

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

МАЙ, 1976

ВЫПУСК 2

МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

Р. М. АВАКЯН, Г. П. АЛОДЖАНЦ, Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 14 июля 1975

Исследованы физические условия в магнитосфере пульсаров. Для объекта Р 0531 температура магнитосферы $T \approx 5 \cdot 10^4$, а у остальных пульсаров меняется от 10^4 до 10^5 на конце магнитосферы. Для Р 0531 магнитосферная плазма поддерживается в таком горячем состоянии благодаря джоулевому теплу, обусловленному дрейфовыми токами. В случае остальных пульсаров начальная часть магнитосферы подогревается излучением звезды, а остальная, значительная часть — дрейфовыми токами.

В работе [1] были исследованы физические параметры магнитосферы, окружающей барионную звезду. В ней было показано, что плазма магнитосферы сосредоточена у магнитного экватора в кольцеобразном диске с параметрами.

$$2x_0 = \left(\frac{2kT}{3m_p \Omega^2} \right)^{1/2} = 1.484 \cdot 10^7 \frac{T_6^{1/2}}{\Omega};$$

$$r_1 = \left(\frac{2GM}{3\Omega^2} \right)^{1/3} = \frac{4.464 \cdot 10^8}{\Omega^{2/3}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3}; \quad r_2 = \frac{c}{\Omega}.$$

Здесь $2x_0$ — эффективная толщина кольца, r_1, r_2 — соответственно его внутренний и внешний радиусы, T — температура магнитосферы ($T_6 = 10^{-6} T$), Ω — угловая скорость вращения звезды, M — ее масса, m_p — масса протона, k — постоянная Больцмана, G — гравитационная постоянная, а c — скорость света. В предположении, что ось дипольного магнитного поля совпадает с осью вращения звезды (симметричный ротатор) и что пространственным изменением температуры магнитосферной плазмы можно пренебречь, для плотности частиц было найдено [1]

$$n(r, z, t) = \frac{f(r)}{t_0 + t} e^{-z^2/z_0^2}, \quad (1)$$

где

$$f(r) = \begin{cases} b \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right) \frac{r_1^4}{r^4}, & \text{при } r_1 < r < \frac{8}{9} r_2 \\ 4.8 b \left(1 - \frac{r}{r_2}\right)^{1/2} \frac{r_1^4}{r_2^4}, & \text{при } \frac{8}{9} r_2 < r < r_2 \end{cases} \quad (2)$$

r, z — соответственно расстояние от центра звезды и от плоскости магнитного экватора, t — время уменьшения числа частиц в магнитосфере в два раза, моменту наблюдения соответствует $t=0$ и, наконец,

$$b = \frac{0.168 m_e c}{\Lambda m_p} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^{3/2} \left(\frac{e\Omega}{GeM} \right)^2 = 1.466 \cdot 10^{22} T_e^{3/2} \frac{e^{2.622}}{\Lambda} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2.$$

Здесь $\mu = 10^{30} \mu_{30}$ — магнитный момент звезды, $\Lambda \approx 5$ — кулоновский логарифм, e — заряд электрона, m_e — его масса.

Величину t_0 , входящую в (1), можно определить из закона сохранения момента

$$\frac{dL}{dt} = -\gamma \frac{dN}{dt},$$

где N — полное число частиц в магнитосфере, L — момент количества движения звезды, l — момент, уносимый одной частицей, покидающей магнитосферу при $r \approx c/\Omega$, $l dN/dt$ — скорость уменьшения момента, обусловленного утечкой частиц из магнитосферы, а γ — фактор, учитывающий другие возможные механизмы замедления вращения пульсара ($\gamma \geq 1$). В работе [2] принималось $\gamma = 1$. Следуя [2], в предположении $T(r) \approx \text{const}$ находим

$$t_0 = 3.54 \cdot 10^{21.12} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{2.3} \frac{T_e^{2.32}}{\Lambda^{1.2} J_{44}^{1.2}} p^{1.4} \left(\frac{p}{p} \right)^{1.2}, \quad (2)$$

где $J = 10^{44} / \omega$ — момент инерции звезды, $p = 2\pi/\Omega$ — период вращения, p — скорость его возрастания. В формуле (3) для всех величин следует понимать их значения в момент наблюдения ($t=0$). Из (3) видно, что t_0 пропорционально температуре, что делает невозможным наличие у пульсара квазистационарной атмосферы при $T < 10^4$.

2. *Запасы энергии звезды.* Типичная барионная звезда характеризуется следующими значениями параметров [3]:

$$\begin{aligned}
 M &= 0.5 M_{\odot}; & R &= 1.42 \cdot 10^8 \text{ см}; \\
 J &= 3.7 \cdot 10^{44} \text{ г см}^2; & N_S &= 6.3 \cdot 10^{50}; \\
 \Omega_m &= 2.1 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}; & \mu &\approx 10^{10} \text{ гаусс см}^3
 \end{aligned} \quad (4)$$

где R — радиус звезды, N_S — число барионов в ней, Ω_m — максимальное значение угловой скорости вращения для данной конфигурации. Однако, как будет видно ниже, с такой стандартной моделью барионной конфигурации невозможно добиться хорошего согласия с наблюдательными данными для всех пульсаров. Поэтому в каждом конкретном случае возникает необходимость уточнения значений этих параметров. При этом необходимо учитывать, что их нельзя выбирать произвольно, так как они связаны между собой [3].

В барионных звездах возможны следующие виды внутренней энергии: энергия магнитного поля, тепловая энергия, энергия радиальных пульсаций, остаточная ядерная энергия (наличие которой возможно только в Δ -фазе [4]) и энергия вращения. В явлении пульсаров, по-видимому, наиболее важной является энергия вращения

$$E_r = K + W, \quad (6)$$

где $K = J\Omega^2/2$ — кинетическая энергия, а W — потенциальная энергия вращения (энергия деформации звезды, обусловленной вращением). Важность W как внутреннего источника энергии была отмечена в [5], где были найдены следующие аппроксимации:

$$\begin{aligned}
 K &= (0.018104 - 1.01573 N_{S_2} + 1.4607 N_{S_2}^2) \cdot 10^{42} \left(\frac{\Omega}{\Omega_m} \right)^2; \\
 W &= (0.32843 - 2.22564 N_{S_2} + 4.1120 N_{S_2}^2) \cdot 10^{42} \left(\frac{\Omega}{\Omega_m} \right)^2; \\
 \Omega_m &= (-0.003673 - 0.046947 N_{S_2} + 0.6168 N_{S_2}^2) \cdot 10^4.
 \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $N_S = 10^{51} N_{S_2}$ — общее число барионов в звезде, а энергия измерена в эргах. Для типичной конфигурации (4), $K = 1.21 \cdot 10^{41} (\Omega/\Omega_m)^2$ эрг, $W = 5.58 \cdot 10^{41}$ эрг. Роль K и W в явлении пульсара различна. Кинетическая энергия K расходуется в процессах, протекающих вне объема звезды, в частности, на корпускулярное излучение от края магнитосферы [2], и, как будет показано ниже, на нагрев магнитосферы дрейфовыми токами. Уменьшение K , очевидно, приводит к замедлению вращения. При этом звезда, сжимаясь, стремится к сферической форме и энергия деформации W будет постепенно выделяться в виде тепла по всему объему.

Дальнейшие все наши оценки будут проведены для трех типичных пульсаров с параметрами, приведенными в таблице.

ПАРАМЕТРЫ ТРЕХ

Пульсар	P (сек)	Ω (сек $^{-1}$)	ρ	ρ/ρ (сек)	$M/M_\odot$	R (км)
P 2043	1.96	3.2	$1.09 \cdot 10^{-14}$	$1.8 \cdot 10^{11}$	0.2	30
P 1706	0.653	9.6	$6.37 \cdot 10^{-15}$	$1.0 \cdot 10^{11}$	0.2	30
P 0531	0.0331	190	$4.23 \cdot 10^{-13}$	$7.8 \cdot 10^{10}$	0.5	14.2

Из приведенных в табл. 1 значений W можно заключить, что вра-щающиеся барионные звезды имеют большие запасы энергии, поэтому, в принципе, они могут быть достаточно горячими.

3. *Прозрачность магнитосферы.* Непрозрачность плазмы равно $\chi = \chi_1 + \chi_2$, где $\chi_1 \approx 0.38$ — непрозрачность, обусловленная томсоновским рассеянием, а χ_2 — непрозрачность, обусловленная свободно-свободными переходами [6]

$$\chi_2 = 2 \cdot 10^{-2} \frac{n(r, z)}{T^{3/2}}. \quad (8)$$

Учет магнитного поля несущественно меняет значение χ . Вообще говоря, следовало учесть также циклотронное поглощение, но, как будет показано ниже, коэффициент χ_2 , обусловленный этим механизмом, существенен лишь в начальной части магнитосферы, где магнитное поле достаточно сильное.

Используя формулы для плотности частиц и температуры (см. (2), (31), (32), (17), (19), (21)) нетрудно убедиться, что для P 2045 и P 1706 $\chi_2 < \chi_1$ во всей магнитосфере, а для P 0531 в области $9 r_1 < r < r_2$, что составляет примерно треть всей магнитосферы.

Оптическая толщина (обусловленная томсоновским рассеянием) в направлении, перпендикулярном экваториальной плоскости,

$$\tau_z(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_1 m_p \cdot n(r, z) dz. \quad (9)$$

Оценивая τ_z , приходим к выводу, что для P 2045 и P 1706 магнитосфера прозрачна вдоль z при всех r , а для P 0531 при $r > 9 r_1$.

Оптическая толщина магнитосферы P0531 вдоль r равна

$$\tau_r(r) = 1.63 \cdot 10^2 \frac{M_\odot}{M} \frac{v_{30} J_{45}}{T_3^{3/2}} \left[1 - \frac{9}{2} \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 + \frac{7}{2} \left(\frac{r_1}{r} \right)^4 \right]. \quad (10)$$

Отсюда видно, что оптическая толщина всей магнитосферы P 0531 вдоль r

Таблица 1

ТИПИЧНЫХ ПУЛЬСАРОВ

J_{44} (г-см ²)	N_{51}	$\dot{M}_{\text{max}}$ (сек ⁻¹)	W' (эрг)	$\frac{W'}{(p/p)} \text{ (эрг} \cdot \text{сек}^{-1})$	$\dot{M}_{50}$ (10 ²⁰ г-см ²)
2	0.24	206	$1.3 \cdot 10^{47}$	$7 \cdot 10^{22}$	0.1
2	0.24	206	$6 \cdot 10^{47}$	$6 \cdot 10^{23}$	0.1
3.7	0.63	$2 \cdot 10^3$	$4.5 \cdot 10^{49}$	$5.8 \cdot 10^{25}$	1

очень велика, $\tau_r > 10^7$. Нетрудно убедиться, что магнитосфера двух других рассматриваемых пульсаров практически прозрачна не только вдоль z но и вдоль r .

4. Механизмы нагрева магнитосферы и отвода энергии. Плазма непрерывно теряет энергию благодаря различным механизмам излучения. Поэтому для продолжительного существования квазистационарной магнитосферы необходимы постоянно действующие механизмы ее подогрева.

Имеются два источника пополнения энергии магнитосферы: поток излучения, падающий на магнитосферу от центрального тела, и джоулево тепло, обусловленное дрейфовыми токами.

Для P 0531 излучение звезды не проникает в магнитосферу (см. (10)), поэтому оно не играет роли в подогреве плазмы. Для P 2045 и P 1706 учет потока излучения звезды необходим. Оценим теперь джоулево тепло, обусловленное дрейфовыми токами. Плотность дрейфового тока равна

$$j_D = nev_D \approx \frac{nm_p c \Omega^2 r^4}{\eta}, \quad (11)$$

где v_D — скорость дрейфа протонов, вызванного центробежной силой. Учтывая также, что удельное сопротивление плазмы поперек магнитного поля равно [7]

$$\eta = 1.43 \cdot 10^{-8} \frac{\Lambda}{T^{3/2}}, \quad (12)$$

для джоулева тепла, выделяемого в единицу объема в 1 сек, находим

$$q = 1.79 \cdot 10^{-24} \frac{\Omega^4 r^8}{n^2 T^{3/2}} n^2. \quad (13)$$

Подставляя сюда соответствующие выражения для T и n и интегрируя, получаем

$$Q = 2\pi \int_{r_0}^{r_1} r dr \int_{-\infty}^{+\infty} q(r, z) dz = \frac{r_0^2}{r_0^2} \left\{ \begin{array}{l} 1.5 \cdot 10^{44} \dots \text{P 2045} \\ 2.73 \cdot 10^{46} \dots \text{P 1700} \\ 8.8 \cdot 10^{15} \dots \text{P 0531.} \end{array} \right. \quad (14)$$

Здесь Q измерено в эрг/сек, а время t_0 в секундах.

Частицы плазмы теряют свою энергию благодаря синхротронному и тормозному излучениям. Интенсивность синхротронного излучения для одного электрона равна

$$S_s = \frac{2e^4 B^2 v^2}{3m_e^2 c^2} \approx 5.31 \cdot 10^{41} \frac{T_e^{1/2}}{r^4} \quad (15)$$

(здесь подставлены значения $mv^2 \approx 2kT$, $B = \mu/r^2$).

Интенсивность тормозного излучения одного электрона равна

$$S_r = 0.785 \cdot 10^{-24} n T_e^{1/2}. \quad (16)$$

Оценки показывают, что для рассматриваемых пульсаров энергетические потери в основном определяются тормозным излучением, кроме небольшой области вблизи внутреннего кольца магнитосферы, где S_s и S_r приблизительно одного порядка.

5. *Температура магнитосферной плазмы.* Оценим сначала температуру магнитосферы Р 0531. Как уже было отмечено в предыдущем разделе, его температура определяется джоулевым теплом дрейфовых токов. Поскольку до расстояния $r \approx 10r_1$ магнитосфера Р 0531 непрозрачна вдоль z , то эта область будет излучать как черное тело. Приравнявая джоулево тепло черному излучению, находим уравнение, определяющее температуру в интервале $r_1 \leq r \leq 10r_1$:

$$2.5 \cdot 10^{14} \cdot 2\pi r dr \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right)^2 \frac{J_{44}}{\Lambda r_{20}} = 4\pi r dr \cdot T_n^4,$$

где T_n — температура на поверхности магнитосферы $T_n(r) = T(r, z = z_0)$. Подставляя сюда $\Lambda = 5$ и значения параметров J_{44} , r_{20} , получаем

$$T_n = 3.75 \cdot 10^4 \left(\frac{J_{44}}{\Lambda r_{20}}\right)^{1/4} \approx 3.5 \cdot 10^4, \quad (r_1 \leq r \leq 10r_1). \quad (17)$$

Температура на экваторе (при $z=0$) будет чуть больше этого значения.

В оставшейся части магнитосферы $10r_1 \leq r \leq r_2$, где плазма вдоль z прозрачна, температура определяется из условия равенства джоулева тепла и тормозного излучения

$$n J_D^2 = S_r n. \quad (18)$$

Отсюда, учитывая (11), (12), (16), находим

$$T(r) = 1.83 \frac{J_{44}^{1/2}}{r_{20}^{1/2} \Lambda^{1/2}} \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \approx 1.6 \left(\frac{r}{r_1}\right)^4, \quad (10r_1 \leq r \leq r_2). \quad (19)$$

При $r = 10 r_1$ и $r = r_2$ имеем $T(10 r_1) \approx 1.6 \cdot 10^4$, $T(r_2) = 7.5 \cdot 10^4$. Таким образом, температуру магнитосферы P 0531 можно приблизительно считать постоянной и равной

$$T = 5 \cdot 10^4.$$

Поэтому для пульсара в Крабовидной туманности оправдано допущение $T = \text{const}$, сделанное в работе [1] при решении уравнения диффузии.

Определим теперь температуру магнитосферы пульсаров P 1706 и P 2045, для которых излучение от звезды играет некоторую роль в подогреве магнитосферы. Уравнение баланса энергии имеет вид

$$\frac{L_0}{4\pi r^2} \lambda_0 \pi m_p + \sqrt{j_D^2} = S_0 \cdot n, \quad (20)$$

где $L_0 = W/(p \cdot r)$ — светимость барионной звезды (см. табл. 1). Первый член в (20) обусловлен излучением звезды. Подставляя в (20) значения λ_0 , τ_0 , j_D и S_0 , имеем

$$3.45 \frac{L_0}{r^2} + \frac{2.28 \cdot 10^{-67} T^2 \Omega^4 r^8}{r_{D0}^2} = T^4.$$

Решая это уравнение, находим

$$T(r) = a_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^4 \left(1 + \sqrt{1 + a_2 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{18}} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

где

$$a_1 = \begin{cases} 6.9 \\ 3.5 \end{cases}; \quad a_2 = \begin{cases} 17 \cdot 10^{13} \dots \text{P 2045} \\ 4.3 \cdot 10^{14} \dots \text{P 1706} \end{cases}$$

Температура в точке

$$r_2 = \begin{cases} 4.6 r_1 \dots \text{P 2045} \\ 6.6 r_1 \dots \text{P 1706} \end{cases} \quad (22)$$

принимает минимальное значение, равное

$$T(r_2) = \begin{cases} 10^4 \dots \text{P 2045} \\ 2.1 \cdot 10^4 \dots \text{P 1706.} \end{cases} \quad (23)$$

При $r < r_2$ из (21) имеем для T следующее асимптотическое выражение

$$T = \left(\frac{r_1}{r} \right)^{1/2} \begin{cases} 2 \cdot 10^4 \dots \text{P 2045} \\ 5 \cdot 10^4 \dots \text{P 1706,} \end{cases} \quad (24)$$

а при $r > r_0$

$$T = \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \begin{cases} 9.8 & \dots \text{Р 2045} \\ 5 & \dots \text{Р 1706.} \end{cases} \quad (25)$$

В области $r < r_0$ температура приблизительно постоянна, поэтому решение (2) уравнения диффузии остается в силе. При $r > r_0$, как видно из формулы (25), изменением температуры пренебречь нельзя. Поэтому для этой области магнитосферы решение уравнения диффузии нуждается в некотором уточнении.

Уравнение диффузии имеет вид [8]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\Phi) = 0, \quad (26)$$

где

$$\Phi = -\frac{\pi}{T^{1/2}} \left[2r^2 n n' + r^2 \frac{T}{2T} n^2 - \frac{m_e \Omega^2}{kT} n^2 r^2 \right], \quad (27)$$

штрих означает производную по r , а

$$\alpha = \frac{1.78 \cdot 10^{-64} \Lambda}{r_{30}^2}. \quad (28)$$

В (27) опущен малый член, соответствующий гравитационному приращению. При $T = \text{const}$ решение уравнения (26) определяется формулой (2). Найдем теперь решение для области $r > r_0$, где, как следует из (20),

$$T = 2.14 \cdot 10^{-34} \frac{\Lambda^{1/2}}{r_{30}} \Omega^2 r^4.$$

Подставляя в (26) формулу (1) и одновременно учитывая (28), находим

$$\beta f - \frac{1.13 \cdot 10^{38} r_{30}}{\Lambda^{1/2}} (r f f' + f^2) + 14 r^2 f f' + 8 r^2 f^2 + 2 r^4 (f'^2 + f f'') = 0, \quad (29)$$

где

$$\beta = 8.23 \cdot 10^{48} \frac{r_{30}^{2/3} \Omega \Lambda^{-3/4}}{r_{30}^2}.$$

В рассматриваемой области первые два члена в уравнении (29) намного больше остальных, поэтому можно записать

$$r f' + f = 7.3 \cdot 10^{-20} \frac{r_{30}^{1/2} \Omega}{\Lambda^{1/4}},$$

откуда

$$f = 7.3 \cdot 10^{-20} \frac{r_{30}^{1/2} \Omega}{\Lambda^{1/4}} + C \frac{r_2}{r}, \quad (30)$$

где C — постоянная интегрирования, которая определяется из условия сшивки (30) и (2) в точке $r=r_0$:

$$f = \begin{cases} 4.93 \cdot 10^{20} + 5.43 \cdot 10^{21} \frac{r_1}{r} \dots \text{P 2045} \\ 1.48 \cdot 10^{21} + 6.34 \cdot 10^{22} \frac{r_1}{r} \dots \text{P 1706.} \end{cases} \quad (31)$$

Вблизи $r=r_0$, где плотность частиц резко падает до нуля в уравнении (29) существенно только последнее слагаемое $\sim 1/n^2$ (это следует из постоянства полного потока частиц $\Phi = \text{const}$):

$$f'^2 + ff'' \approx 0.$$

Отсюда

$$f = C_1 (r_0 - r)^{1/2}. \quad (32)$$

Приравнявая решения (31) и (32) и их первые производные, находим постоянную интегрирования C_1 и точку сшивки r^0

$$C_1 = \begin{cases} 9.4 \cdot 10^{14} \\ 4.12 \cdot 10^{15} \end{cases}; \quad r^0 = \begin{cases} 2.8 r_1 \dots \text{P 2045} \\ 15.8 r_1 \dots \text{P 1706.} \end{cases} \quad (33)$$

6. *Излучение магнитосферы.* Выше была показана возможность существования квазистационарной магнитосферы с температурой $T > 10^7$. Полная энергия, теряемая магнитосферой на излучение, определяется формулой (14). Основной вклад в (14) дает сравнительно небольшая область вблизи светового цилиндра $r=r_0$. В этой области скорость вращения магнитосферы $v = \Omega r$ приближается к скорости света. Поэтому возникает необходимость учета релятивистского преобразования интенсивности. Расчет показывает, что учет релятивизма увеличивает наблюдаемую интенсивности примерно в два раза.

Для оценки светимостей в формулу (14) необходимо подставить время t_0 уменьшения числа частиц в магнитосфере в два раза. Повторяя процедуру вывода формулы (3), получаем:

$$t_0 = \gamma^{1/2} \begin{cases} 9.6 \cdot 10^7 \dots \text{P 2045} \\ 1.3 \cdot 10^8 \dots \text{P 1706} \\ 1.5 \cdot 10^7 \dots \text{P 0531,} \end{cases} \quad (34)$$

где t_0 измерено в секундах.

Если принять $\gamma = 1$, то найденные значения t_0 не могут отвечать реальной ситуации в пульсарах. Время t_0 для P 0531, по-видимому, должно быть порядка ста лет, а для других пульсаров — более тысячи лет. Формула

(34) свидетельствует о том, что существуют, по-видимому, другие, более мощные механизмы потери момента звезды, чем утечка частиц с конца магнитосферы. Для реальных значений времени t_* у всех пульсаров (за исключением, может быть, P 0531) светимости излучения магнитосферы оказываются ничтожно малыми (см. (14)).

Для P 0531 с учетом релятивистских поправок получаем

$$Q \sim \gamma^{-1} \cdot 10^{32} \text{ эрг/сек.}$$

Для этого пульсара $T(r_*) \approx 10^4$, и максимум излучения попадает в оптический диапазон, а спектр имеет вид (с учетом релятивизма) [6]:

$$f(\omega) d\omega \approx \gamma^{-1} 6.7 \cdot 10^{15} \left| \ln \frac{9.3}{\beta_{30} \omega_{13}} - 0.89 \right| d\omega. \quad (35)$$

В инфракрасной области спектр имеет завал. Хотя этот спектр и лежит в оптической области, но для реальных времен $t_* \approx 100$ лет интенсивность излучения оказывается на три порядка меньше наблюдаемого значения. Это означает, что необходимо искать другие механизмы оптического излучения.

Заключение. Основным результатом работы является доказательство возможности существования у пульсаров квазистационарной магнитосферы с температурой $T \sim 10^4 \div 10^5$. Поддержание магнитосферы в таком состоянии в начальной части ее осуществляется подогревом плазмы излучением звезды (за исключением P 0531, для которого это излучение практически не существенно). В основной же части магнитосферы плазма поддерживается в таком горячем состоянии благодаря джоулеву теплу, обусловленному дрейфовыми токами. Излучение магнитосферы для P 0531 лежит в основном в оптической части спектра, однако интенсивность оказывается на несколько порядков меньше наблюдаемого значения, поэтому оно не может быть ответственным за наблюдаемое оптическое излучение пульсара в Крабовидной туманности.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETOSPHERE OF BARIONIC STARS

R. M. AVAKIAN, G. P. ALOJANTS, G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN

Physical conditions in the magnetosphere of pulsars are considered. For the object P 0531 the temperature of the magnetosphere is $T \approx 5 \cdot 10^4$ and for other pulsars changes from 10^4 to 10^5 at the end of the magnetosphere. For P 0531 the magnetosphere plasma is heated by drift cur-

rents. For the other pulsars the nearest part to the star of the magnetosphere is heated by the radiation of the star and the left significant part of the magnetosphere by drift currents.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджану, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 11, 109, 1975.
- 2 Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Р. М. Авакян, Г. П. Алоджану, *Астрофизика*, 11, 109, 1975.
- 3 Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
- 4 Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, *Астрофизика*, 8, 123, 1972.
- 5 Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, Г. С. Саакян, *Астрофизика*, 8, 476, 1972.
- 6 Дж. Бексфи, *Радиационные процессы в плазме*, Мир, М., 1971.
- 7 Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, Мир, М., 1965.
- 8 К. Лонгмайр, *Физика плазмы*, Атомиздат, М., 1966.