

УДК: 524.354.4—77

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ. II

Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 11 апреля 1988

Принята к печати 10 января 1989

В работе доказано, что радиоинтенсивность излучения пульсаров, приходящаяся на единичный угол по азимутальному направлению φ , обратно пропорциональна характеристическому времени жизни пульсаров. Показано, что отношение интенсивности радиоизлучения системы протонных вихревых нитей к интенсивности энерговыделения зависит только от отношения микроскопических параметров сверхтекучих протонов. Показано также, что излученная в радиодиапазоне энергия может переноситься без существенных потерь к поверхности звезды, в виде магнитозвуковых колебаний.

1. *Введение.* В работах [1, 2] было показано, что интенсивность энерговыделения из-за движения протонных вихревых нитей, приходящаяся на единичный угол по азимутальному направлению φ , обратно пропорциональна характеристическому времени жизни пульсаров. Предполагая, что эта интенсивность пропорциональна радиоинтенсивности пульсаров, с коэффициентом пропорциональности, не зависящим от параметров пульсаров, в работе [2] были рассчитаны радиусы для 291 пульсара. Полученные расчетные радиусы хорошо согласуются с теорией внутреннего строения нейтронных звезд.

Настоящая статья, которая является продолжением работы [2], ставит перед собой цель доказать, что вышеуказанное предположение правильно. Как будет показано ниже, отношение интенсивности радиоизлучения системы протонных вихревых нитей к интенсивности энерговыделения зависит только от отношения микроскопических параметров сверхтекучих протонов. Будет также показано, что излученная в радиодиапазоне энергия может переноситься без существенных потерь к поверхности звезды в виде магнитозвуковых колебаний.

2. *Излучение электромагнитных волн на границе ядра нейтронной звезды.* Как уже отметили, освобождение энергии на поверхности сверхтекучего и сверхпроводящего ядра нейтронной звезды происходит из-за того, что сильно неоднородное поле в виде вихревой сети появляется в пор-

мальной коре нейтронной звезды, где проводимость заряженного компонента σ конечная. Так как поперечные градиенты магнитного поля велики, происходит быстрая диффузия магнитного поля в поперечном направлении. Фактически происходит «аннигиляция» магнитных дипольных моментов, связанных с нейтронным вихрем. Характерное время «аннигиляции» порядка $\tau = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}$, где L — характерные размеры поперечных градиентов магнитного поля. Этот процесс приводит к укорачиванию длины магнитного момента, связанного с нейтронным вихрем. Причем длина укорачивания будет равной $\Delta l_t = \frac{dl_t}{dt} \cdot \tau$. Далее, за такое же время τ происходит «появление» нового участка длиной Δl_t кластера протонных вихрей. Таким образом, над поверхностью ядра образуется активная область с высотой Δl_t , где происходит появление и аннигиляция магнитного момента. Эта область и будет областью образования электромагнитного излучения.

Формула интенсивности излучения меняющегося во времени магнитного диполя имеет вид:

$$W = -\frac{2}{3c^3} \ddot{M}^2, \quad (1)$$

где M — магнитный момент и c — скорость распространения электромагнитных волн.

Как уже отметили, на поверхности ядра нейтронной звезды, радиус которого равняется R_1 , выходят кластеры протонных вихрей с радиусом кластера r_1 . Причем расстояние между центрами этих кластеров равняется b и $b \geq r_1$. Следовательно, такое же распределение будут иметь магнитные моменты над поверхностью сверхтекучего ядра. Магнитный момент единицы длины, связанный с одним нейтронным вихрем, равен [3]:

$$M = \frac{3\bar{B}}{8} r_1^2, \quad (2)$$

где \bar{B} — средняя магнитная индукция кластера протонных вихрей.

Так как характерная длина излучения порядка $\lambda \sim c \cdot \tau$, то объемы, излучающие когерентно, будут порядка $\pi\lambda^3$. Тогда магнитный момент когерентно излучающего объема будет:

$$M_{\lambda V} = \frac{3\bar{B} r_1^2}{8b^2} \lambda^3. \quad (3)$$

Интенсивность излучения этого объема равняется:

$$W_{\Delta V} = \frac{3 \bar{B}^2}{32c^3} \left(\frac{r_1}{b} \right)^4 \lambda^6. \quad (4)$$

Полная интенсивность излучения находится умножением $W_{\Delta V}$ на число когерентно излучающих участков. Если обозначить dN_k^i — число когерентных участков в интервале r_k и $r_k + dr_k$ для i -ого пульсара, то оно равняется

$$dN_k^i = \frac{\Delta l_k 2\pi r_k dr_k}{\pi \lambda^3} \frac{w_i}{p_i}, \quad (5)$$

где r_k — расстояние k -ого вихря от оси вращения нейтронной звезды, а w_i и p_i — ширина импульса и период i -ого пульсара соответственно. Тогда, если учесть также, что

$$\Delta l_k = \frac{dl_k}{dt} \tau \quad \text{и} \quad \bar{B} \simeq \frac{B}{c^2}, \quad (6)$$

то получим

$$dW_i = \frac{3}{16} \bar{B}^2 \left(\frac{r_1}{b} \right)^4 \left(\frac{\lambda}{c \cdot \tau} \right)^3 \frac{dl_k}{dt} r_k dr_k, \quad (7)$$

где $l_k = \sqrt{R_k^2 - r_k^2}$. Как известно [1],

$$\frac{dl_k}{dt} = 2 \left| \frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i} \right| \frac{r_k^2}{\sqrt{R_k^2 - r_k^2}}, \quad (8)$$

и если ввести обозначение $x = r_k/R_k = \cos \alpha$, то окончательно получим:

$$dW_i = \frac{3}{8} \bar{B}^2 \left(\frac{r_1}{b} \right)^4 \left(\frac{\lambda}{c \cdot \tau} \right)^3 \left| \frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i} \right| R_i^3 \cos^3 \alpha d\alpha. \quad (9)$$

Полную интенсивность излучения можно найти интегрируя выражение (9) по α от 0 до $\pi/2$:

$$W_i = \frac{\bar{B}^2}{4} \left(\frac{r_1}{b} \right)^4 \left(\frac{\lambda}{c \cdot \tau} \right)^3 \left| \frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i} \right| R_i^3. \quad (10)$$

Мы уже отметили, что $\lambda \sim c \cdot \tau$, следовательно, окончательно имеем:

$$W_i = \frac{\bar{B}^2}{4} \left(\frac{r_1}{b} \right)^4 R_i^3 \left| \frac{\dot{\Omega}_i}{2\Omega_i} \right|. \quad (11)$$

Отношение полной интенсивности излучения электромагнитных волн к интенсивности энерговыделения можно найти из формулы (1) [2] и (9). Оно равняется

$$\frac{W_i}{I_i} = \frac{3}{4} \left(\frac{r_1}{b} \right)^2. \quad (12)$$

Таким образом, излучается только часть энергии, выделенной на поверхности ядра нейтронной звезды. Причем, эта часть увеличивается, когда $r_1 \rightarrow b$, и достигает максимального значения, равного 0.75 при $r_1 = b$.

Итак, формула (11) отличается от (1) работы [2] только постоянным коэффициентом, являющимся одним и тем же для данной подпопуляции пульсаров. Это означает, что определение радиусов ядер нейтронных звезд, проведенное в работе [2], остается в силе, только придется выбрать другие параметры для λ и ξ для двух рассмотренных нами подпопуляций пульсаров. Этот выбор, который можно провести более тщательно, может даже улучшить ситуацию, описанную в работе [2]. Результаты этого рассмотрения будут опубликованы в ближайшем будущем.

Таким образом, изменение магнитного момента происходит за характерное время τ , которое можно оценить по формуле:

$$\tau = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^3}, \quad (13)$$

где L — длина характеристических поперечных градиентов вблизи нейтронных вихрей, σ — электрическая проводимость среды. Зная τ , можно оценить характерную частоту излучения:

$$\omega \sim \frac{1}{\tau} \sim \frac{10^{20}}{\sigma L^2} \text{ с}^{-1}. \quad (14)$$

В переходном слое между сверхтекучим ядром и корой нейтронной звезды электрическая проводимость σ уменьшается довольно быстро от значения 10^{20} с^{-1} до 10^{22} с^{-1} , тогда как L растет от значения 10^{-9} см до 10^{-4} см [5, 6]. Это означает, что диапазон изменений характерных частот излучения будет зависеть от значения σL^2 в этом слое. Заметим, что если $L \sim 10^{-9} - 10^{-10} \text{ см}$ — характерная длина неоднородности магнитного поля внутри протонного кластера, то между протонными кластерами характерные длины градиентов магнитного поля порядка $10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}$. Для оценки характерной частоты распада индивидуальных вихрей мы должны брать $\sigma \sim 10^{20} \text{ с}^{-1}$ и $L \sim 10^{-9} - 10^{-10} \text{ см}$, что даст нам для частот излучения значения $\omega \sim 10^9 - 10^{11} \text{ с}^{-1}$. При расчете частот излучающихся при распаде кластеров вихрей разумнее брать $\sigma \sim 10^{22} \text{ с}^{-1}$ и $L \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ см}$, что даст частоты порядка $\omega \sim 10^8 - 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, диапазон характерных частот излучения довольно широкий, он меняется от значения 10^{11} с^{-1} до 10^6 с^{-1} . Конечно, это утверждение имеет только качественный характер. Для более точного определения характеристических частот мы должны знать структуру переходного слоя, толщину, закон изменения σ и L в этом слое. К сожалению, задача о переходном слое плохо исследована, и имеющиеся в литературе данные о ней не всегда сходятся друг с другом. Строение переходного слоя до сих пор является спорным вопросом в теории внутреннего строения нейтронных звезд.

Однако, несмотря на существующую неопределенность, замечательным является качественный результат о том, что эти частоты лежат в радиодиапазоне, т. е. в диапазоне частот, на которых излучают пульсары.

3. *Магнитозвуковые волны в коре нейтронной звезды.* Кора нейтронной звезды представляет из себя плотную, полностью ионизированную плазму, физические свойства которой хорошо изучены [6, 7, 9]. Магнитное поле внутри коры довольно сильное и может принимать значение от 10^{12} Гс до $3 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$. Электромагнитные волны, излучаемые ядром нейтронной звезды ($\omega \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$), для такой среды являются низкочастотными колебаниями. Как известно, в намагниченной плазме низкочастотные колебания могут распространяться в виде двух волн: альвеновских и магнитозвуковых [8]. Для исследования вопроса о возможности их распространения без существенных потерь сначала оценим скорости распространения этих волн. Ясно, что, чем больше скорость распространения волн, тем легче им пройти кору нейтронной звезды. Как покажут эти оценки, внутренняя кора прозрачна только для быстрых магнитозвуковых волн, тогда как внешняя кора прозрачна и для альвеновских волн.

Начнем с оценки скоростей быстрых магнитозвуковых и альвеновских волн. Закон дисперсии для магнитозвуковых волн, когда $\vec{k} \perp \vec{B}$, что имеет место вблизи экваториальной плоскости, имеет простой вид:

$$k = \frac{\omega}{v}, \quad (15)$$

где v — скорость быстрых магнитозвуковых волн и равняется:

$$v = \sqrt{c_s^2 + c_A^2}. \quad (16)$$

Здесь v — скорость звуковых волн, а c_A — скорость альвеновских волн. Скорость звуковых волн определяется формулой

$$c_s = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S^{1/2}, \quad (17)$$

тогда как скорость альвеновских волн равна

$$c_A = \frac{B}{(4\pi\rho)^{1/2}}. \quad (18)$$

Для определения c_S мы должны знать уравнение состояния $P = P(\rho)$, которое хорошо изучено в коре нейтронной звезды. Как видно, c_S , c_A , следовательно и v , являются функциями плотности. На рис. 1 приведены зависимости скоростей c_S , c_A и v от плотности. Причем, при расчетах для внутренней коры использовано уравнение состояния из работы [9], а для внешней коры уравнение состояния взято из работы [6].

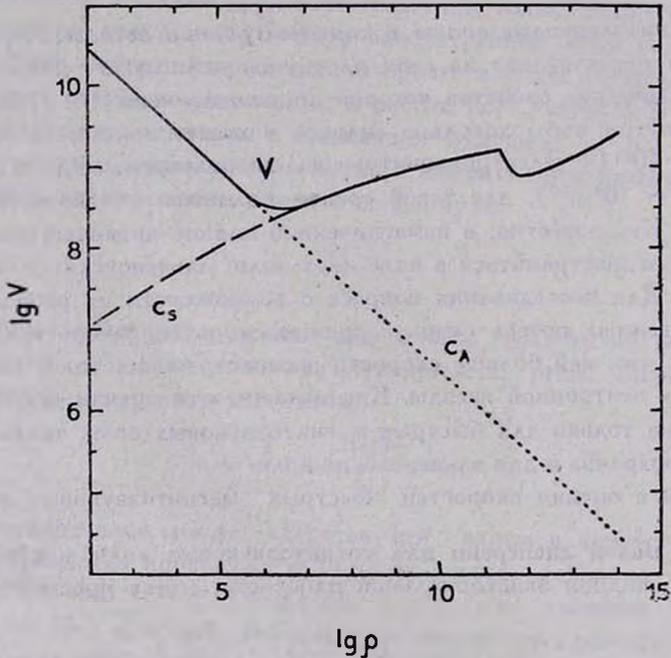


Рис. 1. Зависимость логарифма скорости магнитоэвжовых волн от логарифма плотности материи.

Из рис. 1 видно, что при $10^6 \text{ г/см}^3 < \rho < 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, $c_S > c_A$, причем при $\rho > 1.6 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ имеет место условие $c_S \gg c_A$, следовательно, $v \simeq c_S$. При плотностях $10^6 \text{ г/см}^3 \lesssim \rho \lesssim 10^7 \text{ г/см}^3$ $c_S \approx c_A$ и $v = \sqrt{c_S^2 + c_A^2} = \sqrt{2} c_A$. При низких плотностях $\rho \lesssim 10^6 \text{ г/см}^3$, $c_A \gg c_S$ и $v \simeq c_A$. Это означает, что во внутренней коре $\rho \gtrsim 10^7 \text{ г/см}^3$ скорость

магнитозвуковых волн равняется просто скорости звука c_s , а во внешней коре $\rho \leq 10^6$ г/см³ она равняется скорости альвеновских волн c_A . Отметим также, что скорость быстрых магнитозвуковых волн на основании и в конце коры нейтронной звезды стремится к скорости света $v \simeq 3 \cdot 10^9$ см/с и ее минимальное значение порядка $v \simeq 3 \cdot 10^8$ см/с. Следовательно, отношение этой скорости к скорости света не может быть меньше чем 10^{-2} . Заметим, что в довольно широком интервале плотностей, 10^6 г/см³ $\leq \rho \leq 2 \cdot 10^{14}$ г/см³, скорость v меняется всего на один порядок.

Теперь перейдем к оценке поглощения магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды. Поглощение происходит из-за наличия омических потерь и тепловыделения из-за вязкости и теплопроводности среды. Если рассмотреть магнитозвуковую волну как плоскую, распространяющуюся вблизи экваториальной плоскости по радиусу к поверхности звезды, то поглощение на расстоянии r_1 определяется мнимой частью волнового вектора $k = k_1 + ik_2$, которая равняется:

$$k_2 = \frac{\omega}{v} \delta. \quad (19)$$

Здесь δ — отношение мнимой части частоты колебания к действительной: $\delta = \omega_2/\omega$. Для трех вышеуказанных процессов, которые приводят к превращению магнитозвуковых колебаний в тепло, в работе [8] приведены формулы, определяющие δ :

$$\delta_1 = \frac{c^2}{8\pi\sigma\omega} k^2, \quad \delta_2 = \frac{1}{2\omega\rho} \left(\frac{\eta_0}{3} + \eta_1 \right) k^2, \quad \delta_3 = \frac{(\gamma - 1)^2 T}{2\omega\rho c_A^2} \kappa k^2, \quad (20)$$

где σ , η_0 и η_1 , κ — электрическая проводимость, коэффициенты вязкости и теплопроводности, соответственно, γ — адиабатический индекс среды и ρ — плотность вещества среды.

В работе [6] были рассчитаны ε , η_0 и κ для коры нейтронной звезды в диапазоне плотностей 10^8 г/см³ $\leq \rho \leq 2 \cdot 10^{14}$ г/см³. Как было показано, при $\rho \geq 10^8$ г/см³ $\omega_B \tau_T \ll 1$, следовательно, влиянием магнитного поля на значения кинетических коэффициентов можно пренебречь. Отметим также, что при $\omega_B \tau_T \ll 1$ $\eta_1 \approx 0$. Следовательно, для вышеуказанного диапазона плотностей полное δ будет:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3. \quad (21)$$

Подставляя (20) и (21) в (19), для k_2 получим следующее выражение:

$$k_2 = \frac{\omega^2}{2v} f, \quad (22)$$

где

$$f = \frac{c^2}{4\pi z} + \frac{\eta_0}{3\rho} + \frac{(\gamma - 1)^2 T}{\rho c_A^2} z.$$

Условие, при котором магнитозвуковые волны пройдут оболочку нейтронной звезды без существенного поглощения, следующее:

$$\int_{R_1}^{R_2} k_2 dr \ll 1. \quad (23)$$

Здесь R_1 — радиус ядра нейтронной звезды, а R_2 — радиус соответствующей плотности $\rho = 10^8$ г/см³. Подставляя значение k_2 из (22) в условие (23), последнее можно записать в следующем виде:

$$\omega \ll \left[\int_{R_1}^{R_2} \frac{f \cdot dr}{2v^3} \right]^{-1/2} = \omega_0. \quad (24)$$

Это условие определяет верхний предел частот, для которых поглощение несущественно. Используя результаты работы [6], мы рассчитали подынтегральную функцию в (24) как функцию от плотности. Результаты этих расчетов приведены на рис. 2.

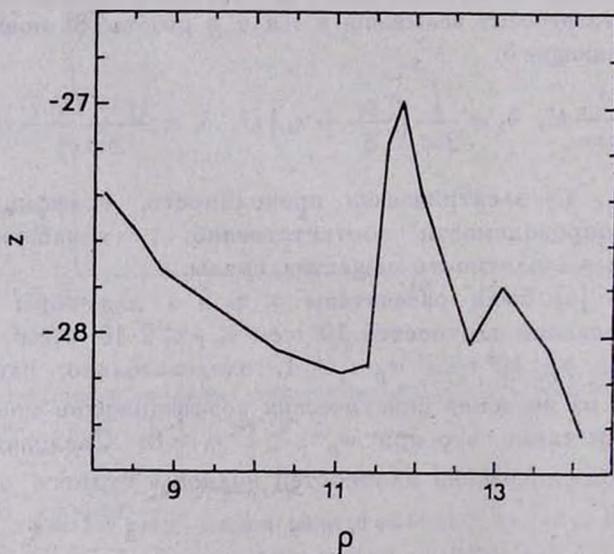


Рис. 2. Зависимость подынтегральной функции z от логарифма плотности материи.

Как видно из рис. 2, z меняется в узком диапазоне при изменении ρ в довольно широком интервале. Для расчета интеграла (24) мы должны

знать зависимость $\rho = \rho(r)$, которая уже зависит от модели нейтронной звезды. Следовательно, для каждой конкретной модели требуется отдельное рассмотрение. Однако в этой статье ограничимся только оценкой величины интеграла, используя общие свойства коры. Как хорошо известно, для разных моделей нейтронных звезд $|R_2 - R_1|$ не может быть больше 10^5 см. Беря для функции z ее среднее значение $z = 3 \cdot 10^{-28}$ и $|R_2 - R_1| = 10^5$, для минимального значения ω_0 получим $\omega_0 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Следовательно, волны с $\omega \ll \omega_0$ пройдут этот слой почти без поглощения.

Для оценки поглощения, когда $\rho < 10^8 \text{ г/см}^3$, требуется более детальное исследование. В частности, должно быть определено влияние магнитного поля на кинетические коэффициенты среды. Однако можно грубо оценить частоту, ниже которой поглощение в этом слое несущественно.

В действительности, когда $\rho < 10^8 \text{ г/см}^3$, скорость распространения магнитозвуковых волн быстро растет, приближаясь к скорости света. С другой стороны, как видно из рис. 2, в этой области плотностей основное поглощение связано с омическими потерями. Если учесть, что электрическая проводимость среды не может быть меньше, чем 10^{18} с^{-1} , то максимальное значение δ_1 будет порядка $\delta_1 \sim 10^2$. В этом случае $z \sim 10^{-23} \text{ см}^{-1}$, и если брать для толщины слоя при $\rho \lesssim 10^8 \text{ г/см}^3$ значение $\Delta R \sim 10^5 \text{ см}$, то для ω_0 получим значение $\omega_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, как показывают оценки, магнитозвуковые волны с частотой $\omega \ll 10^{10} \text{ с}^{-1}$ могут пройти кору нейтронной звезды без существенных потерь. Сейчас проводятся более детальные исследования этого вопроса, результаты которых будут опубликованы в будущем.

В заключение выражаю благодарность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения и заведующему кафедрой астрофизики Корнельского университета (США) профессору Е. Терзяну за предоставление необходимых условий для выполнения этой работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A NEW MECHANISM OF RADIATION OF PULSARS. II

D. M. SEDRAKIAN

It has been shown that radiointensity of pulsar radiation is proportional to the angle of active zone and inverse proportional to the characteristic life time of pulsars. The ratios radioactivity of pulsar radiation to the energy output from the system of the proton vortices depends only on the microscopic parameters of the individual proton vortex. Radiation energy can pass through the crust to the surface of the star in the form of magnetosonic waves without any absorption.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 25, 323, 1986.
2. Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 1988, (в печати).
3. Г. С. Мкртчян, Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 19, 135, 1983.
4. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрофизика*, 15, 647, 1979.
5. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, *Астрон. ж.*, 57, 213, 1980.
6. Д. М. Седракян, А. К. Аветисян, *Астрофизика*, 26, 489, 1987.
7. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
8. С. Н. Бразинский, *Вопр. теории плазмы*, вып. 1, 183, 1963.
9. G. Baum, H. Bethe, S. Pethik, *Nucl. Phys.*, A176, 225, 1971