

критический период (52. III):

$$p_E \approx 6\mu_{30}^{1/2} v_6^{1/2} \rho_{-24}^{-1/4} m_x^{-1/2} \text{ с.} \quad (13.VII)$$

Периоды всех известных радиопульсаров заведомо удовлетворяют неравенству (13.VII). Более того, максимальные периоды пульсаров достаточно близки к значению p_E и факт затухания радиопульсаров можно было бы объяснить именно тем обстоятельством, что межзвездная среда, проникающая под радиус захвата, "гасит" пульсар. Надо сказать, что это естественное объяснение отсутствия радиопульсаров с периодами более 5 – 10 с не является общепринятым.

Отметим слабую зависимость p_E от магнитного поля нейтронной звезды, скорости ее движения и основных параметров межзвездной среды.

Конечно, при выводе формулы (13.VII) мы не учитывали ряда обстоятельств, которые могут изменить значение критического периода в ту или другую сторону в несколько раз. Например, необходимо учитывать, что излучение пульсара (имеется в виду в основном излучение магнитодипольных волн и релятивистских частиц) не изотропно (учет анизотропии уменьшит критический период). Не учитывалось также обратное влияние пульсарного излучения на параметры межзвездной среды. Далее мы рассмотрим такое влияние. Оно, по-видимому, увеличивает значение критического периода.

Гипотеза, объясняющая "затухание" радиопульсаров проникновением межзвездной среды под радиус захвата, кажется, противоречит неоспоримому факту – пульсары располагаются в тонком слое размером в несколько сотен парсек, где, собственно, сосредоточено все межзвездное вещество. И наоборот, практически нет радиопульсаров высоко над плоскостью Галактики, где межзвездная среда не мешает "работе" эжекции. Однако здесь нет противоречия. Концентрация радиопульсаров к плоскости связана с тем, что они появляются в ней. Остается вопрос, почему пульсары не "зажигаются" вновь – когда попадают в менее плотные слои высоко над плоскостью Галактики.

Ответ состоит в следующем. Вспомним, что эжекцию трудно подавить. Но как только плазма проникла под радиус захвата, а затем – под световой цилиндр, то эжекция начинается в более разреженной среде (Шварцман, 1970в). Этот своеобразный гистерезис объясняется тем, что под радиусом захвата давление аккрецируемой плазмы растет быстрее, чем давление эжектируемого потока. Короче говоря, переход из эжекции в состояние "пропеллера" $E \rightarrow P$ определяется равенством (13.VII), а вот обратный переход $P \rightarrow E$ происходит при гораздо меньшем критическом периоде.

§ 3. Электродинамика пульсаров и генерация релятивистских частиц

Приведенные выше оценки показывают, что межзвездная среда не влияет на физическую ситуацию внутри светового цилиндра. Анализ работы радиопульсара можно начать с так называемого вакуумного приближения. Как правило, вращающийся в вакууме магнитный диполь является излучателем магнитодипольных волн с частотой, равной частоте вращения диполя. Однако более интересным является возникновение статических электри-

ческих полей вблизи вращающегося магнитного диполя. Этот эффект хорошо известен и применяется в униполярном индукторе (см. Ландау и Лифшиц, 1982), но для теории радиопульсаров впервые был привлечен Гольдрайхом и Джулианом (1969).

Вакуумное приближение. Будем считать звезду идеально проводящим шаром радиуса R_X , вращающимся с частотой ω . Магнитное поле вне шара $R > R_X$ имеет дипольную структуру:

$$B = [3e_r(n_m \cdot e_r) - n_m] \mu / R^3; \quad (14.VII)$$

μ — по-прежнему магнитный дипольный момент. Найдем электрическое поле вне шара, следуя Цыгану (1981). Потенциал электрического поля Φ в системе отсчета, вращающейся вместе с шаром, описывается уравнением (Фаулей и др., 1977)

$$\Delta \Phi + \frac{2\omega n_\omega B}{c} = -4\pi\rho_e = 0. \quad (15.VII)$$

Электрическое поле

$$E = -\nabla \Phi. \quad (16.VII)$$

Уравнение (15.VII) является приближенным. При его выводе был опущен член $\sim (\omega R/c)^2$, так что оно применимо только глубоко внутри светового цилиндра. Электрическое поле внутри идеально проводящего шара равно нулю: $E = 0$. Следовательно, $\Phi = \Phi_0 = \text{const}$. Решение уравнения (15.VII) с граничными условиями $\Phi|_{R=R_X} = \Phi_0$ и $\Phi|_{R \rightarrow \infty} = 0$ есть

$$\begin{aligned} \Phi = \Phi_0 \frac{R_X}{R} + \frac{3(n_\omega e_r)(n_m e_r) - (n_\omega n_m)}{3eR_X} \times \\ \times \left(\frac{R_X}{R} - \frac{R_X^3}{R^3} \right) \omega \mu. \end{aligned} \quad (17.VII)$$

Поверхностная плотность зарядов на шаре пропорциональна скачку нормальной компоненты электрического поля:

$$\begin{aligned} \Sigma_e = \frac{E_n}{4\pi} \Big|_{R=R_X} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \Big|_{R=R_X} = \\ = \frac{\Phi_0}{4\pi R_X} - \frac{3(n_\omega e_r)(n_m e_r) - (n_\omega n_m)}{6\pi c R_X^2} \omega \mu. \end{aligned} \quad (18.VII)$$

Полный заряд шара $q = 0$. Поэтому получаем:

$$q = \int \Sigma_e dS - \int \frac{\omega n_\omega B}{2\pi c} dV = 0,$$

откуда следует значение потенциала Φ_0 :

$$\Phi_0 = -\frac{2(n_\omega n_m)}{3cR_X} \omega \mu.$$

Окончательно из уравнения (17.VII) находим электрическое поле

во вращающейся системе отсчета:

$$E_{\text{tot}} = \frac{\omega\mu R_X^2}{cR^4} \{ n_\omega(n_m e_r) + n_m(n_\omega e_r) + e_r[(n_\omega n_m) - 5(n_\omega e_r)(n_m e_r)] \} - \frac{\omega\mu}{cR^2} \{ n_\omega(n_m e_r) + n_m(n_\omega e_r) + e_r[(n_\omega n_m) - 3(n_\omega e_r)(n_m e_r)] \}. \quad (19.VII)$$

Для того чтобы получить напряженность электрического поля в инерциальной системе отсчета, воспользуемся преобразованием Лоренца

$$E = E_{\text{tot}} + \frac{1}{c} [B \times v], \quad v = [\omega n_\omega R].$$

В результате имеем

$$E = \frac{R_X^2 \omega\mu}{cR^4} \{ n_\omega(n_m e_r) + n_m(n_\omega e_r) + e_r[(n_\omega n_m) - 5(n_\omega e_r)(n_m e_r)] \} + \frac{\omega\mu}{cR^2} \{ n_\omega(n_m e_r) - n_m(n_\omega e_r) \}.$$

Последнее выражение было получено Дойчем (1955). Выражение (19.VII) показывает, что электрическое поле вокруг вращающегося шара имеет квадрупольный характер.

Особый интерес представляет случай, когда ось диполя совпадает с осью вращения шара. В этом случае существует простое точное решение для электрического поля вне шара. Электростатический потенциал равен

$$\Phi = -\frac{2\mu\omega}{3c} \frac{R_X^2}{R^3} P_2(\sin \theta), \quad (20.VII)$$

где θ — отсчитывается от экватора вращения, $P_2(\sin \theta)$ — полином Лежандра, который имеет чисто квадрупольный характер.

Можно найти, что $E \cdot B \sim \sin^3 \theta$, откуда видно, что на полюсе $\theta = \pm \pi/2$ электрическое и магнитное поля параллельны (или антипараллельны) друг другу. Напряженность электрического поля на полюсе звезды оказывается порядка

$$E_{\parallel} \approx \frac{\omega R_X}{c} B_0 \approx 10^8 p^{-1} \mu_{30} R_6^{-2} \text{ В/см}. \quad (21.VII)$$

Здесь p — по-прежнему период вращения в секундах. При $p = 1$ с и $\mu_{30} = R_6 = 1$ электрическая сила, действующая на электроны, в 10^9 раз превосходит силу гравитации. Очевидно, столь сильные поля не могут существовать в протяженных областях — происходит поляризация зарядов, вырванных с поверхности звезды, которые скомпенсируют электрическое поле. Поэтому реалистичная модель пульсаров должна учитывать присутствие плазмы внутри магнитосферы нейтронной звезды.

Магнитосфера в присутствии плазмы. Джулиан и Голдрайх (1969) предложили модель магнитосферы нейтронной звезды, в которой n_m/n_ω и которая характеризуется наличием двух существенно различных

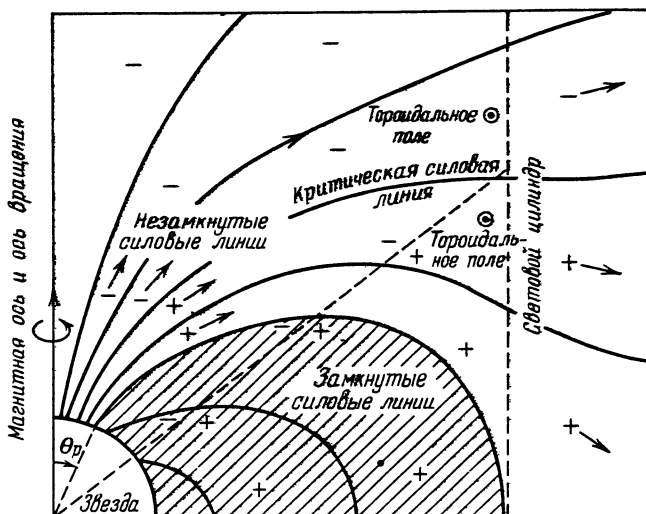


Рис. 90. Структура магнитосферы радиопульсара по Голдраху и Джулиану (1969)

областей: области, заключенной внутри силовых линий, не выходящих за световой цилиндр, и области, простирающейся от полюсов вдоль линий, уходящих за световой цилиндр (рис. 90).

В первой области имеется плазма, твердотельно вращающаяся с магнитным полем нейтронной звезды. Здесь плотность заряда определяется из уравнения Максвелла:

$$\rho_e = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \mathbf{E}. \quad (22.VII)$$

Если пренебречь инерцией частиц, то электрическое поле (плазма идеально проводящая) равно:

$$\mathbf{E} = -\frac{\omega}{c} [\mathbf{n}_\omega \times \mathbf{R}] \times \mathbf{B}. \quad (23.VII)$$

Подставим в (22.VII) плотность зарядов и соответствующую ей плотность избыточного числа зарядов одного знака над другим:

$$\rho_e = -\frac{\omega}{2\pi c} (n_\omega B),$$

$$n_e = 7 \cdot 10^{-2} B_\omega p^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad (24.VII)$$

где B_ω — компонента напряженности магнитного поля, параллельная с вращением звезды. Внутри твердотельно вращающейся части магнитосферы $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) = 0$, так что нет компоненты электрического поля, направленной вдоль магнитных силовых линий, и ускорение частиц невозможно. Другое дело — в области открытых силовых линий. Здесь имеется поток релятивистских частиц, ускоряющихся вдоль силовых линий. Вдоль приполярных силовых линий истекают электроны, а ближе к границе с твердотель-

но вращающейся областью текут положительно заряженные частицы. Первоначально считалось, что электроны ускоряются в широкой зоне с характерными размерами порядка радиуса самой нейтронной звезды.

Самая верхняя оценка максимальной энергии, до которой может быть ускорена частица, дается выражением

$$\epsilon_{\max} \approx eER_x \approx \frac{e\omega\mu}{cR_x} \approx 10^{17} p^{-1} \mu_{30} R_6^{-1} \text{ эВ.} \quad (25.VII)$$

Для более реалистичной оценки нужно учесть так называемое изгибное излучение, связанное с тем, что даже двигаясь вдоль силовой линии, заряд будет излучать из-за того, что она искривлена. Мощность изгибного излучения в ультрарелятивистском случае равна

$$I = \frac{2e^2}{3m^4 c^7} \frac{\epsilon^4}{R_{\text{cur}}^2}, \quad (26.VII)$$

где R_{cur} — радиус кривизны силовой линии. Максимальная энергия, очевидно, определяется из баланса энергии, приобретаемой в единицу времени за счет работы электрического поля, и энергии, теряющейся на излучение: $I = eE\dot{\epsilon}$. Отсюда получается:

$$\epsilon_{\max} \approx \left(\frac{3\mu}{2eR_x} \right)^{1/4} mc^2 \approx 10^7 mc^2, \quad (27.VII)$$

что дает 10^{14} эВ для электронов и 10^{17} эВ для протонов.

Релятивистские частицы могут ускоряться также и вне светового цилиндра в поле магнитодипольной волны (Ганн и Острайкер, 1971; Кегель, 1971; Кулсруд, 1972; Цыган, 1981). Электромагнитная волна называется сильной, если за один период колебаний работа, произведенная ее электрическим полем над частицей, значительно превосходит энергию покоя частицы. Легко убедиться, что вблизи светового цилиндра магнитодипольная волна является сильной. Энергия, приобретаемая за один период, есть eBc/ω ($E \approx B$), и следовательно, параметр, характеризующий силу волны, можно записать в виде

$$b = \frac{eB}{mc\omega} \approx \begin{cases} 10^8 \mu_{30} p^{-2} & \text{для электронов;} \\ 10^{11} \mu_{30} p^{-2} & \text{для протонов.} \end{cases} \quad (28.VII)$$

Расчеты показывают, что в вакуумном приближении вблизи быстрых пульсаров частицы могут ускоряться до энергий 10^{14} – 10^{15} эВ. Полная мощность энергии, излучаемой пульсаром, в разных моделях близка по порядку величины к магнитодипольным потерям.

Ясно, однако, что в модели Голдрайха — Джулиана явление пульсара невозможно вообще. Нужно вводить рассогласование магнитной оси и оси вращения. Задача усложняется даже в безынерционном приближении. Хотя анализ показывает, что качественная картина сохраняется, в особенности при небольших углах между магнитной осью и осью вращения (Мичел, 1982).

Существование промежуточной зоны с сильным электрическим полем может поддерживаться только в том случае, если с поверхности звезды

вырываются заряды обоих знаков. Однако, как отмечали Гинзбург и Усов (1972), Рудерман и Сазерленд (1975), работа выхода ионов у остывшей нейтронной звезды слишком велика и они вырваться не будут. В результате электрическое поле в основном экранируется, так что остается узкий вакуумный зазор, в котором разность потенциалов

$$\Delta\Phi \approx \frac{\omega B_0 z^2}{c}; \quad (29.VII)$$

z — высота зазора. Как отметили Стурок (1971), Рудерман и Сазерленд (1975), внутри зазора возможно образование электронно-позитронной лавины. Напряженность электрического поля внутри зазора, соответствующая разности потенциалов (29.VII), есть

$$E(z) = \frac{2\omega B_0}{c} z (n_m n_\omega) \mu \omega. \quad (30.VII)$$

Возникновение электронно-позитронной лавины можно описать следующим образом (Цыган, 1981a). Допустим, в зазоре появилась заряженная частица или пара частиц (например, в результате рождения электронно-позитронной пары из γ -кванта, движущегося в сильном магнитном поле). Частица будет подхвачена электрическим полем и ускорится до энергий с характерным гамма-фактором:

$$\gamma(z) = \frac{e}{mc^2} \int_0^z E(z) dz = \frac{e\omega B_0}{mc^3} z^2 \cos \beta. \quad (31.VII)$$

Заряженная частица, в свою очередь, излучит (изгибное излучение) квант с характерной энергией:

$$\epsilon = \hbar\omega(z) \approx \frac{1}{2} \frac{\hbar c}{R_{cur}} \gamma^3(z). \quad (32.VII)$$

Для дипольного поля радиус кривизны силовой линии, достигающей светового цилиндра, равен

$$R_{cur} = 4R_x \sqrt{c/(\omega R_x)}/3. \quad (33.VII)$$

Гамма-кванты излучаются вдоль движения релятивистских частиц, т.е. вдоль силовых линий. Однако из-за кривизны линий постепенно кванты начнут двигаться под некоторым углом δ к силовым линиям, и при выполнении условия

$$\sin \delta > \sin \delta_{cr} \approx 2mc^2/(\hbar\omega) \quad (34.VII)$$

возможно образование новой электронно-позитронной пары. Далее процесс повторяется и усиливается. Коэффициент усиления, равный числу конечных частиц, родившихся на одну затравочную частицу, равен (Цыган, 1981a):

$$k_{amp} = \frac{2mc^2 \gamma_{max}}{\hbar\omega_{min}} \approx 3 \cdot 10^5 B_{12}^{6/7} R_7^{-3/7} p^{-1/7}. \quad (35.VII)$$

Полагая, что в области зазора электронно-позитронные пары близки к

насыщению ($n_e \approx (\omega n \omega B)/(2\pi c e)$), получим, что полный поток числа релятивистских частиц, генерируемых звездой, есть

$$\frac{dn}{dt} \approx k_{amp} \cdot 2\pi n c \left(\frac{R_x}{\sqrt{\omega R_x/c}} \right)^2 c^{-1}. \quad (36.VII)$$

Для типичного пульсара с периодом $p = 1$ с, магнитным полем $B = 10^{12}$ Э и $k_{amp} = 3 \cdot 10^5$ темп эжекции равен $\sim 10^{36}$ частиц/с.

Так выглядит предварительный сценарий ускорения релятивистских частиц в зазоре. Интересны новые эффекты, возникающие в сверхсильном поле $B \gg 10^{13}$ Э. Например, Усов и Шабат (1982) показали, что в таких полях возникает эффективный показатель преломления, приводящий к тому, что γ -кванты начинают двигаться вдоль силовых линий магнитного поля. Этот эффект подавляет рождение электронно-позитронных пар.

Завершая краткое описание основных процессов, происходящих в магнитосфере пульсара, рассмотренных в литературе, отметим работу Бескина и др. (1983), в которой получено решение самосогласованной задачи о структуре магнитосферы пульсара.

§ 4. Механизмы излучения

Та энергия, которую мы принимаем в виде радиоизлучения на частотах ≤ 400 МГц ($\lambda \geq 75$ см), представляет собой ничтожную часть от полной энергии, теряемой нейтронной звездой и определяемой нами по замедлению пульсаров. Единственным источником информации о подавляющем числе радиопулсаров фактически служит слабый эффект второго порядка малости. Это все равно, что пытаться изучать обычные звезды, используя, например, только их рентгеновское излучение. Поэтому было бы крайне заманчиво обнаружить основной поток энергии от радиопулсаров.

В каком виде уносится почти вся энергия радиопулсаров — до сих пор неясно. Обычно считается, что носителями этой энергии могут быть релятивистские частицы и магнитодипольные волны. Но в каких пропорциях распределяется энергия между двумя этими каналами, непонятно. Магнитные поля в Галактике запутывают траектории релятивистских частиц, и мы лишены возможности принимать их от радиопулсаров. Магнитодипольные волны имеют слишком малую частоту и обычно считается, что наблюдать их в принципе невозможно.

Действительно, в плазме могут распространяться электромагнитные волны с частотой выше плазменной:

$$\nu_p \approx 870 n_{-2}^{1/2} \text{ Гц,}$$

где $n_{-2} = n/10^{-2} \text{ см}^{-3}$ — концентрация свободных электронов. Напомним, что до 1982 г. самым быстрым был пульсар в Крабовидной туманности, частота вращения которого $\nu \approx 30$ Гц. В таких условиях об обнаружении магнитодипольного излучения не может быть и речи. "Работа" пульсара напоминает работу радиолокационной станции в холостом режиме, когда все излучение сбрасывается в тепло.

Однако после открытия миллисекундного пульсара, когда стало ясно, что в Галактике существуют долгоживущие быстро вращающиеся нейтронные звезды, забрезжила надежда на обнаружение магнитодипольных волн