

## О МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 17 июля 1972

Пересмотрена 25 сентября 1972

Рассмотрены два механизма генерации магнитного момента пульсаров. Показано, что если рассматривать протонную жидкость как сверхпроводящую, а электронную как нормальную, то при вращении возникает магнитный момент, параллельный оси вращения. Оценки для пульсара в Крабовидной туманности дают  $M = 10^{32}$  гаусс см<sup>3</sup>.

Для объяснения радиоизлучения пульсаров предполагается наличие у пульсаров сильных магнитных полей порядка  $10^{12}$  гаусс [1, 2]. Общепринятый механизм возникновения сильных магнитных полей связан с сжатием сверхновых при образовании пульсара. Уменьшение радиуса звезды на шесть порядков приводит к увеличению магнитного поля на двенадцать порядков при предположении вмороженности силовых линий. Но остается открытым вопрос возникновения полей порядка 1 — 100 гаусс у обычных сверхновых. Поэтому нам кажется интересным рассмотрение двух новых возможных механизмов генерации магнитных полей в пульсарах, не связанных с коллапсом звезды.

Общепринятой моделью пульсара является барионная звезда. Она состоит из трех основных частей: гиперонного ядра, слоя, состоящего из нейтронно-протонной жидкости („пре“-фаза) и твердой коры [3, 4], состоящей из двух подфаз (внутренней „Аен“ и наружной „Ае“ фаз). В нейтронно-протонной фазе плотность протонов и электронов составляет доли процента плотности нейтронов. В зависимости от температуры протонная жидкость может находиться в сверхпроводящем или в нормальном состояниях. Электроны же из-за высокой плотности находятся в нормальном состоянии [5].

1. Предположим температура настолько высока, что протонная жидкость находится в нормальном состоянии. При появлении добавоч-

ного движения свободного электронного газа относительно нейтронно-протонной жидкости (электрический ток), основным механизмом диссипации будет рассеяние электронов на протонах и, как показано в работах [6, 7], электронная проводимость  $\sigma$  порядка  $10^{29} \text{ сек}^{-1}$  в „пре“-фазе и  $10^{33} \text{ сек}^{-1}$  в коре звезды. Наблюдения показывают, что угловая скорость пульсаров  $\Omega$  уменьшается и  $d\Omega/dt \sim \Omega/\tau$ , где  $\tau$  — характерное время замедления вращения звезды.

При уменьшении  $\Omega$  может появиться движение электронов относительно протонно-нейтронной жидкости, обусловленное инерционными силами (эффект Стюарта—Толмена). В результате появится азимутальный ток, который для односвязного тела приведет к появлению магнитного момента. Отметим при этом, что здесь самоиндукция не учитывается, так как мы рассматриваем случай  $d\Omega/dt = \text{const}$ , что имеет место для пульсаров. Такая задача была рассмотрена в [8], где показано, что магнитный момент равняется

$$\vec{M} = \frac{4\pi m_e \sigma R^3}{15ce} \frac{d\Omega}{dt}, \quad (1)$$

где  $m_e$  — масса электрона,  $\sigma$  — электронная проводимость,  $e$  — заряд электрона,  $R$  — радиус звезды.

Для пульсара в крабе  $d\Omega/dt = 10^{-8} \text{ сек}^{-2}$ ,  $R = 10^8 \text{ см}$ . Следовательно, магнитный момент, созданный корой, будет порядка  $10^{17} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$ . Такой момент может создать довольно слабое магнитное поле на поверхности звезды ( $H \leq 1 \text{ гаусс}$ ).

В „пре“-фазе кинематическая вязкость релятивистских электронов больше кинематической вязкости нерелятивистских протонов в 30 раз. Следовательно, электроны будут двигаться вместе с корой и инерционная сила обусловлена протонами. Поэтому при оценке вклада „пре“ фазы в магнитный момент нужно заменить массу электрона  $m_e$  в формуле (1) на  $m_p$ , если нейтроны — сверхтекучая жидкость или на  $m_{\text{н.ф}} = m_p + m_n (N_n/N_p)$ , если нейтроны — нормальная жидкость. В последнем случае замена  $m_e$  на  $m_{\text{н.ф}}$  (масса барионов, приходящаяся на один электрон) вызвана учетом сильного взаимодействия протонов с нейтронами. Проводимость  $\sigma$  в этой фазе порядка  $10^{29} \text{ сек}^{-1}$  [7]. Подставляя эти значения в формулу (1), получаем, соответственно,  $M = 2 \cdot 10^{26} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$  или  $M = 2 \cdot 10^{28} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$ , что соответствует полям на поверхности звезды порядка  $2 \cdot 10^8 \text{ гаусс}$  или  $2 \cdot 10^{10} \text{ гаусс}$ .

Заметим также, что резкое изменение угловой скорости при „звездотрясениях“ приведет к всплеску магнитного поля, а это вызовет увеличение интенсивности излучения пульсара. Оценка максимума магнитного поля связана с оценкой величины  $d\Omega/dt$  при „звездотрясе-

нии", а для этого требуются точные наблюдательные данные, которых пока не имеется.

При температурах ниже  $10^8$  К нейтронно-протонная жидкость переходит в сверхтекучее состояние [5]. Как мы увидим ниже, это приводит к более мощному механизму генерации магнитного момента.

2. При движении звездной коры с угловой скоростью  $\Omega > \Omega_c$  (для пульсара в крабе  $\Omega_c = 10^{-14}$  сек $^{-1}$ ) движение нейтронно-протонной жидкости будет сопровождаться появлением квантовых вихревых нитей, параллельных оси вращения звезды [5]. Согласно теории вращения сверхтекучей жидкости [9], полный механический момент протонной компоненты, помещенной в цилиндре единичной длины и радиуса  $R$ , имеет вид

$$K_p = \bar{\rho}_p \int_0^R v r 2\pi r dr + \bar{\rho}_p \chi \int_0^R r dr, \quad (2)$$

где  $\bar{\rho}_p = m_p \bar{n}_p$  — средняя плотность массы протонов и  $\chi = 2\pi\hbar/m_p$ . Сердцевина рассмотренного цилиндра  $r < R_i$  вращается как твердое тело со скоростью  $v = \Omega r$ , а узкий слой  $R_i < r < R$  вблизи коры звезды совершает ирротационное движение со скоростью  $v = \Omega R^2/r$ . Значение  $R_i$  задается теорией сверхтекучей жидкости [9].

$$R_i = R - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\chi}{\pi\Omega} \ln \frac{b}{ae}}, \quad (3)$$

где  $a$  — толщина ствола вихря, равная  $10^{-12}$  см, а  $b$  — радиус вихря порядка  $10^{-3}$  см [5] ( $a$  и  $b$  вычислены для пульсара в крабе с  $\Omega = 200$ ).

Интегрируя (2) с учетом  $\frac{R - R_i}{R} \ll 1$ , получаем

$$K_p = \frac{\pi}{2} \Omega \bar{\rho}_p R^4 + \frac{1}{2} \chi \bar{\rho}_p R^2 \ln \frac{b}{a}. \quad (4)$$

Так как протоны заряжены, то механическому моменту  $K_p$  будет соответствовать магнитный момент

$$M_p = \frac{e}{4c} \pi \Omega \bar{n}_p R^4 + \frac{e}{4c} \chi \bar{n}_p R^2 \ln \frac{b}{a}. \quad (5)$$

Мы уже отметили, что газ электронов является нормальным газом, следовательно электроны будут двигаться во всей звезде со скоростью  $v = \Omega r$ , и магнитный момент, созданный ими, будет

$$M_e = - \frac{e}{4c} \pi \Omega \bar{n}_e R^4. \quad (6)$$

Согласно (5) и (6) суммарный момент единицы длины цилиндра радиуса  $R$  равен

$$\Delta M = \frac{e}{4c} \bar{n}_p \times R^2 \ln \frac{b}{a}. \quad (7)$$

Для оценки полного магнитного момента пульсара нужно  $\Delta M$  умножить на  $R$ , после чего получится

$$M_{\text{пульс}} = \frac{3\mu_B}{4} \left( \frac{4\pi}{3} R^3 \bar{n}_p \right) \ln \frac{b}{a}. \quad (8)$$

Здесь выражение в круглых скобках есть полное число протонов  $N_p$ ,  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p c}$  — магнетон Бора. Подставляя в (8)  $N_p = 10^{54}$  и  $\ln \frac{b}{a} = 19$ , для магнитного момента пульсара получаем  $M = 10^{32} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^3$ . Такой момент может создать на поверхности звезды магнитные поля порядка  $10^{14} \text{ гаусс}$ .

Авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## THE MAGNETIC FIELDS OF PULSARS

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASIAN

Two generation mechanisms of the magnetic fields in pulsars are considered. It has been shown that if we consider the proton fluid as superconductive and electron gas as normal, then in the case of rotation the magnetic momentum is generated. For the pulsar in Crab Nebula it is of the order of  $10^{32} \text{ gauss} \cdot \text{cm}^3$ .

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. T. Gold, Nature, 218, 731, 1968; 221, 25, 1969.
2. F. Pacini, Nature, 216, 567, 1967.
3. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
4. Д. А. Киржниц, УФН, 104, 501, 1971.
5. В. Л. Гинзбург, УФН, 103, 398, 1971.
6. I. P. Ostriker, I. E. Gunn, Nature, 223, 813, 1969.
7. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, Nature, 224, 674, 1969.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, М., 1957, стр. 269.
9. И. М. Халатников, Теория сверхтекучести, Наука, М., 1971, стр. 104.