АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 ФЕВРАЛЬ, 1975 ВЫПУСК 1

МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД
I. СИММЕТРИЧНЫЙ РОТАТОР

Р. М. АВАКЯН, А. К. АВЕТИСЯН, Г. Н. АЛОДЖАНЦ, Г. С. СААКЯН,
Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 27 мая 1974

Разработана теория квазистационарной магнитосферы барионных звезд в предположении, что магнитное поле дипольное и что ось вращения совпадает с направлением магнитного момента. Магнитосфера сосредоточена у экваториальной плоскости в сравнительно тонком слое $\Delta z \approx 0.15 \cdot T^{1/2}/\Omega$ *км*, имеет форму кольца с радиусами $r_1 \approx 4460\,(M/M_\odot)^{1/3}\,\Omega^{-2/3}$ *км* (M — масса звезды, Ω — угловая скорость вращения) и $r_2 = c/\Omega$. Полное число частиц в плазме порядка $10^{40} \div 10^{43}$.

Прошло около шести лет со времени открытия пульсаров. За это время была проделана большая и плодотворная работа: открыто свыше 100 пульсаров, накоплен богатый наблюдательный материал. Имеется также определенный прогресс и в понимании физической природы этих объектов. Укажем только, что в работах [1—5] имеется довольно полный список литературы, относящейся к данной проблеме. Настоящая статья посвящена детальному исследованию магнитосферы пульсаров. Магнитосферой называется разреженная плазма, находящаяся в окружающем сверхплотное небесное тело магнитном поле. Впервые на возможность существования магнитосферы у пульсаров было указано в [6], а некоторое теоретическое рассмотрение проведено в [7]. В настоящее время никто не сомневается в том, что пульсирующее радиоизлучение формируется именно в магнитосфере. Ниже речь будет идти о более общем классе тел, а именно о вращающихся магнитных барионных звездах, частным типом которых являются пульсары.

1. *Атмосфера барионных звезд в отсутствие магнитного поля.* При отсутствии вращения и магнитного поля плотность частиц на поверхности звезды падает по экспоненциальному закону. Эффективная высота атмосферы в этом случае равна

$$h \approx \frac{kTR^2}{GMm_p} \approx 0.11 \frac{M_\odot}{M} R_6^2 T_7, \tag{1}$$

где $R = 10^6 R_6$ — радиус, а M — масса звезды, m_p — масса протона (мы предполагаем, что магнитосфера состоит из водородной плазмы), $T = 10^7 T_7$ — температура на поверхности. При $M \approx M_\odot$, $R_6 \approx 1$ и $T_7 \approx 1$ имеем $h_{эфф} \approx 0.1$ *см*, что фактически означает отсутствие атмосферы.

Протяженная атмосфера не образуется также при твердотельном вращении. Такую атмосферу можно было бы получить, предполагая наличие дифференциального вращения с угловой скоростью, близкой к максимальной:

$$\Omega(r) \approx \Omega_{max}(r) = \left(\frac{GM}{r^3}\right)^{1/2}; \quad \text{при } r > R. \tag{2}$$

Но из-за трения дифференциальное вращение неустойчиво, а при наличии сильного магнитного поля, которое должно быть в пульсарах, плазма атмосферы полностью увлекается силовыми линиями.

Протяженную атмосферу можно было бы получить, повышая температуру до значений, при которых давление излучения становится сравнимым с давлением вещества. В работе [8] было показано, что при светимостях $L \approx L_{max}$, где

$$L_{max} = \frac{4\pi GM_\odot c}{\chi} \approx 1.32 \cdot 10^{38} \text{ эрг/сек}$$

образуется протяженная атмосфера

$$\rho(r) = \rho(R)\left(\frac{R}{r}\right)^3; \quad T(r) = T(R)\frac{R}{r}, \tag{3}$$

где ρ — плотность вещества, а χ — непрозрачность. Однако такая высокая светимость у пульсаров не наблюдается. Кроме того, такая атмосфера неустойчива: при незначительном повышении температуры она выдувается световым давлением, а при уменьшении стягивается к поверхности.

2. *Физические условия в атмосфере при наличии сильного магнитного поля.* Мы убедились, что при отсутствии магнитного поля

у барионных звезд нет атмосферы. Нам остается выяснить роль магнитного поля. Но прежде чем приступить к исследованию этого вопроса, обсудим некоторые общие свойства плазмы, окружающей барионную звезду, когда имеется сильное магнитное поле. Для пульсаров центральное массивное тело обязательно должно быть достаточно горячим. Вопрос внутренних источников энергии, обеспечивающих необходимые светимости, был рассмотрен в работах [9—12]. Температура на поверхности, по-видимому, порядка 10^7 К. При таких поверхностных температурах окружающий газ должен быть сильно ионизован. Допустим далее, что вещество состоит только из водорода. Ларморовская частота частиц равна

$$\omega_k = \frac{eB}{m_k c} = \begin{cases} 1.76\cdot 10^{19} B_{12}, & \text{для электрона,} \\ 0.96\cdot 10^{16} B_{12}, & \text{для протона,} \end{cases} \tag{4}$$

где B_{12} — напряженность магнитного поля в единицах 10^{12} *гаусс*. На поверхности барионной звезды наличие поля $B_{12} \approx 1$ является вполне допустимым. Таким образом, мы имеем дело с квантующим магнитным полем. Заметим, что когда ларморовская частота превышает оптическую частоту, магнитное поле ионизирует атомы при любых значениях температуры.

Энергия частиц равна [13]

$$E = \hbar\omega_k (n_k + \sigma_z^{(k)} + 1/2) + \frac{p_z^2}{2m_k}; \quad k = e,\ p. \tag{5}$$

Здесь $\sigma_z = \pm 1/2$ (в случае протона необходимо учесть аномальный магнитный момент) и p_z — проекция импульса на ось OZ, направленную вдоль силовых линий магнитного поля, n_k — квантовое число осциллятора. Ларморовский радиус орбиты порядка

$$a = \sqrt{\frac{2c\hbar}{eB}\left(n_k + \frac{1}{2}\right)}\,. \tag{6}$$

При предполагаемых магнитных полях сила Лоренца намного порядков больше гравитационной и центробежной сил, поэтому вплоть до расстояний $r = c/\Omega$ плазма будет полностью увлекаться магнитным полем. Ниже будет показано, что при угловых скоростях $\Omega \lesssim 200$ *сек*$^{-1}$ атмосфера начинается лишь на расстояниях, более чем на порядок превышающих радиус звезды. В этом случае ларморовский радиус заметно больше боровского радиуса и средние квантовые числа велики, поэтому движение частиц квазиклассично. Если же $\Omega > 10^3$ *сек*$^{-1}$, атмосфера вплотную примыкает к поверхности звезды, ларморовский радиус меньше боровского и корректно квантовое описание.

3. *Характер движения отдельных частиц.* Наше рассмотрение начнем с исследования движения отдельной частицы, так как оно важно для понимания условий образования атмосферы. Для выяснения картины движения частиц будем пользоваться дрейфовым приближением. В магнитном поле частица движется вдоль силовой линии, вращается вокруг нее с ларморовской частотой и совершает дрейф, обусловленный неоднородностью магнитного поля и внешними силами со скоростью [14]:

$$\vec{v}_D = \frac{cp_\perp^2}{2meB^3}[\vec{B}\cdot\nabla\vec{B}] + \frac{cp_\parallel^2}{meB^3}\left[\vec{B}(\vec{B}\nabla)\frac{\vec{B}}{B}\right] + \frac{mc}{eB^2}\left[[\vec{\Omega}[\vec{r}\vec{\Omega}]]\vec{B}\right] - \frac{GMmc}{eB^2r^3}[\vec{r}\vec{B}], \tag{9}$$

здесь $p_\parallel$ и $p_\perp$ — продольная (по направлению $\vec{B}$) и поперечная компоненты импульса, r — радиус-вектор частицы, отсчитываемый от центра звезды, Ω — угловая скорость вращения звезды. Продольные компоненты этих сил определяют характер движения частицы вдоль силовых линий. Ниже всюду будем пользоваться системой отсчета, связанной со звездой (сопутствующая система).

В дальнейшем предполагается, что в сопутствующей системе отсчета магнитное поле звезды постоянно во времени и является дипольным:

$$\vec{B} = \frac{3(\vec{\mu}\vec{r})\vec{r} - \vec{\mu}r^2}{r^5}, \tag{8}$$

где $\vec{\mu}$ — магнитный момент звезды. Для объяснения наблюдательных данных необходимо допустить $\mu = 10^{30}$ *эрг/гаусс*, что для напряженности поля на поверхности звезды дает $B \sim 10^{12}$ *гаусс*.

В настоящей статье рассматриваются барионные звезды, у которых ось вращения совпадает с магнитной осью. Такую систему можно назвать симметричным ротатором. При сделанных предположениях дрейфовое движение совершается в азимутальном направлении и скорость всех видов дрейфов мала по сравнению с тепловыми скоростями частиц.

Исследуем движение заряда вдоль силовой линии, обусловленное проекциями гравитационной и центробежной сил на направление $\vec{B}$, а также неоднородностью магнитного поля. Для уравнения движения вдоль силовых линий имеем [14]

$$m_k \dot{v}_\parallel = -\frac{GMm_k}{r^3} r_\parallel + m_k[\vec{\Omega}[\vec{r}\vec{\Omega}]]_\parallel + (\vec{\mu}_k \cdot \nabla B). \tag{9}$$

Здесь индекс $\parallel$ означает проекцию на магнитную силовую линию. Для дипольного поля силовая линия описывается уравнением $r = r_0 \cos^2\gamma$, где r_0 — расстояние от центра звезды до точки пересечения силовой линии с магнитным экватором, γ — угол, отсчитываемый от магнитного экватора, и $\vec{\mu}_k$ — магнитный момент частицы, обусловленный ларморовским вращением ($k = e, p$). Он является адиабатическим инвариантом движения

$$\vec{\mu}_k = -\frac{m_k v_\perp^2}{2B^2} \vec{B} = inv, \tag{10}$$

где $m_k v_\perp$ — поперечная составляющая импульса электрона или протона.

С учетом (10) уравнение (9) легко интегрируется и получаем следующий интеграл энергии:

$$E = \frac{m_k v_\parallel^2}{2} + \vec{\mu}_k [\vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}(r_0, 0)] - $$

$$-\frac{GMm_k}{r_0} \frac{\sin^2\gamma}{\cos^2\gamma} - \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} (\cos^6\gamma - 1), \tag{11}$$

где $v_\parallel = r_0 \cos\gamma \sqrt{1 + 3\sin^2\gamma} \cdot \dot{\gamma}$ — продольная скорость заряда.

Таким образом, в продольном направлении частица движется в силовом поле с эффективной потенциальной энергией

$$U_1(\gamma) = \vec{\mu}_k [\vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}(r_0, 0)] - \frac{GMm_k}{r_0} \frac{\sin^2\gamma}{\cos^2\gamma} - \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} (\cos^6\gamma - 1) \tag{12}$$

В дальнейшем мы увидим, что атмосфера сосредоточена у магнитного экватора в слое сравнительно небольшой толщины. В этом слое вдоль силовой линии поле $\vec{B}(r_0, \gamma)$ можно считать постоянным, поэтому первый член в (12) несущественен для продольного движения и его можно опустить:

$$U(\gamma) = -\frac{GMm_k}{r_0} \frac{\sin^2\gamma}{\cos^2\gamma} - \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} (\cos^2\gamma - 1). \tag{13}$$

В области $r_0 > r_1$, где

$$r_1 = \left(\frac{2GM}{3\Omega^2}\right)^{1/3} = \frac{4.464 \cdot 10^6}{\Omega^{2/3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/3} \tag{14}$$

функция $U(\gamma)$ имеет минимум при $\gamma = 0$ и максимум, когда $\gamma = \pm \arcsin (r_1/r_0)^3$. Если же $r_0 < r_1$, $U(\gamma)$ имеет только максимум в точках, расположенных на экваторе, то есть при $\gamma = 0$. Таким образом в первом случае частица находится в потенциальной яме. Высота барьера растет с увеличением r_0 и при $r_0 \to r_2 = c/\Omega$ (наиболее удаленная силовая линия, на которой могут находиться частицы) стремится к $mc^2/2$. При полной энергии $E < U_{max}(r_0)$ частица совершает колебательное движение вдоль силовой линии. Во втором случае, когда $r_0 < r_1$, при любых энергиях нет областей устойчивых движений: частица либо падает на звезду, либо уходит на бесконечность.

Поверхность, определяющая внутреннюю границу области финитного движения частиц, описывается уравнением

$$r^3 \cos^2 \gamma = r_1^3. \tag{15}$$

Оно получено из условия равенства нулю суммы проекций гравитационной и центробежной сил на направление вектора $\vec{B}$. Внешней границей магнитосферы является, очевидно, силовая линия, определяемая уравнением

$$r = r_2 \cos^2 \gamma. \tag{16}$$

Частицы, двигающиеся по силовым линиям, пересекающим „световой цилиндр“, то есть при $r_0 > r_2$, покидают магнитосферу. Тепловые скорости частиц малы для преодоления потенциального барьера в направлении силовых линий, а утечка их в радиальном направлении может происходить благодаря диффузии, обусловленной столкновениями частиц, а также возможными турбулентными процессами в плазме.

4. *Роль столкновений.* В предыдущем пункте был исследован характер движения отдельной частицы. Было показано, что в продольном магнитному полю направлении частица находится в глубокой потенциальной яме (с глубиной порядка $m_p c^2$), обусловленной вращением звезды. В радиальном направлении движение частицы ограничено расстоянием, равным ларморовскому радиусу.

В случае атмосферы необходимо учесть столкновения между частицами. Для того, чтобы не исчезло ограничивающее влияние магнитного поля, необходимо потребовать выполнения условия замагниченности

$$\omega_p \tau_p \gg 1. \tag{17}$$

Здесь τ_p — среднее время передачи импульса для протонов [15]

$$\tau_p = \frac{3\sqrt{m_p}\,(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\Lambda n e^4}, \tag{18}$$

где Λ — кулоновский логарифм, $\Lambda \sim 10$.

Из (17) и (18) находим следующее ограничение на возможное значение плотности частиц в атмосфере:

$$n \ll 10^{22}\frac{\mu_{30} T_6^{3/2}}{r_7^3}. \tag{19}$$

Для $\mu_{30} \approx 1$, $T_6 \approx 1$ у внутренней поверхности атмосферы, то есть при $r \approx r_1$, для пульсаров с $\Omega \sim 200$ получаем $n \ll 10^{22}$, а при $\Omega \approx 1$, $n \ll 10^{20}\ см^{-3}$.

Отметим, что при плотностях магнитосферы $n \gtrsim 10^{10}$ одновременно с выполнением условия $\omega_p \tau_p \gg 1$ имеет место также

$$L_\parallel \gg l_{ep}, \tag{20}$$

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

$$l_{ep} \approx \frac{2.5\cdot 10^4\cdot T^2}{n}. \tag{21}$$

Из условия (20) очевидно следует, что распределение частиц вдоль силовых линий будет больцмановским в силовом поле с потенциалом (13). Следовательно для распределения частиц внутри заданной силовой трубки можно написать

$$n(r_0, \gamma) = n(r_0)\, e^{-U(\gamma)/kT}, \tag{22}$$

где $n(r_0)$ — значение плотности на магнитном экваторе, U определяется формулой (13), температура, вообще говоря, зависит от расстояния $T = T(r)$. Поскольку U с увеличением γ быстро растет, то можно ввести понятие эффективной широты $\gamma_{эфф}$ и соответствующей ей эффективной высоты $z_0 = r_0\gamma_{эфф}$. Далее, имея в виду, что $\gamma_{эфф} \ll 1$, можно потенциальную энергию разложить в ряд по степеням γ:

$$U = \frac{3}{2} m_p \Omega^2 r_0^2 \left(1 - \frac{r_1^3}{r_0^3}\right)\gamma^2. \tag{23}$$

За исключением небольшого участка в начале магнитосферы всюду $r_0 \gg r_1$, поэтому

$$U \approx \frac{3}{2} m_p \Omega^2 r_0^2 \gamma^2 = \frac{3}{2} m_p \Omega^2 z^2, \tag{24}$$

где $z = r_0\gamma$ — высота над магнитным экватором. Впредь из-за малости z_0 не имеет смысла различать r_0 от r. Итак, с учетом (24) формулу (22) можем написать в следующем виде:

$$n(r, z) = n(r)\, e^{-z^2/z_0^2}, \tag{25}$$

где

$$z_0 = \sqrt{\frac{2kT}{3m_p \Omega^2}} = 7.42 \cdot 10^6\, T_6^{1/2}/\Omega. \tag{26}$$

Очевидно, из-за условия квазинейтральности плазмы высота магнитосферы будет определяться протонами.

Для нахождения радиального распределения частиц $n(r)$ необходимо корректно учесть диффузию частиц поперёк магнитного поля. Без учета турбулентных процессов и при выполнении условия (17) диффузия частиц описывается уравнением [15]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \vec{\Phi}, \tag{27}$$

где $\vec{\Phi}$ — поток частиц в радиальном направлении

$$\begin{gathered} \vec{\Phi} = -\alpha \left(2r^6 n \cdot \vec{\nabla} n + \frac{GMm_p}{kT} n^2 r^3 \vec{r} - \frac{m_p \Omega^2}{kT} r^6 n^2 \vec{r} \right), \\ \alpha = \frac{4}{3} \frac{e^2 c^2}{\mu^2} \left(\frac{2\pi m_e}{kT} \right)^{1/2} \Lambda \approx \frac{1.78 \cdot 10^{-65}}{\mu_{30}^2 T_6^{1/2}}, \end{gathered} \tag{28}$$

$n(r, t)$ — плотность частиц на магнитном экваторе. Предполагается, что температура магнитосферы не зависит от времени и пространственных координат.

Уравнение (27) допускает автомодельное решение

$$n(r, t) = \frac{f(r)}{t}. \tag{29}$$

Подстановка (29) в (27) приводит к следующему уравнению для функции $f(r)$:

$$\begin{gathered} f'' + \frac{f'^2}{f} - \left(\frac{m_p \Omega^2}{kT} r - \frac{Gm_p M}{kT} \frac{1}{r^2} - \frac{7}{r} \right) f' - \\ - \left(\frac{4m_p \Omega^2}{kT} - \frac{5Gm_p M}{2kT} \frac{1}{r^3} \right) f + \frac{1}{2\alpha r^6} = 0, \end{gathered} \tag{30}$$

здесь штрих означает дифференцирование по r.

Найдем решение этого уравнения с граничными условиями

$$f(r_1) = f(r_2) = 0. \tag{31}$$

Тщательный анализ уравнения (30) позволил найти следующее приближенное решение:

$$f(r) = \begin{cases} b\left(1 - \dfrac{r_1^2}{r^2}\right)\dfrac{r_1^4}{r^4} & \text{при } r_1 < r < \dfrac{8}{9} r_2 \\ 4.8 \cdot b \dfrac{r_1^4}{r_2^4}\left(1 - \dfrac{r}{r^2}\right)^{1/2} & \text{при } \dfrac{8}{9} r_2 < r < r_2, \end{cases} \tag{32}$$

где

$$b = \frac{kT}{4\pi m_p \Omega^2 r_1^6} = \frac{27}{64\sqrt{2\pi}\,\Lambda}\,\frac{m_e}{m_p}\left(\frac{kT}{m_e c^2}\right)^{3/2}\left(\frac{\mu\Omega}{GM_e}\right)^2 c =$$

$$= \frac{1.466 \cdot 10^{27}}{\Lambda}\, T_6^{3/2} \mu_{30}^2 \Omega^2 \left(\frac{M_\odot}{M}\right). \tag{33}$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что (32) с достаточной точностью удовлетворяет уравнению (30).

5. *Параметры магнитосферы.* В табл. 1 приведены некоторые характерные параметры магнитосферы в предположении, что температура ее равна $T_6 = 1$, и масса барионной звезды $M = M_\odot$. Принято считать, что радиус этих небесных тел порядка 10 *км*, на самом деле он может быть и гораздо большим [16]. В случае симметричного ротатора магнитосфера расположена на экваторе и имеет форму плоского кольца. В радиальном направлении она занимает область расстояний

$$r_1 < r < r_2,$$

где $r_1 = (2GM/3\Omega^2)^{1/3}$, $r_2 = c/\Omega$. По обеим сторонам от экваториальной плоскости плотность частиц экспоненциально убывает (см. формулу (25)). Эффективная толщина равна:

$$\Delta z \approx 2z_0 = 1.5 \cdot 10^7 \frac{T_6^{1/2}}{\Omega}.$$

Толщина значительно меньше радиальных размеров $\Delta z \ll r_2 - r_1$,

$$\frac{\Delta z}{r_1} \approx 3.33 \cdot 10^{-2}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/3}\frac{T^{1/2}}{\Omega^{1/3}}; \qquad \frac{\Delta z}{r_2} \approx 4.95 \cdot 10^{-4}\, T_6^{1/2},$$

Численные значения r_1, r_2 и Δz приведены во втором, третьем и четвертом столбцах табл. 1 для некоторых значений Ω. Вдоль силовых линий утечка частиц невозможна, так как протоны находятся в глубокой потенциальной яме, обусловленной центробежной силой. Глубина этой ямы значительно больше высоты барьера магнитной ловушки, а ширина ее несравненно меньше линейного размера ловушки. Поэтому последние не играют никакой роли в образовании квазистационарной магнитосферы пульсаров. В последнем столбце табл. 1 приведены значения глубины потенциальной ямы на трех силовых линиях $r = r_0 \cos^2\gamma$ для каждого значения Ω. В азимутальном направлении имеется дрейф со скоростью, определяемой формулой (7). Утечка частиц в радиальном направлении возможна только благодаря диффузии.

Таблица 1

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОСФЕРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД (СИММЕТРИЧНЫЙ РОТАТОР)

Ω ($сек^{-1}$)	$10^{-7} r_1$ ($см$)	$10^{-7} r_2$ ($см$)	$10^{-7} \Delta z$ ($см$)	$10^{-7} r_0$ ($см$)	$\frac{U_{max}}{m_p c^2}$
1	44.6	3000	1.48	100 300 3000	0.0001 0.004 0.500
5	15.25	600	0.297	20 100 600	0.0086 0.013 0.499
10	9.61	300	0.148	30 100 300	0.003 0.054 0.499
50	3.28	60	0.0297	10 30 60	0.0108 0.122 0.497
200	1.35	15	0.0074	3 10 15	0.0126 0.214 0.492
1000	0.446	3	0.0015	0.5 1 3	0.0005 0.027 0.472

В области $R < r < r_1$ нет частиц, магнитосфера начинается с $r = r_1$. Плотность частиц растет от нуля и достигает максимального значения при $r \approx \sqrt{1.5}\, r_1$, а затем убывает примерно как $(r_1/r)^4$, наконец при $r \to r_2$ стремится к нулю по закону $(1 - r/r_2)^{1/2}$.

Полное число частиц в магнитосфере равно

$$N(t) = \frac{2\pi}{t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{z^2}{z_0^2}} dz \int_{r_1}^{r_2} r f(r) dr.$$

Учитывая (26) и (32), находим отсюда

$$N(t) \approx \frac{4.34 \cdot 10^{50}}{t} \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{4/3} \frac{T_6^2 \mu_{30}^2}{\Omega^{1/3}}. \tag{34}$$

Благодаря диффузии, число частиц в магнитосфере уменьшается. Время, в течение которого число частиц уменьшается вдвое, равно

$$t_{1/2} = t = \frac{4.34 \cdot 10^{50}}{N(t)} \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{4/3} \frac{T_6^2 \mu_{30}^2}{\Omega^{1/3}}. \tag{35}$$

Подставляя сюда $T_6 = 1$, $M = 0.5\, M_{\odot}$, $\mu_{30} = 10$, $N(t) = 2.5 \cdot 10^{11}$ получаем для $\Omega = 200$ *сек*$^{-1}$ (пульсар Крабовидной туманности) $t_{1/2} \approx 2500$ *лет*.

Авторы признательны В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес к работе, многочисленные плодотворные обсуждения и ценные указания. Благодарим также М. А. Казаряна за консультации.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETOSPHERE OF THE BARIONIC STARS I. SYMMETRICAL ROTATOR

R. M. AVAKIAN, A. K. AVETISIAN, G. P. ALOJANTS, G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

A theory of the magnetosphere has been developed assuming the magnetic field to be of dipole character and the rotation axis to coincide with the direction of the magnetic moment. Magnetosphere is situated at the equatorial plane in a comparatively thin layer $\Delta z \approx 0.15\, T^{1/2}/\Omega\, km$ and has the shape of a ring with the radius $r_1 = 4460\, \Omega^{-2/3} (M/M_{\odot})^{1/3}\, km$ (M is the star mass, Ω, its angular velocity), $r_2 = c/\Omega$. The total number of the particles in the plasma is of the order of $10^{10} \div 10^{12}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. „Пульсары", Мир, М., 1971.
2. *В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев*, УФН, 98, 201, 1969.
3. *В. Л. Гинзбург*, УФН, 103, 393, 1971.
4. *D. ter Haar*, Physics Reports, v. 3c, No. 2, 1972.
5. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
6. *T. Gold*, Nature, 221, 25, 1969.
7. *P. Goldreich, W. H. Julian*, Ap. J., 157, 869, 1969.
8. *Г. С. Саакян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 8, 283, 1972.
9. *Р. М. Авакян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 49, 316, 1972; Астрофизика, 8, 123, 1972.
10. *Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, 8, 476, 1972.
11. *Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян*, Астрофизика, 8, 541, 1972.
12. *Р. М. Авакян*, Кандидатская диссертация, Ереван, 1972.
13. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Квантовая механика, Физматгиз, М., 1963.
14. *Д. В. Сивухин*, в сб. „Вопросы теории плазмы", под. ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, М., 1963.
15. *К. Лонгмайр*, Физика плазмы, Атомиздат, М., 1966.
16. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.