. Kitt Peak National Observatory, 1972.*
25. Kodaira K. // *Astron. and Astrophys.* 1973. V. 22. P. 273.
26. Kodaira K., Greenstein J.L., Oke J.B. // *Astrophys. J.* 1969. V. 155. P. 525.
27. Slettebak A. // *Astrophys. J.* 1952. V. 115. P. 576.
28. Kilkenny D., Heber U., Drilling J.S. // *Circulars SAAO.* 1988. V. 12.
29. Klemola A. // *Astron. J.* 1962. V. 67. P. 740.
30. Baschek B., Sargent W.L.W., Searle L. // *Astrophys. J.* 1972. V. 173. P. 611.
31. Kudritzki R.P. // *The second conference on faint blue stars IAU Coll. № 95 / Eds Phillip A.G.D., Hayes D.S. Schenectady: Davis L. Press, 1987.*
32. Berger J., Frigang A.-M. // *Astron. and Astrophys.* 1980. V. 85. P. 367.
33. Wallerstein G., Sturch C., Klemola A.R. // *Publ. Astron. Soc. Pasif.* 1963. V. 75. P. 61.
34. Howarth I.D., Heber U. // *Publ. Astron. Soc. Pasif.* 1990. V. 102. P. 912.
35. Baschek B., Norris J. // *Astrophys. J.* 1975. V. 199. P. 694.
36. Lanz T., Mathys G. // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 280. P. 486.
37. Takada-Hidai M., Jugaku D. // *IAU Coll. № 138. "Peculiar versus normal phenomena in A-type and related stars" ASP Conf. Ser. / Eds Dworetzky M.M., Castelly F., Faraggiana R. San Francisco: Book Grafters, 1993. V. 44. P. 310.*

## A Search for Stars with Strong Magnetic Fields among Horizontal-Branch Stars and Hot Subdwarfs

© 1995 г. V. G. El'kin

Observations obtained with the 6-m BTA telescope for a few A, B horizontal-branch stars and hot subdwarfs have been used to measure their effective magnetic fields. No magnetic field similar to that of Ap, Bp main-sequence stars was found.

УДК 524.338.5

## ОСТАТОЧНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

© 1995 г. А. Е. Дудоров

Университет, Челябинск, Россия

Поступила в редакцию 23.01.95 г.

На основании анализа наблюдательных данных установлено, что звезды типа Т Тельца и Ae/Be-звезды Хербига образуются в замагниченных газо-пылевых облаках. Приводятся аргументы в пользу того, что магнитное поле звезд типа Т Тельца является остаточным магнитным полем. Изучается эволюция магнитного потока в процессе образования звезд и показывается, что звезды типа Т Тельца до развития конвективной неустойчивости должны иметь в атмосфере регулярное остаточное магнитное поле порядка 1 кГс. Учет магнитного замедления аккреции позволяет снять противоречие между величиной темпа аккреции и наблюдаемыми светимостями и температурами звезд типа Т Тельца. Формулируется "конвективная теорема", согласно которой конвективная неустойчивость в холодных звездах на стадии первичной ионизации водорода и гелия развивается независимо от интенсивности остаточного магнитного поля. Конвективная турбулизация остаточного магнитного поля приводит к его ослаблению до уровня нелинейной стабилизации динамо. Масштабные оценки динамо-поля показывают, что разница энергий остаточного и динамо-поля должна освобождаться в ходе эволюции звезд типа Т Тельца до главной последовательности в форме звездной активности.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проявление магнетизма в таких молодых звездах, как звезды типа Т Тельца, а также Ae/Be-звезды Хербига (TTS и HAEBES), является наиболее убедительным доказательством его остаточной природы. К молодым звездам следует отнести O- и B-звезды, часть из которых являются магнитными. Эволюционно молодыми являются вспыхивающие dMe-звезды.

Звезды типа Т Тельца, как и другие молодые звездные объекты, наблюдаются в межзвездных газо-пылевых облаках. О молодости звезд типа Т Тельца и Ae/Be-звезд Хербига говорят также наблюдения дисков, высокоскоростных струй, объектов Хербига-Аро и интенсивного звездного ветра. Количественно возраст молодых звезд ( $t_{ev} = 10^5 - 10^7$  лет) определяется по продолжительности звездообразования и теоретическим эволюционным трекам. Классические звезды типа Т Тельца и Ae/Be-звезды Хербига находятся на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (ГР) вблизи линии рождения звезд [1 - 3]. Звезды типа Т Тельца со слабой активностью эволюционируют от линии рождения к главной последовательности.

Как показывает обсуждение наблюдательных данных (см. раздел 2), звезды типа Т Тельца и Ae/Be-звезды Хербига имеют интенсивное магнитное поле, обуславливающее динамику вспышечных, аккреционных и струйных явлений. При этом даже в большей степени это характерно для предельно молодых звезд, светимость которых является практически чисто аккреционной. В звездах, находящихся на диаграмме ГР вблизи линии рождения звезд, может сохраняться остаточный по-

ток магнитного поля протозвездных облаков, из которых они образовались. В этих звездах отсутствуют области развитой турбулентности, необходимой для динамо-генерации магнитного поля. С другой стороны, современные наблюдения показывают, что звезды типа Т Тельца и Ae/Be-звезды Хербига образуются в существенно замагниченной среде. Поэтому в настоящей статье рассматриваются проблемы, связанные с остаточной природой магнитного поля молодых звезд.

В следующем разделе обсуждаются наблюдательные данные о магнитном поле предельно молодых звезд и звездных объектов. В третьем разделе обосновывается гипотеза об остаточной природе магнитного поля молодых звезд. В четвертом разделе излагаются некоторые замечания относительно происхождения звезд типа Т Тельца в замагниченных протозвездных облаках. Пятый раздел посвящен проблеме взаимодействия остаточного магнитного поля с конвекцией в оболочках молодых холодных звезд. В шестом разделе исследуется проблема динамо-генерации магнитного поля в конвективных оболочках звезд в присутствии остаточного поля. В заключении обсуждаются основные результаты работы и перспективы дальнейших исследований.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ  
О МАГНИТНОМ ПОЛЕ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Попытки прямого измерения магнитного поля звезд типа Т Тельца предпринимались несколькими исследователями. Методом анализа среднестатистического смещения поляризованных спектров,

развитым в [5], Джонстон и Пенстон [6] установили на уровне  $2\sigma_B$  верхний предел регулярного поля при  $B_c \approx (-548 \pm 242)$  Гс в звезде RU Lup. Джонстон [7] понизил этот предел до значения  $B_c = -494$  Гс.

Зеemanовское расщепление линий в спектрах молодых звезд трудно исследовать вследствие слабости, большого уширения вращением, а также вуалирования этих линий. Дополнительные сложности связаны с плохим знанием строения атмосфер и вклада звездных оболочек. Мешает измерениям возможная мелкомасштабность магнитного поля.

Наличие хаотического поля у молодых звезд предполагает их ярко выраженная вспышечная и пятнообразовательная деятельность. Непосредственные измерения интенсивности мелкомасштабного поля с помощью техники Робинсона также пока не достигли высокой степени достоверности как из-за недостаточно высокого отношения сигнала к шуму, так и вследствие отсутствия разработанной методики построения моделей атмосфер с динамическими оболочками. Тем не менее Лински и Саар [8] утверждают, что согласно измерениям магнитной интенсификации линий на поверхности звезд типа Т Тельца могут присутствовать магнитные области с полем  $B \approx 1 - 2$  кГс, занимающие около 10% поверхности. В качестве предварительного результата Басри и Марси [9] сообщают об обнаружении хаотического поля  $B \approx 2000 \pm 500$  Гс в самой звезде Т Тельца. Басри и др. [10] исследовали магнитную интенсификацию линий в спектрах слабых звезд типа Т Тельца. Они пришли к заключению, что для звезды TAP 35  $Bf < 1500$  Гс, где  $f$  — фактор покрытия поверхности звезды магнитными областями. Для звезды TAP 10 верхний предел составляет  $Bf < 700$  Гс.

Обширная информация о магнетизме молодых звезд получается из анализа индексов звездной активности и ее аналогии с солнечной активностью, магнитная природа которой считается доказанной [11]. Интерпретация рентгеновских вспышек с мощностью порядка  $10^{31} - 10^{32}$  эрг/с в рамках магнитотормозного механизма требует наличия магнитных арок высотой  $H_x \approx (2 - 3)R_*$  с интенсивностью поля в несколько сотен гаусс [12]. Некоторые молодые звездные объекты являются источниками нетепловых радиовсплесков [13, 14], происходящих в магнитном поле с интенсивностью в несколько гаусс. В ряде случаев источниками радиоизлучения являются протозвезды, в которых отсутствуют конвективные зоны. Поэтому привлекать для объяснения происхождения их магнитного поля динамо-механизмы практически невозможно.

Тамура и Сато [15] на основе исследования поляризации инфракрасного излучения пришли к заключению, что звезды типа Т Тельца и окружающие их диски имеют магнитное поле.

Убедительными косвенными доказательствами того, что все молодые звезды имеют магнитное поле, являются прямые наблюдения магнитного поля в областях звездообразования с помощью измерения зеemanовского расщепления линий и поляризационного картирования [16]. Анализ этих наблюдательных данных показывает, что существует корреляция между интенсивностью магнитного поля и плотностью:

$$B/B_0 = (n/n_0)^{k_B}. \quad (1)$$

Параметры  $B_0$  и  $n_0$  связаны с условиями образования облаков [17]. Большая часть наблюдательных данных для областей с плотностью  $n = 1 - 10^{10}$  см<sup>-3</sup> описывается соотношением (1) с параметрами:

$$(B_0, n_0, k_B) = (5 \text{ мкГс}, 50 - 200 \text{ см}^{-3}, 1/2 \leq k_B \leq 2/3). \quad (2)$$

Соотношения (1), (2) показывают, что современное звездообразование происходит в магнитных облаках, часть магнитного потока которых может сохраняться в молодых звездах.

### 3. ОСТАТОЧНАЯ ПРИРОДА МАГНИТНОГО ПОЛЯ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Основным механизмом, объясняющим происхождение магнитного поля звезд, считается механизм динамо-генерации, работающий в областях с гиротропной турбулентностью. Межзвездная турбулентность затухает в протозвездных облаках и протозвездах на альвеповской шкале времени. Батарейные механизмы не эффективны в молодых звездах вследствие того, что скорость эволюции этих звезд существенно превышает скорость развития батарейного процесса.

В последнее десятилетие в связи с прогрессом в наблюдениях межзвездных облаков возросло внимание к гипотезе реликтового магнитного поля [18, 19], в которой звездное поле рассматривается как остаток (реликт) магнитного поля Галактики. Первой предпосылкой теории остаточного магнетизма явилась работа Каулинга [18], который показал, что время омического затухания дипольной моды магнитного поля в звездах с массой  $M \geq 1.5 - 2 M_\odot$  превосходит характерное время их ядерной эволюции. Из этого факта Каулинг сделал вывод, что магнитное поле в звездах может быть остатком от эпохи звездообразования.

Спитцер [20] и Местел [19] сформулировали основные положения гипотезы остаточного (fossil) магнитного поля. Исходя из того, что звезда возникает в среде с плотностью  $\rho_0 \approx 10^{-23} - 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup> и магнитным полем  $B_0 = 2$  мкГс, и предполагая сохранение магнитного потока, Местел получил для звезды с массой  $M \approx 2 M_\odot$  среднее поле  $B \approx 10^9$  Гс, превосходящее вириальное. На этот факт часто ссылаются, как на проблему магнитного потока,

который в этом случае в  $10^3 - 10^4$  превышает наблюдаемые значения для химически пекулярных звезд [21].

С другой стороны, после первых оценок электропроводности и эффективности омической диссипации в изотермических межзвездных облаках [22, 23] возникло убеждение в том, что в процессе звездообразования существуют стадии, на которых остаточный магнитный поток может диссипировать практически полностью. По этим причинам до сих пор со стороны многих исследователей к гипотезе остаточного магнитного поля сохраняется предвзятое негативное отношение. Включение в рассмотрение процессов испарения при адиабатическом сжатии протозвездных облаков и тепловой ионизации донорных элементов [23] позволило обойти обе эти трудности и послужило основной предпосылкой разработки теории остаточного магнитного поля.

Основы теории остаточного магнитного поля изложены в работах [16, 24]. Эта теория основана на численных исследованиях процесса звездообразования в протозвездных магнитных облаках. Главной целью теории является изучение эволюции магнитного потока в процессе его индукционного усиления при сжатии и диссипации благодаря амбиполярной и омической диффузии. Исследуются также МГД-неустойчивости, которые могут развиваться на различных стадиях коллапса протозвездных облаков, образования и эволюции звезд. Для этой цели в численных расчетах наряду с обычными уравнениями гравитационного коллапса моделируется решение системы МГД-уравнений двухжидкостного приближения в "диффузионных переменных" [16]:

$$\frac{\partial x}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) x = \frac{S_p}{\rho} - \frac{\nabla(x\rho\mathbf{v}_m)}{\rho}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_m}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}_m = -\frac{c_s^2 \nabla x}{\rho_i} + \frac{\mathbf{F}_{em}}{x\rho} - \eta_{in} \rho \mathbf{v}_m, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [(\mathbf{v} + \mathbf{v}_m) \times \mathbf{B}] - \nabla \times (\mathbf{v}_m \nabla \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0,$$

где  $x = \rho_p / (\rho_p + \rho_n)$  — степень ионизации,  $\rho_p$  и  $\rho_n$  — плотности ионизованной и нейтральной компонент,  $\mathbf{v}_m = \mathbf{v} - \mathbf{v}_p$  — скорость амбиполярной диффузии,  $\mathbf{v}_p$  — скорость ионизованной компоненты,  $S_p$  — функция источника для ионов и электронов. Остальные величины используются в обычном физическом смысле.

Уравнения (3) - (5) позволяют исследовать нестационарную и неравновесную ионизацию, а также магнитную амбиполярную диффузию. Для численного решения полной системы уравнений Дудоровым и Сазоновым [25, 26] было развито

полуторамерное приближение в модификации схемы Лакса-Вендроффа, которое позволяет изучать изменение интенсивности и геометрии магнитного поля в процессе звездообразования в слабомагнитном приближении. В расчетах детально изучается ионизационная и тепловая эволюция облаков. Учитываются ионизация космическими лучами, рентгеновскими лучами и радиоактивными элементами, а также лучистые рекомбинации и рекомбинации на гранулах. Рассматривается тепловая ионизация донорных элементов с низким потенциалом ионизации, а также ионизация водорода и гелия с учетом испарения гранул.

Отмеченные особенности расчетов позволяют корректно следить за развитием амбиполярной и омической диффузии. На стадии изотермического коллапса магнитное поле заморожено в газ и приобретает со временем квазирадиальную геометрию. С начала формирования непрозрачного ядра начинают развиваться амбиполярная и омическая диффузия. Тепловые процессы приводят к установлению достаточно узкого интервала плотностей  $n_c \in [10^5 n_0, 10^9 n_0]$  (где  $n_c$  — центральная, а  $n_0$  — начальная плотности), в пределах которого возможна эффективная диссипация магнитного поля. Адиабатический нагрев ядра приводит к восстановлению замороженности магнитного поля после того, как температура превысит значение  $T_c \approx 4000 - 5000$  К. В процессе дальнейшей эволюции протозвезды и звездного ядра область эффективной диффузии магнитного поля перемещается к поверхности, совпадая с зоной минимальной степени ионизации. На интенсивность внутреннего магнитного поля молодых звезд влияют также формирование магнитосфер, взаимодействие с вращением и диффузионная накачка поверхностного поля [26].

Численные исследования проведены для обширной выборки параметров, определяющих условия звездообразования. Анализ рис. 5 из работы [26] позволяет найти следующую аппроксимационную формулу для фактора "дезмороженности":

$$\beta_f = B/B_f = 10^{-2} \left\{ \frac{M}{M_\odot} \right\}^{0.4-0.5}, \quad (6)$$

$$0.1 M_\odot \leq M \leq 75 M_\odot.$$

Здесь  $B_f$  — замороженное, а  $B$  — расчетное магнитное поле.

Поверхностное магнитное поле (до взаимодействия с конвекцией) зависит от "оптической" глубины космических лучей ( $\tau_{CR}$ ), содержания радиоактивных элементов ( $Z_{RE}$ ), содержания ( $q$ ), размеров ( $a$ ) и химического состава пыли:

$$B_s \approx B_{s0} \left\{ \frac{M}{M_\odot} \right\}^{0.25-0.35} f(\tau_{CR}, Z_{RE}, (a/q)). \quad (7)$$

Для параметров, характеризующих условия звездообразования в газо-пылевых комплексах,  $B_{50} \approx 1 - 100$  Гс в случае нормальных и  $B_{50} \leq 2000 - 3000$  Гс в случае магнитных звезд, образующихся в существенно замагниченных облаках вблизи источников повышенного потока ионизирующего излучения (сверхновых, O- и B-звезд [27]). Интенсивность магнитного поля в центральных областях звезд зависит от массы и не превышает  $\approx (1 - 10)$  мГс. Соответствующее отношение магнитной энергии остаточного поля молодых звезд к гравитационной составляет  $\epsilon_m \approx 10^{-1}$ . Интенсивность остаточного поля максимальна у звезд с массой  $M = 2 - 5 M_{\odot}$ . В оболочках более массивных звезд поле  $B_s$  ослаблено вследствие более низких плотностей. В маломассивных звездах интенсивность поверхностного поля уменьшается благодаря эффективной диффузии. Характерное распределение интенсивности остаточного магнитного поля, полученное путем численного расчета эволюции протозвезды в звезду типа Т Тельца с массой  $M = 1 M_{\odot}$  [25, 26], показано на рис. 1. Здесь же для сравнения приведены распределения интенсивностей компонент динамо-поля, полученные с помощью масштабных оценок в разделе 6.

#### 4. О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

На основе анализа наблюдательных данных, проведенного во втором разделе, можно считать, что звезды Т Тельца образуются в существенно замагниченной среде. В этом случае магнитное поле может управлять процессами формирования как самой звезды, так и околозвездного диска, а также струйных течений и звездного ветра. В рамках этого подхода можно снять противоречие между наблюдаемыми и предсказываемыми характеристиками звезд типа Т Тельца и объяснить раннее просветление их оболочек.

Звезды типа Т Тельца статистически имеют существенно большие светимости, чем это следует из численных расчетов [28] в рамках подхода Ларсона. Наблюдательные данные [29] указывают на раннее прекращение аккреции, что также трудно объяснить при низкой светимости. По этим причинам часто принимается, что молодые маломассивные звезды "рождаются" на треке Хаяши, будучи полностью конвективными. Появление звезды на треке Хаяши соответствует сценарию образования звезд, предложенному Хаяши и Накано [30], Хаттори и др. [31]. Время жизни звезд на стадии аккреции оболочки, не превышающее согласно расчетам [30, 31]  $\approx 10$  лет, и высокие светимости  $L \geq 10^3 L_{\odot}$  практически невозможно согласовать с наблюдениями.

Основное различие в подходах к звездообразованию Ларсона [32] и многочисленных его последователей, с одной стороны, и японской группы —

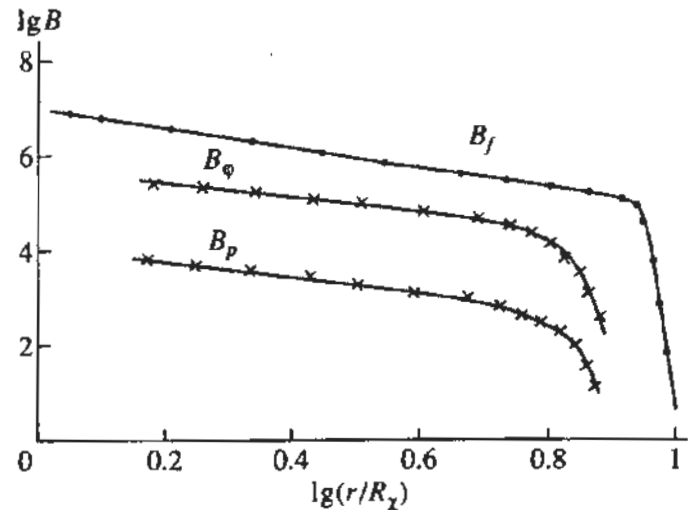


Рис. 1. Распределение интенсивностей остаточного ( $B_p$ ) и динамо ( $B_{\phi}$ ,  $B_p$ ) магнитного поля в звезде типа Т Тельца.

с другой, обуславливается заданием различной начальной степени гравитационной неравновесности протозвездных облаков. Хаттори и др. [31] в качестве начального состояния использовали экстремально неравновесную протозвезду со средней плотностью  $\rho = 10^{-11}$  г/см<sup>3</sup>. Слабо неоднородное сжатие и скорость аккреции  $\dot{M} \approx 10^{-1} M_{\odot}/\text{год}$  приводят к появлению звезды с массой  $M = 1 M_{\odot}$  на диаграмме у вершины трека Хаяши со светимостью  $L \approx 10^4 L_{\odot}$  и радиусом  $R = (50 - 100) R_{\odot}$ .

Наиболее последовательные расчеты в рамках подхода Ларсона провели Винклер и Ньюман [28], исследовавшие сжатие облака солнечной массы из заданного объема газа с начальной плотностью  $\rho_0 = 1.4 \times 10^{-19}$  г/см<sup>3</sup>. Слабая неравновесность начального состояния определяет невысокий темп аккреции  $\dot{M} \leq 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$  и низкие значения светимости и радиуса ( $L \approx 1 L_{\odot}$ ,  $R \approx 2 R_{\odot}$ ) в момент появления звезды на диаграмме ГР.

Для согласования теоретических расчетов с наблюдениями Сталер и др. [33], Сталер [1] и Тутуков [2] априорно увеличили скорость аккреции до значений  $\dot{M} \approx 2 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ . Теория эволюции магнитных облаков позволяет связать с этим темпом аккреции плотность образования протозвезд как гравитационно связанных объектов благодаря развитию амбиполярной диффузии [34]. Магнитная амбиполярная диффузия развивается с динамическими скоростями при плотностях  $10^8 \text{ см}^{-3} \leq n \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [26]. Границы этого интервала определяются свойствами ионизирующего излучения, параметрами пыли и содержанием тяжелых элементов. В условиях, характерных для газо-пылевых облаков, в которых наблюдаются звезды типа Т Тельца, магнитный поток может уменьшаться приблизительно на порядок. Вследствие пропорци-

онального уменьшения критической массы ядро облака может фрагментировать на магнитные протозвезды в динамической шкале времени [35].

В соответствии с численными расчетами образование звезды типа Т Тельца в межзвездных магнитных облаках может происходить следующим образом. В молекулярных газо-пылевых комплексах при плотностях  $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$  начинают сжиматься фрагменты с массой  $M = 10^3 M_\odot$ . В результате уплотнения и амбиполярной диффузии в магнитных фрагментах выделяются протозвездные облака с массами  $M \approx 10 - 300 M_\odot$ . Вследствие сильной гравитационной неравновесности сжатие протозвездных облаков сферически симметрично и происходит с сохранением магнитного потока вплоть до формирования непрозрачного ядра.

Фрагментация непрозрачных ядер на стадии эффективной диффузии магнитного поля приводит к образованию магнитных протозвезд с массами  $M \approx 0.1 - 5 M_\odot$ . В процессе эволюции протозвезд происходит диффузионная перекачка магнитного потока из центральных областей на периферию и его освобождение. Возникающие таким образом звезды должны иметь остаточное магнитное поле с отношением магнитной энергии к гравитационной  $\epsilon_m \approx 0.1 - 0.3$ .

Предположение об образовании магнитных протозвезд при плотностях  $n \approx 10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$  можно согласовать с возрастом и положением звезд типа Т Тельца на диаграмме ГР. Место появления звезд на диаграмме ГР зависит от темпа аккреции [1, 2]. Как отмечено выше, наиболее подходящий темп аккреции  $\dot{M} \approx (1 - 2) \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$  на стадии роста звездного ядра не согласуется с численными расчетами сжатия протозвезд в самосогласованной постановке задачи. Это противоречие снимается повышением плотности формирования протозвезд и магнитным замедлением аккреции.

Для оценки скорости стационарной аккреции замагниченного газа на звездное ядро уравнение движения можно записать в следующем безразмерном виде:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{r^2} \mathbf{r} - \alpha_s^2 \nabla \rho - \alpha_m^2 \text{rot } \mathbf{b} \times \mathbf{b}, \quad (8)$$

где  $\alpha_s = c_s/v_0$ ,  $\alpha_m = v_A/v_0$  — отношения скорости звука  $c_s$  и альвеновской скорости  $v_A$  к характерной скорости  $v_0 = \sqrt{GM/R_0}$ ,  $M$  — масса,  $R_0$  — начальный радиус протозвезды. Размерными параметрами безразмерных радиуса  $r$ , плотности  $\rho$  и магнитного поля  $\mathbf{b}$  в (8) являются начальные значения этих величин, параметром скорости  $v - v_0$ . Пренебрегая натяжением магнитных линий и считая аккрецию изотермической, из (8) получим уравнение

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{r^2} - \alpha_s^2 \frac{d\rho}{dr} - \alpha_m^2 \frac{db^2}{dr} / 2. \quad (8')$$

Используя параметрическую зависимость для плотности и интенсивности магнитного поля, которая в безразмерных переменных имеет вид  $b = \rho^{k_B}$ ,  $\rho = r^{-q_p}$ , можно показать, что при  $k_B = 1/2$  и  $q_p = 1$  (8') эквивалентно уравнению

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{r^2} (1 - \alpha_s^2 - \alpha_m^2), \quad (8'')$$

имеющему первый интеграл для размерной скорости

$$v = v_{acc} \sqrt{1 - \alpha_s^2 - \alpha_m^2}, \quad v_{acc} = \sqrt{2GM_c/r}, \quad (9)$$

где  $v_{acc} = 2v_{vs}$  — скорость свободной аккреции,  $M_c$  — масса звездного ядра,  $v_{vs}$  — вириальная скорость звука [33, 36].

Плотность, соответствующая динамической фрагментации протозвездных облаков на протозвезды благодаря амбиполярной диффузии, определяет высокие значения темпа свободной аккреции:  $\dot{M} = 4\pi r^2 v_{acc} \approx (10^{-4} - 10^{-3}) M_\odot/\text{год}$ . Из (9) следует, что реальная аккреция не является свободной. Ее скорость определяется степенью начальной гравитационной неравновесности. Степени неравновесности аккрецирующих оболочек  $\alpha_s^2 + \alpha_m^2 = 0.9 - 0.99$  достаточны для получения желаемых значений темпа аккреции  $\dot{M} \approx (10^{-5} - 10^{-6}) M_\odot/\text{год}$ . Этим скоростям аккреции соответствуют минимальные возрасты появляющихся на диаграмме ГР звезд порядка  $10^5 - 10^6$  лет. За это время остаточное магнитное поле в состоянии уменьшить угловые скорости молодых звезд до наблюдаемых значений.

## 5. КОНВЕКТИВНАЯ ТУРБУЛИЗАЦИЯ ОСТАТОЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Звезды типа Т Тельца, образующиеся в результате фрагментации магнитных облаков на стадии эффективной амбиполярной диффузии, должны иметь остаточное магнитное поле с энергией  $E_m = (0.1 - 0.3)E_g$ , где  $E_g$  — абсолютная величина гравитационной энергии. С другой стороны, маломассивные звезды главной последовательности могут иметь внутреннее магнитное поле, для которого  $\epsilon_m \approx 10^{-3} - 10^{-4}$  [37]. Поэтому можно предположить, что основная часть энергии остаточного магнитного поля звезды типа Т Тельца освобождается в форме звездной активности в процессе ее эволюции до главной последовательности.

Необходимые для переноса заданного потока излучения турбулентные конвективные движения в звездах типа Т Тельца вблизи трека Хаяши могут обладать энергией, сравнимой с тепловой энергией и поэтому превышающей энергию остаточного магнитного поля. Такая конвекция может изменять интенсивность и структуру остаточного



магнитного поля. С другой стороны, магнитное поле может подавлять конвективную неустойчивость. Условия наступления конвекции и ее эффективность определяются соотношением температурных градиентов, величины которых зависят от эволюционного статуса звезды, скорости выделения энергии и непрозрачности газа.

Зависимость температурных градиентов от магнитного поля исследовалась в ряде работ [38, 39]. В работе автора [39] методом малых возмущений получены критерии конвективной неустойчивости для возмущений различной формы с учетом произвольного направления магнитного поля, химической неоднородности среды, теплопроводности, кинематической и магнитной вязкостей. Задача рассмотрена в приближении Буссинеска для тонкого плоского горизонтального слоя. Для нормальных возмущений вида

$$f'(x, y, z, t) = f_0 \exp [nt + i(k_x x + k_y y + k_z z)], \quad (10)$$

где  $n$  – инкремент,  $\mathbf{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$  – волновой вектор возмущений, дисперсионное соотношение линейризованной системы уравнений конвективной неустойчивости выглядит следующим образом:

$$n(n + \nu k^2)(n + \chi k^2)(n + \nu_m k^2) + g \frac{k_1^2}{k^2} (n + \nu_m k^2) \times \\ \times \left[ \frac{4 - 3\beta}{\beta} \frac{\beta_\mu}{T} n - (n + \chi k^2) \frac{\beta_\mu}{\mu} \right] + n(n + \chi k^2) k_H^2 \nu_A^2 = 0. \quad (11)$$

В (11) использованы следующие обозначения:

$$k_1^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad k^2 = k_1^2 + k_z^2, \quad k_H = k_y \sin \theta + k_z \cos \theta, \\ \beta = \frac{dT}{dz} = (\nabla_a - \nabla) T / H_p, \quad \beta_\mu = \frac{d\mu}{dz} = -\nabla \mu \frac{\mu}{H_p}, \\ \nabla = \frac{d \ln T}{d \ln P}, \quad \nabla_a = \left( \frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_a, \quad \nabla_\mu = \frac{d \ln \mu}{d \ln P}, \quad (11')$$

$\beta$  – доля газового давления в смеси с излучением,  $\mu$  – молекулярный вес,  $\chi \equiv \chi_r$  – температуропроводность.

Из (11) следует, что если возмущение распространяется адиабатически ( $\chi = 0$ ) и  $\nu = \nu_m = 0$ , инкремент конвективной неустойчивости определяется соотношением

$$n^2 = \left\{ g \frac{k_1^2}{k^2} \frac{1}{H_p} \left[ \frac{4 - 3\beta}{\beta} (\nabla - \nabla_a) - \nabla_\mu \right] - \nu_A^2 k_H^2 \right\}. \quad (12)$$

Следовательно, динамическая неустойчивость адиабатических возмущений наступает, если

$$\nabla > \nabla_a + \frac{\beta}{4 - 3\beta} (\nabla_\mu + \nabla_m), \quad \nabla_m = \frac{H_F k^2}{g k_1^2} \nu_A^2 k_H^2. \quad (13a)$$

Магнитная добавка  $\nabla_m$  к адиабатическому градиенту исчезает в случае вытянутых вдоль поля возмущений. Аналогичную добавку энергетическим методом получили Мосс и Тейлер [38]:

$$\nabla'_m = \frac{B_z^2}{B_z^2 + 8\pi\gamma P}. \quad (13b)$$

С помощью правила знаков Декарта и критерия Рауса–Гурвица легко найти условия существования корней дисперсионного соотношения (11), являющихся положительными или имеющими положительную действительную часть:

$$\nabla > \nabla_a + \frac{\beta}{4 - 3\beta} \left[ \frac{\nu}{\nu + \chi} \nabla_\mu + \frac{\nu + \nu_m}{\nu + \chi} \nabla_m + \frac{H_p k^6}{g k_1^2} (\nu\chi + \nu_m\chi + \nu_m\nu + \nu_m^2) \right], \quad (14a)$$

$$\nabla > \nabla_a + \frac{\beta}{4 - 3\beta} \left[ \nabla_\mu + \nabla_m + \frac{H_p k^6}{g k_1^2} (\nu\chi + \nu_m\chi + \nu_m\nu) \right]. \quad (14b)$$

При относительной малости величин  $\nu$ ,  $\nu_m$  и  $\chi$  (14b) сводится к (13a), а (14a) – к критерию Шварцшильда. При исследовании конвективной устойчивости турбулентной среды, а также при вычислении разности градиентов в теоретических расчетах конвективных зон необходимо пользоваться критериями (14).

В случае, когда выполняется условие (14a), но не выполняется (14b), может развиваться колебательная конвекция. Для того чтобы это произошло, необходимо выполнение неравенства

$$\nu_A^2 > \frac{k^2}{k_B} \nu_m \sqrt{\frac{\chi - \nu_m}{\chi + \nu}}. \quad (15)$$

Этот критерий нарушается в зонах неполной ионизации водорода и гелия, где  $\nu_m > \chi$ . Это заключение подтверждает рис. 2, на котором приведены зависимости  $\nu_m$  и  $\chi$  от глубины в конвективной оболочке звезды типа Т Тельца, находящейся на линии рождения звезд и имеющей массу  $M = 1 M_\odot$ , эффективную температуру  $T = 4600$  К, светимость  $L = 2.5 L_\odot$  и радиус  $R = 2 R_\odot$ . Рис. 2 показывает, что колебательная конвекция возможна лишь в фотосфере и у дна конвективной зоны.

Решение конвективно-магнитной дилеммы зависит от величин градиентов, входящих в формулы (13), (14). Для оценки значений лучистого и адиабатического градиентов можно воспользоваться программой Б. Пачинского (B. Paczynski).

Качественные оценки не зависят от моделей. Так, в зоне неполной ионизации водорода у

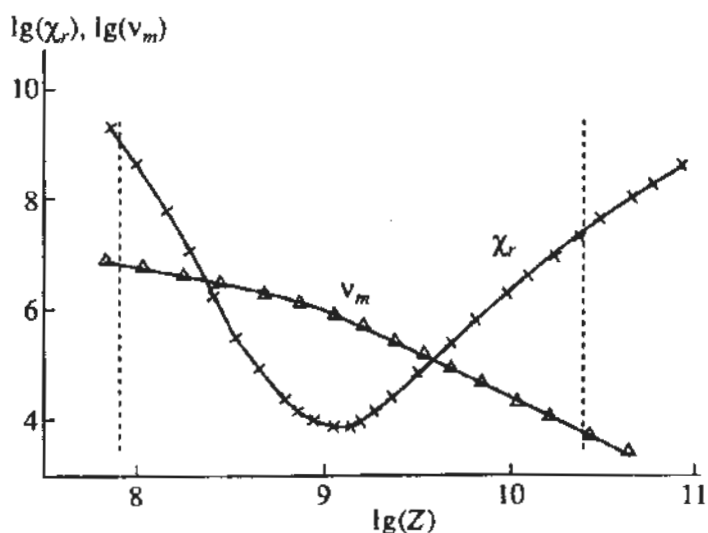


Рис. 2. Зависимости температуропроводности ( $\chi_r$ ) и магнитной вязкости ( $\nu_m$ ) от глубины в конвективной зоне звезды типа Т Тельца.

молодых холодных звезд величина  $\nabla_r$  порядка нескольких тысяч в силу высокой непрозрачности вещества,  $\nabla_a = 0.2 - 0.3$ . В этой области вплоть до значений  $B = 10^5$  Гс  $\nabla_m = \nabla'_m \leq \nabla_a \ll \nabla_r$ .

В зонах неполной ионизации гелия в холодных (и водорода в горячих) звездах лучистый градиент  $\nabla_r = 1$ ,  $\nabla_a$  не изменяется. Для полей магнитных звезд  $\nabla_m$  может быть сравнимым с  $\nabla_r$ .

В звездном пятне на уровне  $\tau = 2/3$  имеем  $B \approx 10^3$  Гс,  $\nabla_r = 0.39$ ,  $\nabla_a = 0.340$ ,  $\nabla_m = 0.145$ ,  $\nabla'_m = 0.137$ .

На границе конвективного ядра однородной модели звезды с  $M = 2 M_\odot$  имеем  $\nabla_r = \nabla_a = 0.4$ . Для остаточного поля  $B \approx 3 \times 10^6 - 5.5 \times 10^7$  Гс магнитные добавки  $\nabla_m = 0.045 - 0.15$ ,  $\nabla'_m = 0.03 - 0.1$ .

Оценки показывают, что остаточное магнитное поле может подавлять развитие конвективной неустойчивости в зонах неполной ионизации у звезд с массами  $M \geq 1.5 M_\odot$ . Плотность энергии поля в оболочках магнитных звезд сравнима с плотностью тепловой энергии и значительно превосходит плотность энергии возможных турбулентных движений [39].

Влияние магнитного поля на конвекцию несущественно в зонах неполной ионизации водорода и гелия у звезд малых масс. Вследствие высокой непрозрачности вещества и больших значений лучистого градиента конвекция в оболочках холодных звезд может развиваться и при значениях параметра  $\beta$ , существенно меньших единицы. Локально приближение сильного поля реализуется в звездных пятнах и других магнитных элементах звездных атмосфер.

Подобная ситуация реализуется при развитии конвективной неустойчивости в молодых звездах

на стадии первичной ионизации водорода и гелия. В силу высокой непрозрачности вещества температуропроводность в маломассивных звездах низка. "Атомный" механизм переноса излучения ослаблен. Магнитное ограничение конвекции уменьшает далее эффективность переноса излучения. Это приводит к возрастанию лучистого градиента температуры, приводящего к нарушению механического равновесия. Поэтому конвекция в молодых холодных звездах наступает практически для любого отношения магнитной энергии к гравитационной  $\epsilon_m$ , совместимого с теоремой вириала. В развиваемой теории остаточного магнитного поля предельные значения  $\epsilon_m \leq 0.2 - 0.3$ , в то время как тепловая энергия сферических звезд сравнима с гравитационной.

При максимальной эффективности конвекции, определяющейся необходимостью переноса заданного потока энергии, в звездах вблизи линии рождения конвективная скорость может быть сравнима со звуковой скоростью. Альвеновская скорость для остаточного поля заведомо ниже звуковой. Поэтому кинетическая энергия конвективных движений превышает энергию магнитного поля. Для характерных масштабов конвективных вихрей  $l \approx 0.1 - 2.0 H_p$  число Рейнольдса значительно больше критического. Поэтому конвективные движения в этих звездах неизбежно приобретают турбулентный характер.

Все вышесказанное позволяет сформулировать "конвективную теорему".

*Вследствие высокой непрозрачности частично ионизованных водорода и гелия и неограниченной мощности гравитационного энерговыделения в молодых звездах с массой  $M \leq 1.5 M_\odot$  на стадии гравитационного сжатия к главной последовательности динамическая турбулентная конвекция может развиваться вне зависимости от интенсивности остаточного магнитного поля.*

В зависимости от отношения турбулентного давления  $P_t$  к магнитному  $P_m$  в результате воздействия турбулентных конвективных движений на магнитное поле оно может концентрироваться либо в отдельные слои, либо в жгуты или в магнитные ячейки [40]. Предполагая, что на стадии эволюции, когда конвекция охватывает до 80% массы,  $P_t > P_m$ , можно считать, что впоследствии магнитное поле звезды типа Т Тельца представимо в виде суперпозиции слабого крупномасштабного и сильного мелкомасштабного полей.

Уменьшая характерный масштаб магнитного поля, конвекция усиливает его омическую диссипацию и "включает" механизм плавучести, вследствие чего отдельные магнитные трубки поднимаются к поверхности и аналогично процессам на Солнце обуславливают активность звезд типа Т Тельца. Вследствие того что на эти процессы тратится



энергия остаточного магнитного поля звезды, активность должна затухать со временем. На затухание и вынос магнитного поля накладываются процессы его поддержания как в результате сжатия звезды, так и с помощью динамо-механизмов. Поэтому на стадии звезды типа Т Тельца освобождается избыток энергии остаточного магнитного поля по отношению к полю, генерируемому динамо-механизмами (рис. 1).

## 6. ДИНАМО И ОСТАТОЧНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Изучение эволюции остаточного магнитного поля в процессе звездообразования показывает, что активность холодных звезд, достигших главной последовательности, должна поддерживаться динамо-механизмами. Точное время переключения активности остаточного магнитного поля на активность динамо-генерации  $t \approx 0.3 t_{KH}$  определяется массой звезд и условиями звездообразования. Вблизи момента переключения остаточное магнитное поле имеет энергию  $E_m \approx 0.3 E_{urb}$ , которая близка к уровню нелинейной стабилизации динамо [41].

Исследование эволюции магнитного поля в молодых звездах ведет к новой проблеме: как может начинаться работа динамо-механизмов в условиях, когда интенсивность начального затравочного остаточного магнитного поля близка к уровню нелинейной стабилизации или превосходит его? Интуитивно можно ожидать, что динамо будет поддерживать интенсивность остаточного поля на уровне нелинейной стабилизации. Это заключение подтверждается нижеследующими оценками.

Интенсивность магнитного поля вблизи уровня нелинейной стабилизации динамо можно оценить, исходя из равенства кориолисовой и электромагнитной сил [42]:

$$B_\varphi B_p \approx 8\pi\omega L_B v_t, \quad (16)$$

где  $\omega$  – угловая скорость,  $L_B$  – характерная шкала неоднородности магнитного поля,  $v_t$  – турбулентная скорость. Тороидальная и полоидальная компоненты магнитного поля связаны соотношением

$$B_\varphi \approx D^{1/2} B_p, \quad D \approx \alpha G L_R^3 / v_t. \quad (17)$$

Градиент угловой скорости  $G = r d\omega/dr$  оценивается с помощью численных расчетов образования вращающейся звезды с учетом магнитного торможения и амбиполярной диффузии [26]. Расчеты показывают, что звезда типа Т Тельца солнечной массы может иметь следующую зависимость угловой скорости от радиуса:

$$\omega \approx \omega_0 \left( \frac{r}{R} \right)^{-k}, \quad \omega_0 \approx 1.44 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}. \quad (18)$$

Показатель степени в (18) зависит от обстоятельств магнитного торможения вращения. Для современных условий звездообразования, в соответствии с формулами (6), (7),  $k \approx 0.8 - 1.2$ .

Учитывая, что величина альфа-эффекта  $\alpha \approx v_t$ , турбулентная вязкость  $\nu_t \approx \nu_t H_p / 3$ , а характерная шкала неоднородности магнитного поля  $L_B = \zeta_B H_p$ , из (17) легко получить следующую оценку динамо-числа:

$$D \approx 9k4\omega \zeta_B^3 H_p v_t^{-1}. \quad (19)$$

С помощью формул (16) - (19) находим следующие соотношения для компонент магнитного поля:

$$B_p \approx (8\pi(9k)^{-1/2})^{1/2} (\rho^2 \omega \zeta_B^{-1} H_p v_t^3)^{1/4}, \quad (20)$$

$$B_\varphi \approx (8\pi(9k)^{1/2})^{1/2} (\rho^2 \omega^3 \zeta_B^5 H_p^3 v_t)^{1/4}. \quad (21)$$

Оценки интенсивности генерированного механизмом  $\alpha\omega$ -динамо магнитного поля проведены для модели конвективной оболочки звезды солнечной массы, расположенной на линии рождения звезд. В отличие от других подобных оценок учитывается зависимость основных параметров от радиальной координаты. Как показывает рис. 1, распределение магнитного поля внутри звезды имеет степенной характер с показателем степени  $\approx 1.7$ . Интенсивность полоидального поля вблизи центра звезды  $B_p \approx 2 \times 10^4 \text{ G}$ , а интенсивность тороидального поля примерно в 7 раз больше.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсудим кратко основные результаты работы.

Как следует из обсуждения наблюдательных данных, звезды типа Т Тельца образуются в замагниченных газо-пылевых облаках. Магнитное поле определяет динамику аккреционных и струйных течений, звездного ветра, звездной и околозвездной активности, сопровождающих образование и эволюцию звезд до главной последовательности. Поэтому вопрос о происхождении магнитного поля молодых звезд является не только актуальным, но и имеет принципиальный характер.

Во многих работах анализ активных процессов основывается на теории динамо-механизма генерации магнитного поля в конвективных оболочках звезд [11, 13]. Однако конвективные зоны заведомо отсутствуют в Ae/Be-звездах Хербига. С другой стороны, электромагнитные процессы начинают проявляться на столь ранних стадиях образования звезд типа Т Тельца, когда в звездах отсутствуют зоны с развитой турбулентностью, а следовательно, отсутствуют условия для работы динамо-механизмов.

В данной статье электромагнитные явления, сопровождающие образование и эволюцию звезд типа Т Тельца, связываются с остаточной природой

магнитного поля. В качестве основных предпосылок приложения теории остаточного магнитного поля рассматриваются наблюдения магнитного поля в областях звездообразования и в атмосферах и окрестностях молодых звезд.

Зеемановские и поляризационные наблюдения магнитного поля в межзвездной среде показывают, что современное звездообразование происходит в замагниченных газо-пылевых облаках, к которым следует отнести комплексы, содержащие звезды типа Т Тельца. Влияние магнитного поля прослеживается до плотностей  $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Зеемановские и поляризационные наблюдения звезд типа Т Тельца, наблюдения в рентгеновском и радиодиапазонах свидетельствуют, что звезды типа Т Тельца и предельно молодые звездообразные объекты имеют магнитное поле, определяющее динамику их активных явлений. В статье доказывается, что единственной возможностью связи этих наблюдательных фактов является остаточное магнитное поле.

Теория остаточного магнитного поля предсказывает, что все молодые звезды до развития в них конвективной неустойчивости должны иметь остаточное магнитное поле. Интенсивность остаточного магнитного поля является слабой возрастающей функцией массы. Согласно расчетам поверхностная интенсивность остаточного регулярного магнитного поля не превосходит несколько сотен гаусс в случае нормальных звезд и может возрасти до нескольких килогаусс в случае звезд, образующихся вблизи источников повышенного потока нонизирующего излучения или малой концентрации пыли.

Предположение об образовании звезд типа Т Тельца в существенно замагниченной среде позволяет снять противоречие между ранним их появлением и необходимым темпом аккреции. В японской схеме звездообразования, весьма привлекательной для астрофизиков, очень высокие темпы аккреции  $\dot{M} = 10^{-1} M_{\odot}/\text{год}$  является главной причиной предельно короткого времени звездообразования  $t = 10$  лет и предельно высоких светимостей  $L = 10^4 L_{\odot}$ . В подходе Ларсона вновь образующиеся звезды имеют светимости существенно ниже наблюдаемых. Для объяснения наблюдаемого положения звезд типа Т Тельца на диаграмме ГР темп аккреции априори повышается до значений  $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$  [1, 2]. Предположение о звездообразовании в замагниченных облаках дает обоснование этого повышения благодаря образованию звезд типа Т Тельца вследствие развития амбиполярной диффузии при плотностях  $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и магнитной дилуции аккреции.

Судьба остаточного магнитного поля зависит от эффективности конвекции на стадии первичной ионизации водорода и гелия. В статье обосновыва-

ется "конвективная теорема", согласно которой в звездах типа Т Тельца остаточное магнитное поле должно турбулизироваться. Избыток остаточного магнитного потока должен освобождаться благодаря омической диссипации и плавучести. Сохраняющееся после этого процесса остаточное магнитное поле может выступать в качестве затравочного поля для работы динамо-механизмов. В статье обосновывается заключение, что интенсивность затравочного поля близка к уровню нелинейной стабилизации динамо. В общей постановке вопрос о развитии динамо-эффектов в режиме нелинейной стабилизации остается открытым. В статье высказывается предположение, что в этом случае динамо-механизмы должны поддерживать интенсивность остаточного магнитного поля на уровне нелинейной стабилизации.

Для определения уровня нелинейной стабилизации динамо проводятся оценки интенсивности динамо-поля, исходя из подавления  $\alpha$ -эффекта магнитным полем. Полученные значения интенсивности нелинейного динамо-поля оказываются существенно ниже интенсивности первоначального остаточного магнитного поля. Разница магнитных потоков должна освобождаться в процессе магнитной активности звезд типа Т Тельца. Этой проблеме посвящена статья Дудорова и Горбенко [42].

Работа выполнена при поддержке малого гранта фонда Сороса и гранта программы "Астрономия".

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stahler S.W.* // *Astrophys. J.* 1983. V. 274. P. 822.
2. *Тутуков А.В.* // Письма в "Астрон. журн.", 1983. Т. 9. С. 160.
3. *Pala F., Stahler S.W.* // *Astrophys. J. (Lett).* 1990. V. 360. P. 47.
4. *Hillebrand L.A., Strom S.E., Vrba F.J., Keene J.* // *Astrophys. J.* 1992. V. 397. P. 613.
5. *Brown D.M., Landstreet J.D.* // *Astrophys. J.* 1981. V. 246. P. 899.
6. *Jonston R.M., Penston M.W.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1986. V. 219. P. 927.
7. *Jonston R.M.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1987. V. 227. P. 797.
8. *Linsky J.K., Saar S.H.* // *Adv. Sp. Sci.* 1987. V. 6. P. 235.
9. *Basry G., Marcy G.W.* // *IAU Coll. № 130. The Sun and Cool Stars. Lect. Not. Phys.* 1991. V. 380. P. 401.
10. *Basri G., Marcy G.W., Valenti J.A.* // *Astrophys. J.* 1992. V. 390. P. 622.
11. *Bertout C.* // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1990. V. 27. P. 351.
12. *Kenyon S.J., Hartmann L.* // *Astrophys. J.* 1987. V. 323. P. 714.
13. *Montmerle T.* // *IAU Symp. № 137.* 1990. P. 363.
14. *Cohen M., Bieging J.H.* // *Astron. J.* 1986. V. 92. P. 1396.
15. *Tamura M., Sato S.* // *Astron. J.* 1989. V. 98. P. 1368.

16. Дудоров А.Е. Итоги науки и техники. ВИНТИ, Астрономия. 1990. Т. 39. С. 76.
17. Дудоров А.Е. // Астрон. циркуляр. 1986. № 1446. С. 1.
18. Cowling T.G. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1945. V. 105. P. 166.
19. Mestel L. // The Magnetic and Related Stars / Ed. Cameron A.G.W. Baltimore: Mono Book Co., 1967. P. 101.
20. Spitzer L. // IAU Symp. № 6. Electrom. Phenom. Cosm. Phys. / Ed. B. Lehnert. Cambridge: Cambridge University Press. 1958. 169.
21. Дудоров А.Е. // Астрон. циркуляр. 1986. № 1446. С. 6.
22. Spitzer L. Diffuse Matter in Space. New York: Intersc. Publ. J. Wiley and Sons, 1968.
23. Дудоров А.Е. // Ранние стадии эволюции звезд. Киев: Наук. думка, 1977. С. 56.
24. Дудоров А.Е. // Астрон. журн. 1991. Т. 68. С. 695.
25. Дудоров А.Е., Сазонов Ю.В. // Науч. информ. Астросовета АН СССР. 1981. Т. 49. С. 114.
26. Дудоров А.Е., Сазонов Ю.В. // Науч. информ. Астросовета АН СССР. 1987. Т. 63. С. 68.
27. Дудоров А.Е., Тутуков А.В. // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 342.
28. Winkler K., Newtman H.A. // Astrophys. J. 1980. V. 237. P. 201.
29. Cohen M., Kuhl L.V. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. V. 41. P. 743.
30. Hayashi C., Nakano T. // Progr. Theor. Phys. 1965. V. 34. P. 754.
31. Hattory T., Nakano T., Hayashi C. // Progr. Theor. Phys. 1969. V. 42. P. 781.
32. Larson R.B. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1969. V. 145. P. 271.
33. Stahler S.W., Shu W.N., Taam R.F. // Astrophys. J. 1981. V. 248. P. 727.
34. Дудоров А.Е. // IAU Simp. № 140. Galactic and Inter-galactic Magnetic Field / Eds R. Beck et al. Dordrecht: Kluwer Ac. Publ., 1990. P. 289.
35. Дудоров А.Е., Устюгов С.Д. // Астрон. циркуляр. 1991. № 1546. С. 7.
36. Дудоров А.Е. // Астрон. циркуляр. 1989. № 1535. С. 25.
37. Дудоров А.Е. // Астрономо-геодезич. исследований. Свердловск: УрГУ, 1986. С. 69.
38. Moss D.L., Tayler R.J. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1970. V. 147. P. 133.
39. Дудоров А.Е. // Науч. информ. Астросовета АН СССР. 1977. Т. 37. С. 1.
40. Galloway D.J. // Adv. Space Res. 1984. V. 6. P. 19.
41. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. // Успехи физ. наук. 1987. Т. 152. С. 263.
42. Дудоров А.Е., Криводубский В.Н., Рузмайкина Т.В., Рузмайкин А.А. // Астрон. журн. 1989. Т. 66. С. 809.
43. Дудоров А.Е., Горбенко Е.Э. // В печати.

## Fossil Magnetic Field of T Tauri-Type Stars

© 1995 г. А. Е. Dudorov

Basing on an analysis of the observational data, it is established that T Tauri-type stars and Herbig Ae/Be stars form in magnetized gas-dust clouds. Evidence is presented that the magnetic field of T Tauri-type stars is a fossil one. Evolution of the magnetic flux in course of star formation is studied, and it is shown that T Tauri-type stars must have in their atmospheres a regular fossil magnetic field of the order of 1 kG prior to the development of convective instability. Taking into account magnetic braking of accretion permits us to remove the contradiction between the accretion rate and the observed luminosities and temperatures of T Tauri-type stars. The "Convection Theorem" is formulated, which says that in cool stars at the stage of primary ionization of hydrogen and helium, convective instability develops independently of the fossil-magnetic-field intensity. Convective turbulization of the fossil magnetic field leads to field weakening to the level of dynamo nonlinear stabilization. Scale estimates of the dynamo field show that the difference of energies of the fossil and dynamo fields must be released in the form of stellar activity during the pre-main-sequence evolution of T Tauri-type stars.

УДК 524.338.5

## ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЯТЕННОЙ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДЛЯ СЛАБО-ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА В ТЕМНЫХ ОБЛАКАХ ТЕЛЬЦА-ВОЗНИЧЕГО

© 1995 г. К. Н. Гранкин, М. А. Ибрагимов, В. Б. Кондратьев,  
С. Ю. Мельников, В. С. Шевченко

*Астрономический институт, Ташкент, Узбекистан*

Поступила в редакцию 05.12.94 г.

Представлены результаты поиска периодических явлений в кривых блеска звезд типа Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS) в темных облаках Тельца-Возничего на основе наблюдений, которые выполнены на г. Майданак с 1990 по 1993 г. Обнаружены периоды вращения 12 WTTS и уточнены периоды вращения 9 WTTS. Периодические изменения интерпретируются как результат вращательной модуляции запятненных фотосфер. Свойства пятен большинства WTTS схожи со свойствами пятен у звезд типа RS CVn. Неожиданным результатом анализа вращательной модуляции является стабильность начальных эпох и периодов вращения WTTS на интервале от 2 до 12 лет. Кроме того, имеет место высокая эффективность обнаружения периодов вращения среди WTTS из рассматриваемой выборки. Стабильность начальных эпох и периодов вращения в течение нескольких лет означает, что активная область каждой WTTS остается все это время на определенном меридиане. Изменения максимального уровня блеска, амплитуды и формы свернутой кривой блеска для некоторых WTTS свидетельствуют о миграции пятен в пределах активной зоны и об изменении их площади. Подтверждена обратная корреляция между периодом вращения и рентгеновским потоком WTTS. Обнаружена сходная зависимость потоков в линиях  $H_{\alpha}$  и  $K\text{ CaII}$  от периода вращения как для WTTS, так и для карликов поздних спектральных типов. Таким образом, механизм активности солнечного типа не противоречит наблюдательным характеристикам этих активных звезд.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновские наблюдения областей активного звездообразования выявили большую популяцию молодых, маломассивных звезд на стадии до главной последовательности [1 - 7]. В отличие от "классических" звезд типа Т Тельца (CTTS), эти звезды характеризуются слабой и узкой эмиссионной линией  $H_{\alpha}$  ( $W(H_{\alpha}) < 10 \text{ \AA}$ ) и незначительными избытками в широком диапазоне длин волн. Несмотря на данные отличия от CTTS, звезды этой популяции кинематически связаны с областями звездообразования, имеют сильную абсорбционную линию  $\text{LiI}$  ( $6707 \text{ \AA}$ ) с  $W(\text{LiI}) > 100 \text{ m\AA}$  и показывают эмиссию в линиях  $H$  и  $K\text{ CaII}$ . Для обозначения этих звезд Хербиг и Белл [8] предложили термин "слабо-эмиссионные" звезды типа Т Тельца (WTTS). К популяции WTTS были отнесены также некоторые звезды из обзора собственных движений [9] и обзора звезд с эмиссией в линиях  $H$  и  $K\text{ CaII}$  [10].

В результате первых программ исследования фотометрической переменности WTTS были обнаружены периодические изменения блеска у 15 звезд [11 - 16]. Значения фотометрических периодов (от 2 до 8 дней) сравнимы с периодами, обнару-

женными у CTTS. Поскольку временная шкала осевого вращения WTTS, оцененная из  $V\sin i$  и звездных радиусов, хорошо согласуется со значениями найденных фотометрических периодов, периодические изменения блеска были интерпретированы вращательной модуляцией звездного излучения холодными пятнами, расположенными на поверхностях этих звезд.

Детальный анализ фотометрической переменности отдельных WTTS показал, что запятненные области, ответственные за вращательную модуляцию, покрывают от 10 до 20% звездной поверхности и холоднее фотосферы на 700 - 1400 K [17]. Средние свойства пятен на WTTS хорошо согласуются с предполагаемыми магнитными полями в 1300 Гс [18] и мало отличаются от свойств пятен на других активных звездах типа RS CVn и BY Dra.

Наиболее необычные свойства запятненных областей на WTTS были получены в результате многолетнего фотометрического мониторинга V410 Tau [19 - 21]. В частности, было установлено, что запятненные области могут существовать на поверхности звезды до 10 лет. При этом они сохраняют довольно устойчивое положение относительно определенного меридиана, выражающее-

ся в неизменности начальной эпохи на протяжении шести и более лет. При этом площадь запятненной зоны может быстро меняться за время от 1 до 2 месяцев, что проявляется в скачкообразном изменении формы и амплитуды фазовой кривой блеска. Анализ изменения профиля линии  $H_{\alpha}$  и потоков излучения в линиях  $H_{\alpha}$  и  $K\text{CaII}$  у V410 Tau [21] привел авторов настоящей работы к мысли, что области с хромосферной эмиссией аналогичны флоккулярным полям на Солнце. Позднее стабильность фотометрических периодов на интервале от 2 до 4 лет была обнаружена еще для трех WTTS (SR9, DI Tau и LkCa7) [22, 23].

Таким образом, анализ многолетних наблюдений избранных WTTS позволил обратить внимание на различие в свойствах периодической составляющей у WTTS и CTTS. Так, если для периодической переменности CTTS характерны неопределенность начальных эпох, отсутствие стабильности (период сохраняется на интервале от 2 недель до нескольких месяцев и меняется от сезона к сезону) и несоответствие фазовых кривых блеска и цвета моделям с холодными пятнами, то для WTTS дело обстоит иначе. Как правило, периодическая составляющая в изменениях блеска WTTS устойчива на интервале от 2 месяцев до нескольких лет, легко выделяется численными методами, наблюдается у большинства WTTS и наилучшим образом соответствует моделям звезд с холодными пятнами.

Перечисленные выше особенности пятенных зон и активных областей WTTS заставляют предположить, что в случае WTTS мы сталкиваемся с активностью, которая очень похожа на активность солнечного типа. В связи с этим изучение свойств вращательной модуляции у статистически значимой подгруппы WTTS на временном интервале в несколько лет представляет особый интерес. Сравнивая свойства WTTS со свойствами других активных звезд поздних спектральных типов (таких, как CTTS, звезды типа RS CVn, BY Dra и (dKe-dMe)-карлики поля и молодых скоплений), мы сможем ответить на некоторые вопросы, связанные с активностью солнечного типа, и продвинуться в понимании эволюции молодых маломассных звезд.

В этой статье мы представляем результаты долговременной фотометрической программы наблюдений 31 WTTS в области звездообразования Телец-Возничий, выполненной между сентябрем 1990 г. и декабрем 1993 г. Целью этой фотометрической программы – обнаружение вращательной модуляции у WTTS, исследование свойств запятненных областей (их размеры, температура, время жизни и т.п.) и поиск возможных корреляционных зависимостей между вращением и активностью WTTS и других активных карликов поздних спектральных типов.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Мы включили в программу наблюдений 25 WTTS, локализованных в темном облаке Телец-Возничий. В нашу выборку вошли все звезды из списка Уолтера и др. [7] ярче  $14^m$  и 4 звезды из обзора Хербига и др. [10] (табл. 1). Мониторинг этих звезд был проведен в сентябре - декабре 1992 г. и сентябре - ноябре 1993 г. Кроме того, две звезды из этого списка (ТАР 29 и ТАР 56) наблюдались также в 1990 и 1991 гг. Помимо этих звезд в программу наблюдений входят 6 WTTS с хорошо известными фотометрическими периодами. Две из них (V410 Tau, DI Tau) наблюдаются с 1986 г. и четыре (V819 Tau, V827 Tau, V830 Tau и V836 Tau) с 1990 г. Кривые блеска для звезд ярче  $13^m.2$  получены на 48-см рефлекторе, для более слабых – на 60-см рефлекторе. Оба телескопа оснащены идентичными UBVR-фотометрами на счете импульсов. Детальное описание аппаратуры, методики наблюдений и обработки дано в работе Шевченко [24]. Обычное время накопления в каждом фильтре ( $B$ ,  $V$  и  $R$ ) составляло 60 с. Звезды слабее  $12^m$  при Луне измерялись только в фильтрах  $B$  и  $V$ . Ошибки наблюдений на 48-см телескопе в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $R$  для звезды  $12^m.5$  составили  $0^m.04$ ,  $0^m.03$ ,  $0^m.02$  соответственно. Основные характеристики фотометрических рядов наблюдений (эпоха, число наблюдений,  $V_{\max}$ ,  $V_{\min}$ ,  $\langle V \rangle$ ,  $\langle B - V \rangle$  и  $\langle V - R \rangle$ ) приведены в табл. 1.

## 3. ПОИСК ПЕРИОДОВ

Поиск периодической составляющей в изменениях блеска WTTS осуществлялся методами "натянутой струны" [25] и "наложения эпох" [26]. Значения пробных периодов варьировались на интервале от 1.5 до 30 сут. Значение минимального пробного периода ограничено скважностью наших наблюдений (одно измерение в ночь), значение максимального составляет около половины интервала одного сезона наблюдений. Критерий "натянутая струна" определялся как сумма расстояний между соседними точками на фазовой кривой блеска, построенной для каждого пробного периода. Во втором методе критерий характеризует меру рассеивания точек относительно средней фазовой кривой. Значения критериев тем меньше, чем меньше дисперсия точек на фазовой кривой. Оба алгоритма являются различными модификациями метода "минимальной дисперсии", который подробно описан в книге Марпла [27].

Анализ кривых блеска показал, что 21 из 31 звезд нашей выборки демонстрируют периодические изменения блеска на всем интервале наших наблюдений. Шевченко и др. [22] и Гранкин [23, 28, 29] подтвердили и уточнили известные ранее периоды для 9 звезд (V819 Tau, V827 Tau, V830 Tau,

Таблица 1. Характеристики наблюдательных рядов WTTS

Звезда	JD 2 440 000+ JD <sub>min</sub> - JD <sub>max</sub>	n	V <sub>max</sub>	V <sub>min</sub>	$\langle V \rangle$	$\langle B - V \rangle$	$\langle V - R \rangle$
DI Tau	7009 - 9275	350	12.73	12.97	12.85	1.59	1.50
V410 Tau	6660 - 9275	520	10.00	11.97	10.90	1.16	1.04
V819 Tau	8126 - 9277	163	13.02	13.30	13.17	1.53	1.48
V827 Tau	8136 - 9277	85	12.24	12.69	12.45	1.40	1.35
V830 Tau	8127 - 9275	181	12.03	12.34	12.19	1.35	1.25
V836 Tau	8143 - 9275	80	13.00	13.63	13.26	1.53	1.40
SAO 76411 A	8854 - 9248	64	8.83	8.94	8.88	0.58	0.50
SAO 76411 B	8854 - 9248	60	10.37	10.45	10.41	0.88	0.73
TAP 4	8853 - 9208	33	12.06	12.22	12.15	0.87	0.82
TAP 9	8858 - 9287	60	12.12	12.23	12.15	1.06	1.01
TAP 10 (A + B)	8953 - 9287	43	11.31	11.40	11.35	0.85	0.81
TAP 11 (A + B)	8853 - 9118	32	12.31	12.43	12.39	0.92	0.86
TAP 14NE	8853 - 9215	25	12.86	12.98	12.91	1.00	0.93
TAP 17	8854 - 9248	62	9.43	9.53	9.48	0.53	0.47
TAP 26	8858 - 9287	60	12.16	12.36	12.27	1.12	0.98
TAP 29	8182 - 9287	139	12.16	12.81	12.44	1.36	1.34
TAP 31	8854 - 9287	103	8.91	9.05	8.98	0.76	0.71
TAP 35	8860 - 9286	78	10.24	10.37	10.30	0.78	0.66
TAP 39	8863 - 9243	49	10.28	10.37	10.32	0.78	0.70
TAP 40	8860 - 9275	62	12.52	12.67	12.59	1.16	1.04
TAP 41	8860 - 9277	62	12.00	12.41	12.19	1.23	1.10
TAP 45	8860 - 9277	53	13.14	13.36	13.22	1.45	1.31
TAP 49	8860 - 9277	48	12.68	12.82	12.75	1.05	0.92
TAP 50	9199 - 9248	40	10.06	10.20	10.13	0.86	0.78
TAP 51S	8860 - 9277	73	10.92	11.02	10.96	0.83	0.73
TAP 56	8182 - 9286	126	10.76	10.98	10.86	1.02	0.88
TAP 57	8857 - 9286	71	11.47	11.73	11.60	1.29	1.13
LkCa 3	8858 - 9251	56	11.98	12.16	12.03	1.50	1.53
LkCa 4	8858 - 9284	63	12.31	12.74	12.55	1.42	1.35
LkCa 15	8859 - 9251	48	11.86	12.61	12.13	1.26	1.13
LkCa 16	8859 - 9251	41	12.49	12.71	12.60	1.52	1.40

V836 Tau, TAP 14, TAP 31, LkCa16, V410 Tau и DI Tau) и впервые обнаружили периодические изменения для 12 WTTS. Возможно, что при другом режиме наблюдений, например, несколько оценок блеска в ночь, остальные звезды из нашей выборки могут показать периодические изменения блеска на интервале от нескольких часов до 1.5 суток. Характерным примером является TAP 14, для которой ранее мы не нашли значимого периода на интервале от 2 до 30 сут. Проссер и др. [30], используя другой режим наблюдений, нашли период в 11.19 ч, который мы подтвердили вслед за ними.

#### 4. МОДЕЛИ ПЯТЕН

Для оценки параметров холодных пятен мы использовали тот факт, что амплитуда периодической составляющей как функция длины волны содержит информацию о размере и температуре запятенных областей [31]. Вычисление этих параметров проводилось при помощи программы, моделирующей форму фазовой кривой блеска. Эта программа позволяет решать фазовые кривые блеска в предположении, что на поверхности звезды имеется группа темных пятен с температурой на 500 - 1500 К ниже окружающей фото-

Таблица 2. Некоторые параметры WTTS с известными периодами вращения

Звезда	Sp	$V \sin i$ , км/с	$A_v$	$R/R_\odot$	$L/L_\odot$	$V_{\text{экв}}$ , км/с	$f, \%$	Начальная эпоха JD 2 440 000+	Период, сут
DI Tau	M0	11 [38]	0.9	2.1	0.8	13.9	1.7	$7002.9 \pm 0.1$	7.64
V410 Tau	K5	71 [38]	0.0	2.6	1.58	70.3	>11.0	$6659.44 \pm 0.01$	1.872095
V819 Tau	K7	<15 [39]	1.2	1.9	0.65	17.2	4.6	$5197.35 \pm 0.05$	5.5354
V827 Tau	K7	23 [39]	0.6	2.1	0.78	27.7	6.7	$4896.0 \pm 0.05$	3.75886
V830 Tau	K7	28 [39]	0.3	2.0	0.71	36.4	4.7	$5252.57 \pm 0.05$	2.74079
V836 Tau	K7	<15 [39]	0.7	1.6	0.44	11.6	11.8	$5252.3 \pm 0.05$	6.755
TAP 14NE	K2	>75 [7]	0.6	0.7	0.26	76.0	3.2		0.46625
TAP 26	K7	68 [7]	0.0	1.1	0.49	22.4	4.5	$8798.86 \pm 0.1$	2.50836
TAP 29	K7	<11 [40]	0.5	2.1	0.98	18.7	12.0	$5998.7 \pm 0.05$	5.6638
TAP 31	G6	>75 [7]	0.3	2.9	6.31	96.0	3.0	$8850.32 \pm 0.1$	1.529
TAP 35	K1	16 [7]	0.0	1.5	2.88	27.4	2.9	$8858.5 \pm 0.1$	2.73
TAP 39	G8	—	0.4	1.6	2.14	21.6	1.6	$8862.04 \pm 0.1$	3.654
TAP 40	K5	17 [7]	0.1	1.1	0.30	34.5	1.8	$8859.8 \pm 0.1$	1.555
TAP 41	K7	27 [7]	0.0	1.6	0.58	32.8	6.2	$8857.8 \pm 0.1$	2.426
TAP 45	K7	<10 [7]	0.6	1.4	0.33	7.1	5.9	$8859.8 \pm 0.1$	9.91
TAP 49	G8	<10 [7]	1.2	0.7	0.46	11.0	1.7	$8857.2 \pm 0.1$	3.32
TAP 50	K0IV	—	0.2	2.0	2.19	32.6	2.9	$9198.16 \pm 0.1$	3.06
TAP 56	K0	20 [7]	0.7	1.6	1.86	36.2	4.2	$8179.8 \pm 0.1$	2.236
TAP 57NW	K7	<10 [7]	0.0	2.0	0.89	10.9	3.0	$8848.7 \pm 0.1$	9.345
LkCa 4	K7	26 [40]	0.7	1.8	0.61	27.5	—	$6299.6 \pm 0.05$	3.3745
LkCa 16	K7	<11 [40]	0.9	2.2	0.83	19.4	1.9	$8857.6 \pm 0.1$	5.6

сферы. Основная идея алгоритма программы заключается в том, что поверхность звезды разбивается равномерной сеткой по углам  $\eta$  и  $\phi$  через  $5^\circ$  и фактически заменяется многогранником с 2592 гранями. Интенсивность, излучаемая элементарной площадкой  $dS$  такого многогранника с координатами  $\eta$  и  $\phi$  на данной длине волны  $\lambda$  под углом  $\gamma$  к нормали, вычисляется по формуле

$$dI = B_\lambda(T) [1 - m(\lambda)(1 - \cos \gamma)] \cos \gamma dS, \quad (1)$$

где  $B_\lambda(T)$  – функция Планка,  $T$  – температура элементарной площадки,  $m(\lambda)$  – коэффициент потемнения к краю.

Полное наблюдаемое излучение звезды получается суммированием потоков в направлении наблюдателя от всех видимых элементарных площадок. При этом проверяется условие попадания элементарной площадки в зону пятна, в этом случае вычисляется функция Планка для температуры пятна. Программа позволяет задавать любое крупномасштабное распределение мелких темных пятен, равных по размерам и температурному контрасту с фотосферой.

Чтобы оценить в первом приближении площадь запятненной поверхности, мы упростим

ли вычислительные процедуры, предположив, что на поверхности звезды расположено одно круглое пятно на широте  $\sim 30^\circ$ . Входными параметрами этой программы являются: температура фотосферы звезды  $T_\phi$ , монохроматическая длина волны  $\lambda$ , коэффициент потемнения к краю  $m(\lambda)$ , угол наклона оси вращения звезды  $i$ , температура пятна  $T_n$  и угловой радиус пятна  $R_n$ .

Эффективная температура фотосферы определялась с использованием шкалы  $Sp - T_{\text{эф}}$  [32]. Коэффициенты потемнения к краю для соответствующих  $T_{\text{эф}}$  были интерполированы из таблиц Рубашевского [33]. Угол наклона оси вращения оценивался из  $V \sin i$  и экваториальной скорости вращения ( $V_{\text{экв}}$ ) (табл. 2). Таким образом, остаются два свободных параметра – температура и угловой радиус пятна.

Для каждой звезды вычислялись зависимости амплитуд  $\Delta V$  и  $\Delta(V - R)$  от разности между температурой фотосферы и пятна ( $T_\phi - T_n$ ) и от углового радиуса пятна ( $R_n$ ). Параметр  $T_\phi - T_n$  варьировался на интервале от 400 до 1400 К с шагом 200 К, а параметр  $R_n$  – на интервале от  $10^\circ$  до  $50^\circ$  с шагом  $5^\circ$ . Положение на такой диаграмме реальных значе-



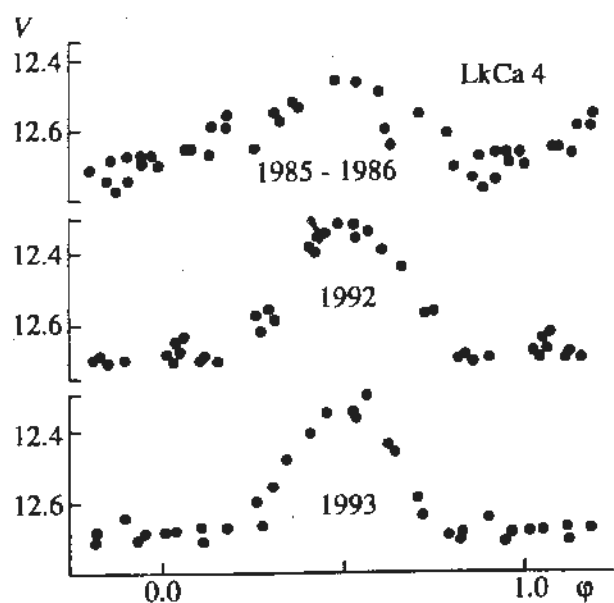


Рис. 1. Фазовая кривая блеска для LkCa 4 по элементам из табл. 2. Наблюдения 1985/86 гг. взяты из работы Врбы и др. [34].

ний  $\Delta V$  и  $\Delta(V - R)$  позволяет оценить температуру и угловой радиус пятна [21].

Как показали Петров и др. [21], использование функции Планка при моделировании диаграммы " $\Delta V - \Delta(V - R)$ " приводит к систематическим ошибкам в определении температуры и углового радиуса пятна. Однако эти ошибки незначительны при статистическом сравнении значений параметров звездных пятен внутри выборки WTTS. Более строгий подход необходим при моделировании кривых блеска и цвета конкретной пятнистой звезды. Корректные значения параметров звездных пятен можно получить, используя эмпирическую калибровку, основанную на измерениях звездных радиусов [21]. Такой подход позволяет не только уточнить модель исследуемой звезды, но и дает возможность проследить за сезонными изменениями параметров пятен, как это было в случае с V410 Tau.

Следует заметить, что для большинства звезд наблюдается изменение амплитуды  $\Delta(V - R)$  от сезона к сезону. В свою очередь, это приводит к большим различиям в оценке эффективной температуры пятна в рамках однопятенной модели. Так, изменение амплитуды  $\Delta(V - R)$  на  $0^m.03$  может изменить оценку  $T_p$  на 500 K. Вместе с тем различие значений  $\Delta(V - R)$  может быть обусловлено не только ошибками фотометрии, но и изменением суммарной площади пятен в пределах активной зоны. В связи с этим мы приводим в табл. 2 только процентное отношение запятненной поверхности к полной поверхности звезды ( $f = ((1 - \cos R_n)/2) \times 100\%$ , где  $R_n$  — угловой радиус

пятна) и не даем оценку для  $T_p$ . Как будет показано ниже, параметр  $f$  является нижней оценкой степени запятненности и на самом деле характеризует неоднородность распределения пятен по поверхности звезды.

Фотометрические кривые блеска для всех звезд хорошо объясняются в рамках нашей модели с холодным пятном. Исключение составляет LkCa4, фазовая кривая блеска которой приведена на рис. 1. В верхней части рисунка показана фазовая кривая по данным Врбы и др. [34]. Форму фазовой кривой по наблюдениям 1992 - 1993 гг. невозможно описать в рамках модели с одним холодным пятном. Более подробное обсуждение моделей фазовых кривых блеска для исследованных звезд мы предполагаем опубликовать позднее.

## 5. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА WTTS И ИХ ПЯТЕННЫХ ЗОН

**5.1. Параметры WTTS.** Воспользовавшись найденными значениями периодов, величин и цветов ( $V$ ,  $B - V$ ,  $V - R$ ), мы оценили полное поглощение, радиусы и светимости WTTS, а также экваториальные скорости вращения (табл. 2). Для учета межзвездного покраснения мы использовали показатель цвета  $V - R$ , так как он меньше всего искажен спектральным вуалированием. Избыток цвета  $E_{V-R}$  получен сравнением соответствующего показателя цвета WTTS с показателем цвета стандартной звезды-карлика того же самого спектрального типа [35]. Как будет показано ниже, найденные из наблюдений спектральные классы WTTS, возможно, искажены наличием больших холодных пятен и фотосферные спектры могут оказаться более ранними. Полное поглощение  $A_v$  вычислялось из соотношения  $E_{V-R}/A_v = 0.27$  [36]. Коррекция за покраснение выполнена для стандартного закона межзвездной экстинкции. Следует заметить, что присутствие на поверхности WTTS больших запятненных областей может не только снизить максимальный блеск, но и исказить цвета  $B - V$  и  $V - R$ . Для уменьшения этого эффекта мы использовали максимальные величины  $V_{max}$  и соответствующие им цвета, так как в максимуме блеска площадь пятен на видимой полусфере минимальна.

Исходя из предположения, что найденные фотометрические периоды являются результатом вращательной модуляции и отражают периоды вращения звезд, мы оценили соответствующие этим периодам экваториальные скорости вращения. Звездные радиусы были определены из соотношения Барнеса-Эванса [37], которое связывает угловой диаметр звезды с ее величиной  $V_b$  и цветом  $V - R$ . При этом предполагалось, что среднее расстояние до области звездообразования Телл-Возничий составляет 140 пс.



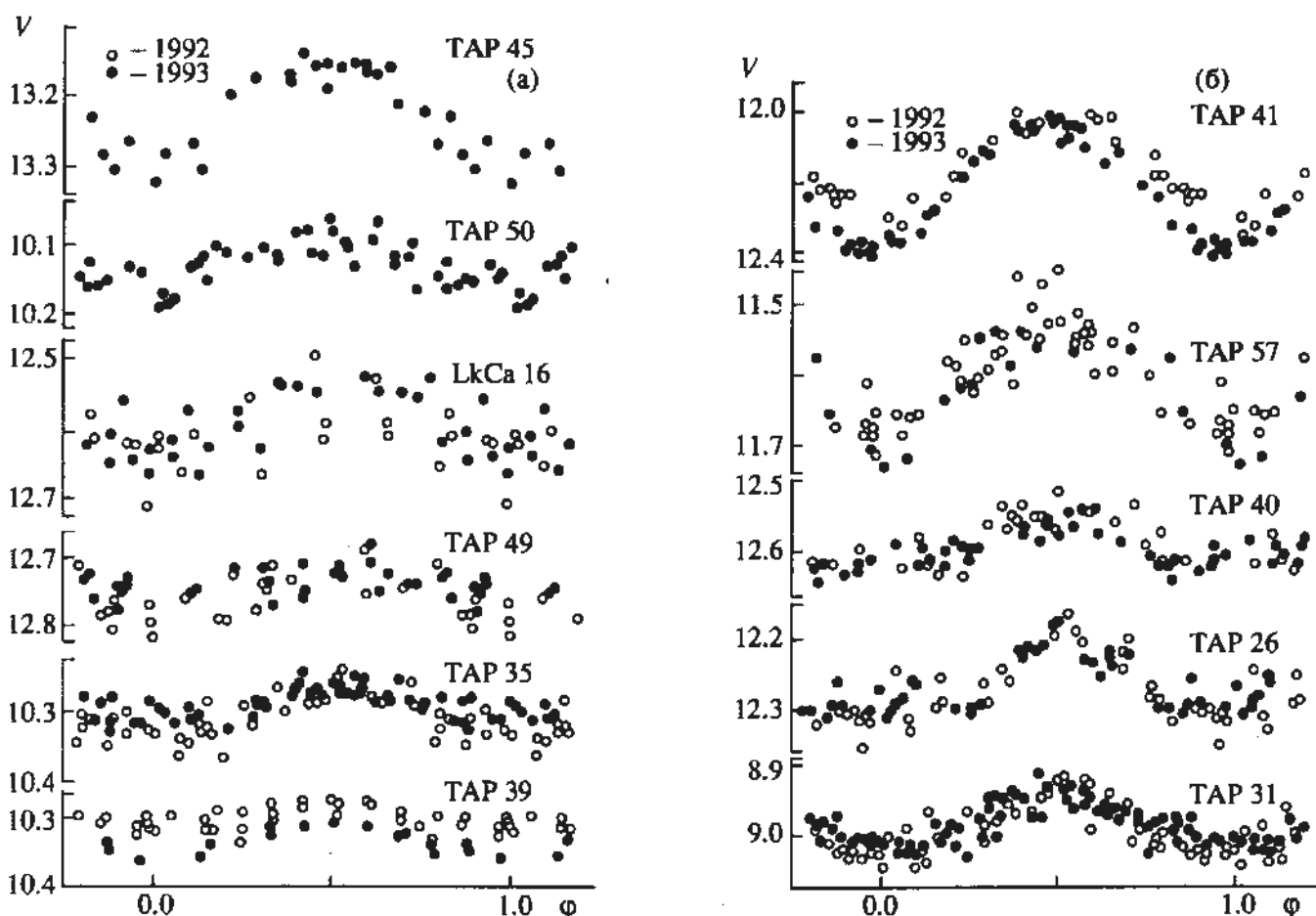


Рис. 2. Фазовые кривые блеска для 11 WTTS. Светлые кружки – наблюдения 1992 г., точки – 1993 г.

В колонках 6 и 7 табл. 2 приведены радиусы и светимости WTTS относительно радиуса и светимости Солнца. Из табл. 2 видно, что значения радиусов находятся в пределах от  $0.7 R_{\odot}$  (TAP 14 и TAP 49) до  $3.9 R_{\odot}$  (TAP 31). Среднее значение по всей выборке WTTS составляет  $1.8 - 2.0 R_{\odot}$ . Большинство CTTS имеют такие же радиусы и светимости.

Практически все звезды из нашей выборки имеют  $V \sin i$  [7, 38 - 40] меньше, чем  $V_{\text{зкв}}$  (табл. 2), что подтверждает правильность нашего предположения относительно связи фотометрических периодов с вращением WTTS. Лишь одна звезда (TAP 26) имеет  $V \sin i$  больше, чем  $V_{\text{зкв}}$ . Мы полагаем, что это связано с ошибкой в измерении  $V \sin i$ .

**5.2. Статистика периодов вращения.** Средний период вращения для 21 WTTS составляет  $4.1 \pm 0.8$  сут, в то время как для CTTS, по данным Бовье [41], он равен 7.6 сут. Следовательно, WTTS вращаются в среднем быстрее, чем CTTS. Интересно отметить, что среди WTTS нет ни одной звезды с периодом вращения в диапазоне от 4 до 5 дней. Аналогичный результат получили Аттридж и Хербст [42] для более полной выборки CTTS и WTTS (TTS). Они заметили, что только одна из 68 TTS имеет период вращения в интервале

от 4 до 5 дней. Объясняя этот факт эффектами селекции, они предположили, что с увеличением выборки дефицит звезд с этими периодами вращения уменьшится. Однако наши данные о вращении WTTS подтвердили дефицит звезд с периодами от 4 до 5 дней.

**5.3. Стабильность фотометрических периодов.** До недавнего времени самой исследованной среди WTTS была V410 Tau. Многолетний мониторинг этой звезды показал, что на ее поверхности более 10 лет существует по крайней мере две запятненные области, которые медленно меняют свой размер и мигрируют по долготе [19, 20]. Фотометрические и спектральные наблюдения полосы оксида титана этой звезды подтвердили гипотезу холодных пятен [21, 43]. Наиболее необычным в поведении пятен на V410 Tau является их устойчивое положение относительно определенного меридиана, проявляющееся в неизменности начальной эпохи фотометрической кривой блеска на интервале наблюдений 1986 - 1992 гг. [21]. При этом иногда происходят быстрые изменения формы и амплитуды фазовой кривой блеска в течение 1 - 3 месяцев, как, например, в 1990 г. Позднее Гранкин [23] и Шевченко и др. [22] обнаружили стабильность

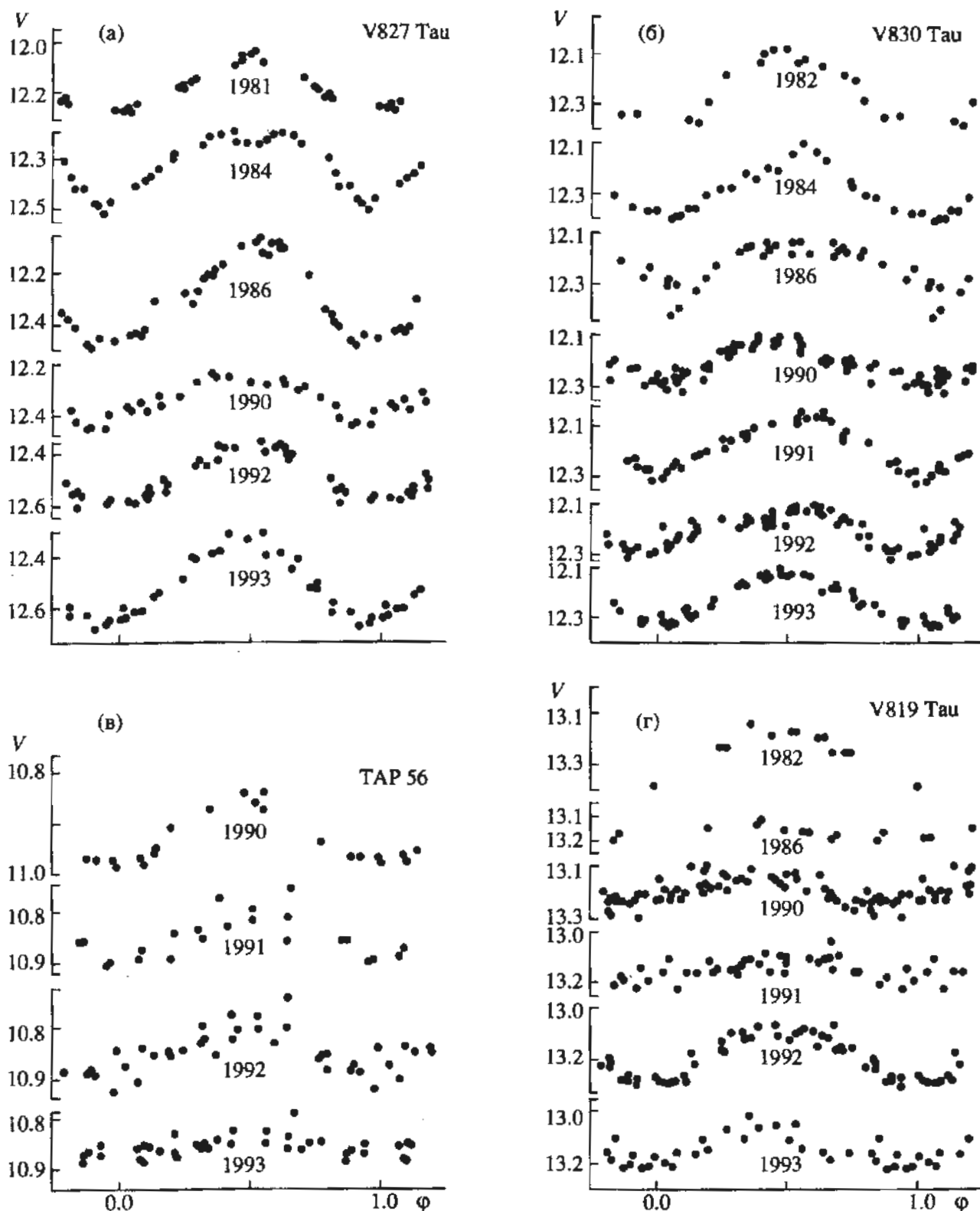


Рис. 3. Фазовые кривые блеска для V827 Tau (а), V830 Tau (б), TAP 56 (в) и V819 Tau (г). Фазовые кривые, соответствующие наблюдениям 1981 - 1986 гг., построены по данным из работ [11 - 13].

начальных эпох и фотометрических периодов на интервале 1990 - 1991 гг. для TAP 29 и на интервале 1986 - 1990 гг. для SR9.

Для исследования возможной стабильности начальных эпох и периодов в кривых блеска 20 WTTS Гранкин [29] подверг периодограммному анализу

все доступные фотоэлектрические наблюдения этих звезд. Для большинства WTTS автор не нашел каких-либо заметных изменений в фазе и частоте их периодических процессов на интервале наблюдений с 1992 по 1993 г. (рис. 2а и 2б). Более того, две звезды (LkCa4, TAP 29) сохраняют свои перн-

оды на интервале 1985 - 1993 гг. и четыре звезды (V819 Tau, V827 Tau, V830 Tau и V836 Tau) — на интервале 1982 - 1993 гг. На рис. 3а, 3б, 3г приведены фазовые кривые блеска для V827 Tau, V830 Tau и V819 Tau соответственно. При уточнении периодов для этих звезд были привлечены *UBVR*-наблюдения других авторов. Из рис. 2 и 3 видно, что положение максимумов и минимумов на фазовых кривых блеска подавляющего числа WTTS практически не меняется на протяжении 2 - 8 лет. Если, как и в случае с V410 Tau, фотометрические периоды обусловлены присутствием холодных пятен, то необходимо признать, что их положение на звездной поверхности и размеры практически не менялись в течение нескольких лет.

**5.4. К вопросу об устойчивости запятневных областей.** Устойчивость периода вращательной модуляции и его фазы для большинства WTTS является наиболее удивительным свойством, в отличие от вращательной модуляции CTTS, где не существует устойчивого периода (за исключением очень небольшой выборки CTTS с малой амплитудой переменности). В этом отношении WTTS сходны со звездами типа RS CVn, которые, как известно, являются тесными двойными системами.

Для звезд типа RS CVn характерен медленный дрейф фаз минимума и максимума фотометрической волны, обусловленной темными пятнами, относительно орбитального периода, что связано с небольшими различиями между орбитальным периодом и периодом вращения запятневого компонента [44]. В случае, когда угол наклона плоскости орбиты RS CVn системы мал и затмений нет, фотометрические кривые блеска звезд этого типа (UX Ari, V711 Tau и S CrB) похожи на таковые для WTTS.

На сегодняшний день известно несколько WTTS (Oph1, Rox 43 и TAP 57), которые показывают вращательную модуляцию (3.81, 3.2 и 9.32 сут. соответственно) и известны как спектрально-двойные системы с орбитальными периодами 144.7, 89.1 и >1000 сут. соответственно [45]. В отличие от звезд типа RS CVn, для них характерно то, что орбитальные периоды не синхронизированы с периодами осевого вращения запятневных компонентов. При этом анализ наших рядов наблюдений показывает высокую стабильность фотометрических периодов этих звезд на интервале от 2 до 4 лет. Поиск двойственности у V410 Tau не дал положительного результата [21]. Эти факты свидетельствуют о том, что устойчивость начальной эпохи не связана с двойственностью.

Как известно из физики Солнца, центры активности имеют тенденцию объединяться в комплексы на избранных "активных" гелиоцентрических долготах. В этих долготных интервалах солнечная активность проявляется существенно сильнее, чем на остальной поверхности Солнца.

При этом активные долготы не меняют своего положения в течение нескольких 11-летних циклов. Вполне возможно, что стабильность фотометрических периодов WTTS обусловлена устойчивостью "активных" долгот, на которых расположены протяженные запятневные области.

**5.5. Эволюция формы и амплитуды фазовых кривых блеска.** Стабильное положение больших запятневных областей на определенных "активных" долготах в течение многих лет не исключает появления или исчезновения отдельных пятен и их групп на более коротких интервалах времени. При этом возможно перемещение пятен или их групп внутри этих областей. Об этом свидетельствует заметное изменение от сезона к сезону формы и амплитуды фазовых кривых блеска у некоторых WTTS (рис. 3). Так, одна из звезд (TAP 56) показала почти полное исчезновение амплитуды периодического процесса от  $0^m.12V$  до  $0^m.025V$  (рис. 3в).

Наибольший интерес представляет то обстоятельство, что от года к году может меняться не только средний уровень блеска, но и звездная величина в максимуме блеска, особенно это характерно для V827 Tau. Вероятно, изменения максимального блеска вызваны изменением суммарной площади пятен на видимой полусфере. В любом случае наше предположение о том, что видимая в максимуме блеска полусфера звезды свободна от пятен, вызывает сомнения. В связи с этим меняется физический смысл параметра  $f$ , приведенного нами в табл. 2. Если в максимуме блеска видимая полусфера покрыта пятнами и их площадь меняется от года к году, то параметр  $f$  характеризует не общую площадь запятневных областей (на самом деле она может быть значительно больше, чем  $f$ ), а степень неоднородности в распределении пятен по долготе. Другими словами, параметр  $f$  является мерой "дифференциальной запятненности" и показывает, во сколько раз запятненность одной полусферы звезды больше запятненности другой полусферы.

**5.6. Активность солнечного типа и вращение WTTS.** Спектры WTTS показывают сходство со спектрами поздних карликов спектральных классов dKе и dMe. У большинства WTTS нет больших близких инфракрасных избытков на 2.2 мкм [46], характерных для CTTS и, надо думать, отсутствуют или весьма слабы оболочки и диски. Действительно, по наблюдениям 16 WTTS в диапазоне от 450 до 1100 мкм не найдено признаков существования холодной пыли [47]. Исключение составляет V836 Tau. Распределение энергии в ее спектре (от 10 мкм до 1100 мкм) согласуется с наличием диска с массой  $0.04 M_{\odot}$ . Кроме того, исследования избранных WTTS показали возможное наличие магнитных полей (1500 Гс для TAP 35) [48], круговую поляризацию (2 - 4% на 5 ГГц) и радиовспышки [49]. Все это позволяет предположить, что в

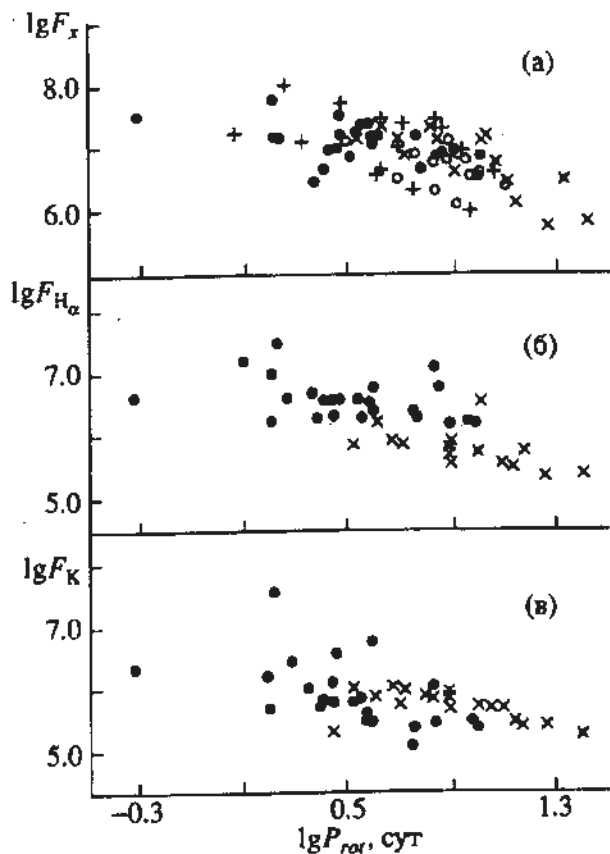


Рис. 4. Зависимость рентгеновского потока (а), потока в линии  $H_{\alpha}$  (б) и в линии  $K\text{ CaII}$  (в) от периода вращения для активных звезд поздних спектральных классов. Точки – WTTS, светлые кружки – CTTS, крестики – звезды типа RS CVn, косые крестики – (dKe – dMc)-карлики главной последовательности.

случае WTTS мы сталкиваемся с активностью, сравнимой с активностью солнечного типа. Таким образом, WTTS являются самыми удобными объектами среди молодых звезд для исследования возможной связи активности солнечного типа с вращением.

Боувье [50] попытался исследовать возможную связь активности WTTS и CTTS с их вращением. Он обнаружил корреляцию между рентгеновским потоком и скоростью осевого вращения этих звезд и нашел, что она хорошо согласуется с аналогичным соотношением для карликов главной последовательности, звезд типа BY Dra и RS CVn. Позднее мы подтвердили существование этой корреляции для выборки звезд типа T Tau из работы [50] и для WTTS из нашей выборки [28]. В то же время такие показатели активности, как эмиссия в линиях  $H_{\alpha}$ ,  $H$  и  $K\text{ CaII}$ ,  $h$  и  $k\text{ MgII}$ , не коррелируют с осевым вращением у подгруппы CTTS. Высокие уровни потоков в этих линиях у CTTS свидетельствуют в пользу дополнительных источников эмиссии, которые являются ответственными за нагрев тех слоев, где эти линии формируются. Боувье [50] заметил, что в отличие от CTTS под-

группа WTTS со слабыми эмиссионными линиями может показать корреляцию между вращением и потоками в упомянутых выше линиях.

Мы нашли корреляцию между осевым вращением и потоками в рентгеновском диапазоне и в линиях  $H_{\alpha}$  и  $K\text{ CaII}$  для нашей выборки WTTS и для других классов поздних спектральных типов, которые показывают активность солнечного типа. Вместе с тем следует заметить, что внутри каждой подгруппы этих звезд такая корреляционная зависимость выражена очень слабо или отсутствует совсем.

Для сравнения активности WTTS с активностью холодных карликов главной последовательности мы построили потоки излучения в рентгеновском диапазоне ( $F_x$ ) и в линиях  $H_{\alpha}$  и  $K\text{ CaII}$  в зависимости от их периодов вращения (рис. 4а, 4б, 4в соответственно). Кроме этого, на рис. 4а приведены рентгеновские потоки для CTTS и звезд типа RS CVn. Потоки излучения в рентгеновском диапазоне и в линиях  $H_{\alpha}$  и  $K\text{ CaII}$  для WTTS взяты из работы [7], для поздних карликов и звезд типа RS CVn – из работы [50].

Для всех звезд на рис. 4а наблюдается общая зависимость  $F_x$  от  $P_{rot}$ . Линейный регрессионный анализ дает следующую зависимость между  $F_x$  и вращением:  $\lg(F_x) = 7.83 - 1.10 \cdot \lg(P_{rot})$ . При этом коэффициент корреляции относительно этой зависимости  $k = 0.6$ .

На рис. 4б поверхностные потоки в линии  $H_{\alpha}$  показаны в зависимости от  $P_{rot}$  для WTTS и холодных карликов главной последовательности. На этом рисунке мы не приводим потоки для CTTS, т.к. эмиссия в  $H_{\alpha}$  у этих звезд возникает в оболочке или диске, в то время как у WTTS и холодных карликов главной последовательности она, по-видимому, формируется в хромосфере солнечного типа. Регрессионный анализ дает уравнение  $\lg(F_{H_{\alpha}}) = 6.91 - 0.95 \cdot \lg(P_{rot})$  и коэффициент корреляции  $k = 0.71$ .

Аналогичная зависимость  $\lg(F_{K\text{ CaII}}) = 6.38 - 0.66 \cdot \lg(P_{rot})$  с коэффициентом корреляции  $k = 0.53$  наблюдается между потоком в линии  $K\text{ CaII}$  и  $P_{rot}$  для WTTS и холодных карликов главной последовательности (рис. 4в). WTTS на последнем рисунке показывают гораздо больший разброс по сравнению с холодными карликами главной последовательности.

Тем не менее наличие зависимости на всех трех графиках рис. 4 дает основание предположить, что вращение WTTS является одним из факторов, влияющих на рентгеновскую светимость этих звезд и потоки в линиях  $H_{\alpha}$  и  $K\text{ CaII}$ . Общность корреляционных зависимостей между параметрами активности и вращением как для WTTS, так и для других звезд поздних спектраль-

ных типов говорит в пользу единой природы этой активности.

Очень важно проследить найденную корреляцию на более широком интервале периодов вращения. В связи с этим особый интерес представляют быстровращающиеся карлики с периодами менее нескольких суток, которые недавно обнаружены в скоплениях  $\alpha$  Персея и Плеядах (см., например, [51]).

В заключение авторы выражают благодарность Американскому астрономическому обществу и Международному научному фонду за финансовую поддержку этой работы, а также искренне признательны Р.Е. Гершбергу, Е.А. Колотилову и П.П. Петрову за дискуссию и ценные замечания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Feigelson E.D., DeCampli W.M. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1981. V. 243. P. L89.
2. Walter F.M., Kuhl L. // *Astrophys. J.* 1981. V. 250. P. 254.
3. Feigelson E.D., Kriss G.A. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1981. V. 248. P. L35.
4. Montmerle T., Koch-Miramond L., Falgarone E. et al. // *Astrophys. J.* 1983. V. 269. P. 182.
5. Walter F.M. // *Astrophys. J.* 1986. V. 306. P. 573.
6. Feigelson E.D., Jackson J.M., Mathieu R.D. et al. // *Astron. J.* 1987. V. 94. P. 1251.
7. Walter F.M., Brown A., Mathieu R.D. et al. // *Astron. J.* 1988. V. 96. P. 297.
8. Herbig G.H., Bell K.R. // *Lick. Obs. Bull.* 1988. № 1111.
9. Jones B.F., Herbig G.H. // *Astron. J.* 1979. V. 84. P. 1872.
10. Herbig G.H., Vrba F.J., Rydgren A.E. // *Astron. J.* 1986. V. 91. P. 575.
11. Rydgren A.E., Vrba F.J. // *Astrophys. J.* 1983. V. 267. P. 191.
12. Rydgren A.E., Zak D.S., Vrba F.J. et al. // *Astron. J.* 1984. V. 89. P. 1015.
13. Bouvier J., Bertout C., Benz W. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1986. V. 165. P. 110.
14. Feigelson E.D., Jackson J.M., Mathieu R.D. et al. // *Astron. J.* 1987. V. 94. P. 1251.
15. Walter F.M., Brown A., Linsky J.L. et al. // *Astrophys. J.* 1987. V. 314. P. 297.
16. Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F. et al. // *Astron. J.* 1989. V. 97. P. 483.
17. Bouvier J., Bertout C. // *Astron. and Astrophys.* 1989. V. 211. P. 99.
18. Appenzeller I., Dearborn D.S.R. // *Astrophys. J.* 1984. V. 278. P. 689.
19. Vrba F.J., Herbst W., Booth J.F. // *Astron. J.* 1988. V. 96. P. 1032.
20. Herbst W. // *Astron. J.* 1989. V. 98. P. 2268.
21. Petrov P.P., Shcherbakov V.A., Berdyugina S.V. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1994. V. 107. P. 9.
22. Shevchenko V.S., Grankin K.N., Ibragimov M.A. et al. // *Inform. Bull. Var. Stars Com.* 27 IAU. 1991. № 3652.
23. Grankin K.N. // *Inform. Bull. Var. Stars Com.* 27/42 IAU. 1991. № 3720.
24. Шевченко В.С. Ас/Ве звезды Хербига. Ташкент: Фан, 1989. 264 с.
25. Dworetzky M.M. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1983. V. 203. P. 917.
26. Пельт Я. Частотный анализ астрономических временных рядов. Таллин: Валгус, 1980. 134 с.
27. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.
28. Grankin K.N. // *Inform. Bull. Var. Stars Com.* 27/42 IAU. 1993. № 3823.
29. Grankin K.N. // *Inform. Bull. Var. Stars Com.* 27/42 IAU. 1994. № 4042.
30. Prosser C.F., Schild R.E., Stauffer J.R. et al. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1993. V. 105. P. 269.
31. Torres C.A.O., Mello S. // *Astron. and Astrophys.* 1973. V. 27. P. 231.
32. Cohen M., Kuhl L.V. // *Astrophys. J. Suppl.* 1979. V. 41. P. 743.
33. Рубашевский А.А. // Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв. 1985. № 58. С. 389.
34. Vrba F.J., Chugainov P.F., Weaver Wm.B. et al. // *Astron. J.* 1993. V. 106. P. 1608.
35. Johnson H.L. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1964. V. 4. P. 193.
36. Johnson H.L. Stars and Stellar Systems: The Interstellar Medium. / Eds. Middlehurst et al. Chicago: University of Chicago, 1964.
37. Barnes T.G., Evans D.S. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 174. P. 489.
38. Hartmann L.W., Hewett R., Stahler S. et al. // *Astrophys. J.* 1986. V. 309. P. 275.
39. Mundt R., Walter F.M., Feigelson E.D. et al. // *Astrophys. J.* 1983. V. 269. P. 229.
40. Hartmann L.W., Soderblom D.R., Stauffer J.R. // *Astron. J.* 1987. V. 93. P. 907.
41. Bouvier J., Cabrit S., Fernandez M. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1993. V. 272. P. 176.
42. Attridge J.M., Herbst W. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1992. V. 398. P. L617.
43. Herbst W., Leveault R.M. // *Astron. J.* 1990. V. 100. P. 1951.
44. Catalano S. Activity in Red-Dwarf Stars. IAU Coll. № 71 / Eds. Byrne P.B. et al. Dordrecht: Reidel Publ. Comp., 1983. P. 343.
45. Zakirov M.M., Azimov A.A., Grankin K.N. // *Inform. Bull. Var. Stars Com.* 27/42 IAU. 1993. № 3898.

46. *Strom K.M., Strom S.E., Edwards S. et al.* // *Astron. J.* 1989. V. 97. P. 1451.
47. *Skinner S.L., Brawn A., Walter F.W.* // *Astron. J.* 1991. V. 103. P. 1742.
48. *Basri G., Marcy G.W., Valent J.A.* // *Astrophys. J.* 1992. V. 390. P. 622.
49. *White S.M., Pallavicini R., Kundu M.R.* // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 259. P. 149.
50. *Bouvier J.* // *Astron. J.* 1990. V. 99. P. 946.
51. *Stauffer J.R., Hartmann L.W., Jones B.F.* // *Astrophys. J.* 1989. V. 346. P. 160.

## Photometric Study of the Properties of Spot Rotational Modulation in Weak Line T Tauri Stars

© 1995 г. **K. N. Grankin, M. A. Ibragimov, V. B. Kondrat'ev, S. Yu. Mel'nikov, and V. S. Shevchenko**

Results are presented of a search for periodicities in the light curves of T Tauri stars with weak emission lines (WTTS) in dark clouds in Taurus-Auriga using data obtained in Maidanak in 1990-1993. Rotational periods were discovered for 12 WTTS and refined for another 9 WTTS. The periodic variations are interpreted as the result of rotational modulation of a spotted photosphere. Properties of the spots for the majority of WTTS are similar with those of RS CVn stars. A fundamental result of the analysis of rotational modulation is the stability of the zero epochs and rotational periods of WTTS in intervals from 2 to 12 years. In addition, there is a high detection rate of rotational periods amongst WTTS in the sample considered. The stability of the zero epochs and rotational periods over several years indicates that the active region in each WTTS remains on a definite meridian over this time scale. Variations in the maximum brightness level, the amplitude and the shape of the light curve decline for several WTTS is evidence for migration of spots in the limits of an active zone and for variations in their area. The inverse correlation between the rotational period and X-ray flux of WTTS is confirmed. Similar dependences of the  $H_{\alpha}$  and CaII  $K$  line fluxes on rotational period were discovered for WTTS and for late-spectral-type dwarfs. Thus, a Solar activity mechanism does not contradict the observational characteristics of these active stars.

УДК 524.6-34

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТЕЙ СОЛНЦА ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ КЛАССАМ

© 1995 г. С. В. Верещагин, Н. В. Чупина

Институт астрономии, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30.09.94 г.

Обсуждаются построенные по каталогам распределения звезд по МК-спектрам и показателям цвета  $B-V$ . Показано, что немонотонность распределения  $B$ -звезд поля возникает из-за примеси звезд  $OB$ -ассоциаций и пояса Гульда. Существование дефицита звезд – карликов спектральных классов  $A5-F5$  подтверждается статистикой звезд из фотометрических каталогов.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о немонотонности спектра масс ( $CM$ ) звезд околосолнечных окрестностей не нов. На протяжении нескольких десятков лет он привлекает внимание исследователей [1 - 6]. Установлено, что наблюдаемый  $CM$  не является гладким: около значения  $4 M_{\odot}$  и на интервале  $1.5 - 2.5 M_{\odot}$  замечены минимумы. Для их объяснения были предложены гипотезы о различиях звездообразования внутри спиральных рукавов и в межрукавном пространстве [4], о вспышках звездообразования в галактическом диске [5], об особенностях гравитационной фрагментации внутри газомолекулярных облаков [6] и другие.

В данной работе мы рассмотрели факторы, приводящие к отклонениям  $CM$  от монотонности. К ним относятся пространственно-кинематическая неоднородность звездного населения галактического диска и особенности спектральных каталогов. Использованы распределения звезд по спектральным классам, практически эквивалентные  $CM$ , так как масса однозначно связана со спектральным классом. Статистика проведена по каталогам из фонда Центра астрономических данных Института астрономии РАН, содержащим МК-спектры, положения, собственные движения и лучевые скорости звезд поля, рассеянных звездных скоплений и ассоциаций.

### 2. РАССЕЯННЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Из каталога CSI с дополнительными данными [7] мы выбрали звезды  $V$  класса светимости с  $UBV$ -фотометрией, спектральной МК-классификацией, собственными движениями и лучевыми скоростями. В нашем распоряжении оказалась 4371 звезда, для каждой из которых мы вычислили фотометрическое расстояние и компоненты вектора пекулярной скорости. Поглощение света межзвездной средой учитывалось с помощью избытков цвета, которые также брались из [7].

На рис. 1 показано распределение звезд полученной выборки по спектральным классам. Как и ожидалось, оно явно немонотонно: кроме нерегулярной немонотонности, связанной со случайными колебаниями численностей звезд в соседних спектральных подклассах, заметны глубокие провалы на интервалах спектров  $B7 - B8$  и  $A5 - F5$ , происхождение которых явно неслучайно. После перевода в шкалу масс с помощью калибровки "спектр-масса" из [8] оказывается, что их положения совпадают с упомянутыми во введении минимумами  $CM$ .

Для того чтобы избежать возможного влияния субъективных факторов, связанных с компилятивным характером каталога [7], мы сравнили по отдельности распределения по спектрам для звезд, входящих в различные каталоги, послужившие источниками данных для [7]. Оказалось, что на них заметны такие же минимумы, как и на рис. 1. Были рассмотрены звезды, имеющие только  $UBV$ -фотометрию, МК-спектры, лучевые скорости.

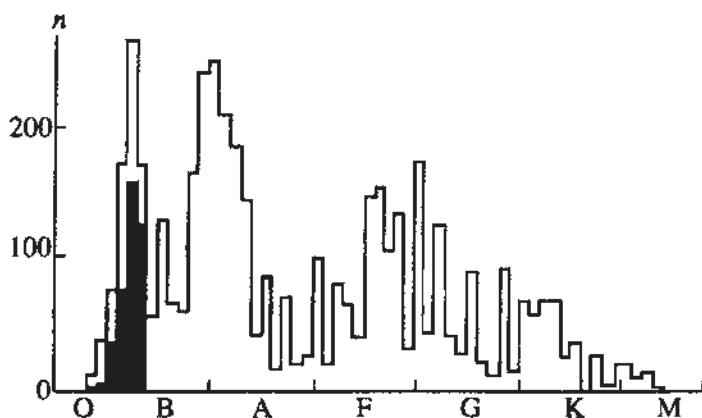


Рис. 1. Распределение по спектральным классам выборки звезд  $V$  класса светимости из каталога [7] с известными МК-спектрами,  $UBV$ -фотометрией и пространственными скоростями. Для звезд, входящих в состав скоплений, ассоциаций и пояс Гульда, гистограмма закрашена.

Результаты отождествления звезд нашей выборки с OB-ассоциациями и молодыми рассеянными скоплениями

Номер по [14]	Название ассоциации или скопления	Число звезд в пределах 100 пс от центра
1	Coll 359	20
4	Cyg OB7	2
6	Lac OB1	1
11	Per OB3	47
12	Per OB2	2
13	Mon OB1	2
14	Ori OB1	21
16	Coll 121	2
17	Coll 140	20
18	Vela OB2	7
19	Sco OB2	39
20	M6	6

Известно, что в ближайших окрестностях Солнца расположены несколько рассеянных звездных скоплений и ассоциаций. Самые близкие из рассеянных скоплений – это Волосы Вероники, Гиады и Большая Медведица (внутри которого находится Солнечная система). Перечисленные скопления являются движущимися, поэтому для отбора звезд – членов этих скоплений, кроме обычно используемых координат и скоростей, существует дополнительный критерий [9]. Он позволяет выявить звезды, движущиеся в пространстве в том же направлении, что и скопление в целом. Используя эту методику, а также сравнив прямоугольные координаты и компоненты векторов пекулярных скоростей, мы обнаружили, что 112 звезд входят в состав перечисленных

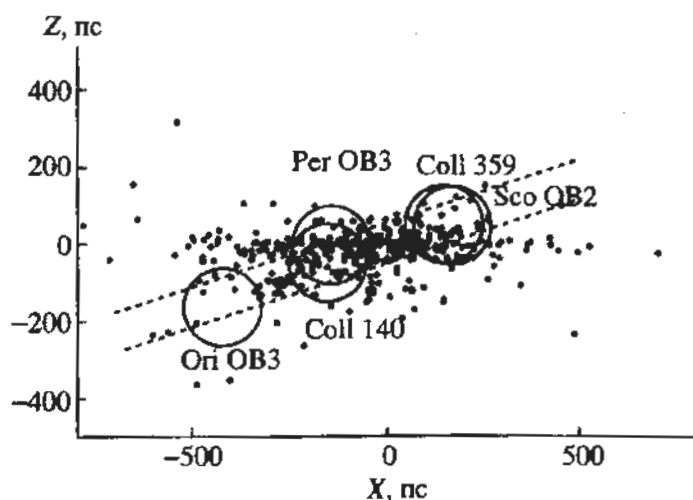


Рис. 2. Распределение в плоскости ZX звезд спектральных классов O - V3. Штриховыми линиями выделен пояс Гульда, окружностями – ближайшие OB-ассоциации.

скоплений или связаны с ними общим движением в пространстве. Эти звезды удовлетворяют условиям для группового движения [9]:  $\Delta V_r \leq 5$  км/с и  $\Delta \theta \leq 10^\circ$ . Соответственно обозначены разности лучевых скоростей и позиционных углов собственного движения скопления в целом и проверяемой звезды. Радианты скоплений брались из [8].

Для отождествления со звездами, входящими в состав этих скоплений, мы использовали каталоги звезд – членов скоплений Coma, UMa и Hyades [10 - 12]. Из-за малой численности звезд скоплений в нашей выборке, они не повлияли на вид распределения на рис. 1.

Примерно то же, что и о скоплениях, можно сказать и о T-ассоциациях. Рассматривались ассоциации Tau T1, Tau T2, Sco T1 и Del T1, ближайшая из которых находится на расстоянии 170 пс от Солнца. Звезд спектрального класса F, в основном населяющих эти ассоциации, на таких расстояниях в нашей выборке практически нет. Присутствует незначительное число A-звезд, расположенных в направлении группы ассоциаций Возничего–Тельца.

### 3. В-ЗВЕЗДЫ: ВЛИЯНИЕ ОБ-АССОЦИАЦИЙ

Звезды спектральных классов V1 - V3, образующие максимум на рис. 1, представляют группу, в значительной степени неоднородную по своему составу. Часть из них принадлежит полю, а другая, большая часть, OB-ассоциациям и поясу Гульда.

Общее количество звезд V1 - V3 в нашей выборке 686. Мы исключили 106 из них с пекулярными скоростями, превышающими 60 км/с, природа которых до сих пор не выяснена [13]. Далее, мы провели отождествление с “Каталогом звезд, входящих в состав OB-ассоциаций и молодых скоплений” [14]. Сравнивались экваториальные координаты и звездные величины в фильтре V. Оказалось, что 42 звезды нашей выборки входят в состав OB-ассоциаций. Кроме того, как показал анализ, еще 152 звезды, по всей вероятности, ранее входили в их состав: они расположены на расстояниях, не превышающих 100 пс от геометрических центров ассоциаций (таблица).

Как видно из рис. 2, значительная часть звезд (285) расположена в пространстве, занимаемом поясом Гульда, куда также попадают и некоторые из рассматриваемых ассоциаций. Таким образом, в области максимума на интервале спектральных классов V1 - V3 доля звезд, не принадлежащих полю, составляет более 70% от общего их числа.

Итак, если говорить о В-звездах поля, то после учета звезд, входящих в состав ассоциаций, пояса Гульда, и “быстролетающих” звезд, максимум на интервале V1 - V3 практически полностью исчезает и распределение по спектрам приобретает гладкий вид. Таким образом, “провал” на интервале



В7 - В8, обнаруженный в работах [2, 3] и не получивший до сих пор надежного объяснения, связан с примесью звезд, не принадлежащих полю.

Отметим, что рис. 2 позволяет сделать оценку размеров пояса Гульда: по Z-координате он простирается от  $-200$  до  $100$  пс, а по расстоянию от Солнца – до  $400$  пс.

#### 4. А, F-ЗВЕЗДЫ

На рис. 3 показаны распределения звезд по спектральным классам из Каталога звездных идентификаций [7] и каталога HD [15]. Звезды различных классов светимостей выделены в отдельные группы. Как видно из рис. 3а, основную массу звезд составляют карлики и гиганты, которые распределены неравномерно: карлики концентрируются около спектральных классов А0 и F7, а гиганты – около К0. Сверхгиганты малочисленны и на форму гистограммы не влияют.

Таким образом, данные наблюдений свидетельствуют о том, что распределения звезд по спектральным классам явно немонотонны и каждый из максимумов связан со звездами определенного класса светимости. Дефицит карликов со спектрами А5 - F5, хорошо заметный на рис. 3, соответствует интервалу масс  $1.5 - 2.5 M_{\odot}$  и давно обсуждается в литературе (см. введение). Мы хотим обратить внимание лишь на то, что указанный дефицит хорошо заметен на распределении звезд всех классов светимостей, хотя он обусловлен только карликами.

Исходя из сказанного ясно, что, во-первых, обсуждаемые в данной работе особенности спектральных распределений характерны и для спектра масс и, во-вторых, для исследования спектра масс можно использовать не только спектральные каталоги, позволяющие легко выделять карлики, но и фотометрические каталоги, в которых разделение звезд по классам светимостей затруднительно. Это важно по той причине, что в настоящее время фотометрические данные значительно превосходят по численности спектральные: так, в [16] около трех миллионов звезд имеют звездные величины, приблизительно соответствующие цветам В и V системы *UBV*, тогда как звезд с МК-спектрами насчитывается около ста тысяч [7].

Возникает вопрос, не связана ли немонотонность распределения звезд по спектрам с какими-либо особенностями самого старого спектрального каталога HD [15], ставшего базовым для большинства современных спектральных каталогов. Например, в [17] – около 40% звезд HD, в [18] – 80%. Как видно из рис. 3б, в HD явно заметен обсуждаемый дефицит звезд на интервале спектральных классов А5 - F5.

Остается не совсем ясной причина расхождения гистограмм на рис. 3а и 3б. На первой (CSI) мы ви-

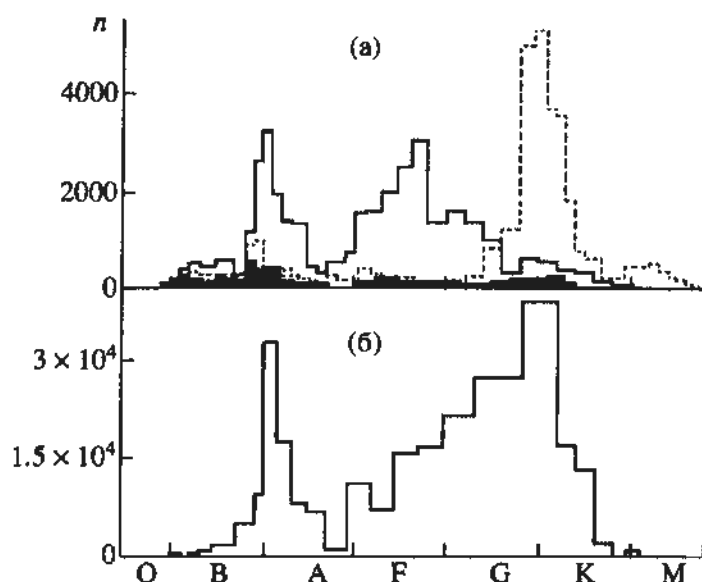


Рис. 3. Распределение по МК-спектрам звезд каталога [7] (а) и каталога HD [15] (б). Непрерывная линия – карлики, штриховая – гиганты, закрашена гистограмма для сверхгигантов.

дим три максимума, а на второй (HD) – только два. Вполне вероятно, что это отличие связано с неточностями спектральной классификации в каталоге HD. Так, согласно оценкам ошибок спектральной классификации каталога HD, сделанным в [19] путем сравнения данных из трех независимых каталогов, на спектральном интервале F5 - G5 ошибка составляет 3.7 спектральных подкласса, тогда как на соседних интервалах она не превышает 1.8. Таким образом, немонотонность на интервале F5 - G5 могла оказаться “замыгтой” из-за ошибок в спектральной классификации.

Статистика, проводимая по звездам каталога HD, может оказаться искаженной субъективным отбором звезд, а также ограниченной чувствительностью фотоматериалов того времени к “зеленым” лучам. Как известно, работа по созданию каталога HD началась в конце прошлого века практически одновременно с появлением астрофотографии. При этом полнота каталога обеспечивалась до предельной звездной величины  $m_v = 8.25^m$ . Как известно [20], спектральная чувствительность фотоэмульсии  $S_{\lambda}$  на интервале длин волн от  $4000$  до  $5000 \text{ \AA}$ , на котором обычно производится спектральная классификация, уменьшается на величину  $\lg(S_{4000}/S_{5000}) = 0.5$ . В звездных величинах это составит  $\Delta m = 2.5 \lg(S_{4000}/S_{5000}) = 1.25^m$ . Исходя из этой оценки, можно было бы ожидать понижения  $m_v$  на величину  $\Delta m$  и падения численности звезд, максимум излучения которых приходится на интервал  $\Delta \lambda \approx 4500 - 5000 \text{ \AA}$  (“зеленых” звезд). Весьма кстати, это оказываются звезды спектральных классов А5 - F5. Однако такого не происходит по следующим причинам. Во-первых, спектраль-

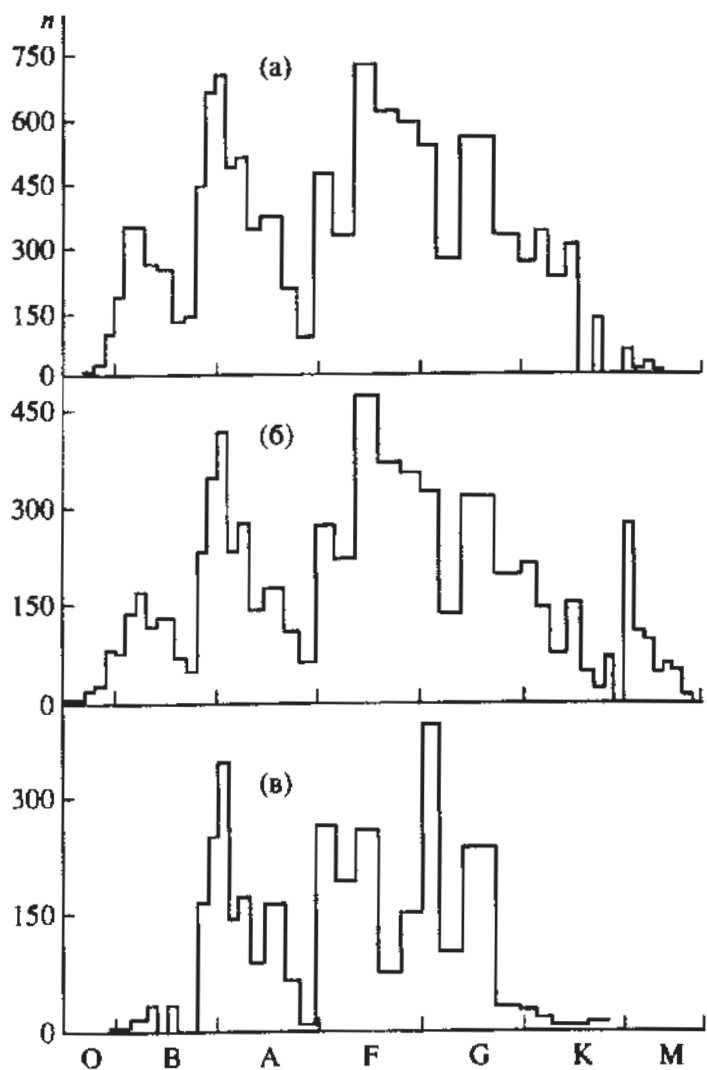


Рис. 4. Распределение по МК-спектрам звезд V класса светимости из каталогов [17] (а), [18] (б) и [21].

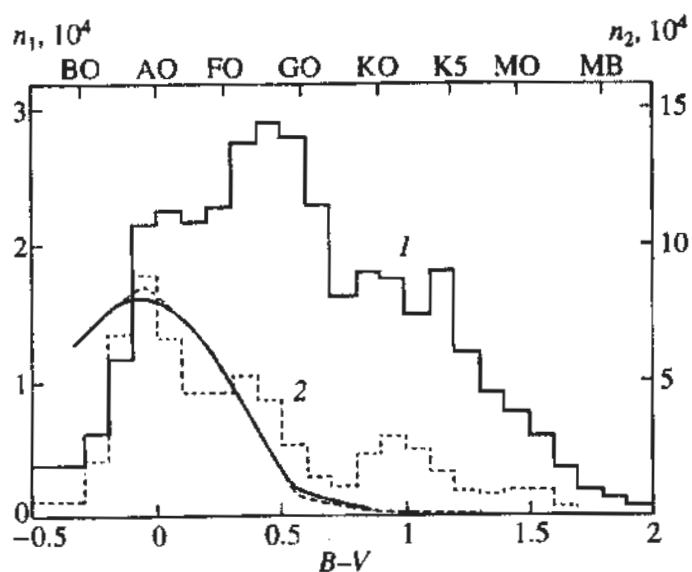


Рис. 5. Распределения по  $B-V$  звезд каталога ТПС [16]: 1 – все звезды с известными  $B$  и  $V$  (354754 звезд), 2 – звезды ярче  $8^m$  (26282 звезды). Гладкая кривая – теоретическое распределение (см. текст).

ная классификация производится по интенсивностям спектральных линий, расположенных на всем интервале от  $H_\epsilon$  до  $H_\gamma$ , а не по тому участку спектра, где находится максимум излучения. Во вторых, пригодность спектрограмм на фотопластинке для классификации определяется в первую очередь яркостью звезды, а не ее цветом.

Влияние субъективности проявляется при составлении программы наблюдений, в частности при подборе экспозиции для исследуемой звезды и звезды-стандарта, расположенных в одной и той же области неба. По всей вероятности, это удастся сделать не для всех звезд. Так, рассматривая звездные карты к каталогу [21], мы обнаружим, что далеко не все достаточно яркие звезды попали в каталог. Обратившись к рис. 4, мы видим, что распределения по спектрам, построенные для современных каталогов, в том числе и для [21], имеют сходный вид. Вернувшись к рис. 3, можно убедиться, что аналогичный вид имеют и распределения, построенные по каталогам CSI и самому старому из спектральных каталогов – HD. О различии в числе максимумов говорилось выше. Нужно добавить лишь, что распределения на рис. 4 построены для карликов и по этой причине в них мало К-звезд. Следовательно, если какая-либо субъективность при отборе звезд для спектральной классификации существует, то она, скорее всего, одинакова для всех спектральных каталогов. Общей чертой этих каталогов является немонотонность спектральных распределений.

Зададимся вопросом о том, не является ли упомянутая выше закономерность свойством только спектральных каталогов. На рис. 5 представлены распределения по показателю цвета  $B-V$ , полученные по фотометрическому каталогу [16] (ТПС). Последний является наиболее полным фотометрическим каталогом приблизительно до  $B = 12.8^m$ . Показатель цвета  $B-V$  для наших целей аналогичен спектру, поскольку оба являются температурными характеристиками звездных атмосфер и имеют однозначную взаимосвязь [8]. Зависимость между ними нелинейна, но она не приводит к дополнительной немонотонности спектральных распределений [22]. В отличие от спектров, показатели цвета подвержены влиянию поглощения света межзвездной средой. Так, величина покраснения в среднем составляет  $0.6^m$ /кпс для звезд ранних спектральных классов. За счет покраснения  $B$ -звезды на гистограмме 1 на рис. 5 сдвигаются вправо, приводя к искажению истинного распределения. Таким образом, эта гистограмма искажена влиянием поглощения света межзвездной средой и дает лишь самое общее представление о звездном составе ТПС. При переходе к предельной звездной величине  $B_0 = 8^m$  влияние покраснения практически исчезает, поскольку остаются только близкие звезды: гистограмма 2 на рис. 5. По виду она оказывается похожей на ги-

стограммы для спектральных каталогов, приведенные на рис. 3: появляются три более или менее выраженных максимума при  $B-V = 0.3$  и  $1.0$ . Последний обусловлен гигантами. На интервале  $B-V = 0.1 - 0.3$ , соответствующем обсуждаемому спектральному интервалу A5 - F5, заметен дефицит звезд.

Дополнительное подтверждение существования этого дефицита дает сравнение гистограммы 2 с теоретическим распределением, также приведенным на рис. 5. Оно получено в рамках модели звездообразования в околосолнечных окрестностях с постоянным темпом звездообразования и солпитеровской начальной функцией масс [23] и представляется формулой

$$n = kM^{-1.35} \tau v_0 d \lg M / 2\beta, \quad (1)$$

где  $n$  – число звезд на интервале масс от  $\lg M$  до  $\lg M + d \lg M$ ,  $\tau$  – время жизни звезды,  $\beta$  – расстояние от галактической плоскости, на котором звездная плотность убывает в  $e$  раз,  $v_0$  – объем сферы полной исчерпанности с радиусом  $r_0 = 10^{0.2(\beta_0 - M_0) + 1}$  и  $k$  – коэффициент нормировки. Значение предельной звездной величины выборки  $B_0 = 8^m$  то же, что и для выборки, использованной для построения гистограммы 2. Формула (1) получена путем перехода от звездной плотности  $\rho = kM^{-1.35}$ , выраженной через функцию звездообразования, к числу звезд. При этом использована связь плотности со звездной численностью и парциальным объемом, занимаемым звездами указанного выше интервала масс  $\rho = 2\beta n / v_0 d \lg M$ . Полученная кривая переведена из шкалы масс к спектральной шкале с помощью калибровки “спектр–масса” из [8]. Резкое расхождение данной кривой с наблюдаемой (гистограмма 2) для значений  $B-V > 0.5$  вызвано присутствием гигантов (теоретическая кривая учитывает только карлики [23]).

Вернемся к “провалу” на интервале A5 - F5. При сравнении гистограммы 2 на рис. 5 с теоретической кривой он отчетливо заметен, чем косвенно подтверждается его значимость. Провести какую-либо дополнительную проверку затруднительно, поскольку, во-первых, точность приведенных в ПС значений  $B-V$ , равная 0.1, не позволяет уменьшить шаг гистограммы 2 и, во-вторых, из-за эффекта наблюдательной селекции трудно использовать какие-либо другие фотометрические каталоги. Так, в [24] показано, что в основных каталогах  $UBV$ -фотометрии слабые звезды расположены вблизи рассеянных скоплений, ассоциаций и избранных областей неба, в которых расположены фотометрические стандарты. По этой причине результаты статистики будут искажены повышенной долей звезд – членов скоплений и ассоциаций. Таким образом, следует при-

знать, что в ПС, так же как и в спектральных каталогах, существует дефицит звезд спектральных классов A5 - F5.

## 5. ВЫВОДЫ

Итак, мы показали, что в выборке звезд поля примесь звезд из ОВ-ассоциаций и пояса Гульда приводит к немонотонности спектра масс на интервале спектральных классов В7 - В8. Тот факт, что после их учета некоторый избыток ранних В-звезд поля остается, свидетельствует о том, что часть из оставшихся звезд также входит в состав пояса Гульда и ОВ-ассоциаций.

Дефицит звезд на интервале спектральных классов A5 - F5 остается ощутимым по данным наиболее полного в настоящее время фотометрического каталога ПС. Таким образом, эта особенность спектра масс не связана с тем, какого типа каталог используется: спектральный или фотометрический.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку (код проекта 95-02-04260).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пискунов А.Э., Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р. // Письма в “Астрон. журн.”, 1979. Т. 5. С. 81.
2. Mermilliod J.-C. // *Astron. and Astrophys.* 1976. V. 53. P. 289.
3. Gerasimovic B.P. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1931. V. 91. P. 537.
4. Gusten R., Mezger P.G. // *Vistas in Astron.* 1983. V. 26. P. 159.
5. Scalo J.M. // *Starburst and Galaxy Evolution (22d. Rencontre de Moriond) / Ed. Montmerle T. Paris: Editions Frontieres, 1987. P. 445.*
6. Fleck R.C., Jr. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1982. V. 201. P. 551.
7. Ochsenbain F. // *Centre de Donnees Stell. Inform. Bull.* 1983. V. 25. P. 114.
8. Аллен К.У. *Астрофизические величины*. М.: Мир, 1977. 446 с.
9. Холопов П.Н. *Звездные скопления*. М.: Наука, 1981. 479 с.
10. Артюхина Н.М., Холопов П.Н. // *Астрон. журн.* 1966. Т. 43. С. 567.
11. Eggen O. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1960. V. 118. P. 2.
12. Van Altena W.F. // *Astron. J.* 1969. V. 74. P. 2.
13. Pawlowicz L.M., Herbst W. // *Astron. and Astrophys.* 1980. V. 86. P. 68.
14. Humphreys R.M., McElroy D.B. *Catalogue of Stars in Stellar Associations and Young Clusters*. Univ. of Minnesota, 1984.

15. Cannon A.J., Pickering E.C. 1918 - 1924. The Henry Draper Catalogue. Ann. Astron. Obs. Harvard College. v. 91 - 99.
16. Egret V., Videlon P., McLean B.J., et al. // Astron. and Astrophys. 1992. V. 258. P. 217.
17. Jaschek C., Conde H., de Sierra A.G. // Catalogue of Stellar Spectra Classified in de Morgan-Keenan System. La Plata. 1964.
18. Buscombe W. MK Spectral Classification. 3-rd General Catalogue. Evanston. 1977.
19. Бартая Р.А. // Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв. 1979. Т. 51. 316 с.
20. Брейдо И.И., Маркелова А.А. // Известия ГАО в Пулкове, 1958. Т. 21. Вып. 3. № 162. С. 162.
21. Бартая Р.А. // Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв. 1979. Т. 50. 239 с.
22. Верещагин С.В. // Письма в "Астрон. журн.". 1982. Т. 8. С. 546.
23. Miller G.E., Scalo J.M. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. V. 41. P. 513.
24. Верещагин С.В., Чупина Н.В. // Астрон. журн. 1995 (в печати).

## Peculiarities of Spectral Type Distribution for Stars in the Solar Neighborhood

© 1995 г. S. V. Vereshchagin and N. V. Chupina

We discuss the distribution of stars by MK spectral types and (B-V) color indices, based of published catalog data. It was shown that the distribution of field B stars is nonmonotonic because of contamination by stars of OB associations and Gould's belt. Statistical analysis of stars in photometric catalogs confirms the deficit of A5 - F5 dwarfs.

УДК 523.98

## СВЕРХТОНКАЯ ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ВСПЫШЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА КАК ОТРАЖЕНИЕ ГИРОСИНХРОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

© 1995 г. А. Н. Мосунов, Ю. Е. Чариков

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 04.10.93 г.

Предложена интерпретация вспышечного микроволнового радиоизлучения Солнца с тонкой временной структурой гиросинхротронным мазерным механизмом. Получены значения для коэффициента поглощения  $\mu_{\omega_j}$  и излучательной способности  $a_{\omega_j}$  обыкновенной и необыкновенной волн в холодной магнитоактивной плазме с гауссовским пучком электронов умеренно релятивистских энергий. Показано, что в дискретных узкополосных областях частот вплоть до седьмой гармоники гирочастоты для углов наблюдения  $\alpha > 70^\circ$  коэффициент  $\mu_{\omega_j}$  отрицателен, т.е. возникает гиросинхротронная неустойчивость, приводящая к мазерному механизму генерации излучения необыкновенных волн в плазме. Для обыкновенных волн диапазон частот уже — он ограничивается первыми тремя гармониками. Коэффициент усиления излучения составляет  $10^3$  и более, что позволяет объяснить яркостную температуру отдельных спайков ( $10^{13}$  К и выше). Нелинейная релаксация пучка быстрых электронов определяет насыщение гиросинхротронного мазера и, тем самым, длительность отдельного спайка.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия получены наблюдательные результаты, свидетельствующие о наличии тонкой временной структуры микроволновых всплесков (спайков) с характерным временем порядка нескольких миллисекунд во время взрывных процессов на Солнце и звездах (см. например, обзор [1], а также [2 - 6]). Спайки — это кратковременные (длительность менее сотой секунды), узкополосные (полоса от 2 до 15 МГц), отдельные всплески, объединенные в группы в количестве от единиц до тысяч в частотной полосе свыше 100 МГц. Следует отметить, что подобная структура наблюдается на частотах от сотен МГц до десятков ГГц [7]. Наиболее характерный признак спайков — их нерегулярное распределение на диаграмме “частота–время”, показывающее отсутствие временных или частотных корреляций между различными спайками. В структуре отдельных спайков отмечается довольно крутое нарастание, короткая фаза насыщения и экспоненциальный спад [8]. Измерения на фиксированной частоте не обнаруживают корреляцию между постоянной спада и общей длительностью спайка, что предполагает независимость физических процессов на этих стадиях. Также следует отметить различие времен спада спайков и излучения III типа.

Следуя [9], приведем основные результаты по поляризации спайкового излучения. Анализ

всплесков дает распределение по степени круговой поляризации, близкое к равномерному: от  $-95\%$  (RCP — правая круговая поляризация) до  $+75\%$  (LCP — левая круговая поляризация). В источнике картина может быть иной, если учесть, что при распространении излучения его степень поляризации изменяется, т.к. проходящая волнами толща зависит от локализации источника на диске Солнца. Подобный процесс может уменьшить степень поляризации спайков, генерируемых на лимбе Солнца по сравнению с центральными событиями. В самом деле, высокая степень поляризации ( $>60\%$ ) отмечается для малых гелиоцентрических углов  $\phi < 20^\circ$ , а низкая — для углов  $\phi > 40^\circ$ . Рассмотрим информацию о характере поляризации и модах волн. Авторы [9], анализируя всплески в период с 24 декабря 1977 г. по 26 сентября 1989 г., обнаружили в 19 случаях из 32 (68%) присутствие X-моды, в 9 случаях — O-моды, а в 4 случаях тип волны не был определен. Если из этого числа оставить только всплески, сопровождаемые излучением III типа, то в 13 случаях регистрировалось излучение X-моды, в 7 случаях — O-моды. Сравнение с сопутствующими всплесками III типа является возможным тестом определения моды волны в спайковом излучении, если при этом предположить пространственную связь обоих видов эмиссии и учесть, что обыкновенная волна отвечает за III тип. Оказалось, что в спайковом излучении в основном регистрируется не-

обыкновенная мода – в 68% случаев при прохождении вспышки над лидирующим пятном активной области и в 79% случаев при прохождении вспышки над пятном, ближайшим к центру излучения  $H_{\alpha}$ .

Не менее важным является вопрос о временной корреляции спайкового и жесткого рентгеновского излучения, поскольку они скорее всего определяются одним и тем же агентом – надтепловыми электронами. Совместный анализ данных радио- и рентгеновского излучения [10] показал высокую коррелированность спайков и импульсов для многих вспышек. Особо отмечается факт наличия временных задержек – спайки радиоизлучения задержаны на несколько секунд по отношению к импульсам рентгеновского излучения с энергией более 100 кэВ. Это время на порядок отличается от времени формирования распределения быстрых электронов типа конуса потерь (для мазерного излучения), если принять гипотезу о едином агенте излучения, и свидетельствует о связи спайков с высокоэнергичными электронами.

Систематизируем выводы, следующие из анализа наблюдательных данных:

1. Миллисекундные всплески микроволнового излучения наблюдаются только во время вспышечных событий.

2. Спайки регистрируются примерно в 30% солнечных вспышек.

3. Величина радиопотока в максимуме чрезвычайно высока, для ряда спайков она может достигать значений  $10^4 - 10^5$  с.е.п. Напомним, что в солнечных вспышках величина потока не в спайковых структурах обычно колеблется от единиц до сотен с.е.п., а фоновое излучение обычно менее 1 с.е.п.

4. Частотная полоса излучения спайков порядка нескольких сотен МГц.

5. Наблюдались случаи полной, частичной и нулевой круговой поляризации без видимой зависимости от широты.

6. В морфологии тонкой структуры чаще всего регистрируется одиночный спайк; также наблюдаются короткие и резко ограниченные периоды замражения и целые кластеры спайков. Иногда отмечаются особенности в виде структур типа включения и выключения (switch-on и switch-off).

7. Временной профиль одиночного спайка характеризуется крутым ростом, медленным насыщением и экспоненциальным спадом.

8. Иногда в спайковой структуре всплеска наблюдаются импульсы “поглощения” [11].

9. Распространенность спайков в событии может резко изменяться: в некоторых случаях наблюдаются сотни спайков, в других – единицы. В течение одного события некоторые фазы клас-

тера могут быть лишены спайков, другие переполнены ими.

10. Чаще всего тонкая временная структура проявляется в импульсных вспышках. Однако иногда спайки накладываются на продолжительный всплеск.

11. Ужестчение рентгеновского спектра в момент эмиссии радиоспайков свидетельствует о процессе ускорения частиц в этот момент.

12. Корреляция частоты возникновения спайков с всплесками рентгеновского излучения позволяет считать, что около 100 электронных пучков в секунду попадают в область генерации; сверхтонкая временная структура рентгеновских квантов не регистрируется из-за размытия пучков при их распространении в короне, конечности времени энергопотерь, а также недостаточной чувствительности регистрирующей аппаратуры.

13. Обычно пик спайкового излучения задержан на 2 - 5 с по сравнению с максимумом жесткого рентгеновского излучения.

Нестационарность, узкополосность, чрезвычайно высокие значения радиопотока в импульсе (яркостная температура по оценкам достигает  $10^{15}$  К и выше), высокая степень поляризации, по крайней мере в ряде событий, указывают скорее всего на мазерный механизм излучения в источнике.

## 2. МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКА И МЕХАНИЗМА МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СО СВЕРХТОНКОЙ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Теория миллисекундного спайкового излучения базируется на знании функции распределения излучающих частиц и механизма излучения. В настоящее время нет никаких оснований для единственного выбора функции распределения – механизм ускорения частиц не определен, к тому же не исключено изменение спектра частиц при их распространении от места ускорения до источника излучения. Поэтому следует рассматривать совокупность функций распределений, которые могут быть реализованы при определенных условиях во вспышечных областях. Решая затем задачу моделирования процессов в источнике и объясняя основные наблюдательные данные, можно подойти к вопросу об ускорении.

В настоящее время активно обсуждаются два механизма генерации всплесков со сверхтонкой структурой: магнитотормозной и плазменный. Впервые плазменный механизм для объяснения миллисекундных спайков был предложен в [12]. Волны на гармониках ленгмюровской частоты порождались неустойчивым электронным пучком. Основные трудности данной модели связаны



с неудовлетворительным объяснением различий между всплесками III типа и миллисекундными спайками.

Альтернативная наиболее полно исследованная модель генерации спайкового излучения основывается на развитии циклотронной неустойчивости в плазме при прохождении через нее пучка частиц нерелятивистских энергий [13 - 15]. Однако следует обратить внимание на следующие два важных факта. Во-первых, ускорение электронов во время вспышек в плазме атмосфер звезд происходит обычно до энергий  $\geq 100$  кэВ и более. На Солнце электроны, протоны и более тяжелые ядра ускоряются от тепловых скоростей до значений энергий, близких к ультрарелятивистским. Об этом свидетельствуют непосредственные измерения на орбите Земли потоков частиц и вторичных излучений [16, 17], особенно в рентгеновском и  $\gamma$ -диапазонах. В наиболее мощных вспышках энергетический спектр продолжается и в область энергий до нескольких десятков МэВ [17]. Наиболее полная информация накоплена об энергетической зависимости спектров частиц и излучений, нежели об их угловой зависимости, о которой судят по единичным измерениям степени поляризации и направленности излучения. Во-вторых, измерения показывают [2], что микроволновое излучение с тонкой временной структурой регистрировалось в широком диапазоне частот, вплоть до седьмой гармоники гирочастоты. Циклотронное излучение, как известно, быстро падает с номером гармоники [18] и потому встречаются непреодолимые трудности при объяснении наличия высоких гармоник в спектре циклотронным механизмом. Поэтому имеет смысл рассмотреть гиросинхротронный мазерный механизм как более вероятный процесс формирования импульсов, по крайней мере в высокоэнергичных событиях. На эту возможность указывает и присутствие умеренно релятивистских электронов в спектрах вспышечного излучения, коррелирующих с микроволновыми всплесками.

Мы будем рассматривать два класса неустойчивых распределений ускоренных электронов: изотропное гауссовское распределение частиц по лоренц-факторам и анизотропное типа hollow-beam. Такой подход является модельным, но неопределенность реальных спектров вспышечных электронов, особенно их угловой зависимости, вполне оправдывает его применимость. Прежде чем приступить к постановке задачи об устойчивости пучка электронов с изотропным гауссовским распределением в магнитоактивной плазме приведем некоторые аргументы, свидетельствующие в пользу таких функций распределения, по крайней мере, в ряде вспышек.

Как показано в [19, 20], наличие ионно-звуковых фронтов в верхней части петли магнитного

поля во время солнечных вспышек приводит к эффективному рассеянию электронов со скоростями, меньшими некоторого  $V_*$  н, как следствие этого, к "убеганию" более высокоэнергичных электронов к подножиям в области более сильного магнитного поля. Поскольку функция распределения частиц в источнике является спадающей по скоростям, а степень пропускания через турбулентный слой возрастает с ростом скорости частиц, то следует ожидать на выходе из такого турбулентного слоя распределение типа гауссовского. Естественно, что полная симметрия распределения относительно некоторого значения скорости  $V_0$  не будет выполняться, т.к. спадающая высокоэнергетичная часть будет в основном определяться исходным распределением, а возрастающая — как исходным распределением, так и функцией пропускания. Пороговое значение скорости  $V_*$  зависит от ряда параметров, основными из которых являются плотность энергии ионно-звуковых волн  $W_{i-s}$  и толщина турбулентного слоя. Отсутствие угловой направленности в этом случае объясняется изотропным характером ионно-звуковой моды колебаний. Другим возможным фактором, приводящим к быстрой изотропизации исходных функций распределения, может явиться рассеяние электронов на вистлерах.

Следует заметить, что для любого распределения частиц в источнике излучения вопрос о его математическом виде зависит не только от исходного распределения, но и определяющей роли конкурентных процессов, таких как рассеяние на волнах разных типов и на частицах. Например, диффузия в конус потерь зависит от уровня турбулентности плазменных волн (рассматривается случай "слабой" и "сильной" диффузии). К тому же следует учитывать возможное воздействие самого излучения на излучающие частицы, приводящее также к изменениям спектров частиц. Таким образом, часто используемое распределение частиц типа конуса потерь из области магнитных зеркал вспышечных арок, хотя и кажется весьма естественным, но на наш взгляд не является неоспоримым.

### 3. СПЕКТРАЛЬНАЯ МОЩНОСТЬ МАГНИТОТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УМЕРЕННО-РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА

Спектральная мощность излучения одной частицы является основной характеристикой любого излучения, т.к. она во многом определяет его интегральные характеристики, такие как интенсивность, поток, поляризация и др. Общее выражение для спектральной мощности магнитотормоз-

ного излучения электрона в холодной плазме получено в [21]:

$$P_{\omega_j} = \frac{n_j e^2 \omega^2 \Gamma_j^2 \{ \beta_{\perp} J'_s(sx) + [g_j \beta_{\perp} x^{-1} + h_j \beta_{\parallel}] J_s(sx) \}^2}{2\pi c \left| 1 - \beta_{\parallel} \cos \alpha \left( n_j + \omega \frac{d}{d\omega} n_j \right) \right|} \quad (1)$$

где  $n_j$  и  $\frac{d}{d\omega} n_j$  – показатель преломления нормальных волн  $j$ -ой моды и его производная по частоте,  $\Gamma_j$ ,  $g_j$  и  $h_j$  – поляризацонные коэффициенты [18], зависящие от частоты электромагнитных волн  $\omega$ , электронной плазменной частоты  $\omega_{pe}$  и гирочастоты  $\omega_{Be}$ , а также угла распространения  $\alpha$ ,  $\beta_{\perp\parallel} = V_{\perp\parallel}/c$  – поперечная и продольная составляющие скорости электрона по отношению к магнитному полю  $\mathbf{B}$ ,  $J_s(sx)$ ,  $J'_s(sx)$  – функция Бесселя номера  $s$  и ее производная по аргументу  $x = n_j \beta_{\perp} \sin \alpha / (1 - \beta_{\parallel} \cos \alpha)$ .

Следует заметить, что для электронов умеренно-релятивистских энергий выражение (1) не удастся упростить как в циклотронном и синхротронном пределах. Поэтому при получении интегральных характеристик излучения исследуем в первую очередь спектральные и угловые характеристики гиросинхротронного излучения отдельного электрона, лоренц-фактор которого больше 1.2 (энергия  $E > 100$  кэВ) и не превышает 2, так как трудно ожидать на больших энергиях возникновения избытка электронов в достаточном количестве. Частота излучения  $\omega$  определяется соотношением Доплера:

$$\omega = \frac{s\omega_{Be}}{\gamma(1 - n_j \beta_{\parallel} \cos \alpha)} \quad (2)$$

Из этого выражения следует, что спектр излучения может состоять из дискретных гармоник номера  $s$ , смещенных от циклотронных частот примерно в  $\gamma$  раз, и, кроме того, вклад в излучение на данной частоте вносят электроны различных энергий. Показатель преломления нормальных волн в холодной магнитоактивной плазме приведен в [22]. Приближение холодной плазмы следует считать вполне оправданным, имея в виду дальнейшие астрофизические приложения полученных результатов. Учтем условие (2) введением  $\delta$ -функции  $\delta(\omega - s\omega_{Be}/\gamma - \omega n_j \beta_{\parallel} \cos \alpha)$ .

Для гиросинхротронного излучения номер гармоники  $s$  принимает различные значения вплоть до 50, а как известно, функции Бесселя таких порядков являются сильно осциллирующими. По этой причине возникают определенные трудности при вычислении значения функции Бесселя и ее производной, особенно в случае значитель-

ного различия номера порядка и значения аргумента. Сложности такого рода встречаются, как правило, при использовании стандартных вычислительных процедур. К сожалению, в предыдущей работе [23] не было уделено этому вопросу достаточного внимания, что повлекло за собой некоторую неточность полученных результатов. В частности, некорректное суммирование привело к появлению постоянной составляющей в спектре излучения электронов низких энергий ( $\gamma_0 = 1.2$ ). Устранив указанные недостатки, мы в данной работе приводим более точные результаты численного счета с их детальным обсуждением. При этом особое внимание мы уделяем изучению лазерного усиления обыкновенной волны, имея в виду различие в распространении этих волн через плазму внешних слоев звезды. Полученные результаты используются в дальнейшем при интерпретации сверхтонкой временной структуры вспышечных радиовсплесков.

Перейдем к обсуждению результатов расчетов. На рис. 1 представлены зависимости нормированной спектральной мощности излучения  $P_{\omega_j}^*$  ( $P_{\omega_j} = P_{\omega_j}^* e^2 \omega_{Be} / 2\pi c$ ) от безразмерной частоты  $\omega_* = \omega / \omega_{Be}$  для необыкновенной и обыкновенной волн.

Как и предполагалось, излучение имеет дискретный характер – гармоники смещены приблизительно в  $\gamma_0$  раз от номера  $S$  и отстоят друг от друга практически эквидистантно на  $\Delta\omega_* \approx \gamma_0^{-1}$ . При этом для углов  $\alpha$  и  $\vartheta$ , близких к 0,  $\pi/4$  и  $\pi/2$ , спектр излучения аналогичен циклотронному, т.е. максимум излучения приходится на первую гармонику гирочастоты. Однако для углов, лежащих между этими значениями, максимум в спектре смещается в область более высоких гармоник. Такая зависимость соответствует тому, что мощность излучения убывает с ростом  $S$  как  $\beta_{\perp}^{2s}$  [18]. Подобное отмечается и в синхротронном пределе, для которого номер  $s_{\max} \approx \gamma^3$  [18] определяется длительностью отдельного импульса. На более высоких гармониках величина  $P_{\omega_j}^*$  уменьшается сначала незначительно, а затем стремится к нулю.

Для обыкновенной волны частотная зависимость  $P_{\omega_j}^*$ , рассчитанная при тех же параметрах, имеет аналогичный вид. За исключением случаев, когда  $\alpha$  и  $\vartheta$  лежат в промежутках между 0,  $\pi/4$  и  $\pi/4$ ,  $\pi/2$ . Как видно из рис. 1ж, 1и в спектре излучения присутствуют два максимума: на смещенной первой гармонике и на восьмой (в случае  $\alpha = 70^\circ$ ,  $\vartheta = 70^\circ$ ). Величины спектральной мощности излучения в обыкновенную и необыкновенную волны имеют одинаковый порядок.



4. ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ И КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ ГИРОСИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Изучим условия возникновения гиросинхротронной неустойчивости системы "плазма-пучок" в холодной плазме атмосфер звезд (точнее их активных областей), т.е. получим функциональные зависимости излучательной способности плазмы  $a_{\omega_j}$  и коэффициента реабсорбции  $\mu_{\omega_j}$  от параметров пучка, плазмы и угла распространения излучения  $\alpha$ . Для рассматриваемых кинетических неустойчивостей фазовая скорость волн  $V_\phi$  много больше тепловой скорости частиц плазмы  $V_{Te}$  и потому приближение холодной плазмы заведомо выполняется. Как следует из многочисленных наблюдений и различных оценок [1, 16] концентрация электронов в пучке во время солнечных (звездных) вспышек много меньше концентрации атмосферной плазмы и потому будем пренебрегать вкладом надтепловых частиц в дисперсионное уравнение. Основными параметрами,

характеризующими влияние плазмы на устойчивость пучка, являются концентрация плазмы и магнитное поле, т.е. плазменная электронная частота  $\omega_{pe}$  и гирочастота  $\omega_{ce}$ . Для ответа на вопрос о возможности возникновения неустойчивости и ее эволюции на малых временах достаточно рассмотреть проблему гиросинхротронной неустойчивости системы "плазма-пучок" в линейном приближении. На этом пути, исходя из дисперсионного уравнения для различных мод электромагнитных колебаний в холодной магнитоактивной плазме, следует получить выражения для реальной части частоты и инкремента в зависимости от параметров  $\omega_{pe}$ ,  $\omega_{ce}$  и угла  $\alpha$ . Учитывая астрофизическое приложение результатов, вместо частоты и инкремента для волн  $j$ -го типа будем рассчитывать коэффициент поглощения  $\mu_{\omega_j}$  и излучательную способность среды  $a_{\omega_j}$ , что позволяет производить оценки параметров генерируемого гиросинхротронного излучения и сравнивать их с наблюдаемыми значениями.

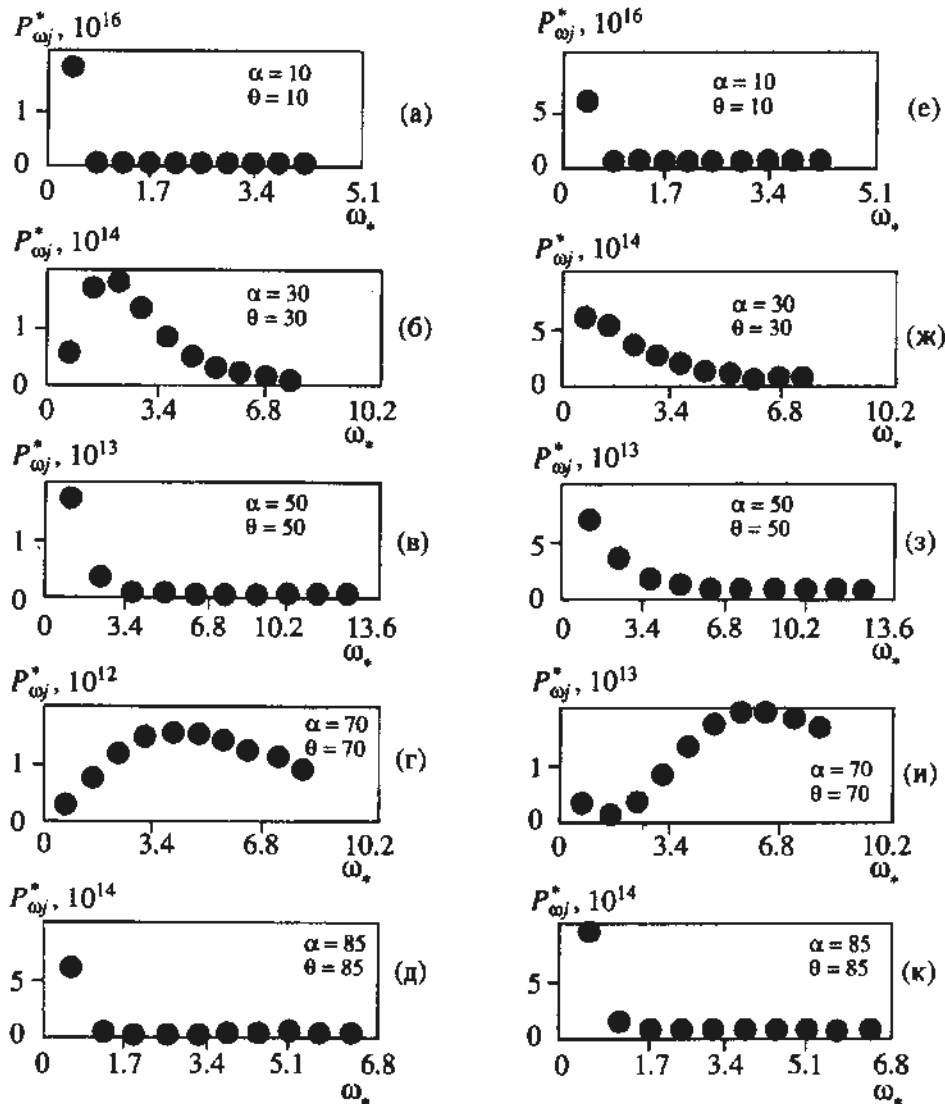


Рис. 1. Зависимость спектральной мощности магнитотормозного излучения умеренно-релятивистского электрона от частоты  $\omega_*$  при параметрах плазмы  $q = 10^{-3}$  и  $\gamma = 1.5$  для необыкновенной (а) и обыкновенной (б) волны.

Рассмотрим изотропное распределение частиц, описываемое гауссовским законом, и в качестве аргумента используем лоренц-фактор  $\gamma$ :

$$F(\gamma) = \left[ 2\pi^{3/2} \sigma \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\sigma} \right) \right\} \right]^{-1} \times \exp \left[ - \left( \frac{\gamma - \gamma_0}{\sigma} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где  $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  — функция ошибок,  $\gamma_0$  — значение лоренц-фактора, отвечающее максимуму функции распределения,  $\sigma$  — дисперсия функции распределения. Варьируя  $\sigma$  и  $\gamma_0$ , можно задавать различные распределения пучкового типа.

Выражения для  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  получены в [23] и имеют вид:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} a_{\omega_j} \\ \mu_{\omega_j} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} N_b \\ A \end{pmatrix} \frac{e^2 \omega_{Be}}{2\pi c} \int_1^\infty d\gamma \sum_{s=s_1}^{s_2} \frac{s \Gamma_j^2}{\left| 1 - \beta \cos \vartheta_s \cos \alpha (n_j + \omega \frac{d}{d\omega} n_j) \right|} \times \\ &\times \frac{\left( (\beta \sin \vartheta_s J'_s(sx_s) + \left[ \frac{g_j \beta \sin \vartheta_s}{x_s} + h_j \beta \cos \vartheta_s \right] J_s(sx_s) \right)^2}{\beta \gamma |\cos \alpha| (1 - n_j \beta \cos \vartheta_s \cos \alpha)} \times \\ &\times \left( \left( -\beta \gamma^2 \frac{\partial F(\gamma, \vartheta)}{\partial \gamma} \frac{1}{\beta \gamma^2} + \frac{n_j \beta \cos \alpha - \cos \vartheta \partial F(\gamma, \vartheta)}{\beta^2 \gamma \sin \vartheta} \right)_{\vartheta = \vartheta_s} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$x_s = \frac{n_j \beta \sin \vartheta_s \sin \alpha}{1 - n_j \beta \cos \vartheta_s \cos \alpha};$$

$$A = (2\pi)^3 |\cos \vartheta_j| N_b / m_e \omega^2 n_j^2.$$

Пределы изменения номера гармоники  $s$  [23] составляют

$$s_{1,2} = \omega \gamma (1 \mp n_j \beta \cos \alpha) / \omega_{Be}. \quad (5)$$

Выражения (4) дают возможность получить коэффициенты  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  в любом диапазоне частот и для любых значений энергий электронов. В этом смысле они являются довольно общими. При этом, как уже говорилось выше, следует обратить особое внимание на процедуру численного суммирования по номеру  $s$ .

Прежде чем приступить к численным расчетам, обсудим возможные особенности характеристик гиротронного излучения. Поскольку значения лоренц-фактора для умеренно-релятивистских вспышечных электронов близки к единице, то следует ожидать, что спектр гиротронного излучения должен состоять из набора дискретных линий, смещенных и уширенных из-за доплеровского эффекта. Гиротронное излучение не является чисто дипольным и его угловая диаграмма направленности отличается от диаграммы циклотронного излучения (оно распространяется

практически перпендикулярно к направлению скорости частицы) и синхротронного излучения (направлено практически вдоль скорости электрона).

Мы рассмотрим возбуждение обеих мод колебаний, соответствующих обыкновенной и необыкновенной волнам ( $j = 1, j = 2$ ), хотя следует ожидать, что в широком диапазоне изменений частот электронные пучки преимущественно излучают необыкновенные волны. Однако условия распространения через корону Солнца часто бывают более благоприятными для обыкновенных волн [18, 24]. Наиболее интересными для астрофизических приложений являются зависимости излучательной способности и коэффициента реабсорбции от дисперсии пучка  $\sigma$ , центрального значения лоренц-фактора  $\gamma_0$ , угла наблюдения  $\alpha$  и плазменного параметра  $q$ . Нас особенно будет интересовать случай отрицательных значений  $\mu_{\omega_j}$ , т.к. только они определяют неустойчивость пучка электронов и генерацию когерентного излучения (эффект отрицательной реабсорбции). Принимая во внимание функциональную зависимость  $P_{\omega_j}$  от лоренц-фактора  $\gamma$ , следует ожидать, что найдутся такие параметры плазмы и пучка, при которых поглощение станет отрицательным. Очевидно, что значительную роль будет играть при этом величина дисперсии  $\sigma$  в гауссовском распределении, которая во многом определяет инверсную заселенность электронов в импульсном пространстве. С уменьшением  $\sigma$  следует

ожидать появление новых областей отрицательных коэффициентов поглощения  $\mu_{\omega_j}$ , с ростом их амплитудного значения, и наоборот, их исчезновение с ростом  $\sigma$ . Судя по диаграмме направленности излучения одного электрона следует ожидать более существенную угловую зависимость излучательной способности  $a_{\omega_j}$ , особенно для обыкновенной волны, чем коэффициента поглощения  $\mu_{\omega_j}$ . Влияние плазмы должно отражаться в уменьшении мощности излучения и приводить к депрессии гармоник гиросинхротронного излучения по аналогии с депрессией первой гармоники циклотронного излучения.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В численном счете будем задавать параметры пучка и плазмы, в среднем характеризующие вспыхивающие области на Солнце: гирослота электрона  $\omega_{Be}$  определяется величиной магнитного поля  $B$ , которое в области генерации микроволновых вспыхивающих спайков точно неизвестно — оно может быть порядка 10 - 100 Гс и его величина как раз и может быть конкретизирована из наблюдений в предположении о механизме излучения. Исходя из этих соображений мы задавали  $\omega_{Be} = 1.76 \times 10^9$  Гц ( $B = 100$  Гс), частота электромагнитных волн варьировалась в интервале от  $0.5\omega_{Be}$  до  $10\omega_{Be}$ , что позволяло проследить спектр излучения вплоть до десятой гармоники гирослоты. Плазменная частота определялась через параметр  $q$  при известной частоте  $\omega_{Be}$ :  $\omega_{pe} = q\omega_{Be}$ .

Нижняя граница параметра  $q$  определялась из условия низкой концентрации пучков надтепловых электронов в звездных вспыхивающих. Для  $N_b = 10^6$  см<sup>-3</sup> и  $N_p/N_b \approx 100$  значение этой границы соответствовало 0.2 для ранее заданной гирослоты  $\omega_{Be}$ .

Угол наблюдения  $\alpha$  варьировался от 0 до  $\pi/2$ , поскольку направление магнитного поля в источнике точно неизвестно. Значения центрального лоренц-фактора определялись энергией излучающего умеренно релятивистского электрона (100 кэВ, 250 кэВ и более), т.е.  $\gamma_0 = 1.2$  и 1.5 соответственно.

Из (4) следует многопараметрическая зависимость коэффициентов  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$ . Во всех вариантах расчетов постоянной оставались только гирослота электрона  $\omega_{Be} = 1.76$  ГГц, соответствующая сантиметровому диапазону длин волн, и концентрация электронов в пучке  $N_b = 10^6$  см<sup>-3</sup> [16, 17], хотя последняя величина входит в (4) постоянным множителем и полученные результаты обобщаются для любых значений  $N_b$  простым домножением. Перейдем к обсуждению полученных результатов.

## 6. ИЗЛУЧЕНИЕ НЕОБЫКНОВЕННЫХ ВОЛН

Подобная задача рассматривалась нами ранее [23]. Однако при дальнейшем численном счете процедура суммирования гармоник была уточнена, что привело к пересмотру полученных ранее результатов, хотя порядок величин  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  остался прежним. Поэтому в данной работе мы сначала приведем результаты более точных расчетов и уделим большее внимание расклатке обыкновенных волн и астрофизической интерпретации гиросинхротронной неустойчивости для объяснения сверхтонкой структуры вспыхивающего радиоизлучения.

Прежде всего рассмотрим зависимости коэффициентов  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  от частоты генерируемых волн  $\omega$  для различных значений  $\gamma_0$  и  $\sigma$ , определяющих форму гауссовского распределения электронов. Остальные параметры указаны в подписях под рисунками. На рис. 2а приведены зависимости коэффициента поглощения  $\mu_{\omega_j}$  от частоты  $\omega_*$  для двух случаев функции распределения с постоянной дисперсией  $\sigma = 0.03$ . Спектр коэффициента поглощения  $\mu_{\omega_j}(\omega_*)$  в обоих случаях представляется в виде дискретного набора практически эквидистантных полос частот (их 9 для распределения с  $\gamma_0 = 1.5$  и 5 для  $\gamma_0 = 1.2$ ) истинного поглощения и отрицательной реабсорбции, смещенных чуть более, чем в  $\gamma_0$  раз от номера  $s$  (см. (2)) и уменьшающихся по амплитуде с ростом  $\omega_*$ . При этом пики истинного поглощения больше в 1.5 - 2 раза пиков отрицательной реабсорбции для электронов с энергией 250 кэВ и более чем в 10 раз для 100 кэВ. С уменьшением характерной энергии электронов отрицательная реабсорбция значительно уменьшается — для распределений с  $\gamma_0 = 1.2$  малые отрицательные значения  $\mu_{\omega_j}$  присутствуют вблизи трех узких полос частот около  $\omega_* = 2, 3$  и 4, убывая по величине до нуля для больших частот. Отсутствие отрицательной реабсорбции на фундаментальной гармонике для  $\gamma_0 = 1.2$  объясняется депрессией магнитотормозного излучения в плотной плазме [18]. С повышением  $\gamma_0$  до 1.5 ( $E_{кин} \approx 250$  кэВ) число частотных областей, в которых  $\mu_{\omega_j} < 0$ , возрастает и достигает 7. Эти частоты локализованы вблизи  $\omega_* = 0.75, 1.5, 2.25$  и т.д. Максимальные значения  $\mu_{\omega_j}$  на данных частотах уменьшаются по модулю от  $2.5 \times 10^{-4}$  см<sup>-1</sup> до  $0.1 \times 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>. Полуширина пиков поглощения довольно мала, среднее значение  $\Delta\omega/\omega = 0.05$  и потому условия возникновения отрицательной реабсорбции носят практически резонансный характер. Этот вывод имеет большое значение при интерпретации генерации спайков радиоизлучения во вспыхивающих процессах в атмосферах звезд.

Перейдем к рассмотрению излучательной способности плазмы. Из рис. 2б следует, что излуча-

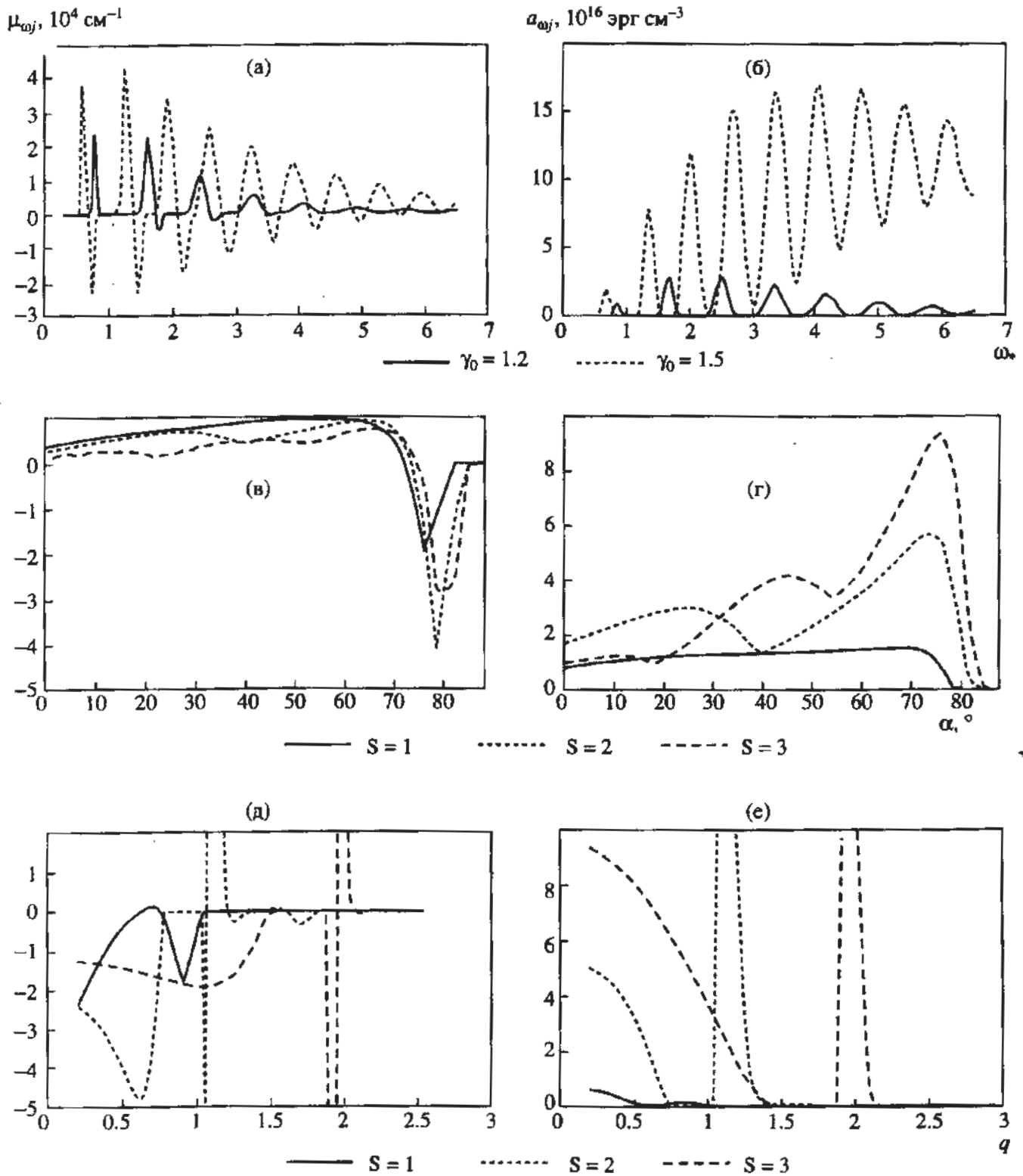


Рис. 2. Магнитотормозное излучение для необыкновенной волны  $\mu_{\omega_j}(\omega_*, \gamma_0, \alpha, q)$ ,  $a_{\omega_j}(\omega_*, \gamma_0, \alpha, q)$ .

тельная способность плазмы  $a_{\omega_j}$  представляет собой набор дискретных линий с частотами  $\omega$  примерно равными  $0.8\omega_*$ ,  $1.6\omega_*$ ,  $2.4\omega_*$  и т.п. ( $\gamma_0 = 1.2$ ) и полуширинами  $\Delta\omega$ , растущими с частотой (номером гармоники), но все еще меньшими  $0.8\omega_*$ . Глубина модуляции поэтому на всех гармониках достигает практически 100% для  $\gamma_0 = 1.2$  и несколько уменьшается на высоких гармониках для

$\gamma_0 = 1.5$ . В случае  $\gamma_0 = 1.5$  в излучении на частотах больших  $4\omega_{Be}$  возникает "подложка", которая говорит о вкладе в спектр излучения электронов с энергиями, соответствующими синхротронному пределу магнитотормозного излучения.

Проанализируем типы мод возникающих колебаний в зависимости от частоты  $\omega_*$ . Для значений  $\omega_*$ , больших 1, и  $\omega_{pe} \ll \omega_{Be}$  возбуждается быс

трая необыкновенная волна (X-мода), которая переходит в медленную необыкновенную волну (Z-мода) при  $\omega_* \leq 1$ . На частотах, много меньших  $\omega_{Be}$  и  $\omega_* \cos \alpha$ , Z-мода переходит в быстрые магнитозвуковые волны, которые не возбуждаются при данных параметрах.

С увеличением дисперсии гауссовского распределения  $\sigma$  величина отрицательной реабсорбции уменьшается и сокращается число частотных областей, в которых  $\mu_{\omega_j} < 0$  [23]. Таким образом, более размытые пучки частиц, если и способны генерировать когерентное излучение, то только в узкой области частот (около  $s \approx 1/\gamma_0$ ) с центральным значением лоренц-фактора, смещенного в область больших значений. Это и не удивительно, так как степень инверсной заселенности (величина положительной производной функции распределения электронов по скоростям) падает с ростом дисперсии.

Рассмотрим теперь угловую зависимость  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$ . Из симметрии рассматриваемой задачи следует, что достаточно рассмотреть область изменения  $\alpha$  от 0 до  $\pi/2$ . Коэффициент поглощения необыкновенной волны  $\mu_{\omega_j}$ , представленный на рис. 2в, рассчитан для значений параметров  $q = 0.2$ ,  $\gamma_0 = 1.5$ ,  $\sigma = 0.03$  и для частот  $\omega_* = 0.75$ ,  $\omega_* = 1.44$ ,  $\omega_* = 2.13$ , соответствующих трем первым отрицательным гармоникам. Как следует из этого рисунка, для углов наблюдений  $72^\circ < \alpha < 88^\circ$  на этих частотах отмечается отрицательная реабсорбция с максимальным по модулю значением  $\mu_{\omega_j} = 4 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  (для  $\omega_* = 0.75$ ) для углов распространения, близких к  $80^\circ$ . Подобное поведение коэффициента  $\mu_{\omega_j}$  объясняется угловой диаграммой направленности гиротронного излучения одного электрона. Проведенные расчеты для частот  $\omega_*$ , соответствующих более высоким гармоникам, показывают, что угловая зависимость коэффициентов  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  несколько меняется: область дипольного излучения сужается к  $\pi/2$ . Однако основной областью углов, в которой происходит излучение и поглощение (в том числе и отрицательное), остается по-прежнему область углов, больших  $72^\circ$  и близких к  $90^\circ$ . Таким образом, для заданных параметров плазмы и пучка гиротронное мазерное излучение имеет довольно узкую диаграмму направленности —  $15^\circ$ . По всей видимости, эта особенность может объяснить тот факт, что только приблизительно в 30% случаев регистрируется миллисекундная временная структура в микроволновых всплесках солнечных вспышек [1].

Зависимость  $a_{\omega_j}$  от угла (рис. 2г) для первой отрицательной гармоники представляет собой монотонно растущую функцию до углов  $\alpha \approx 70^\circ$ , а затем уменьшающуюся до нуля для  $\alpha = 80^\circ$ . Для частот  $\omega_* = 1.44, 2.13$  характер кривой несколько меняется, появляются дополнительные максимумы

на меньших углах, а также увеличивается величина излучательной способности плазмы.

Рассмотрим влияние плазмы на излучение и поглощение волн. На рис. 2д, 2е представлены полученные зависимости  $\mu_{\omega_j}$  и  $a_{\omega_j}$  от параметра  $q$  для значений  $\omega_* = 0.75$ ,  $\omega_* = 1.44$  и  $\omega_* = 2.13$ . Ход кривых объясняется зависимостью показателя преломления нормальных волн в холодной магнитоактивной плазме от плазменной частоты. Возможны два случая:  $\omega_{Be}^2/\omega^2 > 1$  и  $\omega_{Be}^2/\omega^2 < 1$ . В первом случае для  $\omega_* = 0.75$  показатель преломления монотонно убывает для любых значений  $\omega_{pe}$ , обращаясь в нуль при  $\omega_{pe}^2 = 1 + \omega_{Be}^2/\omega^2$  (это соответствует  $q \approx 0.8$ ). Во втором случае ( $\omega_* = 1.44, 2.13$ )  $n_j^2$  обращается в бесконечность на первой гибридной частоте [22]. Из рис. 2д следует, что абсолютный максимум отрицательной реабсорбции имеет место в более разреженной плазме на второй гармонике при  $0.2 < q < 0.8$ . С увеличением плотности плазмы (параметра  $q$ ) наблюдается депрессия второй гармоники и максимальное усиление излучения имеет место на третьей гармонике гирочастоты. Как видно из рисунка, это усиление происходит вплоть до значений  $q > 0.8$ . При дальнейшем возрастании  $q$  наступает депрессия третьей гармоники и излучение усиливается на четвертой. Отметим, что с ростом номера гармоники коэффициент усиления падает по модулю. Собственное магнитотормозное излучение плазмы в указанных областях частот характеризуется излучательной способностью плазмы, достигающей величины порядка  $10^{-15} \text{ эрг/см}^3$  (рис. 2е).

## 7. ИЗЛУЧЕНИЕ ОБЫКНОВЕННЫХ ВОЛН

Расчет величин  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  для обыкновенной волны при параметрах пучка и плазмы, одинаковых со случаем необыкновенных волн, показал уменьшение их значений (рис. 3а, 3б). Только амплитуда первых положительной и отрицательной гармоник сравнима по величине с X-модой. Для последующих гармоник  $\mu_{\omega_j}$  быстро уменьшается, и для распределений с  $\gamma_0 = 1.2$  становится исчезающе малой уже для второй гармоники, подобное можно сказать и для распределений с  $\gamma_0 = 1.5$ , но начиная с 3 - 4 гармоники. Таким образом, развитие неустойчивости для O-моды при заданном наборе параметров будет происходить лишь на частотах, не сильно отличающихся от  $\omega = \omega_{Be}/\gamma_0$ . Излучательная способность в случае обыкновенных волн имеет характерную особенность — излучение на первой гармонике не подавлено, как в случае необыкновенных волн и превышает амплитуду второй гармоники в 2 раза для  $\gamma_0 = 1.5$  и в 5 - 6 раз в случае распределений с  $\gamma_0 = 1.2$ . Спектральные изменения  $a_{\omega_j}$  на второй и последующих

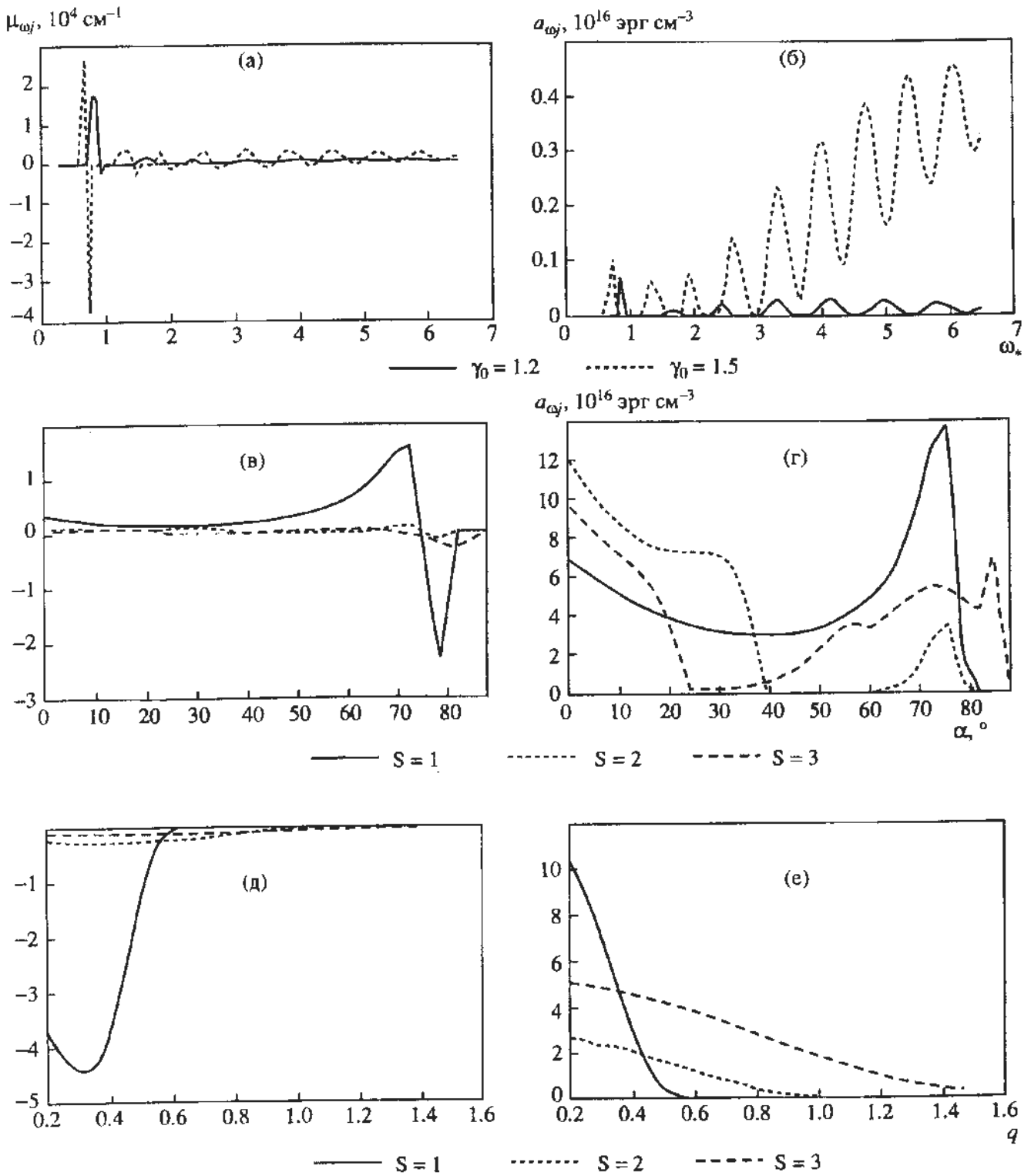


Рис. 3. Магнитотормозное излучение для обыкновенной волны  $\mu_{\omega_j}(\omega_*, \gamma_0, \alpha, q)$ ,  $a_{\omega_j}(\omega_*, \gamma_0, \alpha, q)$ .

гармониках подобны для обоих типов волн, хотя амплитудные значения различаются в 2 - 4 раза. Различие в спектральном поведении может служить критерием отличия типа волн, но при условии, что в источнике генерируется собственное излучение, спектр которого не претерпевает изменений при распространении до наблюдателя. В случае когерентного механизма спектр излучения определяется зависимостью коэффициента

поглощения от частоты, которая подобна для обоих типов волн.

Угловая зависимость  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  для обыкновенной волны представлена на рис. 2в, 2г. Видно, что мазерный механизм генерации излучения возникает при тех же углах, что и для Х-моды. Это говорит о том, что в источнике должны генерироваться обе моды одновременно. Отличия отмечаются только для  $a_{\omega_j}$  в области малых углов

наблюдения, на которых отсутствует мазерное усиление излучения.

На рис. 3д, 3е показана зависимость коэффициента поглощения и излучательной способности плазмы от плазменного параметра  $q$ . Показатель преломления монотонно убывает для любых значений  $q$ , отсюда следует полученная зависимость  $\mu_{\omega_j}$  и  $a_{\omega_j}$ . Плазма, в которой будет происходить мазерное усиление гиротронного излучения, является довольно разряженной ( $q < 0.6$  для  $\omega_e = 0.75$ ), в отличие от случая необыкновенных волн. Излучение во всем диапазоне  $q$  генерируется преимущественно на первой гармонике, величины  $\mu_{\omega_j}$  для  $\omega_e = 1.5, 2.0$  (соответствующие второму и третьему максимуму в поглощении) хотя и отличны от нуля, но меньше в десятки раз.

### 8. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для оценки яркостной температуры источника излучения рассмотрим усиление собственного излучения за счет индуцированного мазерного излучения. Из решения уравнения переноса для интенсивности излучения однородного слоя толщиной  $L$  следует

$$I_{\omega} = \frac{a_{\omega_j}}{|\mu_{\omega_j}|} (1 - \exp(-\mu_{\omega_j}L)) + I_{\omega 0} \exp(-\mu_{\omega_j}L), \quad (6)$$

где  $I_{\omega 0}$  — интенсивность равновесного излучения. Система “плазма-пучок” является неравновесной и, как мы показали, имеют место области частот, в которых  $\mu_{\omega_j} < 0$ , т.е. излучение, проходящее через слой неустойчивой плазмы, усиливается. Предполагая, что усиление  $|\mu_{\omega_j}|L \gg 1$ , запишем (6) в виде

$$I_{\omega} = a_{\omega_j} L \frac{1}{|\mu_{\omega_j}|L} \exp(|\mu_{\omega_j}|L). \quad (7)$$

Оценим коэффициент усиления излучения

$$k = \frac{1}{|\mu_{\omega_j}|L} \exp(|\mu_{\omega_j}|L), \quad (8)$$

используя полученные значения коэффициента отрицательной реабсорбции  $\mu_{\omega_j} \approx 10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}^{-1}$  (рис. 2, 3) для заданных параметров плазмы. В отношении толщины излучающего слоя строго определено сказать ничего нельзя. Возможной максимальной оценкой является масштаб  $L \approx c\Delta t$ , где  $\Delta t$  — длительность регистрируемого спайка. Подставляя значение  $\Delta t = 1 \text{ мс}$ , получим  $L_m = 100 \text{ км}$ .

Можно получить оценку этой величины иным образом [1]. Предположим, что частота излучения зависит от некоей характерной частоты (например, циклотронной). В этом случае размер источника определяется длиной волны  $\lambda$  с характерной частотой  $\omega_{bc}$  и частотной полосой  $\Delta\omega$

спайка:  $L = \lambda(\Delta\omega/\omega)$ . Подставляя величины для сантиметрового излучения, получим размер источника порядка 200 км, совпадающий с оценкой по скорости света. Скорее всего эта величина меньше и потому примем  $L = 0.1L_m$ , тем самым занижая коэффициент усиления, для которого получим  $k > 10^3$ .

После этого можно оценить яркостную температуру источника излучения  $T_{br}$ . Из определения  $T_{br}$  следует:

$$I_{\omega}(\omega) = \frac{n_j^2 \omega^2 k_B T_{br}}{(2\pi)^3 c^2 |\cos \vartheta_j|}. \quad (9)$$

Используя (7, 9), получим

$$k_B T_{br} = a_{\omega_j} L \frac{\exp(|\mu_{\omega_j}|L) (2\pi)^3 c^2 |\cos \vartheta_j|}{|\mu_{\omega_j}|L n_j^2 \omega^2}. \quad (10)$$

Подставим в (10) величины, полученные в численном счете и воспользуемся оценкой коэффициента усиления  $k$ . В результате получим  $T_{br} > 2 \times 10^{13} \text{ К}$ . Таким образом, даже для минимального усиления излучения в слое плазмы удастся получить высокую яркостную температуру. Для объяснения максимальных яркостных температур  $10^{15} \text{ К}$ , требуется либо увеличение толщины слоя  $L$ , либо коэффициента  $\mu_{\omega_j}$  в пять раз, что вполне реально в данной модели.

Обсудим возможный вклад нерелятивистских электронов в рассматриваемое излучение. Поскольку интенсивность (поток) излучения пропорциональна концентрации излучающих частиц, то увеличение последней может компенсировать усиление за счет когерентного механизма. Например, для объяснения потоков 100 с.е.п. ( $T_{br} = 10^{15} \text{ К}$ ) достаточно мазерное усиление в  $10^3$  раз. Если предположить, что в такое же число раз нерелятивистских электронов больше, чем электронов умеренно релятивистских (т.е. в нашем случае это  $10^9 \text{ см}^{-3}$ ), то их вклады в поток магнитотормозного излучения могут быть сравнимы. Для спайков с большими потоками  $10^{4.5}$  с.е.п. концентрация нерелятивистских электронов должна быть неразумно высокой, чтобы обеспечить этот поток. Скорее всего тепловое магнитотормозное излучение нерелятивистских электронов в нашей модели может создавать более непрерывное (во времени) излучение меньшей интенсивности — типа “подложки”, на фоне которой отчетливо просматриваются спайки.

Несмотря на то, что нами рассматривалась стационарная задача, обсудим вопрос формирования временной структуры отдельного спайка. Эволюцию спайкового излучения мы можем качественно смоделировать посредством задания различных функций распределения электронов, изменяя дисперсию в гауссовском законе. Как



известно, процесс релаксации формально связан с образованием платообразной функции распределения, т.е. увеличением дисперсии, а фактически определяется процессами взаимодействия электронов пучка с волнами в турбулентной плазме. Рассматривая процесс релаксации пучка, мы фактически определяем в каждый момент "мгновенное" значение дисперсии функции распределения. Таким образом, можно связать изменение дисперсии с нелинейной эволюцией пучка вспыхивающих электронов. Примем за характерное значение длительности импульса  $\tau = 10$  мс. Временная структура импульса излучения может определяться длительностью инжекции ускоренных электронов и (или) процессами насыщения мазерного излучения. Поскольку рентгеновские вспыхивающие всплески не показывают сверхтонкой временной структуры (их длительность 10 мс [25]), то средняя длительность микроволнового спайка скорее всего можно объяснить насыщением мазерного механизма, а не процессом инжекции быстрых частиц.

Время насыщения мазерного излучения определяется временами релаксации пучков ускоренных частиц. Как показано в [25], вследствие меньших фазовых скоростей ленгмюровские волны эффективнее взаимодействуют с частицами пучка рассматриваемых энергий, чем электромагнитные. Поэтому процесс релаксации частиц определяется взаимодействием с ленгмюровскими волнами, а генерация радиоизлучения происходит в результате магнитотормозного когерентного механизма. В этом и состоит отличие нашего подхода от традиционного, связанного с излучением электромагнитных волн и трансформацией функции распределения частиц на них же (см. например, [25]). В квазилинейном приближении время релаксации легко оценить [25, 27]:  $\tau_{\text{кв}} = AN_0/(N_b\omega_{pe})$ , где  $N_0$  – концентрация фоновой плазмы, а коэффициент  $A$  определяется видом функции распределения. Полагая  $N_0/N_b = 10^4$ , что не противоречит наблюдениям, а плазменную частоту задавая равной  $2.5 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$  (это соответствует  $N_0 = 2.5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ ), получим  $\tau_{\text{кв}} = 4 - 40$  мкс [26]. Однако учет нелинейных процессов увеличивает это время вследствие откачки ленгмюровских плазмонов из области резонанса с электронами. Аналитические оценки дают величину времени нелинейной релаксации  $\tau = 4$  мс [28]. Численное решение нелинейной задачи релаксации пучка в плазме с ленгмюровскими волнами, проведенное нами [19], уточняет эти оценки: платообразные функции распределения устанавливались за времена  $(100 - 200)\tau_{\text{кв}}$  в зависимости от плотности энергии ленгмюровских плазмонов. Таким образом, временные профили спайков радиоизлучения скорее всего определяются временами нелинейной релаксации ускоренных частиц.

## 9. ВЫВОДЫ

а) Предложена концепция гиросинхротронного мазерного излучения для интерпретации характеристик миллисекундных вспыхивающих спайков в микроволновом диапазоне.

б) Численно изучена гиросинхротронная неустойчивость в плазме с изотропным гауссовским пучком умеренно релятивистских электронов, получены зависимости коэффициента поглощения и излучательной способности от частоты волны и параметров пучка и плазмы.

в) Показано наличие областей частот, для которых коэффициент реабсорбции  $\mu_{\omega_j}$  отрицателен, изучена параметрическая зависимость областей неустойчивости, особо отмечен факт возникновения неустойчивости на гирочастотах вплоть до шестой гармоники.

г) На основе полученных значений  $a_{\omega_j}$  и  $\mu_{\omega_j}$  произведены оценки коэффициента усиления собственного излучения и показано, что при толщине однородного излучающего слоя  $L = 10^6$  см яркие температуры достигают величин  $10^{13}$  К и выше в согласии с наблюдениями.

д) Показано, что нелинейная релаксация пучка быстрых электронов во вспыхивающей плазме с ленгмюровской турбулентностью определяет насыщение гиросинхротронного мазера и, тем самым, длительность отдельного спайка.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benz A.O. // Solar Phys. 1986. V. 104. P. 99.
2. Güdel M. // Astron. and Astrophys. 1990. V. 239. P. L1.
3. Aschwanden M.J., Benz A.O. // Astrophys. J. 1988. V. 332. P. 466.
4. Li Hong-wei, Li Chung-sheng, Fu Qi-jun // Rapid Fluctuations in Solar Flares, NASA Conference Publication / Eds Dennis B.R., Orwig L.E., Kiplinger A.L., 1987. № 2449. P. 319.
5. Stahli A., Magun A. // Solar Phys. 1986. V. 104. P. 117.
6. Степанов А.В., Юровский Ю.Ф. // Письма в "Астрон. журн.". 1990. Т. 16. № 3. С. 247.
7. Kaufmann P., Correia E. et al. // Nature (Lett.). 1983. V. 313. P. 380.
8. Güdel M., Benz A.O. // Astron. and Astrophys. 1990. V. 231. P. 202.
9. Güdel M., Zlobec P. // Astron. and Astrophys. 1991. V. 245. P. 299.
10. Güdel M., Aschwanden M.J., Benz A.O. // Astron. and Astrophys. 1991. V. 251. P. 285.
11. Юровский Ю.Ф. // Письма в "Астрон. журн.". 1991. Т. 17. № 7. С. 629.
12. Зайцев В.В., Степанов А.В. // Solar Phys. 1983. V. 88. P. 297.
13. Melrose D.B., Dulk G.A. // Astrophys. J. 1982. V. 259. P. 844.
14. Aschwanden M.J. // Astron. and Astrophys. 1990. V. 237. P. 512.



15. *Melrose D.B., Dulk G.A.* // *Astrophys. J.* 1982. V. 259. L. 41.
16. *Vestrand W.T., Forrest D.J., Chupp E.L.* // *Astrophys. J.* 1987. V. 232. P. 1010.
17. *Vestrand W.T., Forrest D.J., Rieger E.* // *Proc. XXII Inter. Cosmic Ray Conf., Dublin, 1991.* V. 3. P. 69.
18. *Желязняков В.В.* Электромагнитные волны в космической плазме, М.: Наука, 1977. 432 с.
19. *Charikov Yu.E., Kudrjavitsev I.V.* // *Flares 22 Workshop "Dynamics of Solar Flares" / Eds Schmieder B., Priest E. Observatoire de Paris, DASOP, 1991.* P. 57.
20. *Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.* // *Процессы на поверхности и в недрах солнца.* Л.: ЛИЯФ, 1987. С. 158.
21. *Эйдман В.Я.* // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 34. С. 131; 1959. Т. 36. С. 1335.
22. *Ахиезер А.И. и др.* Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 719 с.
23. *Charikov Ju.E., Mosunov A.N., Prokopjev A.V.* // *Solar Phys.* 1993. V. 147, 157.
24. *Kincic Z., Robinson P.A.* // *Solar. Phys.* 1993. V. 145, 317.
25. *Флейшман Г.Д., Чариков Ю.Е.* // *Астрон. журн.* 1991. Т. 68. С. 719.
26. *Aschwanden M.J.* // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 237. P. 512.
27. *Каплан С.А., Цытович В.Н.* Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972. 440 с.
28. *Charikov Yu.E., Fleishman G.D.* // *Solar Phys.* 1992. V. 139. P. 387.

## Superfine Time Structure in Solar Radio Flares as a Reflection of Electron Beam Gyrosynchrotron Instability

© 1995 г. A. N. Mosunov and Yu. E. Charikov

An interpretation of the fine time structure flare microwave radio emission of the Sun using a gyrosynchrotron maser mechanism is presented. Values are obtained for the absorption and emission coefficients  $\mu_{\omega_j}$  and  $a_{\omega_j}$  of ordinary and extraordinary waves in cold magnetoactive plasma with Gaussian electron beams of moderate relativistic energy. It is shown that at discrete narrow-band frequencies, the coefficient  $\mu_{\omega_j}$  is negative right up to the seventh gyrofrequency harmonic for observing angles  $\alpha > 70^\circ$ ; i.e., gyrosynchrotron instability arises, leading to a maser mechanism and the generation of emission from extraordinary waves in the plasma. The frequency range for ordinary waves is narrower – it is limited to the first three harmonics. The amplification coefficients of the radiation are  $10^3$  and higher, which can explain the brightness temperatures in individual spikes ( $10^{13}$  K and higher). Non-linear relaxation of the beam of fast electrons determines the saturation of the gyrosynchrotron maser and, consequently, the duration of an individual spike.

УДК 524.38

## ПОСТОЯННЫЕ АПСИДАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ И РАСЧЕТЫ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

© 1995 г. А. В. Петрова

Гос. Университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 30.09.94 г.

Скорость движения периастра, вызванного взаимным приливным искажением компонент тесной двойной системы, зависит от постоянных апсидального движения  $k_2$ , характеризующих распределение плотности в каждой из компонент. Приводятся результаты расчетов эволюционных изменений  $k_2$  и  $k_2 R^5$  (где  $R$  – радиус звезды) до стадии красных гигантов. Получены зависимости этих величин от массы и возраста звезды. Условие, определяющее положение поверхности звезды, существенно связывается на значении  $k_2$  и незначительно – на произведении  $k_2 R^5$ . Значение  $k_2$  чувствительно к строению оболочки. Основной вклад в величину  $k_2 R^5$  дают слои с массовой координатой около 0.9 массы звезды.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В тесных двойных системах компоненты не могут рассматриваться как материальные точки из-за взаимной приливной деформации. Поэтому элементы орбиты двойной системы будут меняться со временем. В том числе будет меняться положение перицентра. Это изменение наблюдается у многих затменных и спектральных двойных. Приливная деформация и, следовательно, скорость апсидального движения зависят от распределения плотности в обеих компонентах и характеризуются постоянной апсидального движения  $k_2$ , которая соответствует второй гармонике взаимного приливного искажения. Величины  $k_2$  могут быть рассчитаны по теоретическим звездным моделям; их сравнение с наблюдаемыми апсидальными движениями обеспечивает тест для моделей звездного строения и эволюции.

В работе [1] показано, что в поверхностных слоях звезды, где плотность мала, постоянная апсидального движения  $k_2$  обратно пропорциональна пятой степени радиального расстояния  $r$ . Поэтому значения  $k_2$ , получаемые из теоретических моделей, могут содержать ошибки, связанные с тем, из каких условий определяется положение поверхности звезды, и со строением самых наружных слоев звезды. Поскольку величина  $k_2 r^5$  приближенно постоянна в поверхностных слоях, этих ошибок можно избежать, если вместо  $k_2$  использовать произведение  $k_2 R^5$ , где  $R$  – радиус звезды. Именно этот параметр, а не  $k_2$ , определяет скорость апсидального движения. Для величин  $k_2 R^5$  согласие расчетов разных авторов гораздо лучше, чем для самих  $k_2$ . В [1] по данным расчетов, имеющимся в литературе, была получена зависимость  $k_2 R^5$  от массы и возраста звезды.

Настоящая работа продолжает [1] с использованием оригинальных расчетов звездных моделей. В работе обсуждаются следующие вопросы: деформация каких слоев звезды дает основной вклад в движение линии апсид; в каких слоях верно приближение о постоянстве  $k_2 r^5$ ; как зависят величины  $k_2$  от строения оболочки звезды; какие ошибки вносятся в постоянные апсидального движения за счет различий в определении положения поверхности звезды. Рассмотрены также эволюционные изменения постоянных апсидального движения до стадии красных гигантов.

### 2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Скорость вращения линии апсид зависит от постоянных апсидального движения  $k_{2i}$  компонент следующим образом:

$$\frac{\Delta\omega}{2\pi} = (c_{21}k_{21}R_1^5 + c_{22}k_{22}R_2^5) / a^5, \quad (1)$$

где  $a$  – большая полуось системы,  $R_i$  – радиусы звезд,  $c_{2i}$  – известные функции отношения масс, эксцентриситета и отношения угловой скорости вращения звезды к средней угловой скорости движения звезды по орбите [2].

Введем функцию

$$k_2(r) = \frac{3 - \eta_2(r)}{2[2 + \eta_2(r)]}. \quad (2)$$

Функция  $\eta_2(r)$  удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$r \frac{d\eta_2}{dr} + 6 \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)} (\eta_2 + 1) + \eta_2 (\eta_2 - 1) = 6 \quad (3)$$

с начальным условием  $\eta_2(0) = 0$ . Здесь  $\rho(r)$  – плотность на расстоянии  $r$  от центра в невозмущенной звезде,  $\bar{\rho}(r)$  – средняя плотность в шаре радиуса  $r$ . Постоянная апсидального движения  $k_2$ , входящая в (1), равна значению функции  $k_2(R)$  [2]. Величина  $k_2$  является мерой конденсации вещества к центру и показывает, как звезда с данным строением реагирует на возмущающие потенциалы.

Если в уравнение (3) подставить выражение (2), то получим следующее дифференциальное уравнение:

$$5 \frac{d(k_2 r^5)}{dr} r^{-4} + 3 \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)} (4k_2^2 - 6k_2 - 4) = 0. \quad (4)$$

Если  $\frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)} \ll 1$ , то  $k_2 \ll 1$ . Поэтому в круглой скобке во втором члене величинами порядка  $k_2^2$  и  $k_2$  можно пренебречь, так как стоящий перед скобкой множитель  $\frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)}$  уже мал. Интегрируя получающееся уравнение, находим следующее приближение для произведения  $k_2 r^5$ :

$$k_2 r^5 = \frac{12}{5} \int_0^r \frac{\rho}{\bar{\rho}} \xi^4 d\xi. \quad (5)$$

Это приближение было получено Копалом [3]. Постоянные апсидального движения, получаемые по этому приближению, систематически больше точных значений. Различия в  $\lg k_2$  могут достигать 0.12 [4].

В поверхностных слоях звезды, где плотность стремится к нулю и вторым слагаемым в уравнении (4) можно пренебречь, величина  $k_2$  зависит от радиального расстояния как

$$k_2 = \frac{\text{const}}{r^5}. \quad (6)$$

Для получения теоретических значений постоянных апсидального движения уравнение (3) интегрируется от центра звезды к поверхности. Следовательно, величина  $k_2$  зависит от того, как определяется поверхность звезды (где заканчивается интегрирование), и от строения самых наружных слоев звезды, в которых проходят последние шаги интегрирования. Поскольку произведение  $k_2 r^5$  в поверхностных слоях приближенно постоянно, оно практически не зависит от строения самых наружных слоев звезды. Так как в выражение (1) входит комбинация  $k_2 r^5$ , поверхностные слои малой массы не влияют на скорость вращения линии апсид.

### 3. ВКЛАД РАЗЛИЧНЫХ СЛОЕВ ЗВЕЗДЫ В ПОСТОЯННЫЕ АПСИДАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Для расчетов моделей звезд и их эволюции применялась программа Пачинского [5], модифицированная Денисенковым [6]. В ней используются таблицы непрозрачностей Кокса и Стюарта [7]. Скорости ядерных реакций вычисляются по [8, 9]. Границы конвективных областей рассчитывались по критерию Шварцшильда. Все расчеты производились для звезд с начальным содержанием водорода  $X = 0.7$  и содержанием тяжелых элементов  $Z = 0.02$ .

На рис. 1 показано, как изменяются при интегрировании от центра к поверхности величины  $k_2$  и  $k_2 r^5$  для химически однородных звезд начальной главной последовательности с массами  $5 M_\odot$  (а) и  $0.5 M_\odot$  (б). Радиальное расстояние  $r$  выражено в единицах радиуса звезды, а  $k_2 r^5$  – в единицах этой величины на поверхности. Кроме  $r$  вдоль оси абсцисс отложена массовая координата  $M_r$  в единицах массы звезды  $M_*$ . Постоянные апсидального движения зависят от распределения плотности по радиусу, поэтому на рис. 1 нанесены отношение  $\rho/\bar{\rho}$ , входящее в уравнение (3), и произведение  $\frac{\rho}{\bar{\rho}} r^4$ , отражающее вклад слоев в  $k_2 R^5$  (5).

Из рис. 1 видно, что при приближении к поверхности, когда плотность близка к нулю, произведение  $k_2 r^5$  действительно становится постоянным, а  $k_2$  убывает по степенному закону (6). Для звезды с массой  $5 M_\odot$  с ростом  $r$  отношение  $\rho/\bar{\rho}$  убывает гораздо быстрее и зона с  $k_2 r^5 = \text{const}$  значительно больше, чем для звезды с массой  $0.5 M_\odot$ . Величину  $k_2 r^5$  можно считать постоянной, начиная с массовой координаты примерно  $0.999 M_*$ .

Деформация вышележащих слоев с массой около  $0.001 M_*$  не влияет на динамику двойной системы.

Если остановить интегрирование при  $M_r = 0.999 M_*$ , то значения  $k_2 r^5$  будут отличаться от поверхностных менее чем на 1%, а значения  $k_2$  – более чем в два раза для звезды с массой  $5 M_\odot$  и в 1.25 раза – для звезды с массой  $0.5 M_\odot$ .

Вопрос о том, в каких слоях прекращать интегрирование, может быть достаточно существенным. Например, при переходе от расчетов с одинарной точностью к вычислениям с двойной точностью на языке Фортран значение  $k_2$  может уменьшиться на 15%, и величина этой ошибки будет тем больше, чем быстрее убывает плотность в звезде. Значения  $k_2 R^5$  при переходе от одинарной точности к двойной заметно не изменяются (относительное изменение не превышает 0.1%).

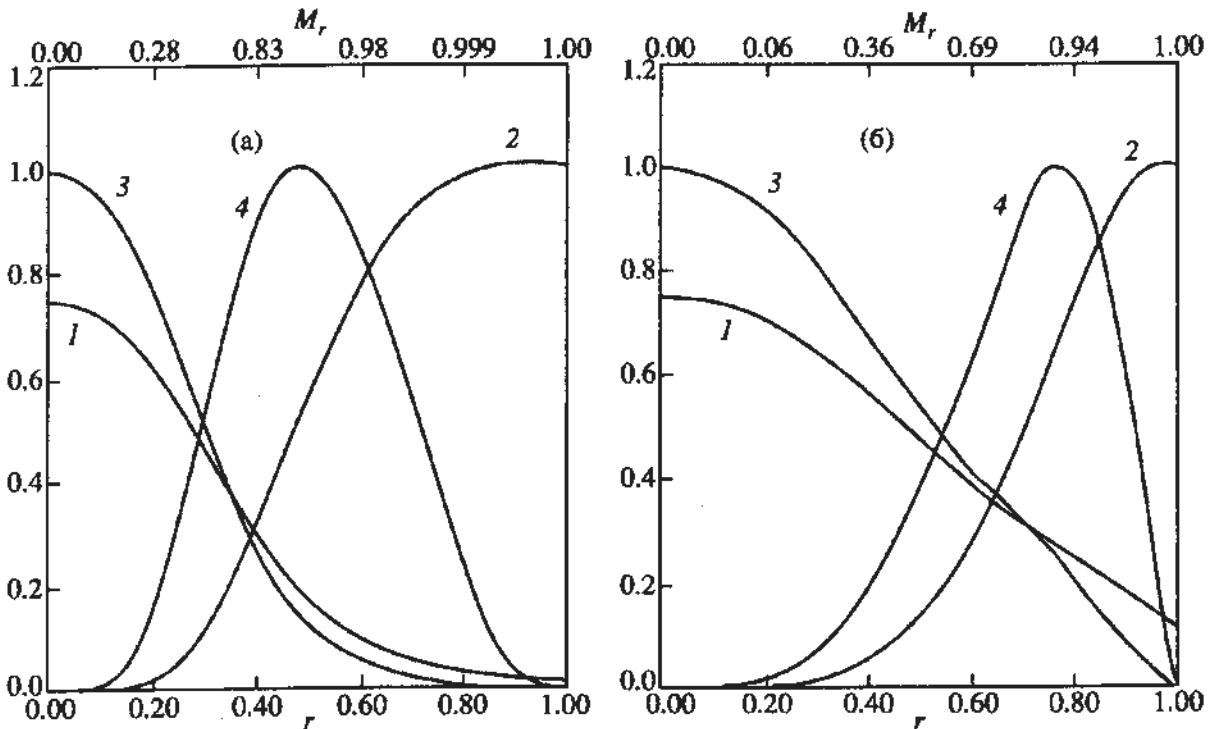


Рис. 1. Зависимости  $k_2$  (1),  $k_2 r^5$  (2),  $\rho/\bar{\rho}$  (3) и  $\frac{\rho}{\bar{\rho}} r^4$  (4) от радиального расстояния  $r$  и массовой координаты  $M_r$  для звезд начальной главной последовательности с массами  $5 M_{\odot}$  (а) и  $0.5 M_{\odot}$  (б). Радиальное расстояние и массовая координата выражены в единицах радиуса и массы звезды,  $k_2 r^5$  и  $\frac{\rho}{\bar{\rho}} r^4$  — в единицах их максимальных значений.

Заметим, что чем быстрее убывает отношение  $\rho/\bar{\rho}$ , тем быстрее убывает  $k_2$ . Поверхностные значения постоянных апсидального движения для звезд главной последовательности будут тем меньше, чем выше концентрация к центру.

Поскольку приближение (5) представляет  $k_2 r^5$  в виде интеграла, то мы можем оценить вклад разных слоев звезды в величину  $k_2 R^5$ . На рис. 1 приведены графики подинтегральной функции в единицах ее максимального значения. Видно, что вклад центральных областей и поверхностных слоев мал. Центральные области слабо деформируются, а масса поверхностных слоев мала и поэтому их деформация не дает существенного вклада в разность между потенциалами деформированной и невозмущенной звезды. Для звезд верхней части главной последовательности максимальный вклад в возмущение потенциала дают слои, лежащие примерно на половине радиуса. При развитии у звезды конвективной оболочки, которая сильно деформируется и имеет более медленное падение плотности, этот максимум смещается в более внешние слои. Массовая координата максимума для всех звезд примерно одна и та же и составляет около  $0.9 M_*$ .

На рис. 2 приведены те же графики, что и на рис. 1, для звезды с массой  $5 M_{\odot}$  на стадии образования слоевого источника горения водорода (а) и на стадии красного гиганта (б). Поведение  $k_2 r^5$  ос-

тается качественно таким же, как и на главной последовательности. Зона, где  $k_2 r^5 \approx \text{const}$ , уменьшается. Это связано с тем, что везде развивается конвективная оболочка. Скорость падения плотности в конвективной области меньше, чем в лучистой. Массовая координата, начиная с которой произведение  $k_2 r^5$  можно считать постоянным, остается равной  $0.999 M_*$ . На стадии слоевого источника, как и на главной последовательности, максимальный вклад в возмущение потенциала звезды дают слои, находящиеся примерно на половине радиуса звезды. При развитии у звезды конвективной оболочки этот максимум смещается во внешние слои, как и для маломассивных звезд главной последовательности. Массовая координата максимума всегда близка к  $0.9 M_*$ .

Во внешних слоях звезды  $k_2$  убывает по степенному закону (б), однако во внутренних слоях поведение  $k_2$  и отношения  $\rho/\bar{\rho}$  в ходе эволюции звезды заметно меняется. На стадии слоевого источника вблизи центра звезды  $k_2$  и  $\rho/\bar{\rho}$  быстро убывают, затем  $k_2$  становится почти постоянной, а  $\rho/\bar{\rho}$  несколько возрастает, далее обе величины убывают.

На стадии красного гиганта эти величины в ядре быстро убывают, затем начинают медленно возрастать, достигают максимума и после чего также медленно убывают. (Разумеется, возрастания плотности наружу нет, возрастает только

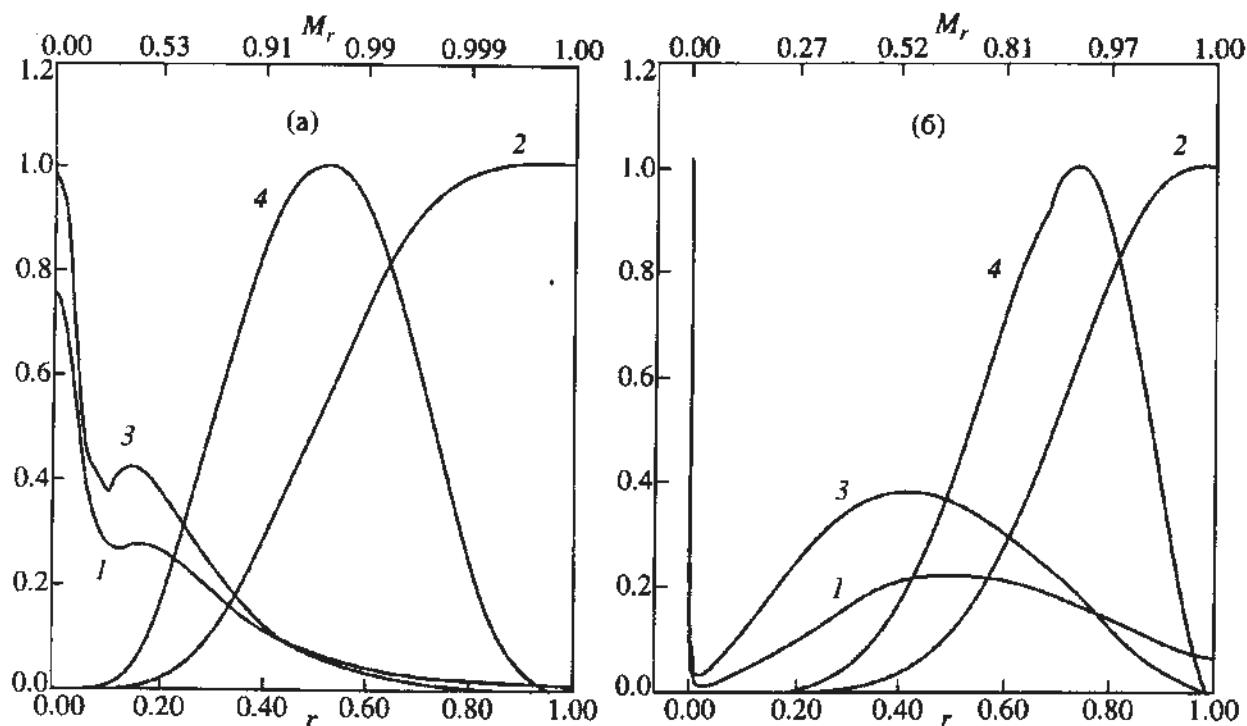


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для звезды с массой  $5 M_{\odot}$  на стадиях образования слоевого источника горения водорода (а) и красного гиганта (б).

отношение  $\rho/\bar{\rho}$ .) Описанное выше поведение объясняется быстрым изменением плотности в слоевом источнике горения водорода. Немонотонность зависимости  $k_2(r)$  была также отмечена в [10], где сделан вывод, что это является причиной очень малых значений  $k_2$  у звезд, потерявших оболочку при обмене веществом между компонентами системы.

Сравнение рис. 1б и 2б показывает, что, несмотря на совершенно разное строение внутренних областей красных гигантов и красных карликов, медленное падение плотности в протяженной конвективной оболочке приводит к тому, что поведение  $\rho/\bar{\rho}$  и, следовательно, ход  $k_2$  у них сходны, что приводит к близким и достаточно большим значениям постоянных апсидального движения для этих звезд при сильно различающихся  $k_2 R^5$ .

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ ПОСТОЯННЫХ АПСИДАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ОТ МАССЫ И ВОЗРАСТА ЗВЕЗДЫ

Расчеты постоянных апсидального движения для звезд главной последовательности проводились многими авторами. Анализ результатов опубликованных расчетов выполнен в [1]. Там же исследованы зависимости  $k_2$  от массы, химического состава и возраста при эволюции звезды на главной последовательности. В настоящей работе приведем зависимости  $k_2$  и  $k_2 R^5$  от массы для химически однородных звезд начальной главной последовательности, полученные из наших расчетов с

химическим составом  $X = 0.7, Z = 0.02$  (рис. 3). Для сравнения представлены результаты [4], полученные для того же химического состава.

Постоянные апсидального движения минимальны для звезд с массами около  $1.5 M_{\odot}$ . Возрастание  $k_2$  с ростом массы для массивных звезд связано с увеличением конвективного ядра. Поскольку в конвективных областях скорость падения плотности наружу меньше, чем в областях лучистого переноса, в звездах больших масс концентрация вещества к центру убывает с ростом массы. Увеличение  $k_2$  с массой медленное, так как постоянные апсидального движения в большей степени определяются строением оболочки, чем внутренних слоев. Быстрый рост  $k_2$  с уменьшением массы для маломассивных звезд объясняется увеличением конвективной оболочки и медленным падением плотности в ней. Так как постоянные апсидального движения чувствительны к строению оболочки, то их величины возрастают очень быстро.

Зависимость  $\lg(k_2 R^5)$  от логарифма массы линейна, с небольшими отклонениями от линейности для звезд с массой меньше  $1.5 M_{\odot}$ . Методом наименьших квадратов для звезд с  $M_* > 1.5 M_{\odot}$  получаем

$$\lg(k_2 R^5) = (3.343 \pm 0.020) \lg M_* - (2.274 \pm 0.017), \quad (7)$$

где массы и радиусы выражены в массах и радиусах Солнца. Зависимость (7) согласуется с результатом, полученным в [1]:

$$\lg(k_2 R^5) = (3.203 \pm 0.013) \lg M_* - (2.225 \pm 0.013). \quad (8)$$

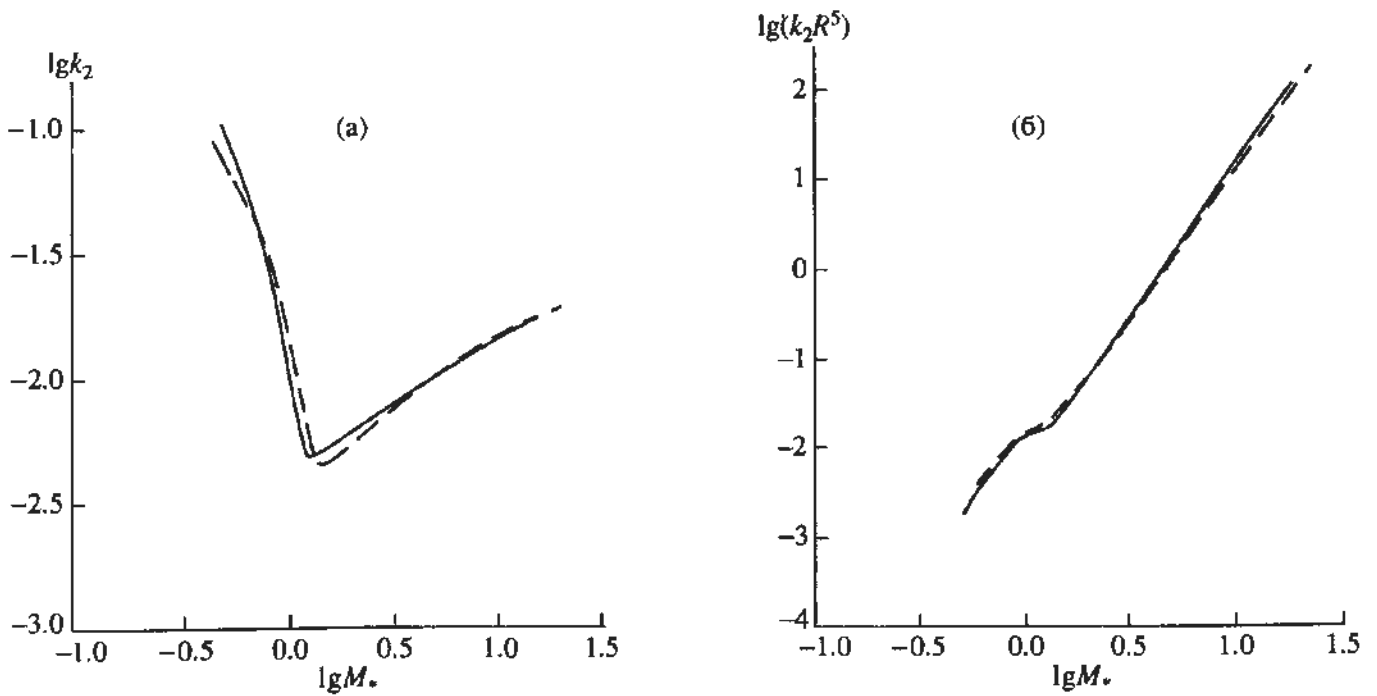


Рис. 3. Зависимости  $\lg k_2$  (а) и  $\lg(k_2 R^5)$  от логарифма массы для звезд начальной главной последовательности с химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$ . Массы и радиусы – в солнечных единицах. Результаты наших расчетов приведены сплошной линией, результаты [4] – штриховой линией.

В [1] по сводке данных расчетов разных авторов была получена зависимость  $k_2 R^5$  от массы и возраста для звезд, эволюционирующих в пределах главной последовательности:

$$\lg(k_2 R^5) = (3.222 \pm 0.018) \lg M_* + (1.200 \pm 0.021) t - (2.377 \pm 0.020), \quad (9)$$

где возраст звезды  $t$  выражен в единицах времени жизни звезды данной массы на главной последовательности. Наши расчеты дают следующую зависимость для звезд с  $M_* > 1.5 M_\odot$ :

$$\lg(k_2 R^5) = (3.422 \pm 0.032) \lg M_* + (1.096 \pm 0.040) t - (2.574 \pm 0.037). \quad (10)$$

Рассмотрим расчеты постоянных апсидально-го движения для звезд, проэволюционировавших за главную последовательность до стадии красных гигантов. Такие эволюционные изменения подробно прослежены только в [4]. Результаты наших расчетов изменений  $\lg k_2$  и  $\lg(k_2 R^5)$  в ходе эволюции звезд с массами  $1.58$  и  $5 M_\odot$  представлены на рис. 4 и 5. На рис. 4 показаны зависимости этих величин от возраста звезды. Для удобства сравнения возраст звезды выражен в единицах времени жизни звезды данной массы на главной последовательности, а  $k_2 R^5$  – в единицах значения этого параметра для химически однородной звезды начальной главной последовательности. На рис. 5 показаны зависимости  $\lg k_2$  и  $\lg(k_2 R^5)$  от логарифма ускорения свободного падения  $g$  на

поверхности звезды. Помимо эволюционного изменения нанесены положения звезд разных масс начальной главной последовательности. Цифрами на рис. 4 и 5 обозначены следующие стадии эволюции: 1 - 2 – горение водорода в ядре (главная последовательность); 2 - 3 – гравитационное сжатие звезды; 3 - 4 – горение водорода в слоевом источнике; 4 - 5 – распространение конвекции внутрь звезды; 5 - 6 – стадия красного гиганта.

Для сравнения на рис. 5 штрихами нанесены аналогичные зависимости из [4] для звезд тех же масс с тем же химическим составом.

На стадии главной последовательности  $k_2$  медленно убывает с возрастом, поскольку при горении водорода в ядре увеличивается концентрация вещества к центру. Более быстрое уменьшение  $k_2$  для звезды с массой  $5 M_\odot$  связано с уменьшением конвективного ядра, что усиливает концентрацию вещества к центру. Зависимость  $\lg k_2$  от  $\lg g$  при эволюции звезды на главной последовательности линейна, как показано в [11]. Величина  $k_2 R^5$  при эволюции на главной последовательности возрастает примерно в 10 раз, поскольку с увеличением концентрации к центру радиус звезды увеличивается, а радиус входит в пятой степени и его рост сказывается сильнее, чем убывание  $k_2$ . То, что при эволюции звезды изменение  $k_2 R^5$  в основном определяется изменением радиуса звезды, демонстрирует зависимость  $\lg(k_2 R^5)$  от  $\lg g$  (рис. 5б): для всех этапов эволюции, кроме стадии расширения конвективной оболочки (4 - 5), эта зависимость линейна с тангенсом угла наклона около  $-2.5$ .

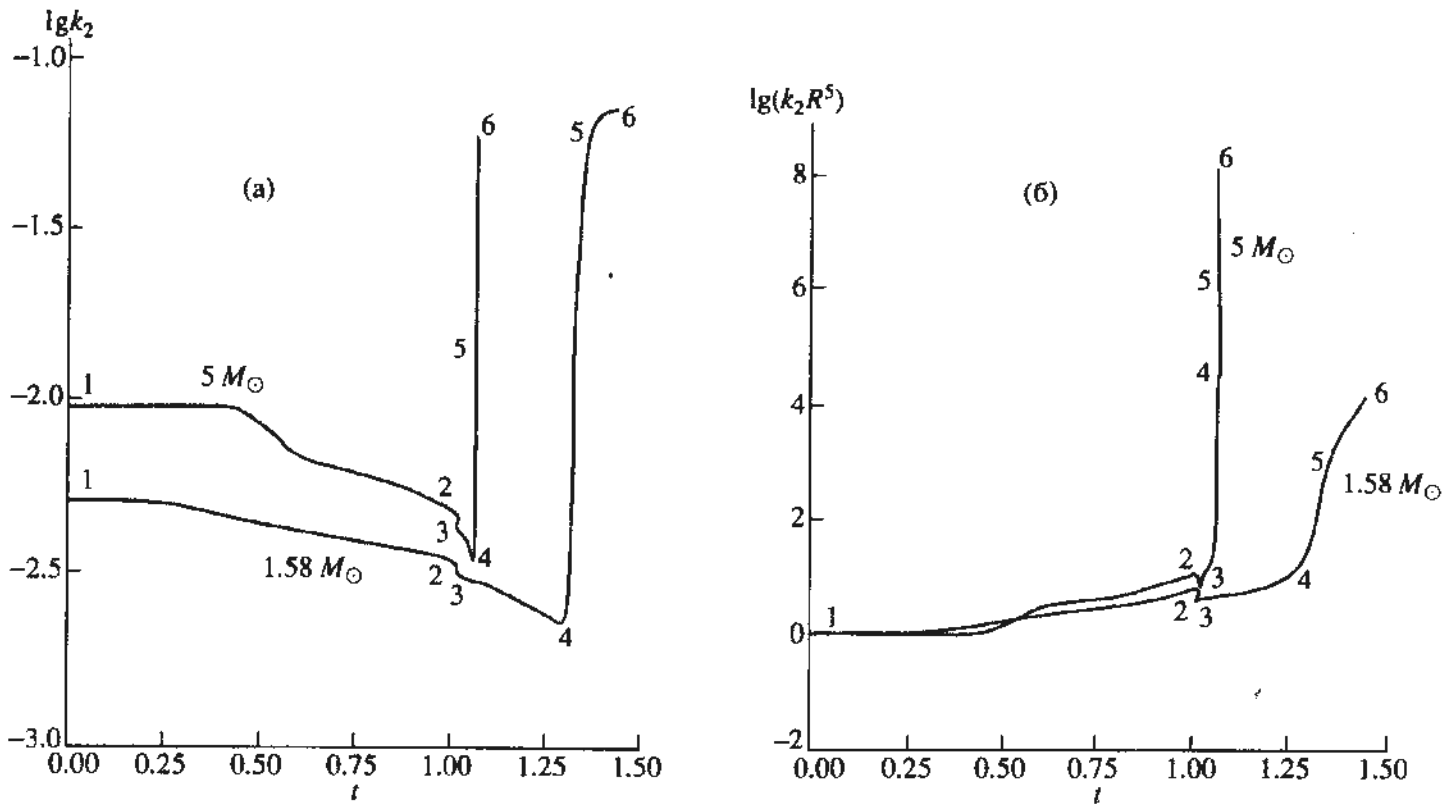


Рис. 4. Зависимости  $\lg k_2$  (а) и  $\lg(k_2 R^5)$  (б) от возраста  $t$  для звезд с массами  $5 M_\odot$  и  $1.58 M_\odot$ . Возраст выражен в единицах времени жизни звезды данной массы на главной последовательности,  $k_2 R^5$  – в единицах значения этой величины для звезды начальной главной последовательности.

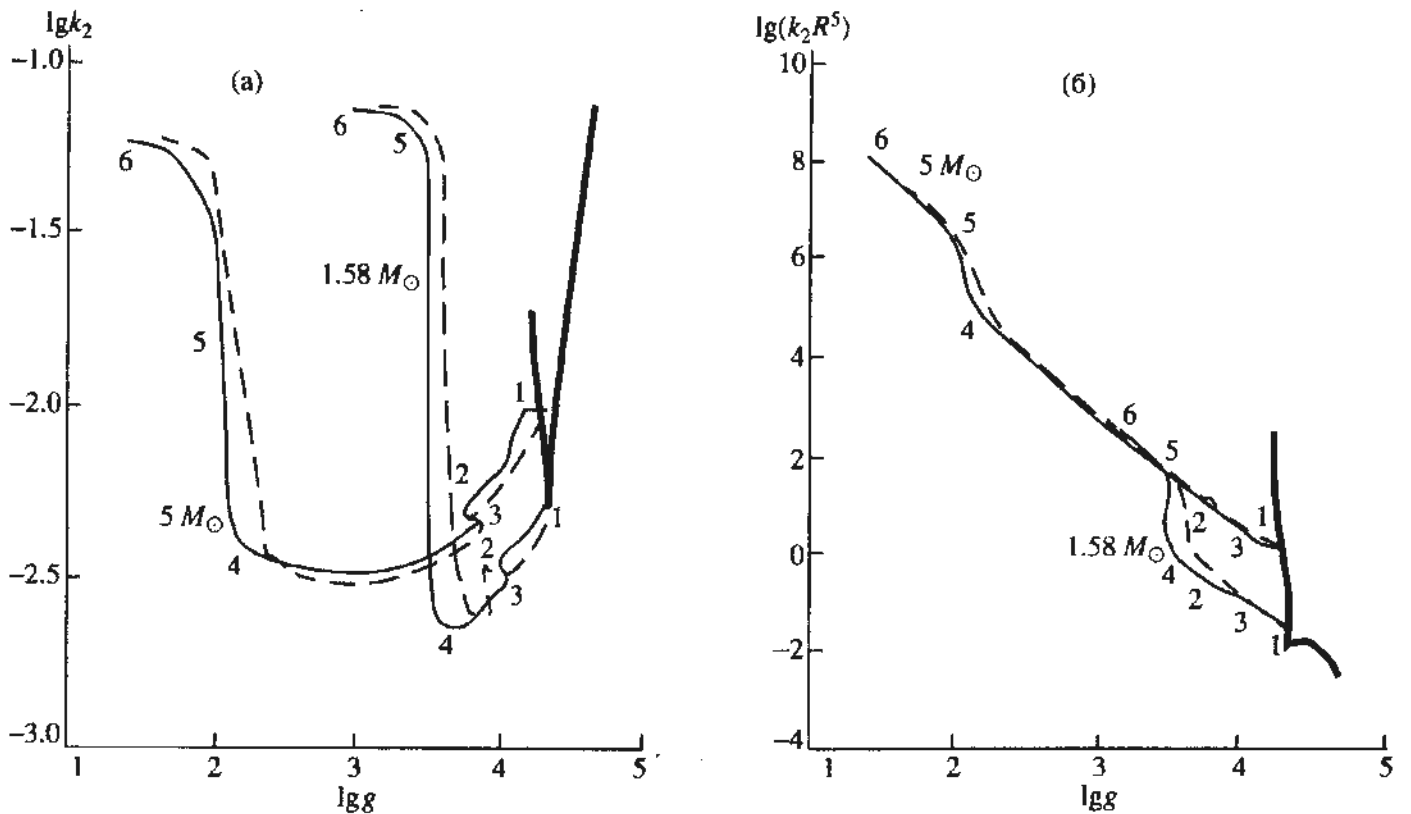


Рис. 5. Зависимости  $\lg k_2$  (а) и  $\lg(k_2 R^5)$  (б) от логарифма ускорения свободного падения  $g$  на поверхности для звезд начальной главной последовательности (жирная линия) и эволюционирующих звезд с массами  $5 M_\odot$  и  $1.58 M_\odot$ . Результаты наших расчетов приведены сплошной линией, результаты [4] – штриховой линией.

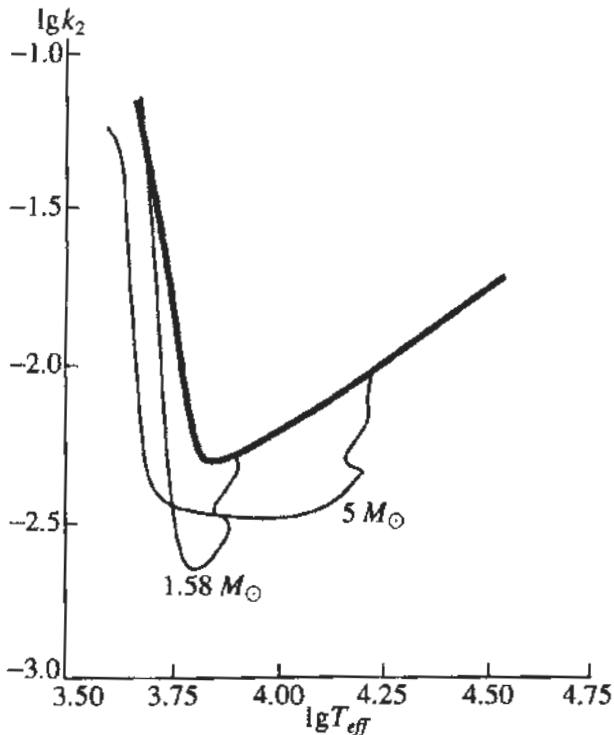


Рис. 6. Зависимости  $\lg k_2$  от  $\lg T_{\text{eff}}$  для звезд начальной главной последовательности (жирная линия) и эволюционирующих звезд с массами  $5$  и  $1.58 M_{\odot}$ .

В произведение  $k_2 R^5$  радиус входит в пятой степени, а в ускорение свободного падения на поверхности в степени  $-2$ , что дает тангенс угла наклона  $-2.5$  в логарифмических осях.

Изменение  $k_2 R^5$  в ходе эволюции звезды с массой  $1.58 M_{\odot}$  в пределах главной последовательности несколько отличается от соответствующего изменения для звезды с массой  $5 M_{\odot}$ . Но для звезд с массами больше  $2 M_{\odot}$  поведение  $k_2 R^5$  на главной последовательности неразличимо в масштабе рис. 4б. Если это изменение аппроксимировать линейной зависимостью, то угол наклона у нее будет одинаковым для звезд разных масс, что подтверждает зависимость (10). Однако, как можно видеть из рисунка, линейная функция является не очень хорошей аппроксимацией.

Гравитационное сжатие звезды (стадия 2 - 3) приводит к уменьшению радиуса звезды и увеличению концентрации вещества к центру. Поэтому и  $k_2$ , и  $k_2 R^5$  на этой стадии эволюции быстро убывают.

При горении водорода в слоевом источнике (стадия 3 - 4) ядро звезды продолжает сжиматься, а оболочка расширяется. Это приводит к увеличению концентрации вещества к центру и к увеличению  $k_2 R^5$ . Для звезды с массой  $1.58 M_{\odot}$  стадия 3 - 4 продолжается дольше, а радиус за это время изменяется меньше, чем для звезды с массой  $5 M_{\odot}$ . Поэтому скорости изменения величин  $k_2$  и  $k_2 R^5$  с возрастом для звезды с большей массой гораздо

выше. Величины  $k_2 R^5$  и  $g$  наиболее существенно меняются именно на этой стадии эволюции.

Быстрое расширение конвективной оболочки (стадия 4 - 5) приводит, как уже говорилось выше, к уменьшению скорости падения плотности в поверхностных слоях, что вызывает быстрое и значительное увеличение постоянного апсидального движения. Радиус звезды на этой стадии эволюции меняется слабо и поэтому основной вклад в изменение  $k_2 R^5$  в данном случае дает  $k_2$ , что хорошо видно на рис. 5б.

Процесс распространения конвекции в более глубокие слои звезды продолжается на стадии красного гиганта, что также ведет к увеличению  $k_2$ , хотя и не столь быстрому. Такая протяженная конвективная оболочка приводит к значениям  $k_2$ , близким к значениям  $k_2$  для красных карликов, имеющих протяженную конвективную оболочку, о чем уже говорилось выше. На этой стадии эволюции радиус звезды продолжает возрастать и его изменения снова начинают давать основной вклад в изменение  $k_2 R^5$ .

Выше говорилось, что значения  $k_2$  должны сильно зависеть от строения самых наружных слоев звезды. Строение самых внешних слоев зависит от эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$  звезды. На рис. 6 приведены зависимости  $\lg k_2$  от  $\lg T_{\text{eff}}$  для звезд начальной главной последовательности и звезд, эволюционирующих до стадии красного гиганта, для двух значений масс:  $1.58$  и  $5 M_{\odot}$ . Общий характер приведенных зависимостей сходен как для звезд начальной главной последовательности, так и для эволюционирующих звезд. Таким образом, для звезд с похожим строением внешних слоев значения постоянных апсидального движения должны быть близки.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе оригинальных расчетов звездных моделей подтверждены результаты, полученные в [1]:

- 1) в поверхностных слоях звезды постоянная апсидального движения  $k_2$  убывает обратно пропорционально радиальному расстоянию  $r$  в пятой степени; произведение  $k_2 r^5 \approx \text{const}$ , начиная с массовой координаты  $0.999$  массы звезды;
- 2) на значениях  $k_2$  существенно сказывается, каким образом выбирается поверхность звезды;
- 3) значения  $k_2$  сильно зависят от строения оболочки звезды.

Основной вклад в величину  $k_2 R^5$ , где  $R$  — радиус звезды, дают слои с массовой координатой около  $0.9$  массы звезды. Соответствующее радиальное расстояние составляет около  $0.5R$  для звезд верхней части главной последовательности и смещается в более наружные слои при развитии у



звезды конвективной оболочки. Для получения надежных значений  $k_2 R^5$  точно рассчитывать достаточно только слои вблизи этого максимума. Строение ядра звезды и самых внешних слоев не сильно сказывается на значении  $k_2 R^5$ .

По результатам наших расчетов получены зависимости  $\lg(k_2 R^5)$  от массы для химически однородных звезд начальной главной последовательности и от массы и возраста для звезд, эволюционирующих внутри главной последовательности. Построенные аппроксимации согласуются с зависимостями из [1], полученными по результатам расчетов разных авторов. Показана возможность линейной аппроксимации зависимости  $\lg(k_2 R^5)$  от возраста.

Прослежены эволюционные изменения постоянных апсидального движения до стадии красных гигантов. Наши эволюционные зависимости в целом согласуются с результатами [4].

Апсидальное движение наблюдается, как правило, в системах, содержащих звезды главной последовательности или субгиганты. Это объясняется тем, что для регистрации смещения перицентра нужно проводить наблюдения в течение достаточно большого числа периодов; для красных гигантов, имеющих большие радиусы, орбитальные периоды должны быть достаточно велики. (В противном случае будет происходить обмен массой между компонентами двойной системы.) Поэтому возможность наблюдательной проверки результатов расчетов апсидального движения для красных гигантов представляется сомнительной.

Постоянные апсидального движения показывают, как звезда с данным строением реагирует на возмущающие потенциалы, поэтому, помимо задачи об апсидальном движении, величины  $k_2$  используются при решении других задач, где рассматривается деформация звезды. Такие задачи

возникают, например, при изучении деформации за счет вращения или влияния приливов на циркуляризацию орбиты двойной системы и синхронизацию осевого вращения компонент с орбитальным движением. Для решения этих задач расчеты постоянных апсидального движения красных гигантов могут оказаться полезными.

Автор благодарит В.В. Орлова и В.В. Иванова за полезное обсуждение, а также А.Б. Шнейвайса за помощь в работе с программой.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петрова А.В. // *Астрон. журн.* 1995. Т. 72. С. 937.
2. Sterne T.E. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1939. V. 99. P. 451.
3. Kopal Z. *Close Binary Systems.* London: Chapman and Hall, 1959.
4. Claret A., Gimenez A. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1989. V. 81. P. 1.
5. Paczynski B. // *Acta Astron.* 1969. V. 20. P. 47.
6. Денисенков П.А. // *Астрофизика.* 1989. Т. 31. С. 293.
7. Кокс А.Н., Стюарт Дж. Н. // *Научные информации Астрономического совета АН СССР.* 1969. Вып. 15. С. 5.
8. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1975. V. 13. P. 69.
9. Harris M.J., Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1983. V. 21. P. 165.
10. Cisneros-Parra J.U. // *Astron. and Astrophys.* 1970. V. 8. P. 141.
11. Gimenez A., Garcia-Pelayo J.M. // *IAU Coll. № 69. Binary and Multiple Stars as Tracers of Stellar Evolution / Eds Kopal Z., Rahe J. Dordrecht: Reidel D., 1989. P. 37.*

## Constants of Apsidal Motion and Calculations of Stellar Evolution

© 1995 г. А. В. Петрова

The velocity of the periastron's motion caused by the mutual tidal distortion of the components of a close binary system depends on the constants  $k_2$  of the apsidal motion which characterize the density distribution in each of the components. The results are presented of the calculation of the evolutionary changes of  $k_2$  and  $k_2 R^5$  (where  $R$  is the star's radius) up to the red-giant stage. The dependences of these parameters on the mass and the age of a star are obtained. The condition defining the position of the star surface strongly affects the  $k_2$  value and insignificantly – the product  $k_2 R^5$ . The parameter  $k_2$  is sensitive to the structure of the star's shell. The main contribution to  $k_2 R^5$  is provided by the layers with the mass coordinate about 0.9 the star's mass.

УДК 523.942

## СТРУКТУРА ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЕ ВБЛИЗИ $H_{\alpha}$ -ВОЛОКОН

© 1995 г. Б. А. Иошпа\*, Е. Х. Куликова\*\*

\* Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Троицк, Россия

\*\* Радиофизический институт, Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 30.09.94 г.

Анализируются результаты измерения поля фотосферных скоростей под двумя волокнами активных областей на Солнце, наблюдавшимися в 1991 и 1992 гг. на солнечном башенном телескопе ИЗМИРАН при помощи магнитографа и интегрально-интерференционного спектрографа. Показано, что устойчивые участки волокон располагаются на границе между областями подъема и опускания фотосферного вещества. Рассматривается связь структуры поля фотосферных скоростей с типом волокна и характером его устойчивости.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ распределения скоростей вблизи солнечных волокон, видимых в линии  $H_{\alpha}$ , может прояснить ряд проблем, связанных с их образованием, устойчивостью, механизмом накопления энергии. Поэтому исследованию структуры скоростей в области расположения волокон посвящено в последнее время много работ (см. обзор Шмидер [1]). Однако в основном исследовалась структура поля скоростей в хромосфере под волокном (в линии  $H_{\alpha}$ ) и в переходной области между короной и протуберанцем (в линиях CIV). Изучению поля скоростей в фотосфере посвящены лишь работы Мартрес и др. [2, 3] и работы группы ИЗМИРАН [4 - 8].

Между тем есть все основания полагать, что должна существовать определенная связь между характером скорости в фотосфере и положением волокна. Во-первых, известно, что волокна лежат преимущественно вдоль линии раздела полярностей фотосферного магнитного поля, над нулевой линией продольного поля. Во-вторых, волокна соединены с фотосферой при помощи так называемых "ног", в которых, согласно некоторым наблюдениям, в хромосфере наблюдается опускание или подъем вещества (см. например, [9]). В третьих, косвенно на наличие связи указывает то, что 5-мин фотосферные колебания в области расположения волокна существенно ослаблены [2].

Анализ хромосферных скоростей различными авторами дал в основном близкие результаты; согласно им, волокно лежит близко к линии раздела областей подъема и опускания, преимущественно в области подъема вещества. Результаты изучения фотосферного поля скоростей противоречивы и требуют дальнейшего анализа. Так, в работе Иошпы и др. [3], посвященной изучению

фотосферных скоростей в окрестностях спокойного волокна, было показано, что характер пространственного распределения участков подъема и опускания вещества весьма неоднороден, в отличие от хромосферного распределения скорости, проведенного для того же волокна в работе [10]. Области подъема и опускания вещества в фотосфере рассекали волокно таким образом, что линия нулевой лучевой скорости  $V_0$  несколько раз пересекала волокно почти перпендикулярно его оси, тогда как в хромосфере линия  $V_0$  была почти параллельна оси волокна. В фотосфере вещество было направлено преимущественно вниз, а в хромосфере вверх. Эти результаты хорошо согласовались с данными работы [3].

Однако последующие наблюдения показали, что такая структура скоростей в фотосфере под волокнами присуща не всем, а, по-видимому, лишь тем спокойным волокнам, которые лежат в старых флокульных областях с небольшим (не превышающим десятков гаусс) магнитным полем. Было обнаружено, что в спокойных волокнах активных областей структура распределения скоростей носит другой, более упорядоченный характер, теснее связана с положением волокна и положением нулевой линией продольного магнитного поля [7, 8]. В данной работе мы анализируем результаты наблюдений двух волокон активных областей, наблюдавшихся в 1991 и 1992 гг.

### 2. ИНСТРУМЕНТЫ

Одновременные наблюдения фотосферных лучевых скоростей и магнитных полей в области солнечных волокон проводились на башенном солнечном телескопе (БСТ) ИЗМИРАН. Пространственное разрешение составляло  $4''$ . Для пред-

варительной фильтрации спектральных линий использовался дифракционный спектрограф телескопа, работающий во втором порядке при линейной дисперсии  $0.9 \text{ \AA}/\text{мм}$ .

Для измерения лучевых скоростей с июля 1991 г. использовался интегрально-интерференционный спектрометр (ИИС) [11]. Спектрометр выполнен на основе интерферометра Фабри-Перо, стабилизированного квантовым эталоном частоты. Это позволило улучшить стабильность и чувствительность нового варианта ИИС по сравнению с тахометром на основе интерферометра Майкельсона, использовавшимся ранее. Наблюдения велись в немагнитоактивной линии  $\text{FeI } \lambda 5576$  (фактор Ланде  $g = 0$ ). Чувствительность спектрометра составляла  $10 \text{ м/с}$ .

Для измерений магнитного поля использовался магнитограф продольного поля ИЗМИРАН [12]. Наблюдения проводились в магниточувствительной линии  $\text{FeI } \lambda 5253$  (фактор Ланде  $g = 1.25$ ). Как показали расчеты, высоты формирования выбранных спектральных линий близки. Чувствительность определения магнитного поля составляла около  $5 - 10 \text{ Гс}$ .

Известно, что в сигнал лучевой скорости, измеряемой магнитографом, входят сигналы от ложных доплеровских смещений спектральных линий, вызываемых дрожанием спектра в спектрографе. Для спектрографа БСТ ИЗМИРАН величины ложных смещений составляют  $\sim 100 \text{ м/с}$ . Поскольку значения лучевых скоростей вблизи волокон на уровне фотосферы не велики ( $\sim 200 - 300 \text{ м/с}$ ) [2], то при анализе были использованы карты лучевых скоростей, полученные по данным ИИС. Одновременно с записью лучевых скоростей и магнитных полей получались  $\text{H}_\alpha$ -фильтрограммы участка исследуемой области. Фильтрограммы в свете, отраженном от зеркальной поверхности входной щели спектрографа и проходящем через  $\text{H}_\alpha$ -фильтр типа Халле, регистрировались при помощи кинокамеры каждые  $10 \text{ с}$ , что соответствовало (при скорости сканирования  $2''/\text{с}$ )  $20''$ -интервалу солнечной поверхности. По этим фильтрограммам определялось относительное положение входной щели и исследуемых деталей солнечной поверхности (волокон, пятен) с точностью, определяемой пространственным разрешением.

### 3. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Распределения магнитных полей и лучевых скоростей вблизи волокон регистрировались путем последовательного сканирования исследуемой области. Полное время получения одной карты составляло  $25 - 30 \text{ мин}$ . Для уменьшения влияния эффекта пятиминутных колебаний скорость сканирования и длина сканов выбирались таким образом, чтобы временной сдвиг между разреза-

ми составлял  $\sim 150 \text{ с}$ . Карты строились после скользящего усреднения соседних разрезов. К вопросу о влиянии пятиминутных колебаний скорости в области волокон мы вернемся ниже.

Для учета тренда лучевой скорости, связанного с перемещением изображения Солнца при сканировании, а также возможного аппаратного тренда была проведена низкочастотная фильтрация записей путем вычитания постоянной и линейной составляющих. За нулевое значение лучевой скорости принималось значение, усредненное по разрезам, расположенным вдалеке от волокна и проходящим через участки спокойного Солнца. Точность определения среднего значения составляла  $20 - 40 \text{ м/с}$ . Анализ показал, что изменение нуля-пункта скорости на такую величину не меняет существенно ни структуру распределения скорости, ни положение (с точностью до пространственного разрешения) нулевой линии скорости относительно положения волокна.

### 4. НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для анализа фотосферного поля скоростей и магнитных полей были выбраны два волокна, близких по своим морфологическим данным. Оба волокна располагались вблизи активных областей, характеризующихся в своей южной части активной пятенной деятельностью.

#### *Волокно в активной группе 6703 SGD*

Первое из рассматриваемых в этой работе волокон было расположено в активной группе 6703 по Боулдеру и пересекало центральный меридиан  $6 - 7$  июля 1991 г. Форма волокна (рис. 1а) напоминала дугу, морфологически связанную с пятном, расположенным в западной части области. На рис. 2 приведены карты магнитного поля и лучевой скорости для 6 июля 1991 г.

Чтобы более наглядно представить полученные результаты, на рис. 3а, 3б приведены упрощенные карты за два последовательных дня: 5 и 6 июля 1991 г. На картах показаны лишь положения нулевой линии лучевой скорости  $V_0$  в линии  $\text{FeI } \lambda 5567$ , нулевой линии продольного магнитного поля и волокна по фотографиям в линии  $\text{H}_\alpha$ . Крупномасштабная конфигурация как магнитного поля, так и поля скоростей в основном сохранялась в течение нескольких дней. Северная часть волокна состояла, по-видимому, из двух арок. Эта наиболее устойчивая часть лежала, как видно из рисунка, вдоль линии нулевого магнитного поля и над границей между областями подъема и опускания фотосферного вещества, как бы окаймляя обширную область подъема, расположенную к югу от волокна. В месте искривления нейтральной линии магнитного поля (в точке А,

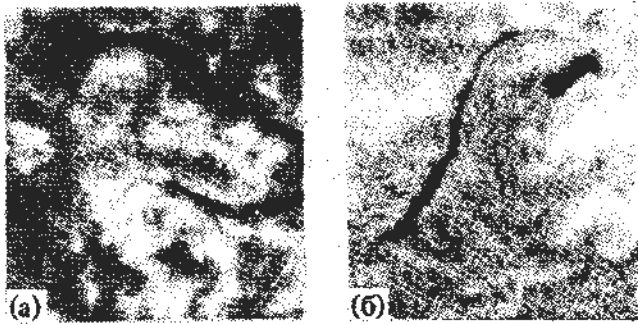


Рис. 1. Фотографии активной области в  $H_{\alpha}$  с волокном, полученные 6 июля 1991 г. (а) и 8 августа 1992 г. (б) на Ташкентской астрофизической обсерватории. Публикуются с любезного разрешения З.Б. Коробовой.

вблизи “ноги”) наблюдались искривление и разрыв нулевой линии поля скоростей. На востоке северная часть волокна оканчивалась в области подъема, на западе – в области опускания; скорость вещества у концов волокна составляла несколько сотен км/с. Весьма неустойчивая южная часть волокна на протяжении всего времени наблюдения была расположена вдали от нейтральной линии магнитного поля в области опускания вещества. Эта часть волокна меняла свои размеры и дробилась на отдельные фрагменты. Под волокном в этой части активной области происходили изменения, связанные с пятенной активностью, в частности, появлялись новые пятна. В последующие дни там имели место солнечные вспышки, которым сопутствовали деформации как самого волокна, так и структуры поля скоростей.

### Волокно в активной области 7248 SGD

Второе волокно располагалось в активной области 7248 по Боулдеру и пересекало центральный солнечный меридиан 7 - 8 августа 1992 г. Мы наблюдали его в период 4 - 8 августа. По своей форме и характеру (рис. 16) оно напоминало исследованное ранее волокно в активной области 6703 SGD.

Северо-восточная часть волокна, состоящая из нескольких арок, была относительно стабильной. Из рис. 3в, г видно, что как положение нулевой линии лучевой скорости  $V_0$ , так и положение нулевой линии магнитного продольного поля почти совпадали с положением этой части волокна, которое окаймляло с севера-востока обширную область подъема вещества. Магнитное поле и поле скоростей под этим участком волокна сохраняли такой же характер своей крупномасштабной структуры и в последующие дни наблюдений. Там же, где волокно разрывалось (по-видимому, у конца арки вблизи “ноги” – точка А), искривлялась нулевая линия магнитного поля и разрывалась нулевая линия скорости. Восточный конец волокна находился в области подъема, где скорость была близка к 400 м/с.

Чрезвычайно неустойчивая юго-западная ветвь волокна лежала в области опускания вещества. Нулевая линия магнитного поля 6 августа под этой частью волокна располагалась на расстоянии  $\sim 20 - 30''$  от оси волокна. Сильное искривление нулевой линии магнитного поля, связанное, по-видимому, с пятенной активностью, привело 8 августа к исчезновению этой ветви. Однако, через несколько часов она восстановилась,

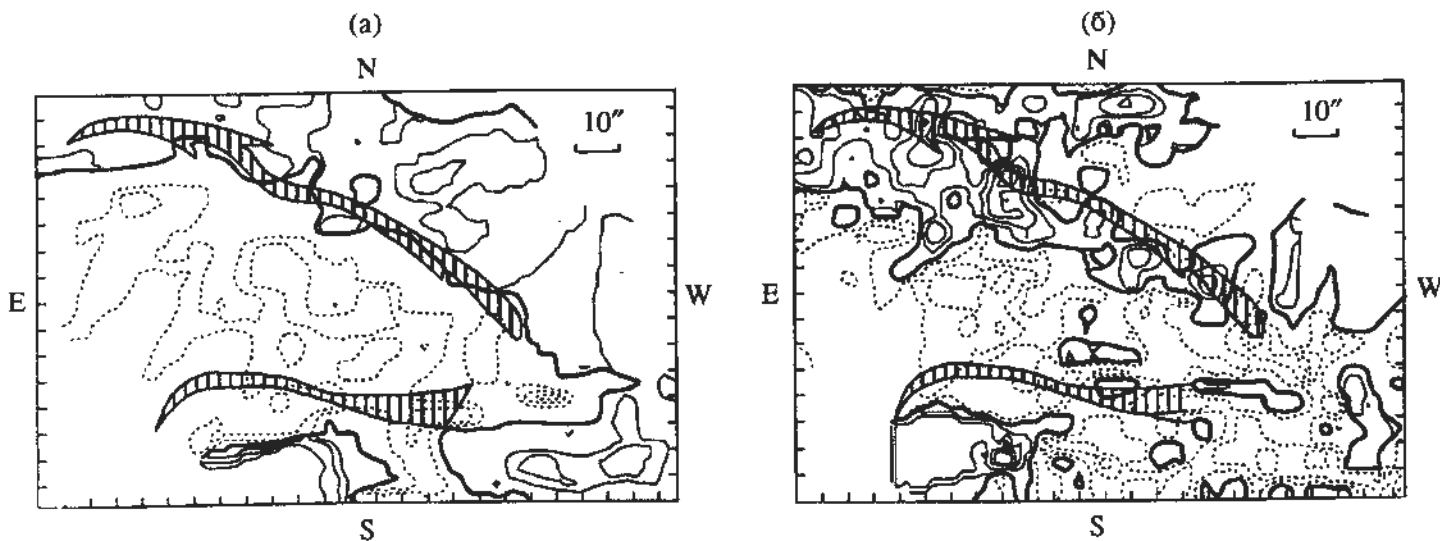


Рис. 2. Карты продольного магнитного поля (а) и лучевой скорости (б), полученные 6 июля 1991 г. на магнитографе и тахометре ИЗМИРАН, соответственно в линии  $FeI \lambda 5576$ . На рисунке а толстая сплошная линия – нулевая линия продольного магнитного поля, тонкие сплошные линии – изогауссы положительной полярности, пунктир – изогауссы отрицательной полярности (шаг составляет 100 Гс). Положение волокна заштриховано. На рисунке б толстая сплошная линия – линия нулевой лучевой скорости, тонкие сплошные и пунктирные линии – изолинии направленной соответственно вверх и вниз скорости (шаг составляет 100 м/с).

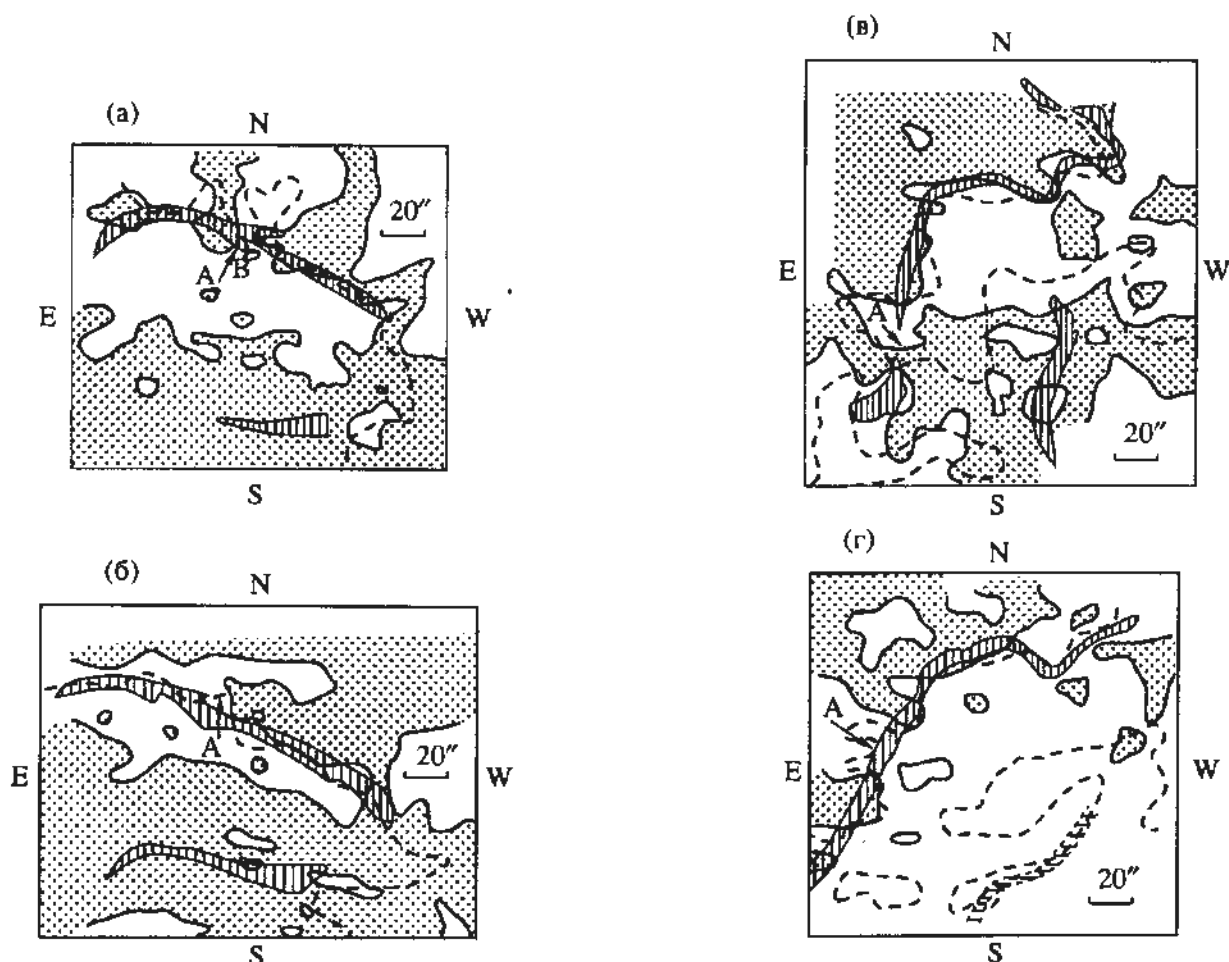


Рис. 3. Относительное положение линии нулевой скорости в спектральной линии FeI  $\lambda 5567$  (сплошные кривые), нулевой линии продольного магнитного поля в спектральной линии FeI  $\lambda 5253$  (штриховые линии) и волокна (заштриховано) за 5 (а) и 6 (б) июля 1991 г. и 6 (в) и 8 (г) августа 1992 г. Области, где движение вещества направлено вниз, отмечены точками.

сместившись к западу и расположившись вдоль нейтральной линии магнитного поля (на рис. 2б эта часть волокна нанесена пунктиром).

## 5. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПЯТИМИНУТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Анализ фотосферных доплерограмм, проведенный Мартрес и др. [2], показал, что амплитуды поля скоростей под волокном уменьшаются по сравнению с амплитудами поля скоростей вне волокна. Это подтверждается и нашими работами [5, 6]. Шмидер в своем обзоре [1] связывает этот результат с ослаблением колебаний под волокном.

Для того, чтобы выяснить влияние пятиминутных колебаний на структуру поля скоростей активной области, мы специально провели сканирование области над устойчивой частью волокна 5 июля 1991 г. так, чтобы каждый разрез повторялся дважды с временным интервалом 150 с. Карты лучевых скоростей активной области были построены отдельно по четным и нечетным

разрезам. Структура поля скоростей при переходе от одной карты к другой оставалась аналогичной: волокно на каждой из них лежит близко к линии раздела областей подъема и опускания вещества. Таким образом, можно считать, что пятиминутные колебания, особенно, если они существенно ослаблены той методикой наблюдения, которую мы описали выше, не должны влиять на характер наблюдаемой нами структуры поля скоростей.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ наблюдений, рассмотренных выше, также как и тех, что описаны нами ранее [4 - 8], позволяет сделать некоторые предварительные выводы о характере связи между типом волокна и его устойчивостью и структурой поля фотосферных скоростей. Мы выделяем при этом три случая.

1. Волокно в спокойной области (QRF по классификации, приведенной в монографии Зирин [13]). Структура поля фотосферных скоро-

стей под таким волокном чрезвычайно нерегулярна; волокно многократно может пересекаться участками, в которых вещество попеременно опускается или поднимается, при этом линия нулевой скорости  $V_0$  может составлять с направлением оси волокна угол, близкий к прямому. В то же время в хромосфере структура поля скоростей носит более регулярный характер, а положение нулевой линии скорости практически совпадает с положением волокна. Таким образом, в окрестности такого волокна связь между структурами фотосферных и хромосферных скоростей весьма слаба.

2. Спокойное волокно в активной области или вблизи активной области (ARF). Такое волокно, расположенное в области относительного большого (до нескольких сотен гаусс) магнитного поля, характеризуется, по-видимому, регулярной и устойчивой во времени структурой фотосферных скоростей: волокно лежит над линией, разделяющей вытянутые вдоль его оси области подъема и опускания вещества, т.е. положение линии нулевой фотосферной скорости  $V_0$  и положение волокна практически совпадают. Исключение составляют лишь участки разрыва волокна вблизи его опускающихся "ног". По-видимому, в окрестностях такого волокна структуры фотосферных и хромосферных скоростей близки.

3. Активное, быстро меняющееся волокно. Такое волокно, по нашим представлениям, основанным на анализе наблюдений, расположено вдали как от нейтральной линии магнитного поля, так и от линии нулевой скорости. В обоих рассмотренных нами выше случаях оно располагалось в области опускания вещества.

Разумеется, такое деление волокон является до некоторой степени условным. Так, оба волокна, которые мы рассматривали ниже, обладали как стабильными, так и быстро изменяющимися участками. Стабильному участку соответствовало распределение скоростей, которое мы приписали волокнам второй группы, неустойчивому – то, какое, по нашему мнению, характерно для волокон третьей группы. Для того, чтобы проследить, как меняется временная структура скоростей при

изменении характера волокна, требуются наблюдения с большим временным разрешением. Получение быстрой последовательности карт в те интервалы времени, когда происходят пространственные изменения в волокне, позволили бы выяснить более надежно связь структуры скоростей со структурой волокна и причинную зависимость одной структуры от другой. Желательно также иметь лучшее пространственное разрешение, достаточное для выявления тонкой структуры волокна.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schmieder B.* // Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences / Ed. Priest E.R. Dordrecht: Kluwer, 1988. V. 150. P. 15.
2. *Martres M.-J., Rayrole L., Soru-Escout I.* // Solar Phys. 1976. V. 46. P. 137.
3. *Martres M.-J., Mein P., Schmieder B., Soru-Escout I.* // Solar Phys. 1981. V. 69. P. 301.
4. *Иошпа Б.А., Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Мозилевский Э.И.* // Солнечные данные. 1986. Т. 5. С. 68.
5. *Иошпа Б.А., Куликова Е.Х.* // Физика солнечной активности. М.: Наука, 1988. С. 168.
6. *Иошпа Б.А., Куликова Е.Х.* // Труды 13 консультативного Совещания. Новосибирск: Наука, 1989. С. 167.
7. *Ioshpa B., Kogevatov I., Kulikova E.* // Solar Polarimetry, Proc. of NSO/Sac Peak Workshop / Ed. November L.J. Sunspot: Sac Peak Obs., 1991. P. 280.
8. *Ioshpa B., Kulikova E.* // Solar Magnetic Fields. Proc. of int. Conference / Eds Schuessler M., Schmidt W. Cambridge: Cambridge Univ. Press., 1994. P. 378.
9. *Kubota J., Uesugi A.* // Publ. Astron. Soc. Japan. 1986. V. 38. P. 903.
10. *Утробин В., Шилова Н.* // Солнечные данные. 1985. Т. 4. С. 75.
11. *Ioshpa B., Kogevatov I.* // Solar Polarimetry. Proc. of NSO/Sac Peak Workshop / Ed. November L.J. Sunspot: Sac Peak Obs., 1991. P. 59.
12. *Иошпа Б.А., Мозилевский Э.И.* // Сб. "Солнечная активность". № 2. Серия "Результаты МГГ". М.: Наука, 1965. С.118.
13. *Zirin H.* // Astrophysics of the Sun. Cambridge: Cambridge University Press, 1988. P. 266.

## Structure of the Velocity Field in the Solar Photosphere near $H_{\alpha}$ Filaments

© 1995 г. В. А. Ioshpa and E. Kh. Kulikova

Results are presented of measurements of the photospheric velocity field under two Solar active region filaments observed in 1991 and 1992 on the IZMIRAN solar tower telescope using a magnetograph and an integrated interference spectrograph. It is shown that the stable parts of the filaments are located on the boundary between regions of rising and sinking photospheric material. The relationship between the structure of the photospheric velocity field and the type of filament and its characteristic stability is considered.



УДК 524.38

## КРИТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСЧЕТОВ ПОСТОЯННЫХ АПСИДАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

© 1995 г. А. В. Петрова

*Гос. Университет, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 27.04. 94 г.

Скорость движения периастра, вызванного взаимным приливным искажением компонент тесной двойной системы, зависит от постоянных апсидального движения  $k_2$ , характеризующих распределение плотности в каждой из компонент. В поверхностных слоях звезды, где плотность мала, величины  $k_2$  обратно пропорциональны радиальному расстоянию  $r$  в пятой степени. Следовательно, величина  $k_2 r^5$  в поверхностных слоях приближенно постоянна и не зависит от строения наружных слоев звезды и от критериев, по которым выбирается положение поверхности звезды. Так как в выражение для скорости апсидального движения входит произведение  $k_2 R^5$  ( $R$  – радиус звезды), то имеется возможность избавиться от ошибок, вносимых расчетами поверхностных слоев звезды в теоретические значения скорости движения линии апсид. Для этого следует использовать теоретические значения радиусов из тех же расчетов, что и для постоянных апсидального движения. Величины  $k_2 R^5$ , вычисленные разными авторами, согласуются друг с другом лучше, чем сами постоянные  $k_2$ . Для звезд начальной главной последовательности зависимость  $\lg(k_2 R^5)$  от логарифма массы звезды линейна, слабо зависит от используемых непрозрачностей и содержания водорода. Для звезд с массой меньше  $1.5 M_{\odot}$  имеется небольшое отклонение от линейной зависимости. По данным расчетов эволюционных изменений постоянных апсидального движения методом наименьших квадратов получена аппроксимация  $k_2 R^5$  как функция массы и возраста звезды.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В тесных двойных системах компоненты не могут рассматриваться как материальные точки из-за взаимной приливной деформации. Поэтому элементы орбиты двойной системы будут меняться со временем. В том числе будет меняться положение перицентра. Это изменение наблюдается у многих затменных и спектральных двойных. Скорость движения периастра, вызванного взаимным приливным искажением компонент двойной системы, зависит от распределения плотности в обеих компонентах. Если приливные возмущения не очень велики, то влияние распределения плотности в звездах можно выразить через безразмерные постоянные апсидального движения, которые вычисляются по невозмущенным моделям звезд.

В литературе имеется большое число расчетов постоянных апсидального движения [1 - 11]. Представляет интерес сравнить их между собой и выяснить, насколько существенно различие между разными моделями. Мы не претендуем на полный обзор расчетов постоянных апсидального движения и будем рассматривать только наиболее часто цитируемые и последние работы.

Кроме того, как было замечено в работе [11], значения постоянных апсидального движения

зависят от того, как определяется понятие "поверхность звезды". Этот вопрос также будет нами рассмотрен.

В первой части исследуется зависимость постоянных апсидального движения от того, как определяется поверхность звезды, и от строения наружных слоев. Во второй части анализируются расчеты разных авторов для химически однородных звезд начальной главной последовательности и по результатам этих расчетов получены эмпирические зависимости постоянных апсидального движения от массы звезды для разного содержания тяжелых элементов. В третьей части анализируются различные расчеты эволюционных изменений постоянных апсидального движения и получена простая аппроксимация их зависимости от массы звезды и ее возраста.

### 2. ЗАВИСИМОСТЬ ПОСТОЯННЫХ АПСИДАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ОТ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ЗВЕЗДЫ

Теория апсидального движения была разработана Стерном [12] и Копалом [13]. Она кратко изложена в книге Шварцшильда [14].

Отношение орбитального периода  $P$  к апсидальному  $U$  зависит от постоянных апсидального

движения  $k_{ij}$  следующим образом:

$$\frac{P}{U} = \sum_{j=2}^{\infty} (c_{1j} k_{1j} r_1^{2j+1} + c_{2j} k_{2j} r_2^{2j+1}), \quad (1)$$

где два слагаемых соответствуют двум компонентам,  $r_i$  – их радиусы в единицах большой полуоси системы,  $c_{ij}$  – известные функции отношения масс, эксцентриситета и отношения угловой скорости вращения звезды к средней угловой скорости движения звезды по орбите [12].

Постоянные апсидального движения даются выражениями вида

$$k_j = \frac{j+1 - \eta_j(R)}{2[j + \eta_j(R)]}, \quad (2)$$

где  $R$  – радиус звезды, а  $\eta_j$  удовлетворяют дифференциальному уравнению

$$r \frac{d\eta_j}{dr} + 6 \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)} (\eta_j + 1) + \eta_j (\eta_j - 1) = j(j+1), \quad (3)$$

где  $\rho(r)$  – плотность на расстоянии  $r$  от центра в невозмущенной звезде,  $\bar{\rho}(r)$  – средняя плотность в шаре радиуса  $r$ . В центре звезды  $\eta_j = j - 2$ .

Величины  $k_j$  являются мерой конденсации вещества к центру и показывают, как звезда с данным строением реагирует на возмущающие потенциалы. Для однородной звезды  $k_j = \frac{3}{4(j-1)}$ , для материальной точки  $k_j = 0$ .

Для получения постоянных апсидального движения уравнение (3) интегрируется от центра до поверхности со значениями плотности, полученными из расчетов невозмущенной модели звезды. Значения функции  $\eta_j$  на поверхности подставляются в выражение (2). Однако само понятие “поверхность” звезды несколько неопределенно. Петти [11] заметил, что значения постоянных апсидального движения зависят от того, как выбрана поверхность звезды.

В поверхностных слоях звезды плотность настолько мала, что ее можно считать равной нулю. Тогда для этих слоев уравнение (3) принимает вид

$$r \frac{d\eta_j}{dr} + \eta_j (\eta_j - 1) = j(j+1). \quad (4)$$

Решением этого уравнения является функция

$$\eta_j(r) = - \left( j + \frac{1}{2} \right) \frac{1 + Cr^{2j+1}}{1 - Cr^{2j+1}} + \frac{1}{2}, \quad (5)$$

где  $C$  – постоянная интегрирования. Подставляя (5) в выражение (2), получим, что значения величин  $k_j$

будут зависеть от расстояния до центра звезды как

$$k_j = - \frac{1}{2Cr^{2j+1}}. \quad (6)$$

Условие, определяющее выбор поверхности звезды, влияет на радиус звезды и, следовательно, на постоянные апсидального движения.

При использовании в качестве независимой переменной массовой координаты  $m$  (а не радиального расстояния  $r$ ) уравнение (3) принимает вид

$$\frac{d\eta_j}{dm} = \frac{j(j+1) - \eta_j(\eta_j - 1)}{4\pi\rho(m)r^3(m)} - \frac{2}{m}(\eta_j + 1). \quad (7)$$

Здесь поверхность звезды определяется однозначно, когда массовая координата станет равной массе звезды. Однако в уравнении (7) плотность стоит в знаменателе и при приближении к поверхности звезды, когда  $\rho$  стремится к нулю, производная  $\frac{d\eta_j}{dm}$  стремится к бесконечности. В результате точность численного решения такого уравнения будет низкой.

В выражение (1) для скорости апсидального движения входят произведения  $k_j r^{2j+1}$ , которые, как следует из выражения (6), не зависят от того, где заканчивается интегрирование уравнения (3). Таким образом, скорость вращения линии апсид, как и следовало ожидать, не зависит от того, как определяется поверхность звезды.

В выражение (1) для скорости апсидального движения входят произведения  $k_j r^{2j+1}$ , которые, как следует из выражения (6), не зависят от того, где заканчивается интегрирование уравнения (3). Таким образом, скорость вращения линии апсид, как и следовало ожидать, не зависит от того, как определяется поверхность звезды.

На значения постоянных апсидального движения должно сильно влиять строение наружных слоев звезды, так как их значения определяются решением уравнения (3) именно в поверхностных слоях. Может сложиться впечатление, что очень незначительная по массе наружная часть звезды определяет динамику двойной системы. На самом деле, так как плотность в наружных слоях невелика, то изменения величин  $k_j$  в этих слоях будут приближенно пропорциональны  $r^{-(2j+1)}$ , т.е. величина  $k_j r^{2j+1}$  будет приближенно постоянной и не сильно зависящей от строения наружных слоев. Следовательно, скорость апсидального движения не должна сильно зависеть от строения оболочки звезды. Так как при расчете оболочек звезд имеется много неопределенностей, например, параметр длины пути перемешивания, и сильная зависимость от выбранных непрозрачностей, мы можем тестировать с помощью апсидального движения именно расчеты звездных недр. При этом не совсем точные расчеты строения оболочки звезды не должны заметно влиять на результат.

Как правило, для нахождения теоретических значений скорости апсидального движения в выражение (1) подставляют наблюдаемые значения радиусов звезд и используют постоянные апсидального движения, полученные из теоретических



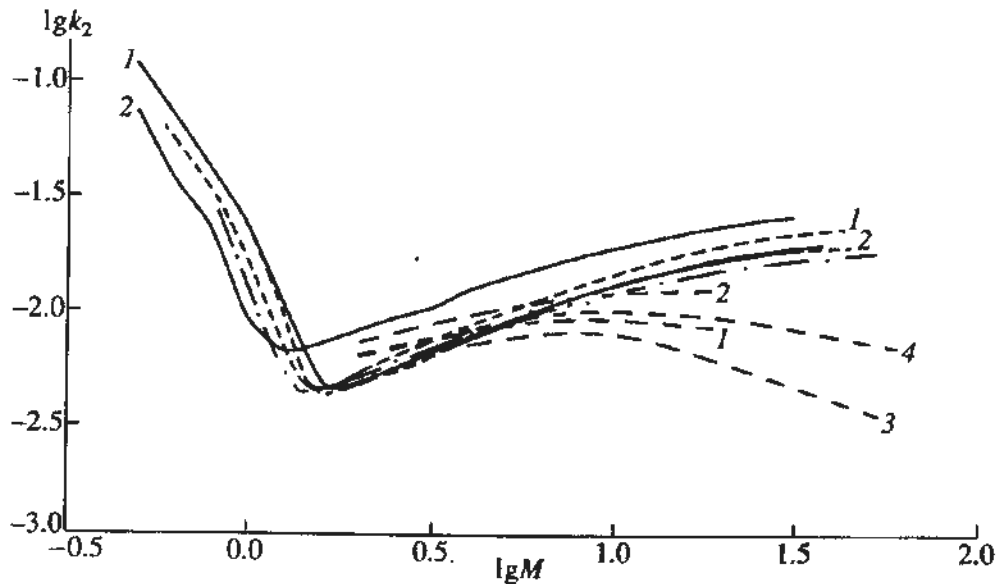


Рис. 1. Зависимости  $\lg k_2$  от  $\lg M$  для звезд начальной главной последовательности по расчетам разных авторов. Сплошные линии соответствуют расчетам [6] со следующими химическими составами: (1)  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.04$ ; (2)  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.004$ . Линии из длинных штрихов – расчеты с непрозрачностями Карсона для следующих химических составов: (1)  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$  [5]; (2)  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.01$  [5]; (3)  $X = 0.71$ ,  $Z = 0.04$  [4]; (4)  $X = 0.73$ ,  $Z = 0.02$  [4]. Линия из коротких штрихов – расчеты с химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$ : (1) [8, 9], (2) [10]; штрихпунктир – расчеты [3]. Массы даны в массах Солнца.

расчетов. Однако, как обсуждалось выше, постоянные  $k_2$  могут содержать ошибки, связанные с расчетами поверхностных слоев звезды. Чтобы избавиться от этих ошибок, следует использовать теоретические значения радиусов звезд из тех же расчетов, что и для постоянных апсидального движения.

### 3. АПСИДАЛЬНЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ ЗВЕЗД НАЧАЛЬНОЙ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Анализируя результаты расчетов разных авторов, мы будем рассматривать только постоянные  $k_2$ , поскольку при вычислении скорости апсидального движения гармониками выше второй можно пренебречь. Первоначально постоянные апсидального движения вычислялись для химически однородных звезд начальной главной последовательности (не считая, конечно, политропных моделей). Таких расчетов значительно больше, чем расчетов постоянных апсидального движения для эволюционирующих звезд.

Рассмотрим расчеты, проведенные с 1967 г. по настоящее время [1 - 10]. На рис. 1 приведены зависимости величины  $k_2$  от массы звезды для звезд начальной главной последовательности по результатам расчетов нескольких авторов. Результаты разных авторов не очень сильно отличаются друг от друга. Однако модели [4, 5], в которых использовались непрозрачности Карсона [15], довольно сильно отличаются от других моделей, в которых использовались непрозрачности Кокса и Стюарта [16, 17], лос-аламосские непрозрачности [18] или непрозрачности Роджерса и Иглеси-

аса [19], вычисленные с использованием программы OPAL. Это различие особенно велико для звезд больших масс. Корректность непрозрачностей Карсона обсуждается в [20, 21]. Модели с непрозрачностями [16, 17] и модели с непрозрачностями [18], рассчитанные для одного и того же химического состава, не различаются в масштабе рисунка. Помимо зависимости от принятой модели имеется также заметная и сложная зависимость от химического состава. Объяснение вида зависимости  $\lg k_2 - \lg M$  можно найти в [6].

При переходе от безразмерной величины  $k_2$  к размерной, но слабо зависящей от строения самых внешних слоев звезды величине  $k_2 R^5$  картина заметно меняется. Результаты представлены на рис. 2. Нанесены зависимости для моделей с содержанием тяжелых элементов  $Z = 0.02$  и  $Z = 0.04$  [4, 6] и для сравнения с  $Z = 0.004$  [6]. Результаты других расчетов для  $Z = 0.02$  и  $Z = 0.04$  практически не отличаются от приведенных на рисунке. При одинаковом содержании тяжелых элементов содержание водорода не влияет на вид зависимости  $k_2 R^5$  от массы. Для тех работ, в которых не были приведены радиусы звезд, но были приведены ускорения свободного падения на поверхности или светимости и эффективные температуры, радиусы звезд были получены из этих величин. Здесь и в дальнейшем радиусы звезд измеряются в радиусах Солнца.

Результаты разных авторов хорошо согласуются между собой, гораздо лучше, чем для величин  $k_2$ . Зависимости для  $Z = 0.02$  и  $Z = 0.04$  мало отличаются. Кривая для звезд с пониженным содержанием тяжелых элементов лежит несколько ниже.

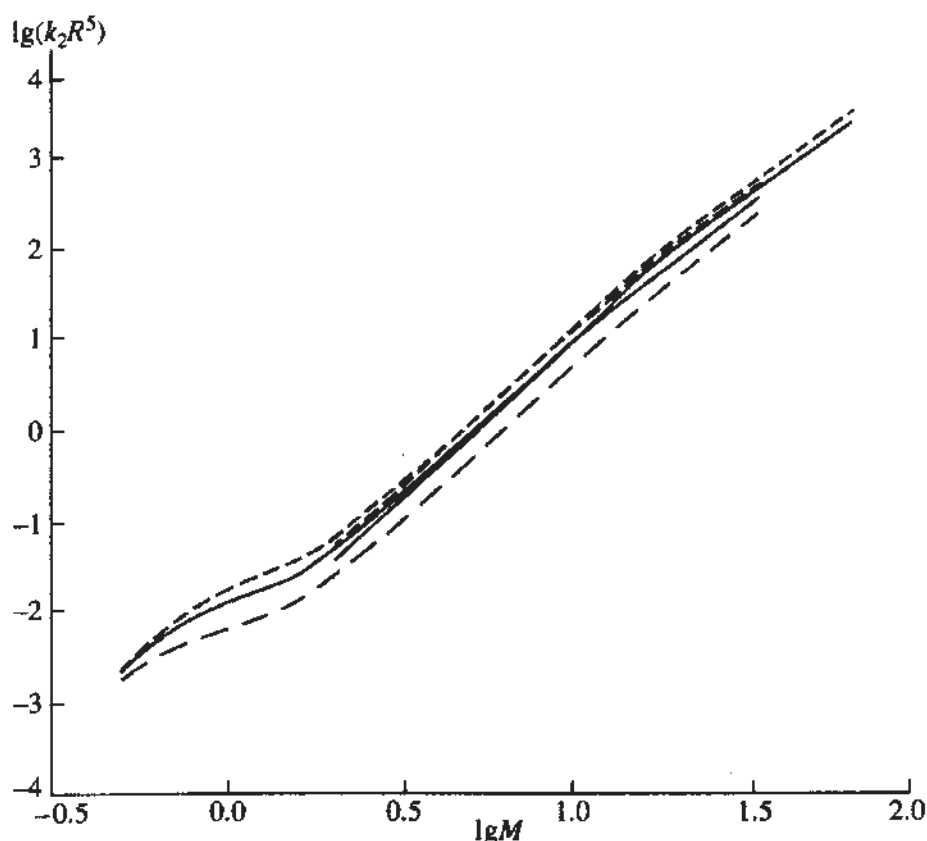


Рис. 2. Зависимости  $\lg(k_2R^5)$  от  $\lg M$  для звезд начальной главной последовательности по расчетам разных авторов [4, 6]. Сплошные линии соответствуют содержанию тяжелых элементов  $Z = 0.02$ , линии из коротких штрихов –  $Z = 0.04$ , линии из длинных штрихов –  $Z = 0.004$ . Массы и радиусы – в солнечных единицах.

Из рис. 2 видно, что зависимость  $\lg(k_2R^5) - \lg M$  приблизительно линейна. Имеются некоторые отклонения от линейности у звезд малых масс. Эту зависимость можно аппроксимировать формулой

$$\lg(k_2R^5) = a \lg M + c. \quad (8)$$

Методом наименьших квадратов получим, что для  $Z = 0.02$

$$\lg(k_2R^5) = (3.049 \pm 0.017) \lg M - (2.054 \pm 0.016) \quad (9)$$

или, исключив звезды с массой меньше  $1.5 M_\odot$ ,

$$\lg(k_2R^5) = (3.203 \pm 0.013) \lg M - (2.225 \pm 0.013). \quad (10)$$

По всем имеющимся расчетам для звезд с  $M > 1.5 M_\odot$  с другим содержанием тяжелых элементов получены следующие зависимости:

$$\lg(k_2R^5) = (3.224 \pm 0.023) \lg M - (2.108 \pm 0.023) \quad (11)$$

для  $Z = 0.04$ ,

$$\lg(k_2R^5) = (3.261 \pm 0.028) \lg M - (2.388 \pm 0.029) \quad (12)$$

для  $Z = 0.01$ ,

$$\lg(k_2R^5) = (3.348 \pm 0.026) \lg M - (2.599 \pm 0.024) \quad (13)$$

для  $Z = 0.004$ .

Из (10) - (13) видно, что с уменьшением содержания тяжелых элементов коэффициент  $c$  в зави-

симости (8) уменьшается. Конкретный вид зависимости  $c$  от  $Z$  из имеющихся данных получить трудно. Коэффициент  $a$  от химического состава зависит слабо, хотя, возможно, несколько возрастает с уменьшением  $Z$ .

Из рис. 2 и зависимостей (10) и (11) можно сделать вывод, что для звезд I типа населения ( $0.02 < Z < 0.04$ ) коэффициенты в (8) от химического состава зависят слабо.

Для звезд малых масс значения  $\lg(k_2R^5)$ , получаемые из линейной зависимости, несколько занижены и ими можно пользоваться только для оценок. Для звезд с массами больше  $1.5 M_\odot$  эта зависимость позволяет находить значения  $k_2R^5$ , не производя расчетов строения звезд.

#### 4. ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОСТОЯННЫХ АПСИДАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Для сравнения изменений постоянных апсидального движения при эволюции звезды на главной последовательности будем рассматривать следующие работы: Джеффри [5] с непрозрачностями Карсона; Хейлесен [6] с непрозрачностями Кокса и Стюарта; Кларе и Гименез [7 - 9] с лос-аламосскими непрозрачностями; Кларе и Гименез [10] с непрозрачностями Роджерса и

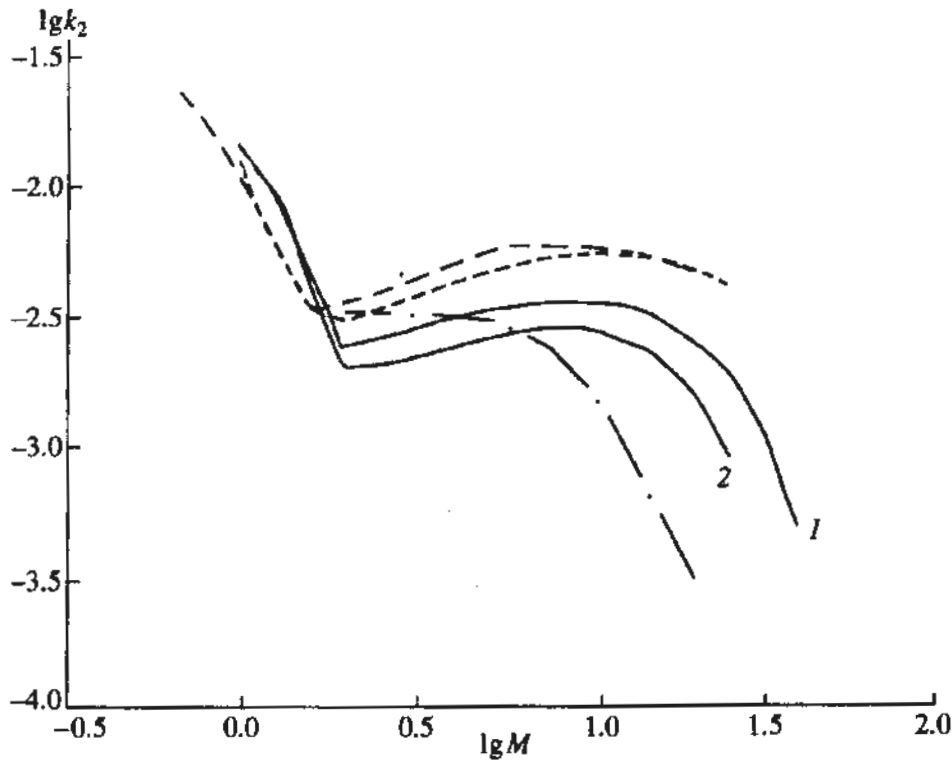


Рис. 3. Зависимости  $\lg k_2$  от  $\lg M$  для звезд конечной главной последовательности с химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$  по результатам расчетов разных авторов: сплошная линия соответствует работам: (1) [8, 9], (2) [10]; линия из длинных штрихов – [6]; линия из коротких штрихов – [7]; штрихпунктир – [5].

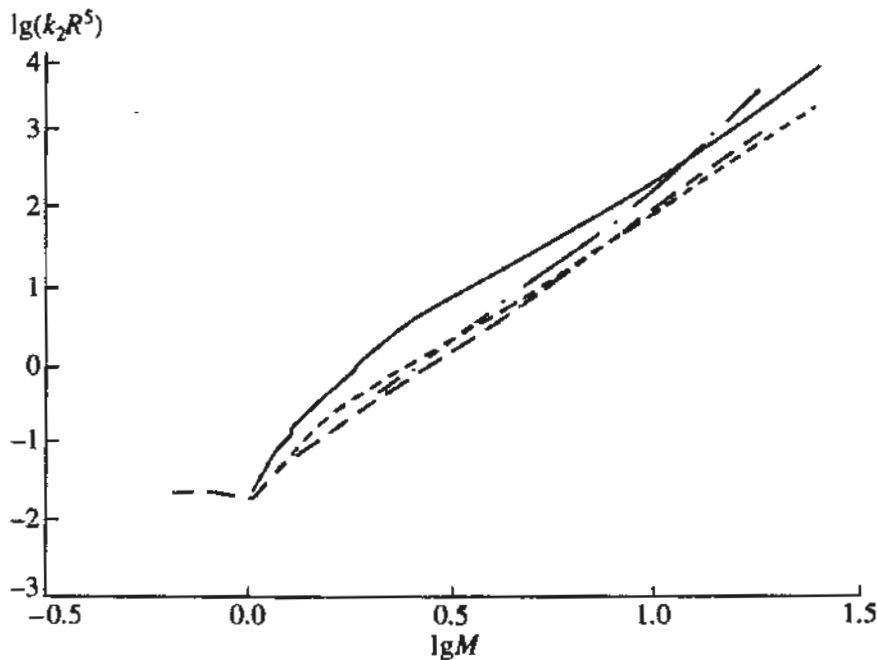


Рис. 4. Зависимости  $\lg(k_2 R^5)$  от  $\lg M$  для звезд конечной главной последовательности с химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$  по результатам расчетов разных авторов: сплошная линия соответствует [8 - 10], линия из длинных штрихов – [6], линия из коротких штрихов – [7], штрихпунктир – [5].

Иглесиаса. В работах [8 - 10] учитываются проникающая конвекция и потеря массы. Рассмотрим эволюционные изменения звезд с химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$ , поскольку только для данного химического состава имеются расчеты у всех авторов.

На рис. 3 и 4 для звезд конечной главной последовательности приведены зависимости, аналогичные показанным на рис. 1 и 2. Для постоянных  $k_2$  согласие между расчетами разных авторов отсутствует, кроме разве что общего вида кривых. Для величины  $k_2 R^5$  согласие имеется,

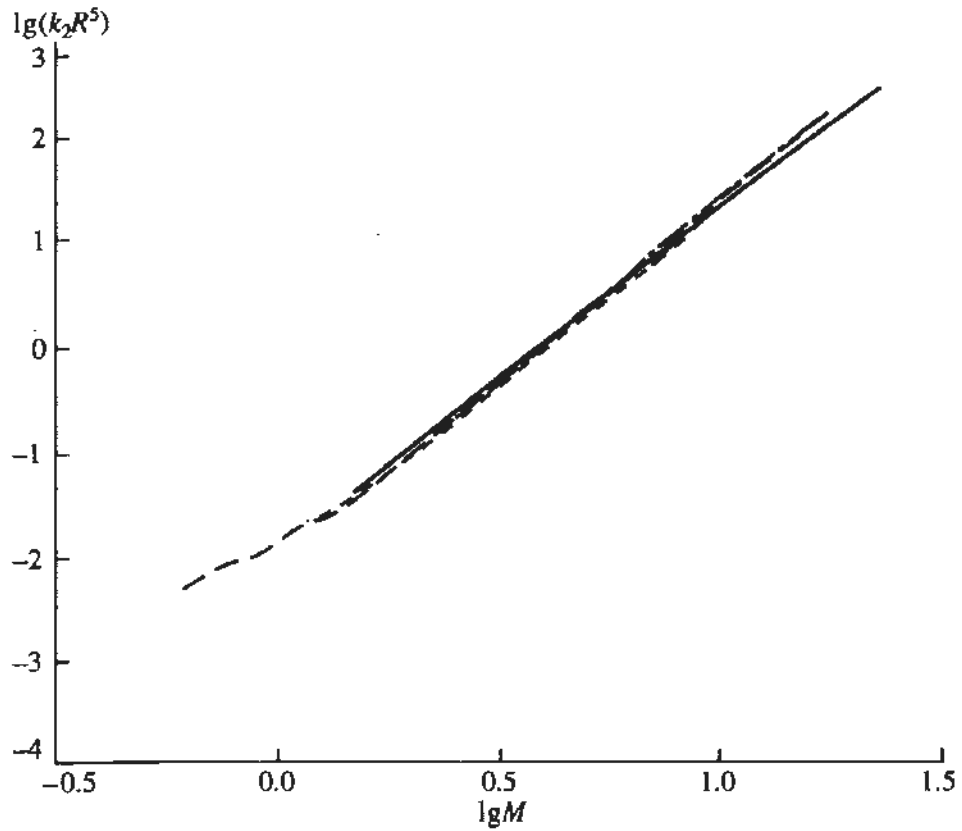


Рис. 5. Зависимости  $\lg(k_2R^5)$  от  $\lg M$  для звезд с возрастом 0.4 времени жизни на главной последовательности и химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$  по результатам расчетов разных авторов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

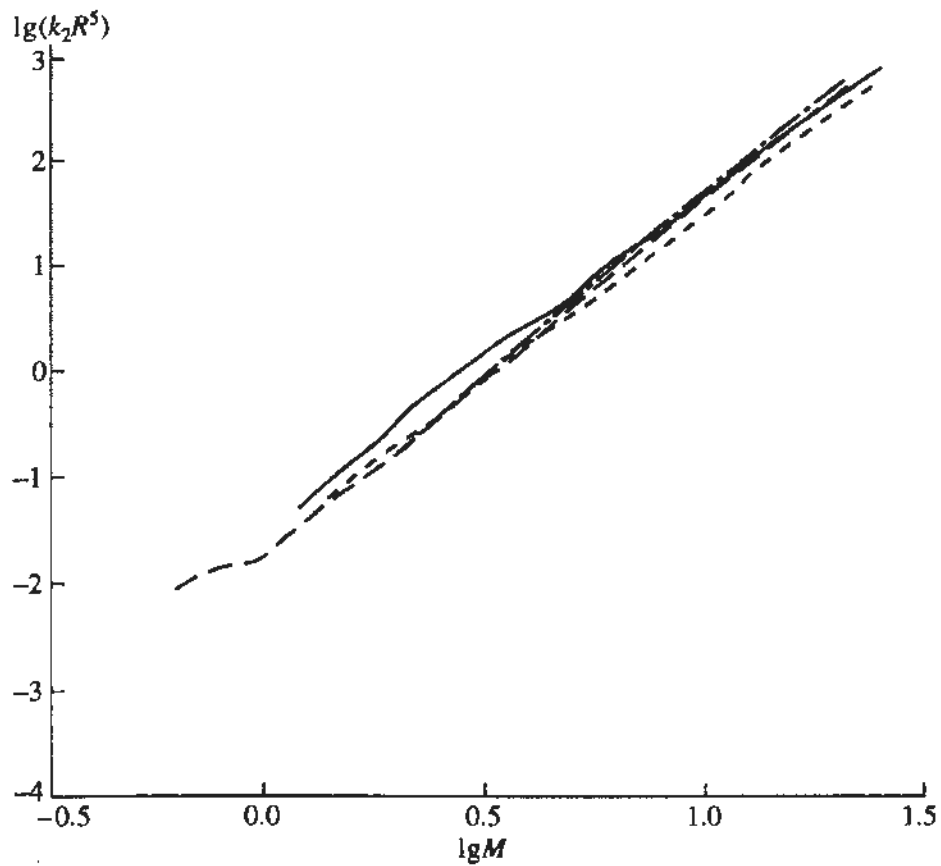


Рис. 6. Зависимости  $\lg(k_2R^5)$  от  $\lg M$  для звезд с возрастом 0.8 времени жизни на главной последовательности и химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Z = 0.02$  по результатам расчетов разных авторов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

хотя оно и несколько хуже, чем для начальной главной последовательности. Зависимости, полученные по результатам [8, 9] с лос-аламосскими непрозрачностями и по работе [10] с непрозрачностями Роджерса и Иглесиаса, практически неразличимы в масштабе рисунка. Для конечной главной последовательности также имеется примерно линейная зависимость между  $\lg(k_2 R^5)$  и  $\lg M$ :

$$\lg(k_2 R^5) = (3.388 \pm 0.086) \lg M - (1.161 \pm 0.077). \quad (14)$$

Эта прямая параллельна и расположена несколько выше аналогичной прямой для звезд начальной главной последовательности, и точность аппроксимации ниже.

Рассмотрим, как согласуются между собой значения  $k_2 R^5$  при эволюции звезды на главной последовательности. На рис. 5 и 6 приведены зависимости величины  $\lg(k_2 R^5)$  от логарифма массы для звезд с возрастaми 0.4 и 0.8 времени жизни на главной последовательности соответственно. Зависимости, полученные по результатам [8 - 10], неразличимы в масштабе рисунка. Для каждой из этих зависимостей также имеется согласие разных моделей и линейная зависимость  $\lg(k_2 R^5)$  от логарифма массы, хотя учет проникающей конвекции [8 - 10] для звезд умеренных масс, заканчивающих свою эволюцию на главной последовательности, дает заметный эффект.

Попытаемся найти зависимость величины  $k_2 R^5$  от массы и от возраста. Прямые на рис. 5 и 6 параллельны друг другу и каждая следующая расположена выше предыдущей. Поэтому можно принять следующую зависимость:

$$\lg(k_2 R^5) = a \lg M + bt + c, \quad (15)$$

где масса выражена в массах Солнца, а возраст  $t$  — в единицах времени жизни звезды на главной последовательности. Пользуясь методом наименьших квадратов, для звезд с массой больше  $1.5 M_\odot$  получаем

$$\lg(k_2 R^5) = (3.222 \pm 0.018) \lg M + (1.200 \pm 0.021) t - (2.377 \pm 0.020). \quad (16)$$

Итак, в пределах полосы главной последовательности для не очень сильно проэволюционировавших звезд при нахождении теоретических значений скоростей апсидального движения можно воспользоваться выражением (16).

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Основной вывод настоящей работы состоит в том, что вместо безразмерной постоянной апсидального движения  $k_2$  целесообразно пользоваться размерной величиной  $k_2 R^5$ . Она слабо зависит

от строения внешних слоев звезды и не зависит от такого "нефизического" условия, как определение поверхности газового тела. Значения величины  $k_2 R^5$  по расчетам разных авторов согласуются между собой гораздо лучше, чем для самих постоянных  $k_2$ . Они слабо зависят от используемых непрозрачностей и от химического состава звезды, по крайней мере для звезд I типа населения. Поэтому можно считать, что  $k_2 R^5$  есть функция только массы и возраста звезды. Для звезд с массой больше  $1.5 M_\odot$  эту зависимость можно с высокой точностью аппроксимировать простым выражением (16). Эта формула позволяет находить надежные оценки  $k_2 R^5$ , не производя расчетов звездных моделей или интерполяцию табличных значений.

Следует, впрочем, сделать замечание относительно использования величины  $k_2 R^5$  при сравнении теории с результатами наблюдений. Величина  $k_2 R^5$  сильно зависит от массы звезды, гораздо сильнее, чем сама постоянная  $k_2$ . Так как массы звезд из наблюдений определяются с невысокой точностью, то может оказаться, что при большой ошибке в массе звезды в теоретическую скорость апсидального движения можно внести ошибку, даже большую, чем ошибка определения радиуса из наблюдений плюс ошибка в постоянной апсидального движения, связанная с неточным значением массы звезды и с неопределенностью в расчетах поверхностных слоев звезды.

Простота зависимости  $k_2 R^5$  от массы и возраста, а также слабая зависимость от химического состава позволяют оценивать возрастa двойных звезд по наблюдаемому вращению линии апсид. Аппроксимация (16) и ее слабая зависимость от принятой модели упростят использование постоянной апсидального движения в теоретических рассуждениях, например при вычислении времени циркуляризации орбиты двойной звезды [22].

Автор благодарит В.В. Орлова и В.В. Иванова за полезное обсуждение результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mathis J.S. // *Astrophys. J.* 1967. V. 149. P. 619.
2. Semerik I., Paczynski B. // *Acta Astron.* 1968. V. 18. P. 33.
3. Cisneros-Parra J.U. // *Astron. and Astrophys.* 1970. V. 8. P. 141.
4. Stothers R. // *Astrophys. J.* 1974. V. 194. P. 651.
5. Jeffery C.S. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 207. P. 323.
6. Hejlesen P.M. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1987. V. 69. P. 251.
7. Claret A., Giménez A. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1989. V. 81. P. 1.
8. Claret A., Giménez A. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1991. V. 87. P. 507.

9. *Claret A., Giménez A.* // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1991. V. 91. P. 217.
10. *Claret A., Giménez A.* // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1992. V. 96. P. 255.
11. *Petty A.F.* // *Astrophys. and Space Sci.* 1973. V. 21. P. 189.
12. *Sterne T.E.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1939. V. 99. P. 451.
13. *Kopal Z.* *Close Binary Systems.* London: Chapman and Hall, 1959.
14. *Шварцшильд М.* *Строение и эволюция звезд.* М.: ИЛ, 1961.
15. *Carson T.R.* // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1970. V. 14. P. 95.
16. *Cox A.N., Stewart J.N.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1965. V. 11. P. 22.
17. *Cox A.N., Stewart J.N.* // *Научн. информ.* 1969. V. 15. P. 1.
18. *Huebner W.F., Merts A.L., Magee N.H., Argo M.F.* // *Astrophys. Opacity Library.* 1977. UC-34b.
19. *Rogers F.J., Iglesias C.A.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1992. V. 79. P. 507.
20. *Carson T.R., Huebner W.F., Magee N.H., Merts A.L.* // *Astrophys. J.* 1984. V. 283. P. 466.
21. *Magee N.H., Merts A.L., Huebner W.F.* // *Astrophys. J.* 1984. V. 283. P. 264.
22. *Zahn J.-P.* // *Astron. and Astrophys.* 1977. V. 57. P. 383.

## Calculations of the Constants of Apsidal Motion: A Critical Consideration

© 1995 г. А. В. Петрова

The rate of the periastron's motion caused by the mutual tidal distortion of the components of a binary system depends on the constants of apsidal motion  $k_2$  specifying the density distribution in each of the components. In the surface layers of the star, where the density is small, the parameters  $k_2$  are inversely proportional to the 5th power of the radial distance  $r$ . Hence, the value of  $k_2 R^5$  in the surface layers is nearly constant and does not depend on the structure of the star's outer layers and on the way the position of the star's surface is chosen. Since the expression for the rate of apsidal motion contains the product  $k_2 R^5$  ( $R$  is the star's radius), there is a possibility to avoid errors introduced by the calculations of star's surface layers into the predicted rates of the motion of the lines of apsides. For this aim it is appropriate to use the theoretical radii from the same calculations as the constants of apsidal motion. The  $k_2 R^5$  parameters calculated by various authors are consistent with each other better than the constants  $k_2$ . For the stars of the initial main sequence, the dependence of  $\log(k_2 R^5)$  on the logarithm of the star's mass is linear and changes slightly with the opacities used and hydrogen content. For stars with mass lower than  $1.5 M_\odot$  there is a small deviation from the linear dependence. Based on the calculations of evolutionary changes of the constants of apsidal motion, the least squares approximation of  $k_2 R^5$  as a function of the mass and the age of the star was obtained.

УДК 521.937

## ЧАНДЛЕРОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ПОЛЮСА ЗЕМЛИ В СИСТЕМЕ ЗЕМЛЯ-ЛУНА

© 1995 г. Г. С. Курбасова\*, Л. В. Рыхлова\*\*

\* Астрофизическая обсерватория, Научный, Крым

\*\* Институт астрономии, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19.10.94 г.

Полученное в результате численных экспериментов математическое описание чандлеровской составляющей в координатах полюса Земли сравнивается с существующими аналитическими решениями. Рассматривается идеализированная модель связанных колебаний в системе Земля-Луна. Решение задачи о собственных частотах системы Земля-Луна найдено в виде частного решения уравнений для связанных осцилляторов. В качестве собственных частот этой системы получены два известных периода: драконический год ( $P_1 = 346.62$  сут) и период, равный  $P_2 = 433.6 \pm 5$  сут. При этом в качестве периода собственных колебаний Земли принято значение свободного движения полюса, полученное нами экспериментально и близкое к модели Вара ( $P = 403.4 \pm 5$  сут).

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В изучении движения полюсов Земли большую роль играет совершенствование математических и физических моделей таким образом, чтобы уменьшить их отклонения от наблюдений. Например, модель абсолютно твердой Земли, удовлетворительно описывающая изменение положения оси в пространстве (прецессия и нутация), с повышением точности наблюдений была заменена моделью Земли с жидким ядром и упругой мантией. Явлениям прецессии и вынужденной нутации в настоящее время дается убедительная математическая и физическая интерпретация [1], чего нельзя сказать о движении мгновенной оси вращения относительно тела Земли. В этом движении обнаруживается составляющая, амплитуда которой достигает  $0''.2$ , а величина периода в работах различных исследователей колеблется в пределах  $427 \pm 14$  сут. С момента открытия Чандлером этого колебания в 1892 г. оно называется свободной нутацией, или чандлеровским движением полюса (ЧДП) Земли.

В предположении, что период ЧДП является периодом свободной нутации, было получено значение динамического сжатия Земли  $H = 1/427$ , которое оказалось отличным от величины  $H = 1/305.51$ , определенной по наблюдениям вынужденной нутации Земли [2]. Для объяснения такого различия Ньюкомб в том же 1892 г. предложил рассматривать период  $T = 305$  сут как период свободной нутации абсолютно твердой Земли, а период  $T = 427$  сут как период свободной нутации деформируемой Земли. Различие между двумя значениями динамического сжатия должно быть связано с процессом изменения геофизических параметров,

характеризующих упругость Земли. В действительности такие изменения не наблюдаются [3].

В настоящее время вычислены значения периода свободного движения на основе современных моделей деформируемой Земли. Эти значения для различных моделей отличаются незначительно. Так, для модели Молоденского величина периода свободного движения равна 400 сут, а для модели Вара – 403 сут. В то же время уточненная на основе современных высокоточных наблюдений величина ЧДП равна  $434 \pm 2$  сут. Принято считать, что твердая Земля дает вклад 407 сут, а океан – остальную часть. Однако строгого обоснования причины удлинения периода свободного колебания Земли не существует. В последнее время появились работы, в которых предполагается вынужденный характер чандлеровской периодичности. Так, в работе [3] предлагается рассматривать изменчивость широт не как проявление свободной нутации, а как процесс, обусловленный движениями внутреннего ядра, происходящими на фоне вынужденной нутации в структурно-неоднородной Земле. По наблюдениям Международной службы широты (МСШ), а с 1988 г. – Международной службы вращения Земли (МСВЗ) за последние 70 лет получены ощутимые вариации амплитуды ЧДП [1].

Существующие аналитические модели свободного движения, учитывающие упругость Земли, не обнаруживают как факторов, стабилизирующих процесс изменения амплитуды ЧДП, так и факторов диссипативного характера. Поэтому теоретическая модель ЧДП отклоняется от реального движения и требует регулярной корректировки по наблюдениям.

Трудностями в получении согласованного с наблюдениями аналитического описания движения полюсов Земли объясняется повышенный интерес к численным экспериментам. В настоящее время в результате развития экспериментальной базы в распоряжении исследователей имеются внутренне согласованные, приведенные к единому началу ряды координат полюса Земли с 1962 г. по настоящее время, т.е. длительностью более 30 лет. Авторы ранее использовали этот ряд для вычисления параметров численной квази-полиномиальной модели [4]. Эти эксперименты позволили получить эмпирические формулы изменения амплитуды и периода ЧДП. При этом среднее значение вычисленного периода равно 435 сут. Анализ этих результатов показал, что существует связь между изменениями амплитуды и периода ЧДП.

Задача теоретической интерпретации полученных в численных экспериментах результатов привела к необходимости замены численной модели. Детерминированная экспоненциальная модель оказалась не только сопоставимой в математическом описании с решением дифференциальных уравнений движения полюса, но и более информативной в изучении структурного состава данных о координатах полюса Земли на интервале 30 лет [4].

В настоящей работе обсуждаются некоторые результаты моделирования ЧДП. Эти результаты сравниваются с существующими аналитическими решениями.

## 2. СВОБОДНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПОЛЮСОВ В РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЙ ЭЙЛЕРА-ЛИУВИЛЛЯ

Уравнения Эйлера-Лиувилля являются обобщением уравнений Эйлера на случай деформируемого тела и после линеаризации для Земли имеют вид [2]

$$\begin{aligned} A\Omega \frac{dm_1}{dt} + (C-A)\Omega^2 m_2 + \Omega \frac{dc_{13}}{dt} - \\ - \Omega^2 c_{23} + \frac{dh_1}{dt} - \Omega h_2 = L_1, \\ A\Omega \frac{dm_2}{dt} - (C-A)\Omega^2 m_1 + \Omega \frac{dc_{23}}{dt} + \\ + \Omega^2 c_{13} + \frac{dh_2}{dt} + \Omega h_1 = L_2, \\ C\Omega \frac{dm_3}{dt} + \Omega \frac{dc_{33}}{dt} + \frac{dh_3}{dt} = L_3, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\Omega$  – постоянная угловая скорость вращения вокруг оси  $Z$ ,  $A$  и  $C$  – главные моменты инерции,  $c_{ij}$  ( $i = 1, 2, 3; j = 1, 2, 3$ ) – элементы тензора  $\underline{c}$ , ко-

торые учитывают отклонения модели недеформируемой Земли от реальной,  $m_1, m_2$  – отклонения от оси вращения  $Z$ ,  $m_3$  – изменение скорости вращения,  $h_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – элементы вектора относительного момента импульса  $\underline{h}$ ,  $L_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – проекция момента сил на координатные оси. Система отсчета  $XYZ$  в этом случае соединена с деформируемой Землей (ось  $Z$  – главная ось тензора инерции недеформируемой Земли).

Два первых уравнения системы (1) могут быть объединены с помощью комплексных величин вида

$$\begin{aligned} m &= m_1 + im_2, \\ c &= c_{13} + ic_{23}, \\ L &= L_1 + iL_2, \\ h &= h_1 + ih_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $i^2 = -1$ . В результате подстановки (2) в (1) получим уравнение

$$\begin{aligned} A\Omega \frac{dm}{dt} - i(C-A)\Omega^2 m + \Omega \frac{dc}{dt} + \\ + i\Omega^2 c + \frac{dh}{dt} + i\Omega h = L. \end{aligned} \quad (3)$$

Решая это уравнение относительно  $m$  и выполняя переход к  $m_1$  и  $m_2$ , получим компоненты движения полюсов. Третье уравнение в системе (1) можно решить относительно  $m_3$ , чтобы получить изменение скорости вращения или изменение длительности суток. Таким образом, в линейном приближении движение полюсов и изменение длительности суток разделяются. Поэтому для определения свободного движения достаточно решить относительно  $m$  уравнение (3) при  $L = 0$ . В результате перехода к осям Тиссерана имеем

$$\begin{aligned} \Omega \left[ A + \frac{k}{k_s}(C-A) \right] \frac{dm}{dt} - i\Omega^2(C-A) \left( 1 - \frac{k}{k_s} \right) m = \\ = i(C-A) \left( 1 - \frac{k}{k_s} \frac{\sigma + \Omega}{\Omega} \right) k e^{i\sigma t}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $k$  – упругое число Лява,  $k_s$  – вековое число Лява,  $\sigma$  – частота составляющей приливного потенциала,  $\kappa = B_j \Omega^2$ ,  $B_j$  – безразмерный коэффициент, характеризующий вклад частоты  $\omega_j = -\sigma$  в момент сил  $L$ .

В отсутствие внешних сил  $\kappa = 0$ . Тогда уравнение (4) можно представить в виде

$$\frac{dm}{dt} - i\sigma_c m = 0, \quad (5)$$

где

$$\sigma_c = \frac{(C-A)(1-k/k_s)}{A+(k/k_s)(C-A)} \Omega. \quad (6)$$



Решение уравнения (4) имеет вид

$$m = m_0 e^{i\sigma_c t}, \quad (7)$$

где  $\sigma_c$  – чандлеровская частота, а  $m_0$  – комплексная константа [2].

### 3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ СВОБОДНОГО ДВИЖЕНИЯ ПОЛЮСОВ ЗЕМЛИ

Для приближения координат полюса Земли за период 1962 - 1991 гг. использовалась детерминированная экспоненциальная модель (метод Прони). Исходные данные, полученные службами ВПН и IERS, предварительно были преобразованы в дискретную совокупность комплексных чисел вида

$$Z_n = x_n - iy_n, \quad n = 1, \dots, N, \quad (8)$$

где  $x_n, y_n$  – координаты полюса,  $N$  – количество отсчетов.

В работе [4] обсуждается детерминированная экспоненциальная модель свободного колебания полюса Земли, полученная в результате численного моделирования. Для определения вариаций периода и амплитуды этого колебания были вычислены временные последовательности параметров численных моделей с интервалами между отсчетами 5 сут. При этом отдельные значения амплитуды и периода вычислены для данных на 6-летних интервалах. Полученные таким образом периодические изменения амплитуды указывают на сложный процесс модуляции ее на интервале определения данных. Более общий характер свободного колебания описывает единая на 30-летнем интервале экспоненциальная модель в виде

$$Z_0 [n] = M \exp [-\lambda(n-1)T] \times \exp [i(2\pi f_0(n-1)T - \theta)], \quad (9)$$

где  $M = 0.0624$ ,  $1/\lambda = 22.1$  года,  $1/f_0 = 1.1175$  года (408.2 сут),  $\theta = 2.626$  рад,  $T = 0.0137$  года (5 сут).

Для дальнейшего анализа имеет смысл перейти к безразмерным величинам

$$D = \frac{\lambda}{\omega_0} \quad \text{и} \quad \nu = \frac{2\pi f_0}{\omega_0}, \quad (10)$$

где  $\omega_0$  – собственная частота колебаний. Введем также безразмерное собственное время

$$\tau = \omega_0(n-1)T. \quad (11)$$

Тогда вместо (9) получим

$$Z_0(\tau) = M \exp(-D\tau) \exp[i(2\pi\nu\tau - \theta)]. \quad (12)$$

Это выражение отличается от решения (7) наличием экспоненциального множителя  $\exp(-D\tau)$ , что характерно для случая затухающего свободно-

го движения. Отдельно для последовательностей координат  $\{X\}$  и  $\{Y\}$  из (12), учитывая (8), получим

$$x_0(\tau) = M \exp(-D\tau) \cos(2\pi\nu\tau - \theta), \quad (13)$$

$$y_0(\tau) = M \exp(-D\tau) \sin(2\pi\nu\tau - \theta). \quad (14)$$

Каждое из этих выражений является решением дифференциальных уравнений для линейных затухающих осцилляторов в случае  $D < 1$  [5]. Величина безразмерного коэффициента  $D = 0.050503$  представляет собой один из параметров, вычисляемых при моделировании данных о координатах полюса.

Из-за наличия множителя  $e^{-D\tau}$  амплитуда колебаний в (12 - 14) убывает с течением времени. Уравнения огибающих кривых имеют вид

$$Z = \pm M e^{-D\tau}. \quad (15)$$

Для характеристики этого колебательного процесса служит постоянная величина  $\tau_z$ , которая определяет спад огибающих (15) со временем

$$\tau_z = 1/D \quad (16)$$

или в масштабе действительного времени

$$T_z = \tau_z / \omega_0 = 22.1 \text{ года} \quad (17)$$

(получено при вычислении параметров численной модели в работе [4]).

Согласно (16) выражение (15) можно записать в виде

$$Z_n = \pm M e^{-\tau/\tau_z}. \quad (18)$$

Это значит, что за время  $\tau = \tau_z$  экспонента убывает на величину, равную  $1/e = 0.368$  первоначального значения. Другой характеристикой этого вида колебаний служит период – интервал времени между двумя последовательными моментами касания кривой переходного процесса с одной из огибающих. Этот период в масштабе собственного времени равен

$$\tau_s = \frac{2\pi}{\nu} \quad (19)$$

и соответственно в масштабе действительного времени

$$T_s = \frac{\tau_s}{\omega_0} = 408.2 \text{ сут} \quad (20)$$

(получено при вычислении параметров численной модели в работе [4]).

Оценим согласно (10) частоту незатухающего колебания:

$$\omega_0 = f_0 / \nu = 0.8960 \text{ цикл/год}$$

или период  $T_0 = 407.7$  сут. Очевидно, в результате затухания период собственных колебаний оказывается на 0.5 сут больше, чем в случае незатухающих колебаний.

Заметим еще одну особенность затухающего колебания – смещение максимума кривой на величину  $\Delta t$ . Это смещение не зависит от величины амплитуды и определяется по нулевым значениям соответствующих (12) - (14) производных. В реальном масштабе времени величина смещения определяется по формуле

$$\Delta t = -\arctg \frac{D}{\sqrt{1-D^2}} T_s \quad (21)$$

и для рассматриваемого колебания равна  $-20.6$  сут. Неучет этого явления может служить причиной неверного определения периода свободного колебания Земли. Кроме того, это накладывает ограничения на длительность интервалов между наблюдениями.

#### 4. СВЯЗАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ–ЛУНА–СОЛНЦЕ

Несмотря на близость Луны и Земли, большие трудности в объяснении их взаимосвязи вызывает тот факт, что Луна в настоящее время движется не по той орбите, на которой она образовалась. В связи с этим возникают такие проблемы, как получение динамических уравнений, описывающих эволюцию системы Земля–Луна, объяснение природы диссипации приливной энергии, определение мгновенного момента сил между Землей и Луной. Дополнительная динамическая неопределенность возникает из-за пренебрежения сложными гравитационными взаимодействиями многих тел. Классический пример такой ситуации – возмущенное движение земной оси. В это движение вносят сравнимый вклад Солнце и Луна.

Возмущенное движение Земли – лунно-солнечная прецессия и нутация – не являются резонансными в том смысле, в каком резонансы движения Луны и Меркурия. И тем не менее в движении Земли есть тенденция к синхронизации. В работе [6] устанавливается фундаментальный факт, не отраженный в классической теории лунно-солнечной прецессии: все возможные траектории вектора кинетического момента замкнуты в системе координат, вращающейся вместе с плоскостью орбиты Луны. Этот факт как раз отражает тенденцию к синхронизации прецессии Земли и прецессии орбиты Луны. Отражением тенденции к синхронизации является реальная нутация земной оси с периодом 18.6 года.

Механизм, обеспечивающий взаимосвязь и синхронизацию движения Луны и Земли, основан, по-видимому, на сложных приливных явлениях, корректирующих влияние начальных условий на эволюцию этой системы. При этом реальная система обладает бесконечным числом степеней свободы. Обычно ограничиваются изучением главных колебаний и связанные колебания исследуются

путем линеаризации уравнений движения. Причем математическое описание приливной силы, действующей на Землю, выполняется через сумму сил, каждая из которых соответствует парному взаимодействию.

В работе [7] показано, что при таком подходе не учитываются составляющие более сложного приливного взаимодействия в системе Земля–Луна–Солнце, которые имеют порядок  $\delta m \times 4 \times 10^{-5}$  г см/с<sup>2</sup> для массы  $\delta m$  на Земле и величину  $\delta m \times 3 \times 10^{-3}$  г см/с<sup>2</sup> для  $\delta m$  на Луне. Анализ подробной записи компонент поправки приливной силы в горизонтальной системе координат места наблюдений показывает, что приливная сила содержит доминирующие долгопериодические гармоники с периодами 1, 1.2, 6 лет. Колебания с периодами, равными 1 и 1.2 года, отмечаются как основные в координатах полюса, полученных из наблюдений. Все это наводит на мысль, которую высказывают отдельные авторы, о чисто вынужденном характере ЧДП.

Проведенные нами численные эксперименты по данным о координатах полюса [4] противоречат выводам об исключительно вынужденном характере ЧДП. В результате тесной физической связи Земли и Луны колебания в этих системах влияют друг на друга, т.е. являются связанными. Чем сильнее эта связь, тем эффективнее взаимное влияние. Поэтому наблюдаемые собственные частоты в системе Земля–Луна отличаются от собственных частот Земли и Луны. Присущие этой системе взаимосвязи математически могут быть описаны уравнениями движения нелинейного осциллятора, подвергающегося внешним возмущениям. Практическая реализация такого описания сложна. Поэтому с помощью допустимых упрощений будем искать решение задачи о собственных частотах системы Земля–Луна в виде частного решения уравнений для связанных осцилляторов.

Известно, что движение Земли и Луны в невращающейся системе координат с началом в центре масс Солнечной системы принято рассматривать как сумму движения центров масс этих тел вокруг барицентра (центра масс) системы Земля–Луна и движения барицентра относительно центра Солнечной системы. Будем считать движение барицентра равномерным. Барицентр расположен на прямой линии, соединяющей центры масс Земли и Луны.

В теории равновесной, т.е. находящейся в гидростатическом равновесии, фигуры Луны допускается (и это приемлемое отступление от действительности), что угловые скорости  $\omega$  вращения Луны и обращения ее вокруг Земли равны и постоянны, а плоскости орбиты и экватора Луны совпадают (оптическая либрация Луны)

отсутствует) и что на фигуру Луны не действует потенциал Солнца.

Приняв эти допущения, можно интерпретировать сумму орбитального движения и вращения Луны с угловой скоростью  $n$  вокруг оси, проходящей параллельно оси инерции Луны  $Z_m$  через барицентр системы "Земля-Луна". В таком случае Луна находится в относительном равновесии, т.е. неподвижна относительно орбитальной системы координат.

В силу второго закона Кеплера, движение барицентра является центральным. Поэтому секториальная скорость относительно Солнца постоянна и, следовательно, тангенциальная составляющая ускорения барицентра равна нулю. Радиальное ускорение можно получить, используя формулу Бине (впервые эта формула была получена И. Ньютоном):

$$w_{б.ц} = -c^2 u^2 \left( u + \frac{d^2 u}{d^2 \phi} \right), \quad (22)$$

где  $c$  – постоянная, равная удвоенной секториальной скорости,  $u = 1/p$ ,  $p$ ,  $\phi$  – полярные координаты барицентра, полярная ось совпадает с большой полуосью орбиты барицентра. Принимая во внимание известные соотношения

$$\rho = p/(1 + e \cos \phi), \quad (23)$$

$$T = 2\pi ab/c, \quad (24)$$

преобразуем выражение (22) к виду

$$w_{б.ц} = -w_{б.ц}^2 a^3 \left( \frac{1}{p} + \frac{e}{p} \cos \phi \right)^2, \quad (25)$$

где  $\omega_{б.ц}$  – циклическая частота колебаний барицентра. В этом случае внешнее воздействие на систему Земля-Луна осуществляется за счет колебания барицентра.

Опишем смещение барицентра в плоскости орбиты Луны под влиянием Солнца в виде

$$x_{б.ц} = X_{б.ц} \cos \Omega t. \quad (26)$$

Тогда, рассматривая систему Земля-Луна как систему двух материальных точек, находящихся под воздействием силы взаимного притяжения по закону Ньютона и колебания которых по линии Земля-Луна являются связанными, получим следующие уравнения движения:

$$\ddot{x}_3 + \omega_3^2 x_3 - \sigma(\omega_3^2 - \omega_L^2)x_L = \omega_{б.ц}^2 X_{б.ц} \cos \Omega t, \quad (27)$$

$$\ddot{x}_L + \omega_L^2 x_L - \sigma(\omega_3^2 - \omega_L^2)x_3 = 0,$$

где  $x_3$ ,  $x_L$ ,  $\ddot{x}_3$ ,  $\ddot{x}_L$ ,  $\omega_3$ ,  $\omega_L$  – смещения, ускорения и собственные частоты Земли и Луны,

$$\sigma = 1 + 1/(1 + \mu), \quad \mu = m_L/m_3, \quad (28)$$

$m_L$ ,  $m_3$  – массы Луны и Земли.

Будем искать решения (27) в виде

$$x_3 = X_1 \cos \Omega t, \quad x_L = X_2 \cos \Omega t. \quad (29)$$

В результате получим выражение для двух амплитуд:

$$X_1 = \frac{\omega_{б.ц}^2 (\omega_L^2 - \Omega^2) X_{б.ц}}{(\omega_3^2 - \Omega^2)(\omega_L^2 - \Omega^2) - \sigma^2 (\omega_3^2 - \omega_L^2)^2}, \quad (30)$$

$$X_2 = \frac{\omega_{б.ц}^2 \omega_L^2 X_{б.ц}}{(\omega_3^2 - \Omega^2)(\omega_L^2 - \Omega^2) - \sigma^2 (\omega_3^2 - \omega_L^2)^2}.$$

Знаменатель в (30) обращается в нуль при

$$\left. \begin{matrix} \Omega_1^2 \\ \Omega_2^2 \end{matrix} \right\} = 1/2 \left[ (\omega_3^2 + \omega_L^2) \mp \sqrt{(\omega_3^2 - \omega_L^2)^2 + \sigma^2 (\omega_3^2 - \omega_L^2)^2} \right] \quad (31)$$

или

$$\left. \begin{matrix} \Omega_1^2 \\ \Omega_2^2 \end{matrix} \right\} = 1/2 \left[ (\omega_3^2 + \omega_L^2) \mp \sqrt{1 + \sigma^2 |\omega_3^2 - \omega_L^2|} \right]. \quad (32)$$

Таким образом, снова получаем собственные частоты  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ , т.е. частоты свободных колебаний системы Земля-Луна. Вычислим эти частоты для  $\omega_3 = 0.90543$  цикл/год ( $P = 403.4$  сут, получено в [4]) и  $\omega_L = 1$  цикл/год. Получим собственные частоты системы Земля-Луна  $\Omega_1 = 0.84227$  цикл/год ( $P_2 = 433.65$  сут) и  $\Omega_2 = 1.05373$  цикл/год ( $P_1 = 346.62$  сут). Период  $P_2$  равен наиболее вероятному значению периода ЧДП, а  $P_1$  точно соответствует продолжительности драконического года.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью идеализированной модели "Земля-Луна" мы получили собственные частоты системы, соответствующие двум известным периодам: драконическому году и ЧДП. Эти частоты не зависят от выбора координат. Они определяются только физическими свойствами системы. При решении системы уравнений (27) мы ограничились анализом взаимосвязей между частотами и не обсуждали взаимосвязь амплитуд. В то же время из общей теории колебаний связанных осцилляторов известно, что если амплитуда колебаний одного из связанных тел на частоте  $\omega_1$  может быть произвольной (она определяется начальными условиями), то амплитуда колебаний второго тела на той же частоте всегда находится в опре-

деленном отношении к амплитуде колебаний первого тела. Эта зависимость определяется физическими параметрами системы и определяет характер вариаций соответствующих амплитуд.

Проблема взаимосвязей амплитуд собственных колебаний системы Земля–Луна будет объектом наших последующих исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-03038.)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мориц Г.А., Мюллер А.* Вращение Земли: теория и наблюдения / Ред. Яцки Я.С. Киев: Наук. думка, 1992. 512 с.
2. *Манк У., Макдональд Г.* Вращение Земли. М.: Мир, 1964. 384 с.
3. *Авсюк Ю.Н.* // Доклады АН СССР. 1980. Т. 254. № 4. С. 834.
4. *Курбасова Г.С., Рыхлова Л.В., Шликарь Г.Н.* // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 811.
5. *Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. М.: Наука, 1988. 392 с.
6. *Белецкий В.В.* Движение спутника около центра масс в гравитационном поле. М.: Изд-во МГУ, 1975.
7. *Авсюк Ю.Н.* // Доклады АН СССР. 1976. Т. 229. № 5. С. 1071.
8. *Куликов К.А., Гуревич В.Б.* Основы лунной астрономии. М.: Наука, 1972. 392 с.

## Chandler's motion of the Earth's pole in the Earth-Moon System

© 1995 г. G. S. Kurbasova and L. V. Rykhlova

A mathematical description of Chandler's component of the coordinates of the Earth's pole obtained from numerical experiments is compared to the existing analytic solutions. An idealized model of coupled oscillations in the Earth–Moon system is considered. The solution to the problem of eigenfrequencies is obtained as a partial solution to the equations for coupled oscillators. Two known periods – draconic year ( $P_1 = 346.62$  days) and the period  $P_2 = 433.6 \pm 5$  days – are obtained as the eigenfrequencies of this system. As a period of the Earth's proper oscillations we chose the magnitude of the pole's free motion obtained experimentally and close to that given in the Ware model ( $P = 403.4 \pm 5$  days).

УДК 521.135

## О ДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОГРАНИЧЕННОЙ ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

© 1995 г. В. П. Долгачев, Е. П. Калинина

Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 01.03.95 г.

Рассматриваются свойства траекторий бесконечно малой массы в ограниченной прямолинейной задаче трех тел. Проведено массовое вычисление таких траекторий посредством численного интегрирования рассматриваемой задачи и получена область высокой чувствительности к начальным условиям, обуславливающая динамическую неустойчивость и возможность развития хаоса. Исследуемая задача согласно выбранным начальным условиям моделирует движение "облаков" в Местной группе галактик.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема изучения свойств траекторий в ограниченной прямолинейной задаче трех тел возникает при исследовании динамической эволюции Местной группы галактик.

В соответствии с теорией расширяющейся Вселенной будем предполагать, что на ранней стадии эволюции два главных тела Местной группы – Галактика и М31 (Туманность Андромеды) – были близки друг к другу и удалялись радиально друг от друга. Можно предположить, что в настоящее время М31 движется к нам, потому что гравитационное притяжение между двумя телами замедлило разбегание и обратило его в сближение. Весьма важной чертой космогонического процесса, протекающего и в современную эпоху в Местной группе галактик, оказывается продолжающееся выпадение сравнительно малых (с массой  $10^2 - 10^5 M_{\odot}$ ) "облаков" межгалактической среды на основные галактики группы, что вызывает целый ряд наблюдаемых эффектов [1].

Исследование траекторий частицы бесконечно малой массы в гравитационном поле, создаваемом Галактикой и М31, которые радиально сближаются друг относительно друга, и привело нас к рассмотрению известной в небесной механике ограниченной прямолинейной задачи трех тел.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫБОР НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

Пусть  $OXY$  – прямоугольная неподвижная система координат. Пусть Галактика и М31, принимаемые за материальные точки, имеют массы  $m_1$  и  $m_2$  соответственно, а пренебрежимо малую массу частицы обозначим через  $m_3$ . Будем предполагать, что прямолинейное движение конечных масс  $m_1$  и  $m_2$  происходит по оси  $OX$ .

Дифференциальные уравнения движения частицы бесконечно малой массы в указанной системе координат получаются из стандартных уравнений общей задачи трех тел [2] при условии, что  $m_3 = 0$ . Эта система дифференциальных уравнений, которая ради краткости здесь не приводится, имеет три первых интеграла: два интеграла движения центра масс тел  $m_1$  и  $m_2$ , а также интеграл энергии указанных конечных масс. Эти интегралы используются для контроля результатов численного интегрирования, в данном случае – правильности вычисления абсцисс конечных масс и их первых производных. Отсутствие интегралов, содержащих координаты бесконечно малой массы, является характерной чертой всех ограниченных задач, рассматриваемых в небесной механике.

Чтобы повысить физическую достоверность результатов описываемого ниже численного моделирования, выберем такие значения параметров системы, которые были бы близки к принятым для них значениям. Согласно современным представлениям о динамических свойствах Местной группы, суммарная масса  $m_1 + m_2$  составляет  $(2 - 3) \times 10^{12} M_{\odot}$ , причем масса М31 в 1.5 раза больше массы Галактики, расстояние между Галактикой и М31 оценивается в  $700 \pm 10$  кпс, относительная скорость сближения составляет  $120 \pm 20$  км/с [3, 4].

Выбор конкретных значений этих параметров системы производится путем решения краевой задачи двух тел. Такая задача нами была поставлена и была составлена вычислительная программа, реализующая ее решение. Возьмем одну из траекторий движения масс  $m_1$  и  $m_2$ , параметры которой будут служить начальными условиями для нашей задачи. Эта прямолинейная траектория будет неизменяемой в процессе численного моделирования движения частицы  $m_3$ .

Приведем параметры этой неизменяемой траектории. В начальный момент времени

предполагается, что Галактика, МЗ1 и частица  $m_3$  имеют нулевые скорости в абсолютной системе координат. Находясь на одинаковом от начала координат расстоянии, равном 719 кпс, тела  $m_1$  и  $m_2$  начинают двигаться навстречу друг другу по прямой траектории. Через 15.4 млрд. лет рас-

стояние между  $m_1$  и  $m_2$  составит 706.7 кпс и относительная скорость достигнет 120.2 км/с. Такая динамика конечных масс будет иметь место, если масса Галактики выбрана равной  $m_1 = 0.933 \times 10^{12} M_\odot$ , а масса МЗ1, равная  $1.5m_1$ , – составит  $1.4 \times 10^{12} M_\odot$ . Таким образом, данная траектория отвечает современным наблюдательным данным и по этой причине будет считаться опорной траекторией движения  $m_1$  и  $m_2$  в наших расчетах.

В описанной постановке задачи проводилось численное интегрирование системы дифференциальных уравнений 8-го порядка при различных начальных значениях координат частицы  $m_3$  и выбранных вышеуказанным образом параметрах конечных масс. Численное интегрирование велось по методу Рунге–Кутты–Нистрема с точностью до 5-й степени шага [5]. Шаг интегрирования выбирался автоматически, исходя из заданной абсолютной точности для координат и составляющих скорости, равной  $10^{-10}$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Исследование эволюции частицы  $m_3$  проводилось в области начальных значений координат  $x_3$ ,  $y_3$ , представляющей собой симметричный относительно оси  $OY$  прямоугольник со сторонами  $1438 \times 719$  кпс, большее основание которого совпадает с осью  $OX$ . В силу симметрии задачи достаточно рассмотреть свойства траекторий частицы только для положительных начальных значений  $x_3$ ,  $y_3$ .

Исследование свойств траекторий частицы  $m_3$  проводилось путем массового расчета различных вариантов траекторий. При этом варьировалось начальное положение частицы  $m_3$ . Из всего множества вычисленных траекторий необходимо выделить три типа: 1) регулярные траектории частицы  $m_3$ , не имеющие соударения с конечными массами; 2) траектории соударения частицы  $m_3$  с Галактикой; 3) траектории соударения частицы  $m_3$  с МЗ1.

Множество начальных условий, порождающих регулярные траектории, образуют область, названную нами областью возможности движения (ОВД) и показанную на рис. 1.

Рис. 1 получен в предположении, что слева по оси  $OX$  к началу координат движется Галактика, а справа – МЗ1, так что центр масс системы расположен правее начала координат. Внешняя граница области напоминает квадратическую параболу, сдвинутую влево в сторону меньшей массы  $m_1$  (Галактики). Кроме того, область ОВД имеет ось квазисимметрии  $SS'$ , которая параллельна оси  $OY$  (симметрия будет иметь место в случае  $m_1 = m_2$ ). Найденная область не опускается вдоль оси  $OY$  ниже, чем до 120 кпс. Другими словами, если частица, приобретая нулевую скорость,

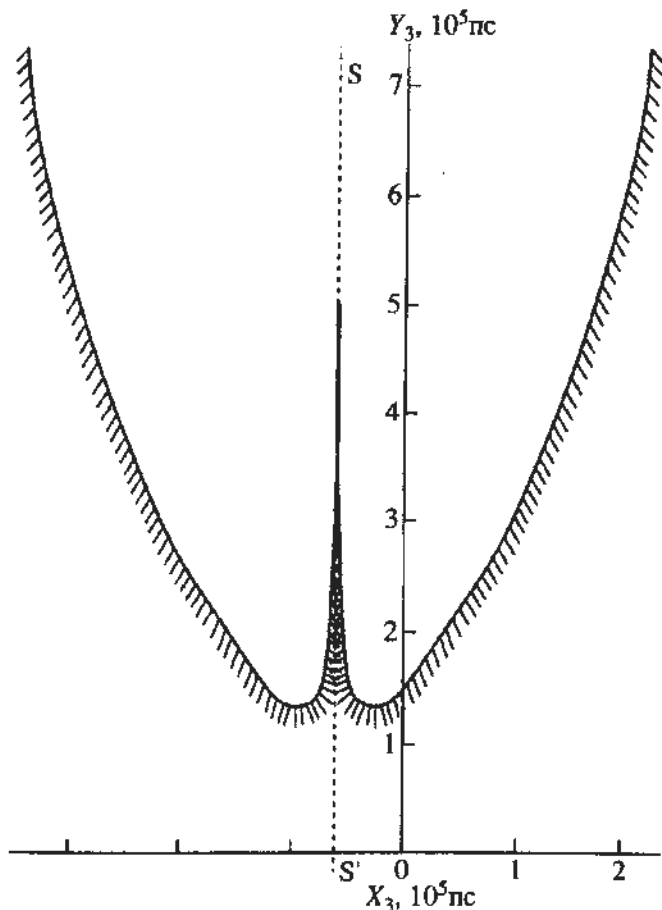


Рис. 1. Область возможности движения в ограниченной прямолинейной задаче трех тел.  $SS'$  – ось квазисимметрии ОВД.

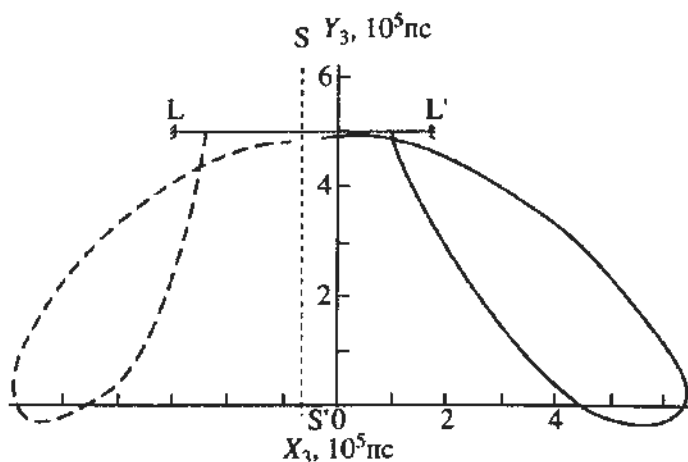


Рис. 2. Две типичные траектории частицы  $m_3$  в ограниченной прямолинейной задаче трех тел для сечения  $y = 500$  кпс.  $SS'$  – ось квазисимметрии ОВД,  $LL'$  – сечение области ОВД прямой  $y = 500$  кпс.

окажется в полосе  $y < 120$  кпс, то она обязательно будет захвачена либо Галактикой, либо М31.

Выделив ОВД, можно кратко указать свойства регулярных траекторий. На рис. 2 изображены две типичные регулярные траектории частицы  $m_3$  в ограниченной прямолинейной задаче трех тел с начальными условиями  $(x, 5 \times 10^5)$ , где  $x \in$  ОВД. Эти траектории представляют собой семейство кривых, часть которых имеют самопересечение и которые достигают минимального значения по  $Y$  в большинстве своем в отрицательной области ординат. По своему внешнему виду все траектории в ограниченной прямолинейной задаче трех тел разделяются на два резко выраженных класса: а) кривые с начальной вогнутостью, обращенной к телу  $m_1$ , и эволюционирующие в левой полуплоскости, б) кривые с начальной вогнутостью, обращенной к телу  $m_2$ , и эволюционирующие в правой полуплоскости. Эти два класса разделяет сепаратриса, представляющая собой почти вертикальную слабо изогнутую кривую, точка минимума по  $y$  которой является точкой излома. Частица  $m_3$ , движущаяся по сепаратрисе и достигшая наименьшей ординаты, будет двигаться вверх по той же траектории.

Траектории соударения в свою очередь подразделяются на два типа: 1) короткие траектории, т.е. траектории соударения либо с Галактикой, либо с М31, заполняющие верхнюю полуплоскость ( $y > 0$ ); 2) длинные траектории, т.е. такие траектории соударения либо с Галактикой, либо с М31, при которых частица  $m_3$  подлетает к соударяемому телу, расположенному на оси  $OX$ , находясь в нижней полуплоскости ( $y < 0$ ).

Короткие траектории реализуются начальными значениями координат, расположенными во внешней окрестности ОВД (рис. 1). Длинные траектории реализуются начальными значениями координат, расположенными во внутренней, "пиковой" подобласти ОВД. Именно длинные траектории соударения обладают динамической неустойчивостью, рассматриваемой ниже.

Вычисляя траектории частицы  $m_3$  для различных сечений ОВД  $y = \text{const}$ , но с начальными условиями, принадлежащими внутренним точкам ОВД, мы будем иметь следующую картину. Регулярные траектории, реализуемые начальными значениями координат, принадлежащими внутренней подобласти ОВД (без "пиковой" подобласти), качественно подобны регулярным траекториям, показанным на рис. 2.

Что же касается траекторий, реализуемых начальными значениями координат, принадлежащими "пиковой" подобласти ОВД, то здесь наблюдаются при сколь угодно близких начальных условиях как траектории соударения с Галактикой, так и траектории соударения с М31. Более подробно это явление иллюстрирует таблица.

Поведение траекторий частицы  $m_3$  при изменении начальных абсцисс в диапазоне  $(-719 \text{ кпс}, 719 \text{ кпс})$  и  $y_3^0 = 400 \text{ кпс}$

№	Начальные абсциссы, кпс	Поведение траектории частицы $m_3$
1	От -719 до -271	Соударение с Галактикой
2	От -270 до -76	Нет соударений
3	-75, -74	Соударение с Галактикой
4	-73	Нет соударений
5	От -72 до -70	Соударение с М31
6	-69	Соударение с Галактикой
7	От -68 до 140	Нет соударений
8	От 141 до 719	Соударение с М31

Указанное явление известно как динамический хаос, возникающий вследствие специфической локальной неустойчивости относительно сколь угодно малых возмущений начальных условий рассматриваемой динамической системы [6 - 8].

В нашем случае эта локальная неустойчивость допускает простое механическое истолкование. В самом деле, тело  $m_3$  при начальном  $x_3^0 = 69$  кпс (см. таблицу) сначала пролетает в близкой окрестности М31, но при этом получает такие возмущения от М31, которые приводят к соударению с Галактикой. Напротив, траектория тела  $m_3$  при начальном  $x_3^0 = -70$  кпс такова, что тело  $m_3$ , сблизившись с М31, уже не может покинуть окрестность М31 и таким образом захватывается этой массой, не долетая до Галактики. При  $x_3^0 = -73$  кпс возмущения от Галактики и М31 распределяются таким образом, что частица  $m_3$  благополучно минует окрестности притягиваемых тел и продолжает двигаться по регулярной траектории.

Поведение остальных вариантов траекторий, указанных в таблице, допускает аналогичное объяснение.

Приведенные в таблице дискретные значения начальных положений частицы  $m_3$  указывают на существование качественно различных семейств траекторий.

Выполненное численное исследование траекторий частицы  $m_3$  с начальными данными, принадлежащими другим сечениям ОВД, позволяет сделать вывод, что поведение траекторий частицы  $m_3$  качественно аналогично тому, что приведено в таблице.

Была также вычислена серия траекторий для сечения  $y_3 = 120$  кпс и было установлено, что ни в одном из вариантов этого сечения не встретилась траектория, не имеющая соударения. Как правило, для этого сечения все траектории с начальной



абсциссой, лежащей правее оси  $SS'$ , имеют соударение с М31, а те траектории, начальные абсциссы которых находятся левее оси  $SS'$ , имеют соударение с Галактикой. Однако из этого факта следует более важный вывод, заключающийся в том, что регулярное движение тела  $m_3$  с начальными ординатами  $y_3 < 120$  клс невозможно.

Резюмируя все вышесказанное, необходимо отметить следующее. Исследование траекторий частицы бесконечно малой массы в гравитационном поле, создаваемом Галактикой и М31, позволило обнаружить некоторые интересные особенности рассматриваемой динамической задачи. К таким особенностям следует отнести прежде всего численное обнаружение областей динамической неустойчивости или динамического хаоса. Главная черта динамических систем с признаками динамического хаоса состоит в том, что малое возмущение начальных условий или же малое изменение параметров самой динамической системы приводит к непредсказуемости результирующего движения за конечное время, которое называют горизонтом предсказуемости [8, 9].

Применительно к нашей задаче динамическая неустойчивость проявляется в том, что малое изменение начальных условий приводит к непредсказуемости поведения траектории тела  $m_3$ : заранее неизвестно, будет ли соударение с главными телами или такого соударения не произойдет, а в случае соударения неясно, с каким телом конечной массы оно произойдет. За горизонт предсказуемости можно принять наименьшее время подлета к соударяемому телу, т.е. наименьшее время полета по коротким траекториям.

Исследованию динамического хаоса посвящена обширная литература, однако число работ, в которых это явление рассматривается с точки зрения небесной механики, сравнительно невелико. Не ставя своей целью дать сколько-нибудь подробный обзор таких работ, укажем только на ранние работы [10, 11] и недавно опубликованную рабо-

ту [12]. В работе [12] рассматривается динамическая неустойчивость, присутствующая в акте тройного сближения трех конечных масс, где два тела равной массы движутся вдоль оси  $OX$  по параболическому закону, а третье тело конечной массы движется либо по оси  $OY$ , либо все время находится в начале координат.

Сравнивая полученные выше результаты с результатами работы [12], можно сделать вывод, что динамическая неустойчивость возникает как в случае симметричной модели столкновения [12], так и в случае несимметричной модели столкновения, рассмотренной выше.

Несмотря на огромный интерес к проблеме динамической неустойчивости, до сих пор остается неясным главное: что же в конечном счете ограничивает временную непредсказуемость поведения динамических систем?

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Formation of the Milky Way / Ed. Alfaro E. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
2. Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Физматгиз, 1963.
3. Einasto J., Lynden-Bell D. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1982. V. 199. P. 67.
4. Peebles P.J.E. // Astrophys. J. 1990. V. 362. P. 1.
5. Benis D.G. // Celest. Mech. 1973. V. 8. № 2. P. 229.
6. Лихтенберг Ф., Либерман Н. Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984.
7. Шустер Х.Г. Детерминированный хаос. М.: Наука, 1988.
8. Кравцов Ю.А. // Успехи физ. наук. 1989. Т. 158. С. 93.
9. Lighthill Y. // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1986. V. 407. P. 35.
10. Henon M., Heiles C. // Astron. J. 1964. V. 69. P. 73.
11. Contopoulos G. // Bull. Astronomique. 1967. Ser. 3. V. 2. P. 223.
12. Антонов В.А., Чернин А.Д. // Письма в "Астрон. журн.", 1993. Т. 19. № 8. С. 768.

## On the Dynamical Instability in the Restricted Rectilinear Three-Body Problem

© 1995 г. V. P. Dolgachev and E. P. Kalinina

The properties of trajectories of infinitesimal mass are considered in the rectilinear three-body problem. Extensive calculations of such trajectories are performed by numerical integration. The domain of increased sensitivity to initial conditions is obtained that determines the dynamical instability and the possibility of developing chaos in the system. The problem studied simulates, in accordance with chosen initial conditions, the motion of clouds in the Local Group of galaxies.



## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ ТОМА 72, 1995 г.

<i>Аксенов А.Г., Блинников С.И., Имиенник В.С.</i> Быстровращающиеся холодные нейтронные звезды	5 – 717
<i>Антипова Л.И., Бердюгина С.В., Саванов И.С.</i> О химическом составе $\eta$ Рыб – красного гиганта спектрального класса G7IIIa	6 – 855
<i>Бабаджянц М.К., Белоконь Е.Т., Гамм Н.Г.</i> Оптический мониторинг сверхсветового квазара 3C 345 в 1984 - 1991 гг	4 – 447
<i>Бабаев Э.С., Джалилов Н.С., Жугжда Ю.Д.</i> Влияние радиационных потерь на свойства волн в активных областях на Солнце	2 – 230
<i>Бабаев Э.С., Джалилов Н.С., Жугжда Ю.Д.</i> Неадиабатические магнито-акустико-гравитационные волны в стратифицированной атмосфере	2 – 240
<i>Батурин В.А., Аюков С.В.</i> Влияние непрозрачности на параметры конвективной оболочки в солнечных моделях	4 – 549
<i>Батурин В.А., Миронова И.В.</i> Метод акустического потенциала для анализа колебаний солнечных моделей с модифицированной теорией конвекции	1 – 120
<i>Берулис И.И., Лехт Е.Е., Мендоса-Торрес Э.</i> О переменности излучения водяного мазера в S128	4 – 468
<i>Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А., Попов Ю.П., Четкин В.М.</i> Структура аккреционного диска в двойных системах с компонентами, не заполняющими полость Роша	2 – 190
<i>Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кузнецов О.А., Попов Ю.П., Четкин В.М.</i> Структура аккреционного диска в симбиотических звездах. Изотермический случай	3 – 367
<i>Богданов М.Б.</i> Исследование строения околосветных оболочек по данным о распределении яркости	3 – 353
<i>Богданов М.Б., Черепащук А.М.</i> Гравитационное микролинзирование звезд ненулевых угловых размеров	6 – 873
<i>Бойко А.Я., Лившиц М.А.</i> Газодинамический отклик атмосферы на импульсный нагрев: двухтемпературное приближение	3 – 381
<i>Бондарь Т.Н., Ротанова Н.М., Обридко В.Н.</i> Стохастическое авторегрессионное моделирование и прогнозирование временного ряда чисел Вольфа	1 – 130
<i>Боярчук А.А., Антипова Л.И., Боярчук М.Е., Саванов И.С.</i> Содержание химических элементов в атмосфере красного гиганта $\gamma$ Стрелы	6 – 864
<i>Брауде С.Я., Галанин В.В., Инютин Г.А., Мень А.В., Мори Х., Рашковский С.Л., Сеницын В.Г., Шарыкин Н.К.</i> Турбулентная структура солнечного ветра по наблюдениям в декаметровом диапазоне радиоволн	5 – 761
<i>Бруевич Е.А.</i> Профиль линии $H_{\alpha}$ в газодинамической модели солнечных вспышек	1 – 89
<i>Вальтц И.Е., Дзора А.М., Каленский С.В., Сльш В.И., Бус Р., Винберг А.</i> Обзор мазеров на метаноле на частоте 95 ГГц	1 – 22
<i>Верещагин С.В., Чупина Н.В.</i> Особенности распределения звезд окрестностей Солнца по спектральным классам	6 – 905
<i>Виняйкин Е.Н.</i> Исследование линейно-поляризованной компоненты радиоизлучения Северного Полярного выступа на волне 31 см с высоким угловым разрешением	5 – 674
<i>Вьюга А.А.</i> Статистический критерий конденсации	6 – 805

<i>Вьюга А.А.</i> Статистический критерий поляризации, выделяющий структурности поля Галактики и Метагалактики	6 – 789
<i>Гопка В.Ф., Ющенко А.В.</i> Исследование линии поглощения эрбия в спектрах Солнца и Прокциона	5 – 743
<i>Горшков А.Г., Конникова В.К.</i> Переменность на частотах 3.9 и 7.5 ГГц радиоисточников из Зеленчукского обзора с потоками больше 200 мЯн	3 – 291
<i>Гранкин К.Н., Ибрагимов М.А., Кондратьев В.Б., Мельников С.Ю., Шевченко В.С.</i> Фотометрическое исследование свойств пятенной вращательной модуляции для слабо-эмиссионных звезд типа Т Тельца в темных облаках Тельца–Возничего	6 – 894
<i>Данилов В.М., Селезнев А.Ф.</i> Оценки геометрических и динамических параметров газо-звездных комплексов в Галактике	3 – 333
<i>Долгачев В.П., Калинина Е.П.</i> О динамической неустойчивости в ограниченной прямолинейной задаче трех тел	6 – 951
<i>Дравских А.Ф., Дравских Э.В.</i> Квазары: Статистика противоречит современным представлениям. Моделирование эффектов не наблюдательной селекции	2 – 163
<i>Дроздова Н.Ю., Киселев В.М.</i> Приливная эволюция системы Земля–Луна: расчеты согласно теории Макдональда–Голдрайха	3 – 410
<i>Дроздова Н.Ю., Киселев В.М.</i> Эволюция системы Земля–Луна согласно эмпирическим данным и теории Макдональда–Голдрайха	5 – 767
<i>Дудоров А.Е.</i> Остаточное магнитное поле звезд типа Т Тельца	6 – 884
<i>Елькин В.Г.</i> Поиск звезд с сильными магнитными полями среди звезд горизонтальной ветви и горячих субкарликов	6 – 879
<i>Емельянов Н.В.</i> Особенности взаимных покрытий и затмений в системе спутников Сатурна	4 – 604
<i>Ермаков Ф.А., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.</i> Глобальная магнитология Солнца: дополнительные потоки и естественная шкала циклов	1 – 99
<i>Ермаков Ф.А., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.</i> Глобальная магнитология Солнца: свойства полярного и экваториального полей	5 – 753
<i>Иванов А.В., Филистов Е.А., Чернин А.Д.</i> Эволюция тройных систем: стохастическое поведение и динамическая неустойчивость	3 – 416
<i>Иошпа Б.А., Куликова Е.Х.</i> Структура поля скоростей в солнечной фотосфере вблизи $H_{\alpha}$ -волокон	6 – 932
<i>Истомин Я.Н., Мосягин Д.В.</i> Модель происхождения гамма-всплесков в магнитосфере старых нейтронных звезд	6 – 826
<i>Каленский С.В.</i> Строение радиоисточников метанола в областях звездообразования по данным наблюдений на 44 и 95 ГГц	4 – 524
<i>Каретников В.Г., Менченкова Е.В., Назаренко В.В.</i> Формирование потока вещества в двойных звездах типа W Змеи	4 – 519
<i>Каретников В.Г., Менченкова Е.В., Назаренко В.В.</i> Формирование потока вещества в полуразделенных затменных двойных системах типа АО Кассиопеи	5 – 696
<i>Кацова М.М., Дрейк Дж., Ливишиц М.А.</i> Послевспышечная корональная активность, зарегистрированная спутником EUVE на звезде AU Mic	4 – 580
<i>Кисляков А.Г., Тернер Б.Е.</i> Плотность ядер молекулярных облаков в зависимости от их галактоцентрического расстояния	2 – 168

- Коваленко А.В., Пынзарь А.В., Удальцов В.А.* Исследование межзвездного ионизированного газа Галактики по наблюдениям поглощения излучения остатков сверхновых 6 – 796
- Комберг Б.В.* Недостаточность “унифицированной схемы” для классификации активных галактических ядер 1 – 3
- Комберг Б.В., Компанец Д.А., Лукаш В.Н.* Красные карлики в коронах галактик в роли МАСНО-объектов 4 – 457
- Копылов А.И., Госс В.М., Парийский Ю.Н., Соболева Н.С., Желенкова О.П., Темирова А.В., Витковский Вал.В., Наугольная М.Н., Верхованов О.В.* Оптические отождествления подвыборки радионисточников RC-каталога с крутыми спектрами с помощью 6-метрового телескопа CAO РАН: оптические наблюдения 5 – 613
- Копылов А.И., Госс В.М., Парийский Ю.Н., Соболева Н.С., Желенкова О.П., Темирова А.В., Витковский Вал.В., Наугольная М.Н., Верхованов О.В.* Оптические отождествления подвыборки радионисточников RC-каталога с крутыми спектрами с помощью 6-метрового телескопа CAO РАН. Требования к координатной точности и глубине изображения, наблюдения на VLA и способы оценки фотометрического красного смещения 4 – 437
- Костюнин В.В.* Статистические корреляции между основными параметрами дисковых галактик 6 – 811
- Кудрявцев С.М.* Вычисление возмущений элементов орбиты спутника несферичной планеты на длительных интервалах времени. Аналитическая теория пятого порядка 2 – 285
- Кудряшов А.Д., Тутуков А.В.* Образование радиоактивных ядер и возможности наблюдения гамма-линий при вспышках новых 4 – 559
- Кузнецов О.А.* Расчет политропных и вырожденных равновесных конфигураций звезд в двойных системах 4 – 508
- Кузьминых В.А.* Об определении орбит возмущенного кеплеровского движения по векторам положениям 5 – 782
- Курбасова Г.С., Рыхлова Л.В.* Чандлеровское движение полюса Земли в системе Земля–Луна 6 – 945
- Курт В.Г., Ламзин С.А.* О линии  $L_{\alpha}$  в спектрах молодых звезд 3 – 364
- Левцкий Л.С., Рыхлова Л.В., Сидоренков Н.С.* Южное колебание Эль-Ниньо и неравномерность вращения земли 2 – 272
- Леушин В.В.* Магнитное поле и содержание железа в атмосферах  $\alpha$ Reg и  $\phi$ Her 4 – 543
- Лехт Е.Е.* Варначки мазерного излучения  $H_2O$  источника G43.8–0.1 в период 1981 – 1994 гг 4 – 532
- Лехт Е.Е.* Модель мазера  $H_2O$  в W75N 1 – 31
- Лехт Е.Е., Мендоса-Торрес Э., Сороченко Р.Л.* Исследование водяного мазера в источнике ON1 1 – 39
- Липовка А.А.* Решение системы уравнений баланса населенностей квантовых уровней атомов и молекул в некоторых частных случаях 3 – 392
- Липунов В.М., Попов С.Б.* Эволюция периодов изолированных нейтронных звезд: теорема о замедлении 5 – 711
- Литвиненко Ю.Э.* Регулярное и хаотическое ускорение электронов в пересоединяющих солнечных слоях на Солнце 1 – 113
- Лотова Н.А., Владимирский К.В., Юровская И.Ю., Корелов О.А.* Корреляционные характеристики процесса формирования сверхзвукового потока солнечного ветра 5 – 757
- Лотова Н.А., Владимирский К.В., Юровская И.Ю., Корелов О.А., Писаренко Я.В.* Диагностика процессов ускорения солнечного ветра по наблюдениям мазерных источников 1 – 103
- Любимков Л.С., Рачковская Т.М.* Двойная Am-звезда RR Lup: спектральные наблюдения и фундаментальные параметры компонентов системы 1 – 72

- Любимков Л.С., Рачковская Т.М.* Двойная Ат-ЗВЕЗДА RR Lyr: химический состав компонентов 1 – 64
- Любимков Л.С., Рачковская Т.М., Ростопчин С.И., Тарасов А.Е.* Двойная система  $\alpha$ Vir (Спика): Фундаментальные параметры компонентов и различие в содержании гелия между ними 2 – 212
- Макаров В.И., Тлатов А.Г.* Крутильная мода в вариациях интенсивности солнечной короны в линии FeXIV 5303 Å в период 1957 - 1991 гг 5 – 749
- Максимов В.П., Бакунина И.А.* Поведение микроволнового излучения активных областей вблизи лимбов 2 – 250
- Малов Д.Е., Чугунов Ю.В.* Мазерный механизм радиоизлучения пульсаров 5 – 703
- Малов И.Ф.* Модель пульсара PSR 1822-09 2 – 185
- Малов И.Ф., Малов О.И.* О некоторых особенностях в распределениях параметров пульсаров 4 – 574
- Малов И.Ф., Малов О.И.* Энергетические характеристики долгопериодических и короткопериодических пульсаров 4 – 567
- Манджос А.В.* Взаимо-интерференционные и структурные свойства изображений объекта в окрестности касповой точки гравитационной линзы. Степень взвмной когерентности изображений 1 – 153
- Манджос А.В.* Взаимо-интерференционные и структурные свойства изображений объекта в окрестности касповой точки гравитационной линзы. Структура изображений вблизи касповой точки 1 – 146
- Марсаков В.А., Шевелев Ю.Г.* Вертикальная структура галактического диска в окрестности Солнца 5 – 630
- Мащенко С.Я., Силич С.А.* Расширяющиеся оболочки в галактике NGC 520: сравнение результатов численного моделирования с данными наблюдений 5 – 660
- Мельников С.Ю., Шевченко В.С., Гранкин К.Н., Ибрагимов М.А., Якубов С.Д.* HD 216629 = II. Сер, VNG 71 и LkH $_{\alpha}$  350 – вероятные Ae/Be-звезды Хербига в ассоциации Сер OB3. Ассоциация Сер OB3 и VNG 71 1 – 48
- Мингалиев М., Хабрахманов А.* Исследование спектров выборки радиоисточников каталога 87GB 1 – 12
- Миронов А.В., Мошкалев В.Г.* Анализ спектрофотометрических и фотометрических данных для звезд – первичных спектрофотометрических стандартов 1 – 80
- Митрофанов И.Г., Позаненко А.С., Черненко А.М., Фишман Дж., Кувелиоту К., Миган Ч., Пачейсас В., Сагдеев Р.З.* Статистический анализ переменности потоков и энергетических спектров космических гамма-всплесков, зарегистрированных в эксперименте BATSE обсерватории “Комптон” 3 – 344
- Мосунов А.Н., Чариков Ю.Е.* Сверхтонкая временная структура вспышечного радиоизлучения Солнца как отражение гиросинхротронной неустойчивости электронных пучков 6 – 911
- Мякутин В.И., Пискунов А.Э.* Метод калибровки диаграммы Герцшпрунга–Рессела по возрастам и массам 3 – 358
- Обридко В.Н., Харишладзе А.Ф., Шельтинг Б.Д.* О степени достоверности связи между фактором расходимости силовых линий на Солнце и скоростью солнечного ветра 1 – 108
- Орлов В.В., Панченко И.Е., Расторгуев А.С., Яцевич А.В.* Движущиеся скопления звезд в окрестности Солнца 4 – 495
- Павлова Л.А.* Изменение профиля эмиссионной линии H $_{\alpha}$  молодой звезды VY Mop 4 – 539
- Петрова А.В.* Критический анализ расчетов постоянных апсидального движения 6 – 937

<i>Петрова А.В.</i> Постоянные апсидального движения и расчеты звездной эволюции	6 – 924
<i>Погодин И.Е., Шибасаки К.</i> Об исследовании микрорадиовсплесков солнца на частоте 17 ГГц	1 – 95
<i>Пынзарь А.В.</i> Корреляция между параметрами рассеяния излучения пульсаров и мерой эмиссии галактического фона	4 – 462
<i>Саванов И.С.</i> Аномалии содержаний элементов в атмосферах быстровращающихся Am-звезд	5 – 733
<i>Саванов И.С.</i> Новое определение содержаний элементов в атмосфере Am-звезды 15 Vul	4 – 590
<i>Савельев В.В., Четкин В.М.</i> Биполярные течения в окрестности вращающегося диска с магнитным полем	1 – 139
<i>Сахибов Ф.Х., Смирнов М.А.</i> Особенности поглощения света в гигантских областях HII-комплексах звездообразования в галактиках M33, BMO и NGC 2403	3 – 318
<i>Секержицкий В.С.</i> Об уравнении состояния равновесного сильно замагниченного электронно-нейтронно-ядерного вещества	2 – 263
<i>Ситник Г.Ф.</i> К вопросу о профилях селективных коэффициентов испускания и поглощения	2 – 266
<i>Слыш В.И., Баан В., Вальц И.Е., Каленский С.В.</i> Поиски излучения метанола на 834 и 1617 МГц: K-удвоение линий	2 – 180
<i>Смирнов О.М., Рябчикова Т.А.</i> MULTPROFILE – пакет программы аппроксимации линий в звездных спектрах	6 – 848
<i>Старченко С.В.</i> Возбуждение неосесимметричных магнитных структур галактик, Солнца и планет	2 – 257
<i>Татарников А.М., Юдин Б.Ф.</i> Строение и эволюция пылевой оболочки PostRGB-кандидата 89 Her	1 – 57
<i>Трофимов А.В., Чернин А.Д.</i> Широкие триплеты галактик и проблема скрытых масс	3 – 308
<i>Трубицина А.А.</i> Компактная чебышевская аппроксимация высокоточных теорий нутации Земли	5 – 773
<i>Тутуков А.В.</i> Поиск планет около звезд главной последовательности малой массы	3 – 400
<i>Тутуков А.В.</i> Пылевые диски около молодых звезд в Орионе	3 – 397
<i>Урман Ю.М.</i> Применение метода неприводимых тензоров в задачах небесной механики	4 – 596
<i>Уртин В.А., Шальбков Д.А.</i> Сверхтекучесть нейтронов и влияние холловского дрейфа на магнитотепловую эволюцию нейтронных звезд	3 – 374
<i>Фесенко Б.И.</i> О видимых и истинных населенностях скоплений галактик	3 – 303
<i>Филиппов Б.П., Шилова Н.С.</i> Эруптивные протуберанцы и корональные транзиенты	2 – 222
<i>Францман Ю.Л., Пылева Н.А.</i> Углеродные звезды высокой светимости на ранней стадии асимптотической ветви гигантов	6 – 841

<i>Хентов А.А.</i> К проблеме форм небесных тел, находящихся в орбитально-вращательных синхронизмах	2 – 277
<i>Хрузина Т.С., Черепащук А.М.</i> Орбитальные кривые блеска двойной системы А0620–00 в модели оптической звезды с пятнами	2 – 203
<i>Шалыгин В.Н.</i> Расчет действия микролинз методом “частица–сетка”	5 – 668
<i>Шевелев Ю.Г., Марсаков В.А.</i> Изменение радиального и вертикального градиентов металличности в галактическом диске с возрастом	3 – 321
<i>Шишов В.И., Малофеев В.М., Пынзарь А.В., Смирнова Т.В.</i> Влияние турбулентной межзвездной плазмы на отклик радиоинтерферометра	4 – 485
<i>Шулов О.С., Копацкая Е.Н.</i> Двухкомпонентная природа аномальной межзвездной экстинкции и поляризации у W67 – заезды скопления NGC 2264	5 – 687
<i>Шустов Б.М., Вибе Д.З.</i> Выметание пыли из Галактики	5 – 650
<i>Эйгенсон А.М., Яцык О.С.</i> Сравнительная классификация шаровых скоплений Галактики и M31 с помощью кластерного анализа	5 – 641
Евгений Петрович Аксенов	432

Сдано в набор 19.07.95 г.

Подписано к печати 18.10.95 г.

Формат бумаги 60 × 88<sup>1</sup>/<sub>8</sub>

Офсетная печать

Усл. печ. л. 22.0

Усл. кр.-отт. 13.4 тыс.

Уч.-изд. л. 22.5

Бум. л. 11.0

Тираж 598 экз.

Зак. 3489.