АСТРОФИЗИКА

ТОМ 19 ФЕВРАЛЬ, 1983 ВЫПУСК 1

УДК 524.354.4—337

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРА—АНАЛОГ ПОЛЯ НАМАГНИЧЕННОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ШАРА

Г. С. МКРТЧЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 7 апреля 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

В работе рассчитано поле, создаваемое однородно намагниченным по объему сверхпроводящим шаром. Предполагается, что подобное поле создается в нейтронной звезде из-за увлечения сверхтекучих протонов нейтронами.

В работе [1] было показано, что «токи увлечения» протонов в «пре»-фазе сферической нейтронной звезды создают почти однородную намагниченность, величина которой зависит от эффективной массы протонов. Для типичной модели нейтронной звезды протонный кондесат характеризуется следующими параметрами: глубина проникновения магнитного поля $\lambda \sim 5 \cdot 10^{-11} - 10^{-10}$ см, длина корреляции $\xi \sim 10^{-11}$ см, безразмерный параметр $\varkappa = \lambda/\xi \sim 5 - 10$ и эффективная масса протонов 10—20% голой массы протона. Среда с такими характеристиками представляет из себя сверхпроводник второго рода, у которого нижнее критическое поле H_{c1} меняется в интервале от 10^{12} Гаусс до 10^{13} Гаусс, а верхнее критическое поле, при котором разрушается сверхпроводимость протонов, порядка $3 \cdot 10^{14}$ Гаусс. Наведенная „токами увлечения" напряженность магнитного поля находится в интервале от $6 \cdot 10^{12}$ Гаусс до $8 \cdot 10^{13}$ Гаусс. Как видно из этих оценок, наведенная намагниченность всегда меньше верхней критической и больше нижней, то есть основная часть протонов остается сверхтекучей. При этом в объеме звезды образуется густая сеть протонных вихрей [1].

Отметим, что ситуацию, имеющую место в нейтронных звездах, можно моделировать и в лаборатории. Действительно, представим себе шар, изготовленный из сверхпроводника второго рода. Этот шар обмотан тонким проводом с меридиональной линейной плотностью витков $n = n_0 \sin\theta$, где θ — полярный угол в сферической системе координат, а n_0 — плотность витков на экваторе ($\theta = \pi/2$) сферы. Если по проводу пропустить ток I, то плотность поверхностного тока будет

$i = In_0 \sin\theta$. При температурах выше критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние, такой поверхностный ток создаст в объеме шара однородную намагниченность, значение которой можно менять, меняя ток I. Если же $T < T_c$, то в шаре может образоваться сеть сверхпроводящих квантовых вихрей, аналогично протонным вихрям в нейтронных звездах.

В обоих случаях нас интересует магнитное поле, возникающее вне нейтронной звезды или сверхпроводящего шара.

Пусть имеется однородно намагниченный сверхпроводящий шар радиуса a. Наведенный магнитный момент единицы объема шара обозначим через $\vec{M}$. Введем радиус-вектор $\vec{r}$, направленный от центра шара к точке наблюдения. Если обозначить через $\vec{B}^{(i)}$ индукцию внутри шара, а через $\vec{B}^{(e)}$ — индукцию вне его, то при температурах $T > T_c$ имеют место известные формулы:

$$\vec{B}^{(i)} = \frac{8\pi}{3}\vec{M}, \tag{1}$$

$$\vec{B}^{(e)} = -\frac{4\pi}{3} a^3 M \operatorname{grad}\left(\frac{\cos\theta}{r^2}\right). \tag{2}$$

Здесь $r = |\vec{r}|$, а θ — угол между векторами $\vec{M}$ и $\vec{r}$.

При $T < T_c$ шар перейдет в сверхпроводящее состояние и в нем возникнут мейсснеровские токи $\vec{j}_s$, вызванные наличием у шара собственной намагниченности. Распределение индукции в этом случае определится из совместного решения уравнений

$$\operatorname{rot}(\vec{B} - 4\pi\vec{M}) = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_s, \tag{3}$$

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0. \tag{4}$$

Предположим, что рассматривается сверхпроводник второго рода, причем $\lambda \gg \xi$ (λ — глубина проникновения, ξ — длина корреляции).

Ниже мы раздельно рассмотрим две возможности:

$$\frac{8\pi}{3} M < H_{c1}, \tag{5}$$

$$H_{c1} \ll \frac{8\pi}{3} M \ll H_{c2}, \tag{6}$$

где H_{c2}, H_{c1} — соответственно верхнее и нижнее критические поля данного сверхпроводящего материала.

При осуществлении неравенства (5) образование вихрей в объеме шара является энергетически невыгодным. В случае (6) в шаре образуется плотная вихревая структура. Рассмотрим сначала возможность (5). В этом случае (с учетом $\lambda \gg \xi$) имеет место соотношение Лондона для $\vec{J}_s$

$$\operatorname{rot} \vec{J}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\vec{B}.$$

Подставляя это в (3), решая совместно (3) и (4) с условием непрерывности на поверхности шара нормальной компоненты $\vec{B}$ и скачка тангенциальной компоненты, получаем:

$$\vec{B}^{(i)}(r, \theta) = A \operatorname{grad}\left\{\frac{1}{r^2}\left[\left(1+\frac{r^2}{\lambda^2}\right)\operatorname{sh}\frac{r}{\lambda} - \frac{r}{\lambda}\operatorname{ch}\frac{r}{\lambda}\right]\cos\theta\right\} +$$

$$+ A\frac{1}{r\lambda^2}\left(\operatorname{sh}\frac{r}{\lambda} - \frac{r}{\lambda}\operatorname{ch}\frac{r}{\lambda}\right)\cos\theta \operatorname{grad} r, \tag{7}$$

$$\vec{B}^{(e)}(r, \theta) = C \operatorname{grad}\left(\frac{\cos\theta}{r^2}\right). \tag{8}$$

Здесь

$$A = 4\pi a\lambda^2 M \operatorname{sh}^{-1}\frac{a}{\lambda},$$

$$C = 4\pi a\lambda^2 M\left(1 - \frac{a}{\lambda}\operatorname{cth}\frac{a}{\lambda}\right).$$

Обсудим полученные выражения.

При $a \ll \lambda$ формулы (7) и (8) переходят, в первом приближении, в (1) и (2), т. е. при $a \ll \lambda$ мейсснеровские токи не могут экранировать собственной индукции шара.

В наиболее интересном для нас случае $a \gg \lambda$ индукция внутри шара отлична от нуля лишь в приповерхностной области толщиной порядка λ. Внешнее же решение имеет при $a \gg \lambda$ вид:

$$\vec{B}^{(e)} = -\frac{4\pi}{3}a^3 M\frac{3\lambda}{a}\operatorname{grad}\left(\frac{\cos\theta}{r^2}\right), \tag{9}$$

т. е. в этом случае наличие мейсснеровских токов уменьшает индукцию намагниченной сферы в $3\lambda/a$ раз. Такая экранировка возможна лишь, если в объеме шара невыгодно образование вихрей, т. е. при выполнении неравенства (5).

Пусть теперь величина M такова, что выполняется неравенство (6). В этом случае чисто мейсснеровское состояние шара термодинамически невыгодно. Выгодным является образование в шаре решетки вихрей, расстояние между которыми, в пределе (6), меньше λ. При наличии плотной решетки, равновесное значение индукции, созданной вихрями, в первом приближении равно «внешней» индукции, т. е. в нашем случае $(8\pi/3)M$. В этом приближении мейсснеровские токи отсутствуют, что соответствует нормальному состоянию, так что распределение индукции внутри и вне шара дается (1) и (2).

Поправки к (1) и (2), связанные с неполным исчезновением мейсснеровских токов, имеют (при $a \gg \lambda$) малость порядка $H_{c1}/4\pi M$.

Таким образом, в случае (6) индукция шара практически не экранируется.

Итак, если «токи увлечения» нейтронной звезды или «токи проводимости» на сверхпроводящем шаре настолько велики, что созданная ими намагниченность удовлетворяет условию (6), то вне магнитное поле дипольное, момент которого пропорционален объему шара, а внутри, из-за густой сети сверхпроводящих вихрей, оно однородно. В частности для нейтронных звезд внутри магнитное поле может быть порядка $6 \cdot 10^{12}$ — $8 \cdot 10^{13}$ Гс, а дипольный момент порядка 10^{30}—10^{32} Гс·см^3.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS IS AN ANALOGUE OF THE MAGNETIC FIELD OF SUPERCONDUCTING SPHERE

G. S. MKRTCHIAN, D. M. SEDRAKIAN

The magnetic field of superconducting magnetic sphere has been calculated. It is assumed that such a field is generated by means of the increase of superconducting protons by neutrons.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. М. Седракян*, Астрофизика, 18, 417, 1981.
2. *Де Жен*, Сверхпроводимость металлов и сплавов, Мир, М., 1968.