УДК: 524.354.4-77

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ. II (наклонный ротатор)

Г.С.СААКЯН

Поступила 6 марта 1996

Предложен новый механизм образования радиоизлучения пульсара. Выведена формула радиосветимости пульсара для случая наклонного ротатора.

Настоящая статья является непосредственным продолжением нашей предыдущей статьи (Астрофизика, 39, 303, 1996). С целью сохранения целостности работы, изложенной в этих двух статьях, мы сохранили последовательность нумерации как параграфов, так и формул.

4. *Режим работы магнитной воронки.* В предыдущем параграфе мы убедились, что суммарный пробег радиационных процессов $l = z_{\infty} + l_1 + l_2$ намного меньше высоты магнитной воронки h . Благодаря этому обстоятельству, здесь развивается процесс быстрого размножения числа частиц. В результате этого в магнитной воронке формируются два интенсивных ультррелятивистских одинаковых потока частиц: стремящийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов.

Из-за того, что $l \ll h$, рождение электронно-позитронных пар на всех высотах происходит приблизительно с одинаковым темпом. Этот темп настолько высок, что несмотря на катастрофическую утечку частиц со дна и потолка магнитной воронки, в ней образуется плазма, в которой плотность со временем экспоненциально растет. Несмотря на то, что плазма локально не нейтральная, она не рассивается по боковым сторонам, так как движение частиц в поперечном к силовым линиям направлении гасится весьма эффективным синхротронным излучением.

В соответствии с вышеописанной усредненной картиной, на данном месте магнитной воронки плотность частиц должна быть пропорциональна магнитной индукции на этом месте, т.е. мы предполагаем приблизительно равномерное пространственное распределение частиц, но с поправкой на то, что силовые линии магнитного поля (с которыми связано движение частиц) с удалением от полюса расходятся. Для дипольного магнитного поля $B(r) \sim r^{-3}$, поэтому

$$n(r, t) \approx n(t) \frac{R^3}{r^3}, \quad (59)$$

где $n(0)$ - начальная плотность частиц вблизи полюса звезды.

Благодаря предполагаемой инжекции электронов от магнитной шапки

(случай $\alpha < \pi/2$) в магнитной воронке образуется, движущийся со скоростью близкой к скорости света, облако частиц: $n(0)R^3/r^3$ - плотность этих первичных частиц. В случае соосного ротатора $n(0) = \Omega B_s / (2\pi e c)$. В соответствии с этим в случае наклонного ротатора

$$n(0) = \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c}. \quad (60)$$

Площадь поперечного сечения радиационного канала на расстоянии r от центра звезды равна

$$S(r) \approx \pi (r \varepsilon_m)^2 \approx \frac{\pi \Omega C_\alpha^2}{c} r^3, \quad (61)$$

где ε_m - определяемый формулой (35) угол, а $r \varepsilon_m(r)$ - радиус поперечного сечения радиационного канала.

В данный момент времени число частиц в магнитной воронке равно

$$N(t) \approx \int_R^{R+h} n(r, t) S(r) dr \approx \frac{\pi \Omega R^3 h C_\alpha^2}{c} n(t). \quad (62)$$

Число N определяется следующим уравнением баланса

$$dN \approx 2 \int_R^{R+h} \frac{n(r, t) S(r) dr c dt}{l} - S(R+h) n(R+h, t) c dt - S(R) n(R, t) c dt. \quad (63)$$

Здесь первый член уравнения представляет число электронов и позитронов, образованных в магнитной воронке в актах аннигиляции квантов изгибного излучения с энергией (47) за интервал времени dt , второй и последний члены представляют соответственно утечку частиц через потолок и дно магнитной воронки (эти члены равны друг другу), наконец $l = \Delta r + l_+ + l_-$ - общий пробег цепочки радиационных процессов: набирания частицей энергии до значения порядка $m_e c^2 \gamma_m x^{-3/4}$, испускания кванта изгибного излучения с характерным значением энергии и аннигиляции этого кванта. Пробег l_+ мал по сравнению с l_- , что касается Δr , то он порядка l_- : $\Delta r / l_- \approx (2.4/x)^3 \approx 1$ для средней части магнитной воронки. В приводимых здесь оценках можно принять

$$l \approx 2l_- \approx \frac{2 \cdot 10^3 x^{25/4}}{\Omega B_{12}^{7/4} R_6^{1/2} C_\alpha^{1/2} (f \cos \alpha)^{3/4}}. \quad (64)$$

Подставляя в (63) приведенные в (59), (61), (62) выражения $n(r, t)$, $S(r)$, $N(t)$, и затем опуская явно малое слагаемое, соответствующее сумме последних двух членов в уравнении (63), приходим к следующему результату

$$\frac{dn(t)}{n(t)} \approx \frac{dt}{\tau},$$

где

$$\tau \approx \frac{1.05 \cdot 10^{-6}}{\Omega^{17/21} B_{12}^{17/12} R_6^{3/14} C_\alpha^{17/42} (f \cos \alpha)^{17/28}} \text{ сек.} \quad (65)$$

Учитывая (59) и (60), получаем

$$n(r, t) \approx \eta \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c x^3} e^{t/\tau}. \quad (66)$$

Здесь введен множитель $\eta(x)$ для того, чтобы учесть обогащение потока первичных частиц вторичными частицами, которые образовались в предшествующих слоях магнитной воронки. Пока нет надобности обсудить вопрос о численном значении параметра η , но к нему мы вернемся позже при обсуждении радиосветимости пульсара. Напомним, что в (66) время t отсчитывается с того момента, когда в магнитной воронке устанавливается приблизительное равномерное распределение частиц. По своему смыслу τ представляет собой масштаб времени активной работы магнитной воронки. По существу оно равно

$$\tau \approx \frac{\bar{l}}{2c} \approx 3.33 \cdot 10^{-8} \frac{\bar{x}^{25/4}}{\Omega}, \quad (67)$$

где $\bar{l}$ - средний пробег, $\bar{x} \approx 2$.

Таким образом, утечка частиц со дна и потолка магнитной воронки не играет заметной роли, и со временем плотность частиц в ней экспоненциально растет. Этот рост, конечно, не может продолжаться долго. Через некоторое время $\tau_1 > \tau$ должно наступать захлопывание магнитной воронки, т.е. снятие напряжения в ней.

После захлопывания магнитной воронки и выбрасывания значительной части частиц из нее, немедленно начинается процесс ее восстановления. Восстановление магнитной воронки, разумеется, должно начинаться от поверхности магнитной шапки звезды с образованием щели над ней, потолок которого затем со скоростью света раздвигается вверх до достижения предельной высоты h . Однако процессы размножения квантов и частиц (формирование радиоизлучения) начинаются до завершения полного восстановления магнитной воронки, а именно, когда потолок щели достигает высоты $z \approx z_m \approx 1.4 \cdot 10^4 / \Omega$. Это то расстояние, на котором энергия первичной частицы в радиационном канале достигает своего максимального значения. Строго говоря, в радиационном канале образование плазмы с нарастающей плотностью начинается чуть позже, а именно, после первых актов рождения квантов изгибного излучения с энергией $\hbar \omega_c \gg m_e c^2$ и их последующей аннигиляции, т.е. фактически тогда, когда потолок расширяющейся щели достигает высоты $z \approx z_m + l_e + l_p$, над магнитной шапкой. Но на этих расстояниях $z = r - R \ll R$, поэтому можно утверждать, что активная работа магнитной воронки (процесс формирования радиоизлучения пульсара) начинается с того момента, когда потолок щели достигает высоты $z \approx z_m$.

Во избежание возможных недоразумений считаем необходимым оговорить, что вышеописанная картина работы магнитной воронки вступает в силу только после того, как потолок восстанавливающей щели достигает высоты $z \approx h$. Здесь все процессы протекают со скоростью света, поэтому с этого момента и устанавливается примерно равномерное распределение частиц, конечно, с учетом факта расхождения магнитных силовых линий (расширение поперечного сечения магнитной воронки). Именно только после этого временная эволюция состояния плазмы описывается формулой (66). Следовательно, в рассматриваемой фазе работа магнитной воронки кроме времени τ характеризуется еще промежутком времени τ_1 , представляющий продолжительность ее функционирования до наступления разрядки. Однако, кроме времен τ и τ_1 , работа магнитной воронки определяется еще двумя другими интервалами времени τ_2 и τ_3 . Первое из них представляет продолжительность процесса полного восстановления магнитной воронки (период прекращения процесса формирования радиоизлучения), а второе - τ_3 представляет полную продолжительность процесса формирования радиоизлучения пульсара в одном цикле действия магнитной воронки. К вопросу этих интервалов времени мы еще вернемся.

Теперь подробно обсудим вопрос интервала времени τ_1 . Нижняя его граница более или менее известна: по всей вероятности $\tau_1 \geq \tau$. Не исключена и возможность того, что $\tau_1 < \tau$, т.е. в магнитной воронке разрядка наступит сразу же после достижения потолка щели на высоту $z \approx h$. Из косвенных соображений можно установить некоторое ограничение и на его величину сверху. Так, из выражений (24) и (25) для напряженностей электрического поля в звезде и ее магнитосфере следует, что нейтронная звезда заряжена:

$$Q = \frac{\Omega B_p R^3}{c} \cos \alpha - \frac{2\Omega B_p R^3}{3c} \cos \alpha = \frac{\Omega B_p R^3}{3c} \cos \alpha, \quad (68)$$

где первое слагаемое представляет поверхностный, а второе - объемный заряды звезды. Это соответствует нормальному состоянию вращающейся намагниченной звезды, которое является стационарным с высокой степенью точности. Свидетельством этого является весьма медленное торможение темпа вращения пульсара. Процессы, происходящие в радиационном канале, в принципе вносят некоторый элемент нестационарности в эту ситуацию. Однако это нарушение является лишь малым возмущением на основном стабильном фоне состояния нейтронной звезды с ее магнитосферой, за исключением самого очага нестационарности - радиационного канала. Воспользуемся этим фактом для получения некоторой информации о времени работы магнитной воронки τ_1 .

За период активной работы магнитной воронки, когда в ней существует сильное продольное электрическое поле, на звезду через ее магнитные шапки падает поток позитронов. В результате этого, звезда приобретает дополнительный положительный заряд

$$Q_1 \approx 2 \int_0^{\tau_1} \pi (R \varepsilon_p)^2 \frac{1}{2} c n(R, t) dt \approx \frac{\Omega^2 B_p R^3}{2c} C_\alpha^2 \cos \alpha \cdot \tau e^{\tau_1/\tau}. \quad (69)$$

Здесь $R \varepsilon_p = C_e R (\Omega R/c)^{1/2}$ - радиус магнитной шапки звезды, $n(R, t)$ - плотность частиц вблизи полюса (она определяется формулой (66) при $r=R$, $0.5nc$ - падающий на магнитную шапку поток позитронов, наконец, двойка перед интегралом учитывает вклад от второго радиационного канала пульсара. При получении результата (69) было предположено, что $\tau_1 > \tau$.

Со временем, накопления в звезде заметного количества положительного заряда, сверх того, что присуще квазиравновесному состоянию, не происходит. По-видимому, заряд Q_1 непрерывно удаляется обратными токами, которые, по всей вероятности, должны существовать в промежуточных слоях между радиационными каналами и магнитосферой звезды [1]. Но более правдоподобно то, что он по радиационным каналам выбрасывается обратно, когда в них продольное электрическое поле исчезает. Итак, логика фактов позволяет утверждать, что $Q_1 \ll Q$, откуда следует, что

$$e^{\tau_1/\tau} \ll \frac{2}{3\Omega\tau}.$$

Учитывая (65) и пренебрегая сравнительно малым слагаемым

$$\ln[\Omega^{-0.2} B_{12}^{1.4} R_6^{0.2} C_\alpha^{0.4} (f \cos \alpha)^{0.6}], \text{ для } \tau_1 \text{ получаем } \tau_1 < 12.9\tau, \text{ следовательно} \\ \tau < \tau_1 < 13\tau. \quad (70)$$

Еще об одном обстоятельстве, имеющем прямое отношение к вопросу о продолжительности работы магнитной воронки. В следующем параграфе показывается, что очагом формирования радиоизлучения пульсара является магнитная воронка. Вопрос в том, что в условиях экспоненциального роста плотности частиц необходимо выяснить, при каких условиях здесь возможно формирование и распространение радиоволн. В обычной плазме распространение радиоволн возможно лишь при частотах $\omega > \omega_0$, где

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi e^2 n}{m_e} \right)^{1/2}$$

плазменная частота. В нашем случае плазма ультрарелятивистская, поэтому в этой формуле взамен m_e мы должны подставить $m_e \gamma \approx m_e \gamma_m x^{3/4}$, следовательно

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi e^2 n}{m_e \gamma_m} \right)^{1/2} x^{3/8}, \quad (71)$$

где n - плотность частиц относительно лабораторной системы отсчета, она определяется формулой (66). Требуя $\omega_0 < \omega$, отсюда получаем

$$t < 2\tau \left(7.93 + \ln \frac{\omega_0 R_6^{0.25} x^{1.1}}{\Omega^{0.5} B_{12}^{0.38} (\cos\alpha)^{0.38}} \right) \approx 16\tau,$$

где $\omega = 10^9 \omega_0$, - частота радиоволны. Таким образом, только при $\tau_1 < 16\tau$ в магнитной воронке могут формироваться и распространяться радиоволны. Позже, при сравнении теоретической оценки радиосветимости пульсара с ее наблюдаемой радиосветимостью видно будет, что значение τ_1 заметно меньше найденных здесь верхних пределов. Заметим также, что приведенные верхние пределы, по-видимому, заметно завышены, так как при их получении не учтено то обстоятельство, что формирование радиоизлучения пульсара начинается до того, как в магнитной воронке устанавливается распределение, описываемое формулой (66).

5. *Радиоизлучение пульсара.* Обсудим более подробно поведения электрона и позитрона после их рождения в акте аннигиляции кванта изгибного излучения. Рассмотрим сначала частицы, сопровождающие направленный вверх по радиационному каналу основной поток электронов. Только что родившийся электрон, под влиянием продольного электрического поля (31), с ускорением движется по магнитной силовой линии вверх и на сравнительно коротком отрезке пути, порядка (56), приобретая достаточно высокую энергию, становится равноправным членом основного потока электронов.

Позитрон после своего появления на относительно малом отрезке пути, порядка (57), преодолевая тормозящее действие электрической силы, сначала движется по магнитной силовой линии вверх, затем, исчерпав свою кинетическую энергию, изменив направление движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды. *Важным обстоятельством здесь является то, что перед изменением направления движения, на узком отрезке пути, энергия позитрона становится как раз такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон.*

Релятивистский множитель позитрона перед изменением направления движения равен

$$\gamma_+(\xi) \approx \frac{eE_B}{m_e c^2} \xi \approx \frac{e\Omega B_z R_f \cos\alpha}{m_e c^3 x^4} \xi, \quad (72)$$

где ξ - расстояние позитрона до места изменения направления движения, $r = R_x$ - расстояние, где произошла аннигиляция кванта, для E_B использована формула (31). Напомним, что длина отрезка пути, на котором происходит полное торможение движения позитрона, очень мала $\Delta r_+ \ll r$, поэтому на этом расстоянии x можно считать постоянным. Характерная частота изгибного излучения позитрона на этом отрезке пути равна

$$\omega = \frac{3c\gamma^3}{2\rho_c} \approx 2.51 \cdot 10^{17} \Omega^3 B_{12}^3 R_6^2 (f \cos\alpha)^3 \frac{e\xi^3}{x^{13}}. \quad (73)$$

Здесь $\nu(r)$ - отсчитанный от оси радиационного канала полярный угол точки магнитной силовой линии, по которой движется позитрон, для

радиуса кривизны этой линии использована формула

$$R \approx \frac{4r}{3\varepsilon}. \quad (74)$$

Подставив в (73) выражение (35) для угла $\varepsilon_m(r)$ крайней магнитной силовой линии радиационного канала, можно составить представление о типичном значении расстояния ξ , на котором характерная частота изгибного излучения позитрона попадет в радиодиапазон:

$$\xi_m \approx 0.019 \frac{\omega_{10}^{1/3} x^{25/6}}{\Omega^{7/6} B_{12} R_6^{5/6} C_\alpha^{1/3} f \cos \alpha}. \quad (75)$$

Соответствующее значение релятивистского множителя позитрона равно

$$\gamma_+ \approx 371 \omega_{10}^{1/3} \left(\frac{R_6 x}{\Omega C_\alpha^2} \right)^{1/6}. \quad (76)$$

Ввиду того, что плотность частиц в магнитной воронке достаточно большая, в диске с толщиной порядка $\xi_m(x)$ и радиусом порядка r $\varepsilon_m(r)$ фактически мы имеем дело не с одним позитроном с релятивистским множителем $\gamma_+ \sim 400$, а с большим числом таких частиц, характерная частота изгибного излучения которых приходится в диапазон радиочастот. Поэтому ниже речь пойдет об отрезке потока позитронов с толщиной $0 < \xi \leq \xi_m(r)$

вдоль силовых трубок магнитного поля. Эта полоса потока позитронов по сути дела представляет собой сгусток положительного заряда с достаточно малыми размерами, поэтому испускает радиоизлучение когерентным образом.

Уточним размеры отрезка позитронного тока, характерная частота изгибного излучения частиц которого попадает в радиодиапазон. Подставляя в (73) $\omega_{\min} \approx 0.001 \omega_{\max} \approx 10^8$, получаем

$$\xi_{\min} \approx 0.1 \xi_{\max},$$

т.е. толщина излучающего в радиодиапазоне отрезка тока порядка ξ_m . В поперечном же к магнитным силовым линиям направлении для заданного ξ имеем

$$\varepsilon_{\min}(r) \approx \frac{\omega_{\min}}{\omega_{\max}} \varepsilon_m(r) \approx 10^{-3} \varepsilon_m(r),$$

т.е.

$$\varepsilon_{\max}(r) - \varepsilon_{\min}(r) \approx c_\alpha \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}. \quad (77)$$

Таким образом, полоса позитронного тока (фактически сгусток положительного заряда), генерирующий изгибное радиоизлучение имеет форму шайбы с радиусом r ε_m (с небольшим отверстием в центре) и толщиной приблизительно равной $\xi_m(r)$.

Изгибное излучение таких полос позитронного тока существенно

немонохроматическое. В каждом из них, как в поперечном, так и в продольном относительно к магнитным силовым линиям направлениях, частота изгибного излучения позитрона изменяется в широком интервале, охватывая весь диапазон радиочастот. Но рассматриваемый отрезок позитронного тока можно разбить на такие элементы, излучение которых приблизительно монохроматическое.

Из (73) для заданного ξ имеем

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\omega} \varepsilon,$$

где $\Delta\varepsilon$ - изменение меридианального угла ε , соответствующее изменению частоты изгибного излучения на $\Delta\omega$. Монохроматичность изгибного излучения в поперечном направлении можно обеспечить, если потребовать $\Delta\omega \leq \omega$. Ниже мы примем $\Delta\omega = \omega/s$, где предполагается, что s порядка

единицы. Следовательно, при фиксированном значении ξ , изгибное излучение кольцевого элемента позитронного тока с полярными углами в интервале $(\varepsilon, \varepsilon + \Delta\varepsilon)$ приблизительно является монохроматическим, если

$$\Delta\varepsilon \approx \varepsilon/s. \quad (78)$$

Для заданного кольцевого слоя $r\Delta\varepsilon$ частота изгибного излучения зарядов быстро изменяется и в зависимости от ξ . Так, из той же формулы (73) для фиксированного угла $\varepsilon(r)$, следует

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = \frac{\Delta\omega}{3\omega}.$$

Отсюда с той же степенью монохроматичности, как и в перпендикулярном к магнитным силовым линиям направлении, имеем

$$\Delta\xi \approx \frac{1}{3s} \xi \quad (79)$$

Таким образом, кольцеобразные элементы потока позитронов с размерами $r\Delta\varepsilon$, $\Delta\xi$, $2\pi r\varepsilon$ являются когерентными источниками изгибного радиоизлучения с определенными частотами. Каждый из этих положительно заряженных элементов, со скоростью близкой к скорости света, движется вверх по своей трубке магнитных силовых линий. При этом излучения соседних колец позитронного тока не перекрываются, так как они испускаются в касательном к силовым линиям направлении.

Приведенные рассуждения о подборе когерентно излучающих элементов позитронного тока, нуждаются в дополнительном пояснении. Дело в том, что толщина полосы позитронного тока ξ_m растет пропорционально $x^{25/6}$, и начиная с некоторого x , необходимая для когерентности длина $\Delta\xi \approx \xi/3s \approx \lambda$ может превышать длины волн диапазона регистрируемого пульсарного радиоизлучения. Поэтому необходимо потребовать $\xi_m < \lambda_m$, где λ_m - примерная наибольшая длина волн регистрируемого пульсарного излучения. Используя (75), из этого требования получаем $x < x_c$, где

$$x_r \approx \frac{5.24}{\omega_{10}^{0.32}} \Omega^{7/25} B_{12}^{6/25} R_6^{1/5} C_a^{2/25} (\cos \alpha)^{6/25}, \quad (80)$$

фактически

$$h_r = R(x_r - 1) \approx R x_r$$

представляет высоту той области радиационного канала, где происходит формирование радиоизлучения пульсара. Здесь мы имеем новое определение высоты магнитной воронки. Примечательно, что его результат согласуется с приведенным в (58) результатом:

$$\frac{h_r}{h} \approx 0.8 \omega_{10}^{-0.32} \Omega^{0.1}.$$

Итак, направленный вверх по радиационному каналу ультрарелятивистский основной поток электронов сопровождается полосками позитронного тока (движущийся со скоростью света сгусток положительного заряда), которые генерируют изгибное радиоизлучение когерентным образом.

В нижеприведенных оценках радиосветимости пульсара нам необходимо иметь определенное представление о пространственном распределении этих полос позитронного тока. Образно говоря, в качестве модели для расчетов, можно считать, что эти полосы зарядов в среднем расположены на расстоянии $l(x)$ друг от друга. Или может быть было бы более корректным говорить о вероятности dx/l о том, что в слое $(x, x+dx)$ магнитной воронки имеется полоса рассматриваемого потока позитронов.

Рассмотрим теперь падающий на магнитную шапку основной поток позитронов. Выше было установлено, что в этом потоке энергия частиц в зависимости от расстояния r также описывается аппроксимацией (45), или можно сказать она приблизительно определяется значением напряженности продольного электрического поля E_z на рассматриваемом расстоянии. Можно сказать, что мы фактически имеем дело с тем же потоком частиц, что и в случае электронов, только в противоположном направлении. Следовательно, в этом случае также в среднем через каждый интервал расстояния l рождается интенсивный поток квантов высокой энергии (примерно такой поток, как поток позитронов). Этот поток квантов, пройдя расстояние l , исчезает, рождая поток e^+e^- - пар: т.е. основной поток позитронов в среднем через каждый интервал расстояния $l_+ + l_-$ создает равный своей интенсивности интенсивный поток электронно-позитронных пар. Однако, учитывая, что вновь родившиеся позитроны только после прохождения расстояния Δr (определяемого формулой (56)) приобретают энергию $m_e c^2 \gamma_{\pm} x^{3/4}$, становятся равноправными членами основного потока, то взамен $l_+ + l_-$ правильнее было бы использовать пробег $l = \Delta r + l_+ + l_- \approx 2l_+$ в качестве среднего периода повторения излучающих радиоволн полос потока вторичных частиц.

Сначала на небольшом расстоянии порядка (57) электрон в e^+e^-

парах вместе со своим напарником - позитроном, движется вниз к полюсу звезды, затем, после полного торможения, изменяя направление движения, стремится вверх, и когда на отрезке пути порядка (75) его энергия становится равной $m_+ c^2 \gamma_+$ ($\gamma_+ = \gamma_+$ порядка (76)), испускает изгибное излучение с частотами, принадлежащими радиодиапазону. В результате образуется картина полосок электронного тока (периодическая система ступиков зарядов, движущихся по радиационному каналу вверх с релятивистской скоростью), сходная с вышеописанной картиной полосок тока позитронов. Таким образом, в магнитной воронке действуют два сходных канала когерентного излучения радиоволн.

6. Радиосветимость пульсара. Итак мы считаем, что радиоизлучение пульсара является изгибным излучением полосок потока вторичных частиц, которые образуются сразу же после аннигиляции квантов изгибного излучения. Ниже на базе этого представления мы постараемся оценить радиосветимость пульсара.

Рассмотрим когерентно излучающий отрезок позитронов с размерами $\Delta\xi$, $r \Delta\epsilon$, $2\pi r \sin\epsilon \approx 2\pi r \epsilon$ соответственно в продольном (относительно силовых линий магнитного поля), поперечном и азимутальном направлениях, где $\Delta\epsilon$ и $\Delta\xi$ определяются формулами (78) и (79) соответственно. Электрический заряд этого кольцеобразного элемента равен

$$Q \approx 2\pi r \sin\epsilon \cdot r \Delta\epsilon \cdot \Delta\xi \cdot 0.5 e \bar{n}, \quad (81)$$

где $\bar{n}$ - средняя плотность частиц в магнитной воронке на расстоянии r , $0.5 \bar{n}$ - плотность частиц в полосках потока вторичных позитронов (с энергией $m_+ c^2 \gamma_+$, где γ_+ определяется выражением (76)), сопровождающих основной поток электронов.

Теперь, прежде чем продолжить наши расчеты по оценке радиосветимости пульсара, необходимо уточнить вопрос времен разных стадий работы магнитной воронки, а также выяснить: что мы должны подразумевать под плотностью частиц $\bar{n}(r)$ в (81).

Как было сказано выше, после пробоя восстановление магнитной воронки начинается с поверхности магнитной шапки. Здесь образуется небольшая щель, в которой восстанавливается сильное продольное электрическое поле, определяемое формулой (31), затем потолок этой щели со скоростью света раздвигается вверх до достижения высоты порядка h . В это время завершается процесс формирования картины приблизительно равномерного распределения частиц в магнитной воронке, с экспоненциально растущей плотностью, описываемой формулой (66). Это самый бурный этап образования радиоизлучения пульсара, который через время τ_1 кончается разрядкой магнитной воронки.

Важно иметь в виду, что сам механизм образования радиоизлучения пульсара начинает действовать задолго до того, как завершается процесс полного восстановления режима активной работы магнитной воронки. В самом деле из §3 нам уже известно, что энергия первичных частиц свое наибольшее значение $m_+ c^2 \gamma_+$ имеет на расстоянии $z \approx 1.4 \cdot 10^4 / \Omega$ см от

магнитной шапки, и поэтому пробеги основных радиационных процессов, ответственные за радиоизлучение пульсара именно здесь являются наименьшими: $l_e \approx 260 / \sqrt{\Omega}$, и $l_i \approx 10^3 / \Omega$. Таким образом, процессы размножения частиц и, следовательно, механизм образования радиоизлучения пульсара, эффективно действуют, начиная с расстояния $z \approx z_m$. В соответствии с описанной картиной, продолжительность процесса образования радиоизлучения пульсара приблизительно равна

$$\tau_3 \approx (h - z_m) / c + \tau_1,$$

а продолжительность периода молчания

$$\tau_2 \approx (h + z_m) / c.$$

Учитывая, что $z_m \ll h$ и $\tau_1 \ll \tau_2$, приходим к заключению, что промежутки времени образования и отсутствия пульсарного радиоизлучения приблизительно равны

$$\tau_3 \approx \tau_2 \approx \frac{h}{c} \approx 2 \cdot 10^{-4} \Omega^{4/21} B_{12}^{1/3} R_6^{9/7} C_\alpha^{2/21} (f \cos \alpha)^{1/7}. \quad (82)$$

Более важным и трудным является вопрос определения, входящий в (81) среднего значения плотности частиц $\bar{n}$. Ошибки, допускаемые при определении $\bar{n}$ сильно скажутся на радиосветимости пульсара, ибо она пропорциональна $\bar{n}^2$ (когерентный механизм образования радиоизлучения). Приведенной в (66) формулой описывается плотность частиц в зависимости от x и t , начиная с момента полного восстановления активного режима работы магнитной воронки. В этой последней фазе работы магнитной воронки, средняя плотность частиц равна

$$\bar{n}(x) = \frac{1}{\tau_1} \int_0^{\tau_1} n(x, t) dt \approx \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c x^3} \eta \frac{\tau}{\tau_1} (e^{\tau_1/\tau} - 1).$$

В предшествующей фазе работы магнитной воронки, охватывающей интервал времени $\tau_3 - \tau_1$, плотность частиц порядка этого, но чуть меньше. Здесь наиболее существенным является масштабный множитель $\Omega B_s \cos \alpha / (2\pi e c x^3)$, обусловленный первичным потоком электронов. Выделяя его, в наших дальнейших расчетах будем исходить из следующего выражения для средней плотности частиц

$$\bar{n} \approx k \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c x^3}, \quad (83)$$

где

$$k \equiv \frac{\eta \tau}{2\tau_1} (e^{\tau_1/\tau} - 1). \quad (84)$$

Значение этого множителя находится в интервале

$$\frac{\eta}{2} < k < \frac{\eta \tau}{2\tau_1} e^{\tau_1/\tau}.$$

Он по своему смыслу является коэффициентом размножения частиц, указывающий в среднем сколько вторичных частиц рождается в магнитной воронке при прохождении через нее одного первичного электрона. Можно было попытаться оценить величину этого параметра, но сделать это без заметной ошибки трудно. Ниже мы ее определим довольно точно путем сравнения нашей оценки радиосветимости пульсара с ее наблюдаемой радиосветимостью.

Подставляя (83) в (81), для заряда рассматриваемого кольцеобразного элемента потока вторичных позитронов получаем

$$Q \approx 5.56 \cdot 10^{12} \frac{k \Omega B_{12} R_6^2 \cos \alpha}{s^2 x} \varepsilon^2 \xi. \quad (85)$$

Этот заряд движется по магнитной силовой трубке со скоростью близкой скорости света и испускает изгибное радиоизлучение с мощностью

$$P = \frac{2Q^2 \left(\frac{c^2 \gamma_+^2}{\rho_c} \right)^2}{3c^3} \approx 5.04 \cdot 10^{40} \frac{k^2}{s^4} (\Omega B_{12} R_6 \cos \alpha)^6 f^4 \frac{\varepsilon^6 \xi^6}{x^{20}}. \quad (86)$$

Здесь для радиуса кривизны магнитной силовой линии использована формула (74), а для параметра γ_+ - формула (72).

Полная же мощность энергии излучения одного слоя позитронного тока равна

$$P_1 \approx \int_0^{\varepsilon_m \xi_{\max}} \int_{\xi_{\min}} P \frac{d\varepsilon d\xi}{\Delta\varepsilon \Delta\xi},$$

где ε_m определяется формулой (35), $\xi_{\min} \approx 0.1 \xi_{\max}$, а $\xi_{\max}$ определяется выражением (75) со значением частоты $\omega_{10} \approx 10$ (величину частоты ω уточним чуть позже). Выполняя интегрирование, получаем

$$P_1 \approx 7.32 \cdot 10^{15} \frac{k^2 \omega_{10}^2 C_\alpha^4}{s^2 f^2} \Omega^2 R_6^4 x^8, \quad 1 < x < 1 + \frac{h}{R}. \quad (87)$$

Рассмотренный механизм генерации радиоизлучения работает только в пределах магнитной воронки, поэтому распространить полученную формулу на расстояния $r > R+h$ нельзя.

Наконец можно вычислить радиосветимость пульсара. Для этого необходимо просуммировать выражения P_1 по всем соответствующим полоскам потоков, и учесть то обстоятельство, что процесс образования радиоизлучения происходит не все время, а с перерывами. Процедура суммирования по полоскам токов вторичных частиц сводится к умножению порционной мощности излучения P_1 на dr/l (вероятность того, что в отрезке $(r, r+dr)$ имеется полоса рассматриваемого тока, излучающая в радиодиапазоне) и затем интегрированию в пределах от R до $R+h$. Итак, для радиосветимости пульсара имеем

$$L \approx \frac{2\tau_3}{\tau_2 + \tau_3} \int_R^{R+h} P_1 \frac{dr}{l} \approx \int_R^{R+h} P_1 \frac{dr}{l}, \quad (88)$$

где, согласно (82), принято $\tau_3 \approx \tau_2$, двойка в коэффициенте первого интеграла для того, чтобы учесть также вклад от системы полосок тока вторичных электронов, обусловленной падающим на магнитную шапку звезды основным потоком позитронов.

Подставляя в (88) выражение (87) для P_1 и выражение (64) для пробега l , после интегрирования получаем следующую оценку для интенсивности потока энергии радиоизлучения пульсара

$$L \approx 1.17 \cdot 10^{21} \left(\frac{\omega_{10}}{s} \right)^2 k^2 \psi \Omega^{3.52} \mu_{30}^{8/3} R_6^{1.04} \text{ эрг/с}, \quad (89)$$

где

$$\psi = f^{-0.86} c_\alpha^{4.76} (\cos \alpha)^{1.41}, \quad \mu = 0.5 B_p R^3$$

Формула (89) имеет некоторое сходство с формулой общих потерь энергии, обусловленных магнитно-дипольным излучением намагниченного наклонного ротатора

$$L_d = \frac{2\mu^2 \Omega^4}{3c^3} \sin^2 \alpha.$$

7. Обсуждение. О полноценной проверке соответствия формулы (89) с фактами могла бы идти речь, если бы мы располагали данными о магнитных моментах нейтронных звезд в пульсарах. В настоящее время таких данных нет. В перспективе возможность определения магнитных моментов пульсаров открывается в нашем варианте теории, но об этом поговорим чуть позже. Однако из ряда косвенных соображений уже сложилось общее правильное представление о масштабе магнитного момента нейтронной звезды. При таком положении дел можно довольствоваться только тем, если при сравнении формулы (89) с наблюдаемыми радиосветимостями пульсаров мы получим для μ укладывающийся в рамки этого представления результат.

Насколько нам известно, полноценных сведений о спектральном распределении интенсивности радиоизлучения пульсаров нет. Но имеется богатый материал о потоках радиоизлучения на частоте $\nu=400$ МГц, вблизи которой спектр энергии имеет максимум, по-видимому, для большинства пульсаров. Ниже мы пользуемся данными о монохроматических радиосветимостях пульсаров, приведенными в обзоре [2]. Монохроматическая радиосветимость равна

$$L_\nu = S_{400} d^2,$$

где S_{400} - интенсивность потока излучения на частоте $\nu=400$ МГц, d - расстояние до объекта. Правильное представление о полном потоке

энергии на этой частоте и, пожалуй, о радиосветимости пульсара, вообще, можно составить, умножив $L\nu$ на $\Delta\nu \approx 4 \cdot 10^8$ Гц:

$$L_0 \approx 4 \cdot 10^8 S_{400} d^2. \quad (90)$$

Теоретическую оценку (89) можно сравнить с этой наблюдаемой оценкой радиосветимости. Из этого сравнения находим

$$\mu_{30} \approx \frac{P^{1.32}}{k^{0.75} R_s^{0.39}} \left(\frac{21 \cdot 10^{-23} L_0}{\psi} \right)^{3/8}, \quad (91)$$

где $P=2\pi/\Omega$ - период пульсара. При получении этого результата принято $s \approx 1$ и $\sigma_{10} = 0.08\pi$, в соответствии с тем, что сравнение проводится для полосы спектра излучения с центром $\nu=400$ МГц. Для нейтронных конфигураций множитель $R_s^{0.39}$, мало отличается от единицы [3-5], поэтому его можно опустить.

В формуле (91) ψ известная функция от угла наклона магнитной оси α , вычисление ее не представляет труда, если α известна. Для многих объектов угол наклона определен [6-8]. Установлено, что распределение пульсаров по углам наклона вблизи $\pi/6$ имеет максимум. При $\alpha < \pi/4$ значение функции ψ мало отличается от единицы, поэтому для радиосветимости большинства пульсаров она не играет заметной роли.

Остается выяснить вопрос параметра k . Если удастся каким-то образом его определить, то тогда формула (91) даст нам уникальную возможность по наблюдаемой величине потока энергии радиоизлучения пульсара вычислить его магнитный момент. Этот параметр был введен нами в (84) и приблизительно имеет смысл коэффициента множественности (среднее число вторичных частиц, образующихся в магнитной воронке, в расчете на один первичный электрон). В нашем подходе он считается приблизительно одинаковым для всех пульсаров. Это обстоятельство позволяет достаточно точно определить его, используя ту общую информацию, которую мы располагаем о магнитном поле нейтронных звезд, полученную при изучении радиопульсаров, рентгеновских пульсаров, барстеров и объектов типа SS 433. Так сложилось представление, что в среднем магнитный момент нейтронной звезды $\mu \approx 10^{30}$ эрг/Гс. Однако нужно иметь в виду, что заметные отклонения от этого типичного значения неизбежны. В самом деле магнитные моменты нейтронных звезд, разумеется, не могут быть одинаковыми: они, очевидно, зависят от их массы, которые как известно, имеют большой разброс $0.031 \leq M/M_\odot \leq 2.14$ [4,5]. При таком положении дел, задача сводится к нахождению такого значения параметра k , который для магнитных моментов нейтронных звезд обеспечивает разумный спектр значений.

В табл. 2 приведены магнитные моменты некоторых пульсаров, вычисленные по формуле (91). Объекты расположены по порядку убывания периодов, и специально подобраны такие, для которых угол наклона известен [8]. Однако в этот список мы включили также два пульсара с длинными и три - с короткими периодами, для которых

данных об углах наклона не нашли. В наших расчетах для этих пяти объектов предполагалось, что углы α малы, т.е. $\psi \approx 1$. Значения функции $\psi(\alpha)$ вычислены по формуле, приведенной после (89), при этом f опенена по его выражению, представленному после (31), а C_a вычислено по формуле, приведенной в пояснении к (35). В этот список не включен пульсар PSR 1845-19 с самым длинным периодом, радиосветимость которого пока точно не известна.

Из данных приведенных в последних двух столбцах, отчетливо видно, что магнитные моменты медленных пульсаров заметно больше, чем у быстрых: так, отношение рассчитанных магнитных моментов PSR 1845-19 и PSR 0531+21 равно 84. На первый взгляд, этот результат может показаться ошибочным, обусловленным некорректностью теории. На самом деле, при внимательном рассмотрении можно убедиться, что он вполне вписывается в ту картину, которая уже установлена для интегральных параметров нейтронных звезд [3-5].

О нейтронных звездах как бы сложилось представление, что это объекты с приблизительно одинаковой массой $M \approx 1.4 M_\odot$, радиусом $R \approx 10$ км и моментом инерции $I \approx 10^{45}$ г см². Если в вопросе радиуса такое приближенное представление оправдано, то для массы и момента инерции оно просто сильно утрировано и в ряде специальных случаев может привести к неверным последствиям.

Звездные конфигурации, состоящие из вырожденного вещества, образуют однопараметрическое семейство, описываемое функцией $M(P_0)$, где M - масса небесного тела, P_0 - давление в его центре. Нейтронные звезды отождествляются со стабильными конфигурациями, соответствующими точкам отрезка кривой массы $M(P_0)$ с центральными давлениями $1.82 \cdot 10^{33} < P_0 < 3.73 \cdot 10^{35}$ эрг/см³ (центральная плотность $3.2 \cdot 10^{14} < \rho_0 < 1.7 \cdot 10^{15}$ г/см³). В этом отрезке давлений, масса монотонно растущая функция от центрального давления и имеет значения в интервале $0.031 \leq M/M_\odot \leq 2.14$, радиус с ростом P_0 сначала уменьшается, затем возрастает, при этом он изменяется в пределах $8 \leq R \leq 13$ км, а момент инерции $3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 4 \cdot 10^{45}$ г см².

Отношение наибольшего и наименьшего значений масс нейтронных звезд равно $M_{\max}/M_{\min} \approx 69$. Таким образом масштабы диапазонов изменений магнитных моментов и масс нейтронных звезд согласуются друг с другом. Далее очевидно, что в среднем звезда с малой массой должна вращаться быстрее, чем звезда с большой массой. Таким образом, мы приходим к важному выводу о том, что магнитные моменты и следовательно, массы нейтронных звезд в медленных пульсарах должны быть заметно большими, чем в быстрых пульсарах. Следовательно, формула (91) в принципе таит в себе возможность получения некоторой информации и о массах нейтронных звезд пульсаров. Это важное обстоятельство, ибо такие данные о массах можно получить только путем исследования параметров двойных систем, один из компонентов которых нейтронная звезда.

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ
ЗВЕЗД В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПЕРИОДА
И РАДИОСВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ

PSR	P (с)	α°	ψ	$\lg L_0$ (эрг/с)	$k^{3/4} \mu_{30}$ (СГС)	μ_{30} $k=100$
1845-19	4.308	-	1.00	26.85	252	7.98
0320+39	3.032	-	1.00	27.46	269	8.50
0154+61	2.352	15	0.986	26.72	102	3.22
1910+20	2.233	29	0.897	27.64	218	6.90
2045-16	1.962	36	0.900	27.29	136	4.29
1112+50	1.656	32	0.859	26.19	42.8	1.35
1237+25	1.382	53	0.534	27.12	89.9	2.84
1700-32	1.212	48	0.616	28.06	161	5.10
2111+46	1.015	9	0.988	29.04	249	7.87
0149-16	0.8327	84	0.0141	26.65	120	3.79
1857-26	0.6122	25	0.952	28.15	60.1	1.90
1907-03	0.5046	33	0.881	29.00	99.9	3.16
1240-64	0.3885	33	0.881	29.79	140	4.42
0611+22	0.3349	36	0.900	28.41	34.6	1.10
1914+13	0.2818	67	0.189	28.27	43.9	1.39
0540+23	0.2460	38	0.843	28.15	18.9	0.597
2053+36	0.2215	34	0.888	28.47	21.2	0.672
1915+13	0.1946	68	0.173	28.45	32.5	1.03
1804-08	0.1637	63	0.273	28.54	23.5	0.743
0355+54	0.1564	51	0.571	27.95	10.1	0.320
1930+22	0.1444	83	0.0188	28.41	48.7	1.54
1356-60	0.1247	-	1.00	29.14	17.0	0.537
0833-45	0.0893	-	1.00	28.68	7.35	0.232
1913+16	0.05903	46	0.697	27.89	2.46	0.0779
0531+21	0.0331	-	1.00	29.16	3.00	0.0948

В последнем столбце табл. 2 приведены магнитные моменты пульсаров для случая $k=100$. Как видим, они приблизительно соответствуют тем представлениям, которые имеются о магнитных полях нейтронных звезд. Таким образом, если радиосветимость L_0 и угол наклона α пульсара известны, то формула (91) позволяет одновременно определить параметр k и магнитный момент μ . Эта возможность обусловлена тем, что в нашем качественном рассмотрении все объекты характеризуя одним и тем же коэффициентом размножения k .

Заманчивую возможность для определения магнитного момента нейтронной звезды таит в себе формула времени разрядки и восстановления магнитной воронки τ_2 , которое приблизительно равно продолжительности формирования радиоизлучения τ_3 . Установлено, что импульсы радиоизлучения пульсаров имеют характерную для каждого из них микроструктуру [9]: состоят из ряда отдельных узких импульсов с шириной и промежутками τ_4 между ними. Естественно время τ_2 можно отождествить с этим характерным временем микроимпульсов τ_4 . Однако потребовать

точное совпадение этих интервалов времени было бы не совсем корректным. Взамен этого мы должны написать $\tau_2 = c_\mu \tau_\mu$, где c_μ - число порядка единицы. Оно вводится для того, чтобы учесть возможные флуктуации в моментах появления микроимпульсов, учета неизбежных ошибок в измерениях микроструктуры профилей импульсов, а также учета неопределенностей, имеющихся в определениях высоты магнитной воронки и времени τ_2 .

Так, поставим в уравнение $\tau_2 = c_\mu \tau_\mu$ приведенное в (82) выражение τ_2 , произведем замену $B_1 = 2\mu/R^3$ и затем, решая это уравнение относительно μ , получаем

$$\mu_{30} \approx 2.19 \cdot 10^{10} \frac{c_\mu^3 P^{4/7}}{R_6^{6/7} \psi_1(\alpha)} \tau_\mu^3, \quad (92)$$

где

$$\psi_1(\alpha) = (C_\alpha^2 f^3 \cos^3 \alpha)^{1/7}.$$

В девятом столбце табл. 3 приведены значения комбинации $R_6^{6/7} \mu_{30}/c_\mu^3$ для пяти пульсаров, время τ_2 которых известно [9]. Для сравнения в шестом столбце приведены магнитные моменты тех же объектов, вычисленные по формуле (91), в предположении, что $k=100$.

Числа, приведенные в последнем столбце представляют те значения постоянной c_μ , для которых магнитные моменты, вычисленные по обоим способам, совпадают.

Наконец, обсудим вопрос о макроструктуре пульсарного радиопучка. В работе [10] проводились обширные исследования геометрической структуры профилей импульсов большого числа пульсаров и установлено, что у 6% случаев радиопучок несомненно состоит из внутреннего и наружного полых конусообразных компонентов. Причем у большинства из них имеется также центральный компонент (core beam). Для угловых радиусов конусообразных компонентов было найдено

$$\phi_{\text{inner}} = 0.0291 \Omega^{0.52}, \quad \phi_{\text{outer}} = 0.04 \Omega^{0.5}, \quad (93)$$

где углы выражены в радианах.

Не представляет труда убедиться в том, что половина угла раствора пучка радиоизлучения пульсара равна [11]

$$\phi \approx 1.5 \epsilon_m(r_m) \approx 1.5 C_\alpha \left(\frac{\Omega r_m}{c} \right)^{1/2}. \quad (94)$$

r_m и ϵ_m - координаты места формирования радиоизлучения пульсара. Отличие между углами ϵ_m и ϕ обусловлено тем, что изгибное радиоизлучение испускается не вдоль радиуса вектора, а по направлению касательной к магнитной силовой линии в точке (r_m, ϵ_m) . Разумеется здесь речь идет о магнитных силовых линиях наружного слоя радиационного канала, где в основном происходит формирование радиоизлучения.

Угол ϕ можно отождествить с углами, приведенными в (93), и таким способом определить расстояния, где образуются соответствующие

компоненты радиопучка. Итак, сравнивая (94) с (93), находим

$$r_{\text{inner}} \approx 113 \cdot 10^7 \Omega^{0.04}, \quad r_{\text{outer}} \approx 213 \cdot 10^7. \quad (95)$$

Эти расстояния такого же порядка, как и высота магнитной воронки

$$h \approx 117 \cdot 10^7 \Omega_1^{0.19} \mu_{30}^{1/3},$$

где $\Omega_1 = 0.1 \Omega$. Что касается центрального компонента радиопучка, то очевидно, он должен образоваться на сравнительно близком расстоянии от поверхности звезды. Правдоподобным является его образование на расстоянии порядка $z \approx z_m \approx 830 / (\Omega_1 \mu_{30}^{0.75})$ над магнитной шапкой звезды.

Конусообразный характер радиопучка пульсара соответствует представлению о том, что образование радиопучка пульсара в радиационном канале обусловлено изгибным излучением отрезков заряженных токов (сгустков зарядов), протекающих по силовым линиям поверхностного слоя с углами, приблизительно равными $\epsilon_m(r)$.

Таким образом, данные наблюдения подтверждают один из основных выводов нашего варианта теории о том, что очагом формирования радиоизлучения пульсара является магнитная воронка.

Вполне естественно, что радиопучок по форме подобен полному конусу. Так и должно быть, так как образование основной части радиоизлучения связано с наружным сравнительно тонким слоем магнитных силовых линий.

По-видимому, существование двух конусообразных компонентов радиопучка является отражением того факта, что в магнитной воронке действуют два противоположных потока частиц. Тогда напрашивается мысль считать, что наружный конусообразный компонент радиопучка генерируется отрезками потока вторичных позитронов, связанных с идущим по радиационному каналу вверх основным потоком электронов, а внутренний компонент генерируется отрезками потоков вторичных электронов, связанных с падающим на магнитную шапку звезды основным

Таблица 3

ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕННЫЕ МАСШТАБЫ
МИКРОИМПУЛЬСОВ ПЯТИ ПУЛЬСАРОВ [9] И
МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

PSR	P (с)	α°	ψ	$\lg L_0$	$R^{0.39} \mu_{30}$	ψ_1	$\tau \mu$ (мкс)	$\frac{R_s^{0.26}}{c^3} \mu_{30}$	$\frac{c \mu}{R_s^{0.16}}$
0950+08	0.253	12	0.976	26.34	0.123	0.965	175	0.0555	1.3
2016+28	0.558	39	0.828	28.17	1.80	0.695	290	0.551	1.5
1133+16	1.188	46	0.701	26.92	1.77	0.619	575	7.42	0.62
0834+06	1.274	30	0.913	27.22	2.28	0.803	1050	36.2	0.40
1919+21	1.337	45	0.723	27.52	3.43	0.629	1220	74.7	0.36

потоком позитронов. Однако трудно понять, почему в радиационном канале места формирования этих компонентов радиопучка пульсара так сильно раздвинуты друг относительно друга: $z_{\text{inner}} \approx 100$ км, и $z_{\text{outer}} \approx 200$ км. Непонятно также, почему расстояния мест образования этих компонентов радиопучка для всех пульсаров оказываются одинаковыми, в то время как высота магнитной воронки зависит от Ω и μ .

8. *Резюме.* Эта работа является продолжением и развитием наших предыдущих работ [12-14]. Проблема радиоизлучения рассмотрена для реального случая - наклонного ротатора. В связи с этим обобщением возникла необходимость повторить все выводы уже сделанные для случая соосного ротатора и заново обсудить почти все аспекты проблемы.

Перечислим основные вопросы, рассмотренные в этой статье и приведем краткое изложение наиболее важных результатов.

1. Исследована проблема радиоизлучения для того случая, когда магнитная ось нейтронной звезды не совпадает с осью ее вращения. При этом предположено, что магнитное поле в звезде и ее магнитосфере является дипольным.

2. Используя допущение о том, что плазма в звезде и ее магнитосфере заморожена в магнитное поле, определено электрическое поле в этих областях пульсара. Затем, предполагая, что электрическое поле в радиационном канале (канал открытых магнитных силовых линий) в основном обусловлено кинематикой вращающегося магнитного поля, найдено (путем решения уравнения $\Delta\phi=0$) согласованное с другими областями электрическое поле для этой области для случая соосного ротатора. Используя этот результат, нестандартным способом определено также и электрическое поле в радиационном канале наклонного ротатора. Это решение представлено в (28). Относительно магнитных силовых линий поперечный компонент напряженности этого электрического поля очень мал по сравнению с его продольным компонентом. Для теории радиоизлучения пульсара важное значение имеет только продольный компонент $E_{\parallel}$, выражение которого приведено в (30).

3. Произведено уточнение полярного угла точек крайней открытой магнитной силовой линии радиационного канала. Отличие от случая соосного ротатора несущественное (см. формулу (35)).

4. Существенное значение для теории радиоизлучения пульсара имеет радиус кривизны открытых магнитных силовых линий, ибо им определяется изгибное излучение частиц. Мы приняли за основу выражение (38), соответствующее нашему допущению о том, что магнитное поле пульсара дипольное.

5. Благодаря тому, что магнитное поле очень сильное ($B_p \approx 10^{12}$ Гаусс) движение частиц в радиационном канале происходит только по силовым линиям. Их движение в поперечном направлении невозможно из-за весьма эффективного синхротронного излучения. Произведено численное интегрирование [12] уравнения движения частицы в радиационном канале, и найдены хорошие аппроксимации для энергии (см. формулу (44)-(46)).

6. В нижней части радиационного канала, где магнитное и электрическое поля сравнительно сильные:

$$10^{10} \lesssim B \lesssim 10^{13} \text{ Гс}, \quad E_B \approx \frac{\Omega R}{c} B$$

формируется особая область, где имеется происходит процесс образования радиоизлучения пульсара. Она называется *магнитной воронкой* и является основным структурным элементом пульсара.

Из-за того, что здесь частицы совершают свое движение по искривленным магнитным силовым линиям, они испускают изгибное излучение. Сила реакции этого излучения растет пропорционально γ^4 , где γ - релятивистский множитель частицы ($\gamma m_e c^2$ - энергия частицы), поэтому она быстро догоняет действующую на частицу электрическую силу eE_B , почти полностью компенсируя ее. Благодаря этому обстоятельству на сравнительно коротком отрезке пути порядка

$$z_m \approx 8.32 \Omega^{-1} \mu_{30}^{-3/4}$$

энергия частицы достигает значения насыщения, равного $\gamma_m m_e c^2 x^{-3/4}$, где $x = r/R$, а $\gamma_m \approx 2.73 \cdot 10^8$ (см. формулу (41)).

Характерная энергия, испускаемая электроном кванта изгибного излучения, равна

$$\hbar \omega_e \approx 4.39 \cdot 10^6 \Omega^{0.5} \mu_{30}^{0.75} x^{-2.75} \text{ МэВ}$$

(см. (47)). Средняя длина пробега электрона для испускания кванта с такой энергией равна

$$l_e \approx 219 \Omega^{-0.5} \mu_{30}^{-0.25} x^{1.25} \text{ см.}$$

В условиях сильного магнитного поля кванты таких высоких энергий неустойчивы относительно процесса аннигиляции $\hbar \omega_e \rightarrow e^+ e^-$. Здесь магнитное поле играет роль третьего тела, обеспечивающего сохранение импульса. Пробег кванта для этого процесса равен

$$l_\gamma \approx 300 \Omega^{-1} \mu_{30}^{-1.75} x^{6.25} \text{ см.}$$

Темп размножения частиц в магнитной воронке определяется суммой вышеперечисленных пробегов

$$l \approx z_m + l_e + l_\gamma \approx 595 \Omega^{-1} \mu_{30}^{-1.75} x^{6.25} \text{ см}$$

Следующим важным понятием является высота магнитной воронки. Она по своему физическому смыслу должна быть такой, чтобы на всех высотах над магнитной шапкой темп процесса размножения частиц был примерно одинаковым. В таком понимании

$$h \approx 7.56 \cdot 10^6 \Omega^{0.19} \mu_{30}^{1/3}$$

Во всех перечисленных определениях зависящие от радиуса множители опущены, ибо для нейтронных звезд $R_e \approx 1$. Опущены также зависящие от угла наклона α множители. Они также мало отличаются от единицы, если, конечно, значение α не слишком близко к $\pi/2$.

7. Благодаря тому, что $l \ll h$, размножение электронно-позитронных пар на всех высотах в магнитной воронке происходит приблизительно с одинаковым темпом. При этом электроны с ускорением движутся вверх, а позитроны - вниз к полюсу звезды (в случае $\alpha < \pi/2$). Важно то, что частица после своего рождения в акте аннигиляции кванта, на срав-

нительно небольшом отрезке пути порядка $z_m \approx 8000/\Omega$ см ускоряется до энергии, приблизительно равной энергии первичных электронов. В результате с течением времени в магнитной воронке формируются два ультрарелятивистских, по существу одинаковых потоков частиц: стремящийся вверх по радиационному каналу поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Энергия основной части частиц в этих потоках приблизительно описывается аппроксимацией $\gamma_m m_e c^2 x^{-3/4}$, т.е. по сути дела определяется продольным компонентом напряженности электрического поля в рассматриваемом месте.

Темп образования электронно-позитронных пар настолько высок, что несмотря на катастрофическую утечку частиц со дна и потолка магнитной воронки, в ней образуется плазма, в которой плотность частиц со временем экспоненциально растет:

$$n(r, t) \approx \eta \frac{\Omega B_z \cos \alpha}{2\pi e c x^3} e^{t/\tau}.$$

Здесь

$$\frac{\Omega B_z \cos \alpha}{2\pi e c x^3}$$

плотность облака, которое образуется потоком первичных электронов, инжектируемых от полюса звезды, η - общее число частиц в расчете на один первичный электрон в момент $t=0$, когда в магнитной воронке устанавливается квазиравномерное распределение частиц, наконец,

$$\tau \approx 3.93 \cdot 10^{-7} \Omega^{-0.81} \mu_{30}^{-1.42} \text{ с},$$

характерный масштаб времени активной работы магнитной воронки после установления в ней приблизительно равномерного распределения частиц.

Рост плотности частиц в магнитной воронке, после ее восстановления, разумется не может продолжаться долго. Через некоторое время τ_1 должно произойти захлопывание, при котором продольное электрическое поле исчезает. После разрядки магнитной воронки, немедленно начинается процесс ее восстановления. Он начинается от магнитной шапки: здесь образуется небольшая щель, потолок которой со скоростью света раздвигается вверх до достижения высоты $z \approx h$.

Таким образом, работа магнитной воронки кроме времени τ характеризуется еще тремя другими интервалами времени τ_1 , τ_2 и τ_3 . Из них τ_1 представляет продолжительность действия радиационных процессов размножения частиц после завершения восстановления магнитной воронки: $\tau_1 \approx \tau$. Время τ_2 представляет продолжительность процессов разрядки и восстановления магнитной воронки до высоты $z \approx z_m$. Наконец τ_3 представляет время активной работы магнитной воронки, т.е. продолжительность процесса формирования радиоизлучения пульсара. Действие радиационных процессов, приводящих к образованию радиоизлучения пульсара, начинается с высоты $z \approx z_m$, над магнитной шапкой и завершается через сравнительно малое время τ_1 после полного

восстановления рабочего режима магнитной воронки. Поскольку $z_m \ll h$, то $\tau_1 \approx \tau_2 \approx h/c \approx 2.5 \cdot 10^{-4} \Omega^{0.19} \mu_{30}^{1/3}$. Заметим, что разрядка магнитной воронки наступает до того, как плазма в ней становится непрозрачной для распространения радиоволн.

8. Теперь о конкретном механизме образования радиоизлучения пульсара. Направленный вверх основной поток электронов сопровождается обильным потоком квантов изгибного излучения высоких энергий $\hbar\omega_c$. Пройдя расстояние l , кванты этого потока аннигилируются на электронно-позитронную пару, с $\gamma_{\pm} \approx \hbar\omega_c / 2m_e c^2 \approx 4.3 \cdot 10^6 \Omega^{0.5} \mu_{30}^{0.75} x^{-2.75}$. Позитрон после своего рождения на коротком отрезке пути порядка $110 \Omega^{-0.5} \mu_{30}^{-0.25} x^{-0.75}$ см, преодолевая тормозящее действие электрической силы сначала движется вверх, затем после полного торможения, изменяя направления движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды. Важным обстоятельством здесь является то, что перед изменением направления движения, на узком отрезке пути $0.01 x^{4.2} / (\Omega^{1.2} \mu_{30})$ см энергия позитрона становится как раз такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон.

То же самое можно сказать и о вторичных электронах, сопровождающих падающий на магнитную шапку звезды основной поток позитронов. В этом случае также, в среднем через каждый интервал расстояния l_e рождается обильный поток квантов изгибного излучения, который после прохождения расстояния l исчезает, порождая поток e^+e^- пар. Сначала на небольшом расстоянии электрон в этих парах вместе со своим напарником-позитроном движется вниз к полюсу звезды, затем после полного торможения, изменяя направление движения, стремится вверх, и когда на отрезке пути порядка $0.01 x^{4.2} / \Omega^{1.2} \mu_{30}$ его энергия становится равной $m_e c^2 \gamma$ ($\gamma_- = \gamma_+ \approx 371 \omega^{1/3}_{10} (x/\Omega)^{1/6}$, где ω - частота радиоизлучения) испускает изгибное излучение с частотами, принадлежащими радиодиапазону.

Таким образом, в период активной работы магнитной воронки в ней формируются две системы узких полосок потока вторичных позитронов (связанный с основным потоком электронов) и потока вторичных электронов (связанный с основным потоком позитронов), которые генерируют изгибное радиоизлучение. При этом радиоизлучение в основном генерируется заряженными потоками частиц (позитронов и электронов), проходящими по тонкому наружному слою радиационного канала, где радиус кривизны магнитных силовых линий сравнительно мал.

Наружный кольцеобразный элемент тока позитронов (электронов) с размерами ξ , η , $2\pi\eta$ соответственно в продольном, поперечном и азимутальном направлениях (относительно магнитных силовых линий), по сути дела является движущимся по магнитной силовой трубке со скоростью света сгустком заряда, поэтому генерирует изгибное радиоизлучение когерентным образом, если, конечно, его размеры в поперечном и продольном направлениях не превышают длину излучаемых волн. Этот заряд достаточно большой: так, подставляя в формулу (85),

$\xi \approx \pi e \approx 2\pi c/\omega$, $\omega \approx 2.5 \cdot 10^9$, $s=1$, $k=100$ получаем для числа частиц в рассматриваемых кольцеобразных элементах

$$N \approx \frac{Q}{e} \approx \frac{10^{18}}{x^3} \Omega \mu_{30}.$$

9. Вычислена радиосветимость пульсара, она описывается формулой (89). Правильное представление о величине радиосветимости можно получить, если в эту формулу подставить $s \approx 1$, $k \approx 100$, $\psi \approx 1$ и $\omega_{10} \approx 0.08\pi$ (в соответствии с тем, что на частоте $\nu \approx 400$ МГц спектр энергии радиоизлучения имеет максимум). В результате мы имеем следующую оценку радиосветимости пульсара

$$L \approx 7.4 \cdot 10^{23} \Omega^{3.52} \mu_{30}^{4/3} \text{ эрг/с.}$$

Приравнивая теоретическую L и наблюдаемую L_0 радиосветимости пульсара, получаем следующую оценку для магнитного момента нейтронной звезды

$$\mu_{30} \approx \frac{P^{1.32}}{R_6^{0.4}} \left(\frac{2.1 \cdot 10^{-27} L_0}{\psi} \right)^{3/8}.$$

Выражение ψ приведено в (89): при углах наклона $\alpha < 50^\circ$ величина этой функции порядка единицы. Вычисление ψ не представляет труда, если α известна.

Вычисленные по этой формуле магнитные моменты нейтронных звезд приведены в последнем столбце табл. 2. Из этих данных отчетливо видно, что магнитные моменты медленных пульсаров заметно больше быстрых. Этот результат согласуется с теми очевидными фактами, что магнитный момент звезды тем больше, чем больше ее масса, а нейтронные звезды с большей массой в среднем должны вращаться медленнее, чем звезды с малой массой. Следовательно, полученный результат о магнитных моментах несомненно является свидетельством того, что масса нейтронных звезд быстрых пульсаров заметно меньше массы нейтронных звезд медленных пульсаров. Примечательно и то, что относительная ширина интервала рассчитанных магнитных моментов получается такой, какой является относительная ширина интервала масс нейтронных звезд. Масса нейтронных звезд в зависимости от центрального давления изменяется в интервале $0.031 \leq M/M_\odot \leq 2.14$ [4,5], а согласно данным, приведенным в табл. 2, магнитные моменты типичных (по периодам) пульсаров имеют значения в интервале $0.08 \leq \mu_{30} \leq 8$, т.е. $M_{\max}/M_{\min} \approx \mu_{\max}/\mu_{\min}$.

10. По нашей версии механизма образования радиоизлучения пульсара, радиоимпульс должен иметь микроструктуру, т.е. он состоит из отдельных микроимпульсов, с шириной и интервалом между ними порядка

$$\tau_2 \approx h/c \approx 2.5 \cdot 10^{-4} \Omega^{0.19} \mu_{30}^{1/3} \text{ с.}$$

Отождествляя этот интервал с наблюдаемым средним характерным временем τ_μ в микроструктуре профилей радиоимпульсов пульсара, мы

получаем принципиальную возможность непосредственного определения магнитного момента нейтронной звезды.

В девятом столбце табл. 3 приведены, вычисленные этим способом, магнитные моменты пяти пульсаров, для которых времена микроструктуры известны. Вычисленные таким способом и по первому способу, магнитные моменты нейтронных звезд приблизительно согласуются друг с другом.

Ерванский государственный
университет, Армения

RADIOEMISSION OF PULSARS II (inclined rotator)

G.S.SAHAKIAN

A new mechanism for formation of pulsars radioemission is proposed. A formula of radioluminosity of pulsars is deduced for the case of inclined rotator.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, УФН, 150, 257, 1986.
2. J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, Astrophys. J., Suppl.Series, 88, 529, 1993.
3. Г.С.Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс., Наука, М., 1972.
4. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, Astrophys. Spac.Sci, 95, 305, 1983.
5. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, Изд.ОИЯИ. Дубна, 1995.
6. Joanna M.Rankin, Astrophys.J., Suppl.Series, 85, 145, 1993.
7. A.G.Lyne, R.N.Manchester, MNRAS, 234, 477, 1988.
8. Joanna M.Rankin, Astrophys.J., 352, 247, 1990.
9. R.N.Manchester, J.H.Taylor, Pulsars; Freeman and Company, 1977.
10. Joanna M.Rankin, Astrophys.J., 405, 285, 1993.
11. Г.С.Саакян, Астрофизика, 36, 87, 1993.
12. Г.С.Саакян, Астрофизика, 37, 97, 1994.
13. Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 37, 255, 1994.
14. Г.С.Саакян, Астрофизика, 38, 143, 1995.