

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

НОЯБРЬ, 1975

ВЫПУСК 4

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ ПУЛЬСАРОВ

Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРИАН, Р. М. АВАКЯН,
Г. П. АЛОДЖАНЦ

Поступила 12 июля 1974

В работе предлагается новый механизм генерации космических лучей в магнитосфере пульсаров. Получены формулы полного числа частиц в магнитосфере, скорости уменьшения этого числа со временем и второй производной периода по времени. Исходя из наблюдаемого потока космических лучей, оценено полное число пульсаров в Галактике, а также их распределение по периодам (предполагается, что космические лучи в основном генерируются пульсарами).

В ряде работ [1—3] высказывалась идея о том, что космическое излучение генерируется в пульсарах. В работах [2, 3] предполагается, что космические лучи высоких энергий образуются путем ускорения частиц за световым цилиндром в волновом поле магнитно-дипольного излучения ко-со ротатора.

В данной работе предлагается иной механизм генерации частиц космического излучения в магнитосфере пульсаров.

1. *Магнитосфера пульсаров.* Параметры магнитосферы пульсаров исследованы в работе [4]. При наличии сильного магнитного поля, у вращающейся барийной звезды в окрестности ее магнитного экватора образуется кольцеобразная плазменная магнитосфера со следующими параметрами: внутренний радиус кольца равен

$$r_1 = \left(\frac{2GM}{3\Omega^2} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где M — масса звезды, Ω — угловая скорость вращения. В области расстояний $R < r < r_1$ нет вещества. Здесь R — радиус звезды. Плазма простирается до светового цилиндра, т. е. до расстояния

$$r_1 = \frac{c}{\Omega}, \quad (2)$$

где c — скорость света. Эффективная толщина магнитосферы порядка

$$z_0 = \frac{7.42 \cdot 10^9}{\Omega} T_0^{3/2}, \quad (3)$$

где $T = 10^6 T_0$ — температура плазмы. Предполагается, что ось вращения совпадает с направлением магнитного момента.

Радиальное распределение плотности частиц в плазме определяется уравнением диффузии [4]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = \nabla \left\{ 2r^4 n^2(r, t) \left[\frac{\nabla n^2(r, t)}{n^2(r, t)} - \frac{\vec{F}_-}{kT} \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь введены обозначения:

$$\alpha = \frac{4}{3} \frac{c^2 e^2}{\mu^2} \left(\frac{2\pi m}{kT} \right)^{3/2} \Lambda$$

$$\Lambda = \ln \left[\frac{(kT)^{3/2}}{(4\pi n)^{3/2} e^2} \right]$$

$$\vec{F}_- = m\Omega^2 \vec{r} - \frac{GmM}{r^2} \vec{r},$$

где n — плотность частиц в водородной плазме, μ — магнитный момент дипольного поля, m — масса протона, r — расстояние от оси вращения, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона. Уравнение (4) допускает автомодельное решение вида

$$n(r, t) = \frac{f(r)}{t}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) для $f(r)$ получаем следующее уравнение:

$$f'' + \frac{f'}{f} - \left(\frac{m\Omega^2}{kT} r - \frac{GmM}{kT} \frac{1}{r^2} - \frac{7}{r} \right) f' - \left(\frac{4m\Omega^2}{kT} - \frac{2.5GmM}{kT} \frac{1}{r^3} \right) f + \frac{1}{2r^4} = 0, \quad (6)$$

где штрих означает дифференцирование по r . Приближенное решение этого уравнения с граничными условиями

$$f(r_1) = f(r_2) = 0$$

имеет вид [4]:

$$f(r) = \begin{cases} b \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right) \frac{r_1^4}{r^4} & \text{при } r_1 \leq r \leq \frac{8}{9} r_2 \\ 4.8 b \frac{r_1^4}{r^4} \left(1 - \frac{r}{r_2}\right)^{1/2} & \text{при } \frac{8}{9} r_2 \leq r \leq r_2, \end{cases} \quad (7)$$

где

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

Полное число частиц в магнитосфере равно

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

Учитывая (3) и (7), находим

$$N(t) = \frac{2.35 \cdot 10^{30}}{t} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{4.3} T_6^2 \mu_{30}^2 p^{1/3}, \quad (8)$$

где $\mu_{30} = 10^{-30}$ м, а $p = 2\pi\Omega$ — период вращения пульсара. Перепишем формулу (8) в виде

$$N(\tau) = \frac{N_0(p)}{1 + \tau/t_0}, \quad (9)$$

Здесь введено обозначение $t = t_0 + \tau$; $\tau = 0$ соответствует моменту наблюдения пульсара и

$$N_0(p) = \frac{2.35 \cdot 10^{30}}{t_0} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{4.3} T_6^2 \mu_{30}^2 p^{1/3} \quad (10)$$

представляет собой число частиц в момент времени $\tau = 0$. Из (9) видно, что t_0 есть время, за которое число частиц в магнитосфере уменьшается вдвое.

2. *Некоторые соотношения между параметрами пульсара.* Предположим, что наблюдаемое замедление скорости вращения пульсаров обусловлено утечкой частиц у светового цилиндра. В соответствии с этим предположением можно написать

$$\frac{dL}{dt} = l \frac{dN}{dt}, \quad (11)$$

где L — момент количества движения звезды, l — момент одной частицы, покидающей звезду у светового цилиндра,

$$l = r_0 \frac{\epsilon}{c} = \frac{\epsilon}{\Omega}, \quad (12)$$

ϵ — энергия частицы. Из двух последних формул следует

$$\frac{4\pi^2 l}{p} \frac{dp}{dt} = -\epsilon p^2 \frac{dN}{dt} \quad (13)$$

l — момент инерции барнионной звезды. Легко заметить, что соотношение (13) следует также из закона сохранения энергии. Если теперь из (9) вычислить значение dN/dt в момент $t=0$ и подставить в (13), получим уравнение, определяющее t_0 :

$$t_0^2 + \frac{\epsilon p^2}{12\pi^2 l} N_0 t_0^2 - \frac{\epsilon p^2}{4\pi^2 l} \left(\frac{p}{p}\right)_0 N_0 t_0 = 0. \quad (14)$$

Здесь $p \equiv dp/dt$, а $N_0 t_0$ и ϵ являются функциями периодов вращения пульсаров. Зависимость $N_0 t_0$ от p определяется формулой (10). Зная также зависимость ϵ от p и беря значения p и \dot{p} в настоящий момент из наблюдательных данных, с помощью уравнения (14) можно определить зависимость t_0 от параметров звезды.

Определим теперь зависимость ϵ от p .

Вплоть до самого светового цилиндра плазма сильно замагничена и жестким образом вращается вместе со звездой. Инжекция частиц в космическое пространство происходит у светового цилиндра на расстояниях, весьма близких к $r_s = c/\Omega$, когда скорости частиц релятивистские. В этом случае радиус кривизны на траектории частицы в магнитном поле сильно возрастает и когда он начинает превышать радиус магнитосферы r_s , частица, двигаясь по расходящейся спирали, покидает магнитосферу.

Очевидно, это произойдет тогда, когда, ларморовская частота станет равной угловой скорости вращения Ω .

$$\frac{cZe\hbar}{\epsilon} = \Omega, \quad (15)$$

где ϵ — энергия, а Ze — заряд частицы. Отсюда энергия частицы, покидающей магнитосферу, равна

$$\epsilon = \frac{4\pi^2 e^2 Z}{c^2} \frac{1}{p^2} = \frac{21.1 \mu_{30} Z}{p^2}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (14) и учитывая (10), для t_0 находим

$$t_0 = 1.12 \cdot 10^3 \left(\frac{M_s}{M}\right)^{2/3} \frac{T_s \mu_{30}^{3/2}}{I_{44}^{1/2}} \left| p^{1/3} \left(\frac{p}{p}\right)_0 \right|^{1/2}. \quad (17)$$

Таким образом, зная массу звезды, ее момент инерции (см табл. 1), магнитный момент, температуру магнитосферы и используя наблюдательные данные для ρ и ρ_0 , можно определить полное число частиц в магнитосфере и время уменьшения частиц в ней в два раза.

Для пульсара в Крабовидной туманности, принимая $M = 0.5 M_{\odot}$, $I = 10^{44}$ г·см², $\Omega = 200$ сек⁻¹, $\mu = 10^{11}$ гаусс см³, $T_s = 1$, находим $N_0 = 2.43 \cdot 10^{42}$; $t_0 = 250$ лет.

Таблица 1
ДИАПАЗОН ВАЖНЕЙШИХ ПАРАМЕТРОВ БАРИОННЫХ
ЗВЕЗД, КОТОРЫЕ МОГУТ БЫТЬ ПУЛЬСАРАМИ [11, 12]

$\rho(0)$ (г/см ³)	M/M_{\odot}	R (км)	$I \cdot 10^{-44}$ (г·см ²)	$N \cdot 10^{-57}$	$\Omega_{\max} \cdot 10^{-2}$ (сек ⁻¹)
$8.69 \cdot 10^{13}$	0.118	160	5.50	0.15	0.59
$1.37 \cdot 10^{14}$	0.145	66	4.4	0.16	2.2
$1.78 \cdot 10^{14}$	0.172	43	3.3	0.17	5.7
$2.27 \cdot 10^{14}$	0.208	25	2.2	0.22	10
$2.88 \cdot 10^{14}$	0.265	18	1.6	0.32	14
$3.62 \cdot 10^{14}$	0.372	15	2.6	0.472	23
$4.56 \cdot 10^{14}$	0.518	14	3.8	0.65	31
$5.77 \cdot 10^{14}$	0.672	14	5.2	0.85	44
$7.39 \cdot 10^{14}$	0.845	13	6.9	1.1	57
$9.57 \cdot 10^{14}$	1.05	13	8.7	1.3	74
$1.27 \cdot 10^{15}$	1.26	13	10	1.7	89
$1.75 \cdot 10^{15}$	1.41	13	11	1.9	100
$2 \cdot 10^{15}$	1.46	12	11	1.9	110

Примечания. M , R и I — масса, радиус и момент инерции звезды, N — полное число барионов в ней, $\rho(0)$ — плотность в центре, $\Omega_{\max} = (GM/R^3)^{1/2}$ — максимальное значение угловой скорости вращения.

Полученное значение t_0 примерно в четыре раза меньше известного возраста пульсара 0531. Это означает, что, несмотря на сравнительную молодость этого пульсара, его магнитосфера уже успела придти в квазистационарное состояние. С другой стороны, поток частиц в единицу времени порядка $N_0/t_0 \sim 3.11 \cdot 10^{32}$ сек⁻¹. Из формулы (16) видно, что энергия, уносимая одним протоном и электроном, порядка $2 \cdot 10^6$ эрг, энергетические потери, обусловленные корпускулярным излучением пульсара, порядка $6 \cdot 10^{37}$ эрг/сек, что по порядку величин согласуется с полным наблюдаемым рентгеновским излучением Крабовидной туманности [5]. Для того же пульсара можно рассчитать значение второй производной периода по времени. Согласно (9) и (13) в момент времени $t = 0$

$$p = -pt_0 \left[\frac{2}{t_0^2} - \frac{5}{3} \left(\frac{p}{p} \right)_0 \frac{1}{t_0} + \frac{1}{9} \left(\frac{p}{p} \right)_0^2 \right], \quad (18)$$

откуда для рассматриваемого нами пульсара получаем $\dot{p} \approx 9 \cdot 10^{-21} \text{ сек}^{-1}$. Это значение в девять раз превышает наблюдаемое значение [6, 7], что можно считать удовлетворительным согласием, так как значения параметров M , μ , T и I могут несколько отличаться от выбранных нами значений. Формула (18) может дать важную информацию о параметрах пульсаров, если удастся кроме \dot{p} точно измерить и p .

3. Космическое излучение от пульсаров. Первичный спектр космического излучения аппроксимируется формулой [8, 9]

$$J(E) dE = \begin{cases} AE^{-2.6} dE & \text{при } 0.016 < E < 1280 \text{ эрГ} \\ (1.236 \pm 0.25) \cdot 10^{-2} E^{-3.2 \pm 0.15} dE & \text{при } 1280 < E < 6.4 \cdot 10^5 \text{ эрГ} \end{cases} \quad (19)$$

Здесь $J(E) dE$ — поток частиц, рассчитанный на единицу телесного угла ($\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стр}^{-1}$). Из условия сшивки при $E = 1280 \text{ эрГ}$ находим, что $A = 1.69 \cdot 10^{-4}$. Число частиц с энергией $E > E_0$ обозначим через $J_1(E_0)$.

Согласно формуле (16), наименьшей энергией обладают частицы, испускаемые пульсаром, имеющим максимальный период, равный 3.67 сек. Их энергия $\varepsilon = 1.6 \text{ эрГ}$. Воспользовавшись (19) для значения J_1 при $E_0 = 1.6 \text{ эрГ}$, находим

$$J_1(1.6 \text{ эрГ}) = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стр}^{-1}.$$

Однако, по последним экспериментальным данным [10],

$$J_1(1.6 \text{ эрГ}) = 1.34 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стр}^{-1}.$$

Оценим полное число пульсаров в нашей галактике, предполагая, что наблюдаемый поток космических лучей обусловлен только их корпускулярным излучением. Будем также считать, что в нашей эпохе распределение пульсаров по периодам является стационарным. Если t_p — промежуток времени, проходящий после установления этого стационарного распределения, $P(p) dp$ — число пульсаров в интервале $(p, p+dp)$ и V — объем галактики, то

$$c \cdot t_p \frac{dN}{dt} P(p) dp = 4\pi V J(E) dE. \quad (20)$$

Подставляя в (20) значение dN/dt из формулы (13), находим

$$P(p) dp = \frac{4\pi V c^{1.5}}{I c^{2.5} t_p} \frac{p}{p} J(E) dE. \quad (21)$$

Для большинства старых пульсаров время замедления p/\dot{p} порядка 10^6 — 10^7 лет, поэтому при оценке полного числа пульсаров в Галактике p/\dot{p} можно считать постоянным. Тогда

$$P_1(p_0) = \int_{p_0}^{\infty} P(p) dp \approx \frac{4\pi R_g^2 V}{I_{14} t_g} \overline{\left(\frac{p}{\dot{p}}\right)} J_1(E_0), \quad (22)$$

где $P_1(p_0)$ — полное число пульсаров с периодами, меньше p_0 , а $p_0 = 3.67$ сек. Подставляя в (22) значения объема Галактики, $V = \pi R_g^2 h = 7.3 \cdot 10^{65}$ см³ ($R_g = 12.5$ кпс — радиус, а $h = 5$ кпс — толщина Галактики) и интенсивности космического излучения $J_1(E_0)$, получаем

$$P_1(p_0) = 2.2 \cdot 10^{15} \frac{I_{14}}{I_{14} t_g} \overline{\left(\frac{p}{\dot{p}}\right)}. \quad (23)$$

Здесь $\overline{\left(\frac{p}{\dot{p}}\right)}$ измерено в единицах 10^6 лет. $I_{14} = 10^{-44}$ л/см². Если принять для всех пульсаров $\mu_{10} = I_{14} = 1$ и $t_g = 10^6$ лет, то их ожидаемое число в Галактике будет порядка 10^6 — 10^7 . Известно, что большинство пульсаров находится на расстоянии $R = 0.5$ кпс. По оценке (22) число таких пульсаров приблизительно равно

$$P = P_1(p_0) \left(\frac{R}{R_g}\right)^2 = 1.6 \cdot 10^{-3} P_1(p_0). \quad (24)$$

Для тех же значений параметров μ_{10} , I_{14} и t_g получаем $P \approx 10^3$ — 10^4 . Если наши оценки верны, то нужно считать, что к настоящему времени обнаружено менее чем 10% всех пульсаров, имеющих в сфере с радиусом 0.5 кпс.

Наконец, используя соотношение (21), можно найти ожидаемое распределение пульсаров по периодам, соответствующее наблюдаемому потоку космического излучения.

Время замедления p/\dot{p} как функцию периода p можно получить, исходя из имеющихся наблюдательных данных. На рис. 1 приведен график $\lg p/\dot{p}$ от $\lg p$, который можно аппроксимировать формулой

$$\frac{p}{\dot{p}} = 3.15 \cdot 10^{14} p^{1.12 \lg p}. \quad (25)$$

В этой формуле не исключены ошибки до 50%, что обусловлено большим разбросом значений p/\dot{p} . Подставляя (19) и (25) в (21) и выразив E через p по формуле (16), получаем следующее распределение пульсаров по периодам:

$$P(r) = 34.9 \cdot r^{4.51 - 0.9871r}, \quad \text{при } r < 0.128 \text{ сек.}$$

$$P(r) = 2.97 \cdot r^{1.33 - 0.5871r}, \quad \text{при } r > 0.128 \text{ сек.}$$

(26)

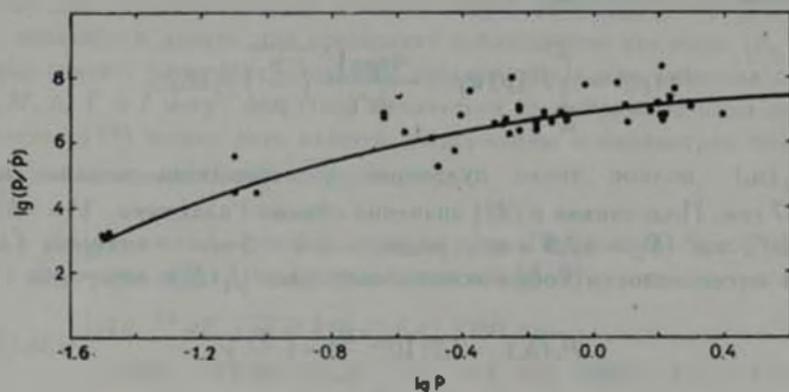


Рис. 1. График зависимости логарифма возраста пульсаров от логарифма периода.

В табл. 2 приведено число пульсаров в Галактике с периодом меньше заданного значения, в предположении, что весь поток первичного космического излучения обусловлен только пульсарами. Мы не считаем, что предложенный механизм является единственно возможным для объяснения космического излучения. Не исключена возможность существования и других механизмов генерации. Это в особенности относится к космическому излучению с энергией $E < 10^{11}$ эв.

Таблица 2

ЧИСЛО ПУЛЬСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ

Период r (сек)	Число пульсаров с периодом меньше r		
	теория		наблюдения
	в Галактике	в объеме радиусом 2 кпс	
0.2	135	4	8
0.4	$6.61 \cdot 10^3$	169	27
0.6	$5.50 \cdot 10^4$	$1.41 \cdot 10^3$	50
0.8	$2.19 \cdot 10^5$	$5.61 \cdot 10^3$	64
1.0	$6.35 \cdot 10^5$	$1.63 \cdot 10^4$	76
1.2	$1.45 \cdot 10^6$	$3.72 \cdot 10^4$	81
1.6	$4.79 \cdot 10^6$	$1.22 \cdot 10^5$	98
2.0	$1.20 \cdot 10^7$	$3.08 \cdot 10^5$	101
3.0	$6.31 \cdot 10^7$	$1.61 \cdot 10^6$	104
4.0	$1.66 \cdot 10^8$	$4.27 \cdot 10^6$	105

Наличие других механизмов генерации космического излучения очевидно приведет к уменьшению ожидаемого числа пульсаров в Галактике. В этом смысле числа, приведенные во втором столбце, дают верхнюю границу числа пульсаров. Из данных таблицы, по-видимому, можно также заключить, что значительная часть медленных пульсаров еще не наблюдается.

Ереванский государственный
университет

COSMIC RAYS FROM PULSARS

G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN,
R. M. AVAKIAN, G. P. ALODJANTZ

The new mechanism of cosmic ray generation by pulsars is considered. Formulas for the total number of particles in the magnetosphere, the rate of their decrease and the second derivative of the period by time are obtained. The total number of pulsars in the Galaxies are calculated taking into account observation data of cosmic ray flux on the Earth.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Gold, *Nature*, 221, 25, 1969.
2. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, *Phys. Rev. Lett.*, 22, 728, 1969.
3. C. F. Kennel, G. Schmidt, T. Wilcox, *Phys. Rev. Lett.*, 31, 1364, 1973.
4. Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджану, Г. С. Саакян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 11, 27, 1975.
5. P. Morrison, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 5, 325, 1967.
6. C. Repaultols, N. P. Carleton, P. Horowitz, *Nature*, 228, 445, 1970.
7. I. G. Duthie, P. Murdin, *Ap. J.*, 163, 1, 1971.
8. А. Рамакришнан, *Элементарные частицы и космические лучи*, Мир, М., 1973.
9. С. Хаккоби, *Физика космических лучей*, Мир, М., 1973.
10. M. J. Ryan, J. F. Ormes, V. K. Balasubrahmanyam, *Phys. Rev. Lett.*, 28, 985, 1972.
11. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
12. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, *Астрон. ж.*, 48, 496, 1971.