АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15 ФЕВРАЛЬ, 1979 ВЫПУСК 1

УДК 523.1

МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД
II. НАКЛОННЫЙ РОТАТОР

А. К. АВЕТИСЯН

Поступила 26 июля 1978

Разработана теория квазистационарной магнитосферы барионных звезд в предположении, что магнитное поле дипольное, а ось вращения не совпадает с направлением магнитного момента звезды (наклонный ротатор). Найдены форма и параметры магнитосферы. Получены формулы полного числа частиц в магнитосфере, скорости уменьшения его со временем и второй производной периода пульсара по времени. Исследованы физические условия в магнитосфере пульсаров. Для пульсара P0531 температура плазменной магнитосферы приблизительно постоянна и равна $T \approx 6.6 \cdot 10^{6}$, а у остальных с большими периодами меняется в интервале от 10^4 до 10^7 на самом конце магнитосферы. Полное число частиц в магнитосферной плазме порядка $10^{40} \div 10^{42}$.

В работе [1] была разработана теория квазистационарной магнитосферы барионных звезд в предположении, что ось вращения совпадает с направлением магнитного момента (симметричный ротатор). В этом случае магнитосфера образуется вокруг экваториальной плоскости в слое с толщиной $\Delta z \approx 0.15 (T^{1/2}/\Omega)$ км и имеет форму кольца с внутренним и внешним радиусами, соответственно равными $r_1 = 4460 (M/M_{\odot})^{1/3} \Omega^{-2/3}$ км и $r_2 = c/\Omega$ (M — масса звезды, Ω — угловая скорость вращения, T — температура магнитосферы).

В настоящей статье исследуется возможность образования квазистационарной магнитосферы вокруг барионной звезды, направление магнитного момента которой не совпадает с осью вращения (наклонный ротатор). В системе отсчета, связанной со звездой (начало координат в центре звезды), магнитное поле предполагается дипольным и не зависит от времени

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{\mu}\vec{r})\vec{r} - \vec{\mu} r^2}{r^5}.$$

Ось Z направим вдоль магнитного момента $\vec{\mu}$, а ось Y выберем в плоскости векторов $\vec{\mu}$ и $\vec{\Omega}$ $(\widehat{\vec{\mu}, \vec{\Omega}} = \alpha)$.

1. Для понимания условий образования магнитосферы исследуем движение отдельной частицы в дрейфовом приближении, условия применимости которого в нашем случае хорошо выполнены. В магнитном поле частица движется вдоль силовой линии, вращаясь вокруг нее с ларморовской частотой, и совершает дрейф, обусловленный неоднородностью магнитного поля и внешними силами со скоростью [2]

$$
\begin{aligned}
\vec{v}_D = \frac{cp_{\parallel}^2}{meB^3}\left[\vec{B}\,(\vec{B}\vec{\nabla})\,\frac{\vec{B}}{B}\right] + \frac{cp_{\perp}^2}{2meB^3}\,[\vec{B}\,\vec{\nabla} B] + \\
+ \frac{mc}{eB^2}[[\vec{\Omega}\,[\vec{r}\vec{\Omega}]]\,\vec{B}] - \frac{GMmc}{eB^2r^3}\,[\vec{r}\vec{B}].
\end{aligned} \tag{1.1}
$$

Здесь m — масса заряженной пробной частицы, а $p_{\parallel}$, $p_{\perp}$ — импульсы частиц соответственно вдоль и поперек магнитной силовой линии, определяемой уравнением $r = r_0 \sin^2\theta$ (θ — угол между осью Z и $\vec{r}$). Можно показать, что во всей магнитосфере, кроме небольшой области в начале ее, скорости всех видов дрейфов малы по сравнению со скоростью центробежного дрейфа. Вследствие этого ограничимся в дальнейшем рассмотрением лишь центробежного дрейфа с компонентами скорости (для простоты $\alpha = \pi/2$)

$$
\begin{aligned}
v_{Dx} &= -\frac{mc\Omega^2r^4}{2e\mu(1+3\cos^2\theta)}\sin^2\theta\sin 2\varphi, \\
v_{Dy} &= \frac{mc\Omega^2r^4}{2e\mu(1+3\cos^2\theta)}\sin 2\theta\sin 2\varphi, \\
v_{Dz} &= \frac{mc\Omega^2r^4}{e\mu(1+3\cos^2\theta)}\sin\theta\,(1-\sin^2\theta\cos^2\varphi).
\end{aligned} \tag{1.2}
$$

Из (1.2) следует, что скорость азимутального дрейфа знакопостоянна во всем интервале азимутального угла $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$, тогда как компоненты v_{Dx} и v_{Dy} периодически меняют знак. Следовательно частицы магнитосферы, то удаляясь, то приближаясь к звезде, остаются, в среднем, на неизменных расстояниях от звезды. Как будет показано ниже, в направлении силовых линий частицы находятся в глубокой потенциальной яме, и утечка их благодаря диффузии возможна лишь в радиальном направлении. Отметим также, что во всей магнитосфере скорости всех видов дрейфов малы по сравнению с тепловыми скоростями.

Исследуем движение заряда вдоль силовой линии магнитного поля, обусловленное проекциями гравитационной и центробежной сил на направление $\vec{B}$, а также неоднородностью магнитного поля. Уравнение энергии в приближении дрейфовой теории имеет вид [2]

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{p^2}{2}\right) = p\left(\vec{F}\frac{\vec{B}}{B}\right), \tag{1.3}$$

который приводит к следующему интегралу энергии:

$$\begin{gathered} E = \frac{m_k v^2}{2} + \mu_k\left|\vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}[r_0, \gamma_{min}(\varphi)]\right| - \frac{GMm_k}{r_0}\,\mathrm{tg}^2\gamma + \\ + \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2}\left\{1 + \cos^4\gamma\left[(\cos\alpha\sin\gamma + \sin\alpha\cos\gamma\cos\varphi)^2 - 1\right]\right\} + \mathcal{E}(r_0, \varphi), \end{gathered} \tag{1.4}$$

где γ — угол, отсчитываемый от магнитного экватора ($\gamma = \pi/2 - \theta$), а $k = e, p$. Из (1.4) следует, что вдоль магнитной силовой линии частица движется в силовом поле с эффективной потенциальной энергией

$$\begin{gathered} U(r_0, \gamma, \varphi) = \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2}\left\{1 + \cos^4\gamma\left[(\cos\alpha\sin\gamma + \sin\alpha\cos\gamma\cos\varphi)^2 - 1\right]\right\} + \\ + \vec{\mu}_k\left\{\vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}[r_0, \gamma_{min}(\varphi)]\right\} - \frac{GMm_k}{r_0}\,\mathrm{tg}^2\gamma + \mathcal{E}(r_0, \varphi). \end{gathered} \tag{1.5}$$

Здесь $\gamma_{min}(\varphi)$ — угол, при котором потенциальная энергия достигает минимума на силовых линиях с азимутальным углом φ, а функция $\mathcal{E}(r_0, \varphi)$ выбирается так, чтобы значение U_{min} на любой силовой линии равнялось нулю. В дальнейшем мы покажем, что магнитосфера сосредоточена в слое сравнительно небольшой толщины вокруг направления $\gamma_{min}(\varphi)$, при котором вдоль каждой силовой линии $\vec{B}[r_0, \gamma_{min}(\varphi)] \approx \vec{B}(r_0, \varphi)$, следовательно при рассмотрении продольного движения частиц членом $\vec{\mu}_k\left|\vec{B}(r_0, \varphi) - \vec{B}[r_0, \gamma_{min}(\varphi)]\right|$ можно пренебречь. Для упрощения дальнейших результатов рассмотрим случай $\alpha = \pi/2$; при этом для потенциальной энергии имеем

$$\begin{gathered} U(r_0, \gamma, \varphi) = \frac{m\Omega^2 r_0^2}{2}\left\{1 + \cos^4\gamma\,(\cos^2\gamma\cos^2\varphi - 1)\right\} - \\ - \frac{GMm}{r_0}\,\mathrm{tg}^2\gamma + \mathcal{E}(r_0, \varphi). \end{gathered} \tag{1.6}$$

Легко показать, что на силовых линиях с азимутальным углом

$$
\begin{gathered}
-\arccos\sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < \arccos\sqrt{\frac{2}{3}}, \\
\pi - \arccos\sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < \pi + \arccos\sqrt{\frac{2}{3}}
\end{gathered}
\tag{1.7}
$$

функция U имеет два минимума при значении угла

$$
\gamma_{min}(\varphi) = \arccos\sqrt{\frac{2}{3\cos^2\varphi}}, \tag{1.8}
$$

симметрично расположенных относительно экваториальной плоскости. На силовых линиях с азимутальным углом в остальных областях

$$
\begin{gathered}
\arccos\sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < \pi - \arccos\sqrt{\frac{2}{3}}, \\
\pi + \arccos\sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < 2\pi - \arccos\sqrt{\frac{2}{3}}
\end{gathered}
\tag{1.9}
$$

минимум функции U достигается на магнитном экваторе, т. е. при $\gamma_{min}(\varphi) = 0$. Как показывают дальнейшие результаты, исследование имеет смысл проводить лишь для силовых линий с азимутальным углом $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$.

На силовых линиях с $\varphi = \pi/2$ потенциальная энергия не имеет минимума при $r_0 < r_1 = (GM/\Omega^2)^{1/3}$. При $r_0 > r_1$ частица находится в глубокой потенциальной яме, высота которой растет с увеличением r_0 и при $r_0 \to r_2 = c/\Omega$ (наиболее удаленная силовая линия, на которой еще может удержаться частица) стремится к $m_0c^2/2$. Внешней границей устойчивого движения является, очевидно, силовая линия $r = r_2\cos^2\gamma$ (частицы, двигающиеся по силовым линиям с $r_0 > r_2$, пересекают „световой цилиндр“ и покидают магнитосферу). Таким образом, в направлении $\varphi = \pi/2$ магнитосфера начинается на расстоянии $r_1 = (GM/\Omega^2)^{1/3}$ и простирается вплоть до расстояний $r_2 = c/\Omega$.

На силовых линиях с $\varphi = 0$ потенциальная энергия имеет два минимума при $\gamma_0^* = \arccos\sqrt{2/3}$, когда $r_0 > r_0^* \approx 2.1(GM/\Omega^2)^{1/3}$. При $r_0 < r_0^*$ потенциальная энергия не имеет минимума. Магнитосфера в этом направлении начинается на расстоянии $r_1^* = r_0^*\cos^2\gamma_0^* \approx 1.4(GM/\Omega^2)^{1/3}$ и простирается вплоть до расстояний $r_2^* = \sqrt{3}\,c/\Omega$. Внешней границей устойчивого движения является силовая линия $r = r_{02}^*\cos^2\gamma$, где $r_{02}^* = (3\sqrt{3}/2)\,c/\Omega$. Глубина потенциальной ямы растет с увеличением r_0 и стремится к $0.488\ m_0c^2$ при $r_0 \to r_{02}^*$.

Для остальных силовых линий с азимутальным углом $0 < \varphi < \pi/2$ параметры, определяющие начало ($r_1(\varphi)$) и конец ($r_2(\varphi)$) магнитосферы, плавно меняются соответственно в интервалах $r_1 < r_1(\varphi) < r_1^*$, $r_2 < r_2(\varphi) < r_2^*$, а угол, при котором потенциальная энергия достигает минимума,

$$0 < \gamma_{min}(\varphi) < \arccos\sqrt{\frac{2}{3}}.$$

2. В случае магнитосферы необходимо учесть столкновения между частицами. Чтобы не исчезло ограничивающее влияние магнитного поля надо потребовать выполнения условия замагниченности

$$\omega_p \tau_p \gg 1, \tag{2.1}$$

где τ_p — среднее время передачи импульса для протонов [3]

$$\tau_p = \frac{3\sqrt{m_p}(KT)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\Lambda n e^4}, \tag{2.2}$$

а Λ — кулоновский логарифм ($\Lambda \sim 5$). Из (2.1) и (2.2) получаем ограничение на возможное значение плотности частиц в магнитосфере

$$n \ll 10^{22} \frac{\mu_{30} T_6^{3/2}}{r_7^3}. \tag{2.3}$$

Одновременно с (2.1) имеет место также условие

$$l_{\parallel} \gg l_{ep}, \tag{2.4}$$

где $l_{\parallel}$ определяет линейные размеры системы вдоль силовых линий, а l_{ep} — длина свободного пробега электронно-протонных столкновений

$$l_{ep} \approx \frac{2.5 \cdot 10^4 T^2}{n}. \tag{2.5}$$

Из (2.4) следует, что распределение частиц вдоль силовых линий будет больцмановским в силовом поле с потенциальной энергией (1.6)

$$n(r_0, \gamma, \varphi) = n(r_0, \varphi)\exp\left[-\frac{U(\gamma)}{KT}\right], \tag{2.6}$$

где $n(r_0, \varphi)$ — значение плотности частиц на поверхности минимальных значений функции U. На силовых линиях с $\varphi = \pi/2$ потенциальная энергия достигает минимума при $\gamma_0 = 0$ и быстро растет с увеличением γ. Следовательно, можно ввести понятие эффективной широты $\gamma_{эфф}$ и соответствующей ей эффективной высоты $z_0 = r_0\gamma_{эфф}$. Имея в виду, что $\gamma_{эфф} \ll 1$, можно разложить U в ряд по степеням γ

$$U(\gamma) \approx m\Omega^2 r_1^2\left(1 - \frac{r_1^2}{r_0^2}\right)\gamma^2. \tag{2.7}$$

За исключением небольшого участка вблизи начала магнитосферы, всюду $r_0 \gg r_1$, следовательно, (2.7) можно переписать в виде

$$U \approx m_p\Omega^2 r_0^2\gamma^2 = m_p\Omega^2 z^2, \tag{2.8}$$

где $z = r_0\gamma$ — высота над магнитным экватором (впредь из-за малости высоты не имеет смысла различать r от r_0). Окончательно функцию распределения частиц вдоль магнитных линий представим в виде

$$n(r, z) = n(r)\exp\left(-\frac{z^2}{z_0^2}\right), \tag{2.9}$$

где

$$2z_0 = 2\sqrt{\frac{KT}{m_p\Omega^2}} \tag{2.10}$$

толщина магнитосферы в направлении $\gamma = \pi/2$ (из-за квазинейтральности плазмы последняя определяется протонами). Аналогично для функции распределения частиц вдоль силовых линий с $\varphi = 0$ получаем

$$n(r, y) = n(r)\exp\left(-\frac{y^2}{y_0^2}\right), \tag{2.11}$$

где

$$2y_0 = 3\sqrt{\frac{KT}{m_p\Omega^2}} \tag{2.12}$$

толщина магнитосферы, сосредоточенной вокруг направления $\vec{\Omega}$.

Для нахождения радиального распределения частиц надо учесть диффузию поперек магнитного поля. Без учета турбулентных процессов и при выполнении условия (2.1) диффузия частиц описывается уравнением [3]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = -\nabla\vec{\Phi}, \tag{2.13}$$

где Φ — поток частиц в радиальном направлении. Как показывает детальный анализ, учет потока частиц в азимутальном направлении почти не сказывается на окончательном виде радиальных функций распределения. В этом также легко убедиться, исходя из незначительного различия между радиальными функциями распределения в направлениях $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Потоки частиц в радиальном направлении для силовых линий с $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = 0$ соответственно равны

$$\vec{\Phi} = -\delta\left(2r^3 n\vec{\nabla} n + \frac{GMm_p}{KT} n^2 r^3 \vec{r} - \frac{m_p\Omega^2}{KT} r^4 n^2 \vec{r}\right), \tag{2.14}$$

$$\vec{\Phi}^* = -\frac{\delta}{2}\left(2r^6 n\vec{\nabla} n + \frac{Gm_pM}{KT} n^2 r^3 \vec{r} - \frac{m_p\Omega^2}{3KT} r^4 n^2 \vec{r}\right), \tag{2.15}$$

где

$$\delta = \frac{4e^2c^3}{3\mu^2}\left(\frac{2\pi m_e}{KT}\right)^{1/2}\Lambda = \frac{1.78\cdot 10^{-66}}{\mu_{30}^2 T_8^{1/2}}\Lambda. \tag{2.16}$$

Здесь $n(\vec{r}, t)$ — плотность частиц на поверхности минимальных значений функции L, а температура не зависит от времени и пространственных координат (зависимость температуры от пространственных координат будет учтена в разделе 6). Уравнение (2.13) допускает автомодельное решение в виде

$$n(\vec{r}, t) = \frac{f(\vec{r})}{t}. \tag{2.17}$$

Подставляя (2.17) в (2.13), получаем уравнения, определяющие радиальные функции распределения соответственно на силовых линиях с $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = 0$

$$\begin{aligned} f'' + \frac{f'^2}{f} - \left(\frac{m_p\Omega^2}{KT}r - \frac{GMm_p}{KT}\frac{1}{r^2} - \frac{7}{r}\right)f' - \\ - \left(\frac{4m_p\Omega^2}{KT} - \frac{5GMm_p}{2KT}\frac{1}{r^3}\right)f + \frac{1}{2\delta r^6} = 0, \end{aligned} \tag{2.18}$$

$$\begin{aligned} (f^*)'' + \frac{(f^*)'^2}{f^*} - \left(\frac{m_p\Omega^2}{3KT}r - \frac{GMm_p}{KT}\frac{1}{r^2} - \frac{7}{r}\right)(f^*)' - \\ - \left(\frac{4m_p\Omega^2}{3KT} - \frac{5GMm_p}{2KT}\frac{1}{r^3}\right)f^* + \frac{1}{\delta r^6} = 0. \end{aligned} \tag{2.19}$$

Решения этих уравнений с граничными условиями

$$f(r_1) = f(r_2) = 0 \text{ и } f^*(r_1^*) = f^*(r_2^*) = 0 \tag{2.20}$$

с достаточной точностью можно представить в виде

$$
f(r)=\begin{cases} b\left(\dfrac{r_1}{r}\right)^4\left[1-\left(\dfrac{r_1}{r}\right)^2\right] & \text{при } r_1<r<\dfrac{8}{9}r_2 \\ 4.8\,b\left(\dfrac{r_1}{r_2}\right)^4\sqrt{1-\dfrac{r}{r_2}} & \text{при } \dfrac{8}{9}r_2<r<r_2, \end{cases} \tag{2.21}
$$

где

$$
b=\frac{kT}{4\pi m_n\Omega^2 r_1^6}=\frac{6.52\cdot 10^{\dots}}{\Lambda}T_6^{3/2}\nu_{30}^2\Omega^2\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2 \tag{2.22}
$$

и

$$
f^*(r)=\begin{cases} b^*\left(\dfrac{r_1^*}{r}\right)^4\left[1-\left(\dfrac{r_1^*}{r}\right)^2\right] & \text{при } r_1^*<r<\dfrac{8}{9}r_2^* \\ 4.8\,b^*\left(\dfrac{r_1^*}{r_2^*}\right)\sqrt{1-\dfrac{r}{r_2^*}} & \text{при } \dfrac{8}{9}r_2^*<r<r_2^*, \end{cases} \tag{2.23}
$$

где

$$
b^*=\frac{3KT}{2\pi m_n\Omega^2(r_1^*)^6}=\frac{5.26\cdot 10^{\dots}}{\Lambda}T_6^{3/2}\nu_{30}^2\Omega^2\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2. \tag{2.24}
$$

3. В табл. 1 приведены некоторые характерные параметры магнитосферы в предположении, что ее температура $T_6\approx 1$, а масса барионной звезды $M\approx M_\odot$ [4]. В направлении силовых линий плотность частиц экспоненциально убывает по обеим сторонам от направлений, на которых потенциальная энергия достигает минимума. В областях (1.9) магнитосфера симметрично расположена у магнитного экватора, а начиная от границ (1.9), в областях (1.7) симметрично отклоняется от экватора и на силовых линиях с $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$ располагается вокруг направления $\vartheta_0=\arccos\sqrt{\dfrac{2}{3}}$. Эффективная толщина магнитосферы везде значительно меньше радиальных размеров.

Полное число частиц в магнитосфере равно

$$
N(t)=\frac{1.06}{t}10^{32}\frac{T_6^2\nu_{30}^2}{\Lambda\Omega^{1/3}}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{4/3}. \tag{3.1}
$$

Из-за диффузии полное число частиц в магнитосфере уменьшается. Время, в течение которого число частиц уменьшается вдвое, равно

$$
t_{1/2}=\frac{1.06}{N(t)}10^{32}\frac{T_6^2\nu_{30}^2}{\Lambda\Omega^{1/3}}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{4/3}. \tag{3.2}
$$

Таблица 1

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОСФЕРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД (НАКЛОННЫЙ РОТАТОР)*

Ω ($сек^{-1}$)	$10^{-7} r_1$ (*см*)	$10^{-7} r_2$ (*см*)	$10^{-7} z$ (*см*)	$10^{-7} r_0$ (*см*)	$\frac{U_{max}}{m_p c^2}$
1	51.09	3000	1.818	100	0.00047
				300	0.00486
				3000	0.4949
5	17.47	600	0.364	20	0.00498
				100	0.0134
				600	0.4947
10	11	300	0.1818	30	0.00456
				100	0.0546
				300	0.4945
50	3.761	60	0.0363	10	0.0164
				30	0.124
				60	0.4932
200	1.494	15	0.009	3	0.0182
				10	0.194
				15	0.4893
1000	0.5109	3	0.0018	0.5	0.0004
				1	0.028
				3	0.479

* Приведенные значения (z — эффективная толщина магнитосферы) соответствуют направлению $\varphi = \pi/2$.

Ω ($сек^{-1}$)	$10^{-7} r_1'$ (*см*)	$10^{-7} r_2'$ (*см*)	$10^{-7} y$ (*см*)	$10^{-7} r_0$ (*см*)	$\frac{U_{max}}{m_p c^2}$
1	71.39	5296	2.727	100	0.0001
				300	0.00074
				3000	0.0732
				7800	0.4884
5	24.42	1039	0.545	20	0.00085
				100	0.0021
				600	0.0732
				1560	0.4884
10	15.38	520	0.2727	30	0.00076
				100	0.00815
				300	0.0733
				780	0.4884
50	5.26	101	0.0545	10	0.0019
				30	0.0185
				60	0.0739
				156	0.48846
200	2.09	26	0.0136	3	0.0022
				10	0.0298
				15	0.071
				39	0.4885
1000	0.714	5.2	0.0027	0.5	0.0001
				1	0.0043
				3	0.0744
				7.8	0.1887

* Приведенные значения (y — эффективная толщина магнитосферы) соответствуют направлению $\varphi = 0$.

Вводя обозначение $t = t_1 - \tau$, где $\tau = 0$ соответствует моменту наблюдения пульсара, можно переписать (3.1) в виде ($P = 2\pi/\Omega$ — период вращения)

$$N(\tau) = \frac{N_0(P)}{1 - \dfrac{\tau}{t_0}}, \tag{3.3}$$

где

$$N_0(P) = 5.74\,\frac{10^{\text{[illegible]}}}{\Delta t_0}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{4/3} T_8^2\,\text{[illegible]}\,P^{\text{[illegible]}} \tag{3.4}$$

представляет собой число частиц в момент времени $\tau = 0$. Из (3.3) следует, что t_0 есть время, за которое число частиц в магнитосфере уменьшается вдвое. Величину t_0 можно определить из закона сохранения момента количества движения звезды [5]

$$\frac{dL}{dt} = \beta l\,\frac{dN}{dt}, \tag{3.5}$$

где L — момент количества движения звезды, N — полное число частиц в магнитосфере, β—фактор, учитывающий другие возможные механизмы замедления вращения пульсаров ($\beta \geqslant 1$). Вплоть до самого светового цилиндра плазма сильно замагничена и жестко вращается вместе со звездой, так что отрыв частиц от магнитосферы происходит у светового цилиндра, где скорости частиц релятивистские. При этом радиус кривизны ларморовской окружности сильно возрастает и, как только последний становится больше внешнего радиуса $r_2(\varphi)$ магнитосферы частицы, двигаясь по расходящейся спирали, покидают магнитосферу. Это условие и определяет энергию отрыва частиц от магнитосферы

$$\frac{ecB}{\varepsilon(\varphi)} = \Omega. \tag{3.6}$$

Момент одной частицы, покидающей магнитосферу у светового цилиндра, равен

$$l(\varphi) = r_2(\varphi)\,\frac{\varepsilon(\varphi)}{c}. \tag{3.7}$$

Средние значения момента и энергии частицы, покидающей магнитосферу, с большой точностью равны

$$\bar{l} = \frac{\bar{\varepsilon}}{\Omega}, \tag{3.8}$$

$$\bar{\varepsilon} = 15.55\,\frac{\eta_{30}}{P^{1/2}}. \qquad (3.9)$$

Решение уравнения, определяющего t_0 (I — момент инерции звезды),

$$t_0^3 + 3\,\frac{\bar{\varepsilon} P^3}{12\pi^2 I}\,N_0 t_0^2 - 3\,\frac{\bar{\varepsilon} P^2}{4\pi^2 I}\left(\frac{P}{\dot P}\right)_0 N_0 t_0 = 0 \qquad (3.10)$$

с достаточной точностью можно представить в виде

$$t_0 = 4.76\cdot 10^3 \left|\frac{\beta P^{1/2}(P/\dot P)_0}{M_{41}}\right|^{1/2} \eta_{30}^{3/2}\, T_6 \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{3/2}. \qquad (3.11)$$

В табл. 2 приведены некоторые характерные параметры магнитосферы трех типичных пульсаров. В этой таблице через $N_0(P)$ обозначено число частиц в магнитосфере, N_0/t_0 — поток частиц в единицу времени, $N_0\bar{\varepsilon}/t_0$ — энергетические потери, обусловленные корпускулярным излучением, $\ddot P$ — значение второй производной периода пульсара по времени в момент $\tau = 0$, рассчитанное с помощью формул (3.3) и (3.5),

$$\ddot P = -\dot P t_0 \left|\frac{2}{t_0^2} - \frac{5}{3}\,\frac{1}{t_0}\left(\frac{P}{\dot P}\right)_0 + \frac{1}{9}\left(\frac{P}{\dot P}\right)_0^2\right|. \qquad (3.12)$$

Несмотря на некоторое расхождение между этими значениями и наблюдательными данными [6, 7], формула (3.12) может дать важную информацию о параметрах пульсаров, если удастся кроме $\dot P$ точно измерить и $\ddot P$.

Как видно из таблицы, время жизни магнитосферы мало, поэтому нужно учесть пополнение частиц магнитосферы. Оно возможно лишь за счет выброса частиц из центрального тела (механизм аккреции неэффективен, так как он возможен только для частиц с энергией $\sim m_e c^2/2$). Выброс вещества может осуществляться, например, благодаря вулканической активности центрального тела [8]. Выброс вещества, по-видимому, можно связать с наблюдаемыми скачками периода пульсаров P0531 и P0833. Эти скачки у пульсара P0531 имеют место примерно раз в три месяца, а величина скачка $\Delta\Omega/\Omega \approx 3\cdot 10^{-9}$ [9]. Следуя работе [8], можно оценить число частиц, инжектируемых при одном скачке периода пульсара

$$\Delta N \approx \frac{I\Omega}{vRm_p}\,\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 10^{41}.$$

Легко показать, что примерно десятая часть инжектируемых частиц окажется захваченной магнитосферой. Для объяснения наблюдаемой оптической светимости P0531 ($L_{\text{опт}} \approx 10^{33}$ *эрг/сек*), число частиц должно быть

$N \approx 10^{41}$. В такой магнитосфере без учета инжекции время уменьшения числа частиц вдвое составляет примерно шесть месяцев. Однако рассмотренный выше механизм инжекции компенсирует утечку частиц, обусловленную диффузией, вследствие чего плазма будет находиться в квазистационарном состоянии с приблизительно неизменным числом частиц $N \sim 10^{41}$.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ТРЕХ ТИПИЧНЫХ ПУЛЬСАРОВ

пульсар / параметры	P2045	P1706	P0531
P (*сек*)	1.96	0.653	0.0331
$\dot{P}$	$1.09 \cdot 10^{-14}$	$6.37 \cdot 10^{-15}$	$4.23 \cdot 10^{-13}$
$P/\dot{P}$ (*сек*)	$1.8 \cdot 10^{14}$	10^{6}	$7.8 \cdot 10^{10}$
$M/M_{\odot}$	0.2	0.2	0.5
R (*км*)	30	30	14.2
I_{45} (*г·см*^{2})	2	2	3.7
L_0 (*эрг/сек*)	$7 \cdot 10^{32}$	$6 \cdot 10^{33}$	$5.9 \cdot 10^{38}$
μ_{30} (*гаусс·см*^{3})	0.1	0.1	1
$N_0(P)$	$0.585 \cdot 10^{43} \cdot T_6$	$0.654 \cdot 10^{41} \cdot T_6$	$0.333 \cdot 10^{43} \cdot T_6$
$N_0(P)/t_0$ (*сек*$^{-1}$)	$2.792 \cdot 10^{31}$	$5.026 \cdot 10^{31}$	$1.192 \cdot 10^{34}$
$\frac{\bar{\varepsilon} N_0(P)}{t_0}$ (*эрг/сек*)	$1.13 \cdot 10^{31}$	$1.833 \cdot 10^{32}$	$1.692 \cdot 10^{30}$
t_0 (*сек*)	$0.208 \cdot 10^{10} \cdot T_6$	$0.129 \cdot 10^{10} \cdot T_6$	$2.765 \cdot 10^{8} \cdot T_6$
$\ddot{P}$ (*сек*$^{-1}$)	$-1.048 \cdot 10^{-23}$	$-9.88 \cdot 10^{-24}$	$-3.06 \cdot 10^{-21}$

4. Непрозрачность плазмы равна $\chi = \chi_1 + \chi_2$, где $\chi_1 \approx 0.38$—непрозрачность, обусловленная томсоновским рассеянием, а χ_2—свободно-свободными переходами [10]

$$\chi_2 = 2 \cdot 10^{-2} \frac{n}{T^{7/2}}. \tag{4.1}$$

Учет магнитного поля незначительно меняет χ, а циклотронное поглощение существенно лишь в начальной части магнитосферы. Используя формулы для плотности частиц и температуры в магнитосфере, полученные с учетом координатной зависимости температуры, нетрудно убедиться, что для P2045 и P1706 во всей магнитосфере $\chi_2 < \chi_1$, а для P0531 — в областях $13 r_1 < r < r_2$ $(\varphi = \pi/2)$ и $7.3 r_1^* < r < r_2^*$ $(\varphi = 0)$.

Обусловленные томсоновским рассеянием оптические толщины магнитосферы в направлениях $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = 0$ соответственно равны

$$\tau_z(r) = \chi_1 m_p \int\limits_{-\infty}^{+\infty} n(r, z)\, dz,$$

$$\tau_y(r) = \chi_1 m_p \int\limits_{-\infty}^{+\infty} n(r, y)\, dy.$$

Оценивая $\tau_z(r)$ и $\tau_y(r)$, приходим к выводу, что магнитосферы пульсаров P2045 и P1706 вдоль силовых линий прозрачны при всех r, а для P0531 при $r \lesssim 10\, r_1$ $(z = \pm 2)$ и при $r \gtrsim 10\, r_1^*$ $(z = 0)$. Нетрудно убедиться, что магнитосферы пульсаров P2045 и P1706 прозрачны не только вдоль силовых линий, но и в радиальном направлении, а магнитосфера пульсара P0531 непрозрачна вдоль r (оптическая толщина всей магнитосферы P0531 очень велика вдоль r, $\tau_r \gtrsim 10^{8}$).

Для продолжительного существования квазистационарной магнитосферы, энергия которой непрерывно уменьшается благодаря различным механизмам излучения, необходимы постоянно действующие механизмы ее подогрева. Имеются два механизма пополнения энергии магнитосферы [11]: поток излучения, падающий на магнитосферу от центрального тела, а также джоулево тепло, обусловленное дрейфовыми токами. Плотность дрейфового тока равна (как и прежде, учитывается только центробежный дрейф)

$$j_D = nev_D \approx \frac{m_* c \Omega^2 r^4}{\mu} \begin{cases} 0.79\, n\, (r, z) & \text{в области (1.9)} \\ 0.36\, n^*\, (r, y) & \text{в области (1.7).} \end{cases} \tag{4.2}$$

Используя (4.2) и выражение для удельного сопротивления плазмы поперек магнитного поля [12]

$$\eta_\perp = 1.43 \cdot 10^{-8} \frac{\Lambda}{T^{3/2}}, \tag{4.3}$$

для джоулева тепла, выделяемого в единице объема за 1 *сек*, получим

$$q = \frac{\Omega^4 r^8}{\mu_{30}^2 T^{3/2}} 10^{-94} \begin{cases} 1.11\, n^2(r, z) & \text{в области (1.9)} \\ 0.228\, n^{*2}(r, y) & \text{в области (1.7),} \end{cases} \tag{4.4}$$

где $n\,(r, z)$ и $n^*\,(r, y)$ определяются согласно (2.9) и (2.11). Подставляя сюда соответствующие выражения для температур и плотностей частиц в магнитосфере, найденные с учетом координатной зависимости температуры магнитосферы, и интегрируя, получим количество джоулева тепла дрейфовых токов

$$Q = \frac{1}{t_0^2}\left|\begin{array}{l} 1.526\cdot 10^{45}/\mu_{30}^2 \cdots \text{P2045} \\ 8.47\cdot 10^{44}/\mu_{30}^2 \cdots \text{P1706} \\ 7.45\cdot 10^{45}/\mu_{30}^2 \cdots \text{P0531}. \end{array}\right. \tag{4.5}$$

Здесь Q измерено в *эрг/сек*, а время t_0 в секундах. Частицы магнитосферы теряют свою энергию из-за синхротронного и тормозного излучений, интенсивности которых для одного электрона соответственно равны

$$S_c = \frac{2e^4B^2v^2}{3m_e^2c^5} \approx 5.31\cdot 10^{13}\,\frac{T_6\,\mu_{30}^2}{r^6} \tag{4.6}$$

(в этой формуле подставлены значения $mv^2 \approx 2KT$, $B = \mu/r^3$),

$$S_r = 0.785\cdot 10^{-24}\,n\,T_6^{1/2}. \tag{4.7}$$

Легко показать, что энергетические потери для рассматриваемых пульсаров, в основном, кроме небольшого участка в начале магнитосферы, где $S_c \sim S_r$, обусловлены тормозным излучением.

5. Перейдем к определению температуры магнитосферы пульсара P0531. В начальной части магнитосферы, где плазма непрозрачна и вдоль силовых линий, и в радиальном направлении, она будет излучать как черное тело. Приравнивая джоулево тепло энергии черного излучения, получим уравнения, определяющие температуры магнитосферы в областях $r_1 < r < 10\,r_1$ (при $\varphi = \pi/2$) и $r_1^* < r < 10\,r_1^*$ (при $\varphi = 0$)

$$1.198\cdot 10^{13}\,\frac{I_{44}}{\mu_{30}}\,2\pi r dr\left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right]^2 = 4\pi r dr\,\sigma T_n^4, \tag{5.1}$$

$$0.35\cdot 10^{13}\,\frac{I_{44}}{\mu_{30}}\,2\pi r dr\left[1 - \left(\frac{r_1^*}{r}\right)^2\right]^2 = 4\pi r dr\,\sigma T_n^{*4}, \tag{5.2}$$

где T_n, T_n^* — температуры на поверхности магнитосферы в направлениях $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = 0$ (внутри плазмы температуры будут чуть больше этих значений). Подставляя в (5.1) и (5.2) значения параметров $I_{44} = 3.7$ и $\mu_{30} = 1$, получим

$$T_n = 1.013\cdot 10^4\left(\frac{I_{44}}{\mu_{30}}\right)^{1/4}\left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right]^{1/2}, \tag{5.3}$$

$$T_n^* = 1.33\cdot 10^4\left(\frac{I_{44}}{\mu_{30}}\right)^{1/4}\left[1 - \left(\frac{r_1^*}{r}\right)^2\right]^{1/2}. \tag{5.4}$$

В остальных областях плазма прозрачна вдоль силовых линий, следовательно, нужно учесть нагрев плазмы через поверхность благодаря излучению звезды. Уравнения баланса энергии в этих областях имеют вид

$$\frac{L_0 R}{16r^3}\,\gamma_2 n m_p + \eta_i j_D^2 = S_r n; \quad \left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right), \tag{5.5}$$

$$\frac{L_0 R}{16r^3}\,\gamma_2^* n^* m_p + \eta_i^* j_D^{*2} = S_r^* n^*; \quad (\varphi = 0), \tag{5.6}$$

где L_0 — светимость барионной звезды, а R — радиус (см. табл. 2). Подставляя в эти уравнения значения параметров L_0, γ_2, η_i, j_D и S_r, получим

$$T(r) = 0.218\left(\frac{r}{r_1}\right)^4\left\{1 + \left[1 + 1.185\cdot 10^{24}\left(\frac{r_1}{r}\right)^{18}\right]^{1/2}\right\}^{1/2}, \tag{5.7}$$

$$T^*(r) = 0.533\left(\frac{r}{r_1^*}\right)^4\left\{1 + \left[1 + 1.53\cdot 10^{24}\left(\frac{r_1^*}{r}\right)^{18}\right]^{1/2}\right\}^{1/2}. \tag{5.8}$$

Согласно формулам (5.7) и (5.8) получаем численные значения температур в начале и конце магнитосферы в направлениях $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = 0$ соответственно

$$T(10\,r_1) = 4.05\cdot 10^4, \qquad T(r_2) = 3.5\cdot 10^4,$$

$$T^*(10\,r_1^*) = 1.06\cdot 10^5, \qquad T^*(r_2^*) = 8.24\cdot 10^4.$$

Таким образом, температуру магнитосферы пульсара P0531 можно приблизительно считать постоянной и равной $T \approx 6.6\cdot 10^4$, что оправдывает сделанное в работе [1] допущение $T = \mathrm{const}$ при решении уравнения диффузии для пульсара в Крабовидной туманности.

Перейдем теперь к определению температуры магнитосфер пульсаров P2045 и P1706. Так как магнитосферы этих пульсаров прозрачны вдоль r, то излучение от звезды может играть некоторую роль в подогреве плазмы в ее начальной части. Уравнения баланса энергии имеют вид

$$\frac{L_0}{4\pi r^2}\,\gamma_2 n m_p + \eta_i j_D^2 = S_r n; \quad \left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right), \tag{5.9}$$

$$\frac{L_0}{4\pi r^2}\,\gamma_2^* n^* m_p + \eta_i^* j_D^{*2} = S_r^* n^*; \quad (\varphi = 0). \tag{5.10}$$

Решение уравнения (5.9) имеет вид

$$T(r) = a_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^4\left\{1 + \left[1 + a_2\left(\frac{r_1}{r}\right)^{18}\right]^{1/2}\right\}^{1/2}, \tag{5.11}$$

где

$$a_1 = \begin{cases} 9.735 \\ 4.65 \end{cases}; \quad a_2 = \begin{cases} 1.39 \cdot 10^{13} \ldots P2045 \\ 9.98 \cdot 10^{15} \ldots P1706. \end{cases} \tag{5.12}$$

Температура магнитосферы в точке

$$r_0 = \begin{cases} 4.176\, r_1 \ldots P2045 \\ 6.07 \quad r_1 \ldots P1706 \end{cases} \tag{5.13}$$

принимает минимальное значение, равное

$$T(r_0) = \begin{cases} 0.97 \cdot 10^4 \ldots P2045 \\ 1.99 \cdot 10^4 \ldots P1706. \end{cases} \tag{5.14}$$

При $r < r_0$ имеем следующее асимптотическое решение

$$T(r < r_0) = \left(\frac{r_1}{r}\right)^{1/2} \begin{cases} 1.88 \cdot 10^4 \ldots P2045 \\ 4.65 \cdot 10^4 \ldots P1706, \end{cases} \tag{5.15}$$

а при $r > r_0$

$$T(r > r_0) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \begin{cases} 13.77 \ldots P2045 \\ \ 6.58 \ldots P1706. \end{cases} \tag{5.16}$$

Решение уравнения (5.10) имеет следующий вид:

$$T^*(r) = a_1^*\left(\frac{r}{r_1^*}\right)^4 \left\{1 + \left[1 + a_2^*\left(\frac{r_1^*}{r}\right)^{16}\right]^{1/2}\right\}^{1/2}. \tag{5.17}$$

где

$$a_1^* = \begin{cases} 16.8 \\ \ 8.06 \end{cases}; \quad a_2^* = \begin{cases} 8.07 \cdot 10^{11} \ldots P2045 \\ 5.67 \cdot 10^{14} \ldots P1706. \end{cases} \tag{5.18}$$

Температура в точке

$$r_0^* = r_1^* \begin{cases} 3.59 \ldots P2045 \\ 5.18 \ldots P1706 \end{cases} \tag{5.19}$$

принимает минимальное значение, равное

$$T^*(r_0^*) = \begin{cases} 0.89 \cdot 10^4 \ldots P2045 \\ 1.83 \cdot 10^4 \ldots P1706. \end{cases} \tag{5.20}$$

При $r < r_0^*$ имеем следующее асимптотическое решение:

$$T^*(r < r_0^*) = \left(\frac{r_1^*}{r}\right)^{1/2} \begin{cases} 1.59 \cdot 10^4 \ldots P2045 \\ 3.93 \cdot 10^4 \ldots P1706, \end{cases} \tag{5.21}$$

а при $r > r_0^*$

$$T^*(r > r_0^*) = \left(\frac{r}{r_1^*}\right)^4 \begin{cases} 23.76 \ldots \text{P}2045 \\ 11.4 \ldots \text{P}1706. \end{cases} \tag{5.22}$$

6. Как следует из формул (5.15) и (5.21), в областях $r < r_0$ и $r < r_0^*$ температуры магнитосфер приблизительно постоянны, поэтому решения уравнений диффузии (2.21) и (2.23) остаются в силе. При $r > r_0$ и $r > r_0^*$, как видно из (5.16) и (5.22), изменением температуры пренебречь нельзя, и решения уравнений диффузии нуждаются в некотором уточнении. Уравнение диффузии имеет вид [3]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\Phi) = 0, \tag{6.1}$$

где

$$\Phi = -\frac{\lambda_1}{T^{3/2}}\left(2r^4 n n' + r^4 \frac{T'}{2T} n^2 - \frac{m_p \Omega^2 n^2}{KT} r^5\right), \tag{6.2}$$

штрих означает производную по r, а

$$\lambda_1 = \frac{1.78}{\mu_{33}^2} \cdot 10^{-63} \Lambda. \tag{6.3}$$

В формуле (6.2) опущен малый член, соответствующий гравитационному притяжению, которое в данном случае несущественно.

Найдем решение уравнения (6.1) в области $r > r_0$, где, как следует из (5.9), температура плазмы равна

$$T = 1.68 \frac{\Lambda^{1/2}}{\mu_{33}} \cdot 10^{-34} \Omega^2 r^4. \tag{6.4}$$

Подставляя в уравнение (6.1) формулу (2.17) и учитывая выражения (6.3) и (6.4), получаем

$$Af - D(rff' + f^2) + 14 r^3 ff' + 8r^2 f^2 + 2r^4(f'^2 + ff'') = 0, \tag{6.5}$$

где

$$A = 0.728\, \Lambda^{-3/4} \mu_{33}^{3/2} \Omega \cdot 10^{40} \quad \text{и} \quad D = 1.44 \cdot 10^{-6} \frac{\mu_{33}}{\Lambda^{1/2}}. \tag{6.6}$$

В области $r > r_0$, где первые два члена в уравнении (6.5) намного больше остальных, имеем следующее уравнение:

$$rf' + f = 0.505 \cdot 10^{20} \Lambda^{-1/4} \mu_{33}^{1/2} \Omega, \tag{6.7}$$

решение которого можно записать в виде

$$f = C\left(\frac{r_1}{r}\right) + 0.505\cdot 10^{20}\,A^{-1/4}\,\mu_{30}^{1/2}\Omega. \tag{6.8}$$

Здесь C—постоянная интегрирования, которая определяется из условия сшивки решений уравнения диффузии (6.8) и (2.21) в точке r_0

$$f = \begin{cases} 0.337\cdot 10^{20} + 2.06\cdot 10^{22}\,(r_1/r)\ldots \text{P2045} \\ 1.024\cdot 10^{20} + 1.856\cdot 10^{23}\,(r_1/r)\ldots \text{P1706}. \end{cases} \tag{6.9}$$

Вблизи $r = r_2$, где плотность частиц резко падает до нуля, в уравнении (6.5) существенно только последнее слагаемое $\sim 1/n^2$, что следует из постоянства полного потока частиц $\Phi = \mathrm{const}$

$$f'^2 + ff'' = 0. \tag{6.10}$$

Решение уравнения (6.10) имеет вид

$$f = C_1\sqrt{r_2 - r}. \tag{6.11}$$

Приравнивая решения (6.9) и (6.11) и их первые производные по r, находим постоянную интегрирования и точку сшивки R_0

$$C_1 = \begin{cases} 0.87\cdot 10^{16} \\ 1.86\cdot 10^{17} \end{cases} \qquad R_0 = \begin{cases} 44.36\,r_1\ldots \text{P2045} \\ 31.38\,r_1\ldots \text{P1706}. \end{cases} \tag{6.12}$$

Уравнение диффузии частиц для силовых линий с $\varphi = 0$ имеет вид

$$\frac{\partial n^*(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\Phi^*) = 0, \tag{6.13}$$

где

$$\Phi^* = -\frac{\nu_1}{2T^{1/2}}\left(2r^4 n^* n^{*\prime} + r^4\frac{T'}{2T}n^{*2} - \frac{m_p\Omega^2}{3KT}n^{*2}r^2\right). \tag{6.14}$$

Учитывая выражение (5.22) для температуры плазмы в области $r > r_0^*$, получаем решение уравнения диффузии (6.13) в области $r_0^* < r < R_0^*$

$$f^* = \begin{cases} 0.677\cdot 10^{20} + 2.54\cdot 10^{22}\,(r_1^*/r)\ldots \text{P2045} \\ 2.031\cdot 10^{20} + 2.39\cdot 10^{23}\,(r_1^*/r)\ldots \text{P1706}. \end{cases} \tag{6.15}$$

В области $R_0^* < r < r_2^*$ решение уравнения (6.13) имеет вид

$$f^* = C_1^*\sqrt{r_2 - r}, \tag{6.16}$$

где

$$C_1^* = \begin{cases} 0.7 \cdot 10^{17} \\ 0.148 \cdot 10^{16} \end{cases}; \qquad R_5^* = \begin{cases} 57.39\, r_1^* \ldots \mathrm{P2045} \\ 38.7\, r_1^* \ldots \mathrm{P1706}. \end{cases} \tag{6.17}$$

Используя полученные с учетом $T = T(r)$ более точные выражения для функций распределения частиц и температур в магнитосфере, получим выражения для числа частиц

$$N_0(P) = \frac{P}{t_0} \begin{cases} 0.837 \cdot 10^{30} \ldots \mathrm{P2045} \\ 2.468 \cdot 10^{30} \ldots \mathrm{P1706}, \end{cases} \tag{6.18}$$

времени уменьшения числа частиц вдвое

$$t_0 = \left[\frac{1.555\, P\, (P/\dot{P})_0}{4\pi I_{44}}\right]^{1/2} \begin{cases} 0.915 \cdot 10^{3} \ldots \mathrm{P2045} \\ 1.573 \cdot 10^{3} \ldots \mathrm{P1706} \end{cases} \tag{6.19}$$

и значения второй производной периода по времени

$$\ddot{P} = -t_0 \left[P \left(\frac{\dot{P}}{P}\right)_0^3 - \frac{3P}{t_0} \left(\frac{\dot{P}}{P}\right)_0^2 + \frac{2P}{t_0^2} \left(\frac{\dot{P}}{P}\right)_0 \right]. \tag{6.20}$$

В табл. 3 приведены уточненные с помощью формул (6.18)—(6.20) значения некоторых характерных параметров пульсаров P2045 и P1706 (значения соответствующих параметров пульсара P 0531 приведены с целью сравнения).

Таблица 3

УТОЧНЕННЫЕ С УЧЕТОМ $T = T(r)$ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЛЬСАРОВ P2045 И P1706

параметры \ пульсар	P2045	P1706	P0531
$N_0(P)$	$6.81 \cdot 10^{44}$	$9.08 \cdot 10^{40}$	$3.198 \cdot 10^{41}$
t_0 (сек)	$0.241 \cdot 10^{10}$	$0.178 \cdot 10^{10}$	$0.183 \cdot 10^{8}$
$N_0(P)/t_0$ (сек$^{-1}$)	$2.83 \cdot 10^{33}$	$5.08 \cdot 10^{31}$	$1.142 \cdot 10^{41}$
$\frac{\bar{\varepsilon} N_0(P)}{t_0}$ (эрг/сек)	$1.145 \cdot 10^{31}$	$1.86 \cdot 10^{33}$	$1.092 \cdot 10^{38}$
$\ddot{P}$ (сек$^{-1}$)	$-0.9 \cdot 10^{-23}$	$-0.733 \cdot 10^{-23}$	$-3.06 \cdot 10^{-21}$

Выражаю глубокую благодарность проф. Г. С. Саакяну и Г. К. Аветисяну за обсуждения и постоянный интерес к работе. Благодарен Р. М. Авакяну и Г. П. Алоджанцу за полезные дискуссии, а также участникам семинара кафедры теоретической физики ЕрГУ за ценные замечания.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETOSPHERE OF THE BARIONIC STARS
II. INCLINED ROTATOR

A. K. AVETISSIAN

A theory of the magnetosphere has been developed assuming the magnetic field to be of dipole character and the rotation axis does not coincide with the direction of the magnetic moment. The parameters and the shape of the magnetosphere are obtained. Formulas for the total number of particles in the magnetosphere, the rate of their decrease and the second derivative of the period by time are obtained. Physical conditions in the magnetosphere of pulsars are considered. For the object P0531 the temperature of the magnetosphere is $T \approx 6.6 \cdot 10^{6}$ and for other pulsars with greater period it changes from 10^{4} to 10^{7} at the end of the magnetosphere. The total number of the particles in the magnetosphere plasma is of the order os $10^{40} - 10^{42}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян*, Астрофизика, 11, 109, 1975.
2. *Д. В. Сивухин*, в сб. «Вопросы теории плазмы», под ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, М., 1965.
3. *К. Лонгмайр*, Физика плазмы, Атомиздат, М., 1966.
4. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
5. *Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц*, Астрофизика, 11, 679, 1975.
6. *C. Pepallolis, N. P. Carleton, P. Horowitez*, Nature, 228, 445, 1970
7. *I. G. Duthie, P. Murdin*, Ap. J., 163, 1, 1971
8. *Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 13, 323, 1977.
9. *Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе*, УФН, 115, 503, 1975
10. *Дж. Бекефи*, Радиационные процессы в плазме, Мир, М., 1971.
11. *Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 12, 339, 1976.
12. *Л. Спитцер*, Физика полностью ионизованного газа, Мир, М., 1965.