АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК. 1

УДК 523.841

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРОВ

Е. А. ПАМЯТНЫХ

Поступила 8 октября 1980

Принята к печати 5 декабря 1981

Показано, что обусловленные квантованием в магнитном поле осцилляции магнитной восприимчивости релятивистского электронного газа могут приводить к неустойчивостям намагнитченности электронной компоненты нейтронных звезд. При изменении магнитного поля или при остывании звезды такие неустойчивости должны проявляться в скачкообразных изменениях периода пульсаров.

1. *Введение.* Для объяснения скачкообразного изменения периода (сбоев) у некоторых пульсаров в настоящее время довольно подробно разработаны две гипотезы. Согласно одной из них скачкообразное изменение периода вращения связано с ломкой твердой коры или ядра нейтронной звезды под действием возникающих при замедлении вращения напряжений («звездотрясения») [1]. Вторая гипотеза связывает сбои в периоде пульсаров с распадом квантовых вихрей в сверхтекучей нейтронной жидкости звезды [2]. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на существование еще одного механизма, способного приводить к скачкообразному изменению периода пульсаров.

Природа этого механизма связана с наличием в нейтронных звездах вырожденного электронного газа. Хорошо известно, что в достаточно сильном магнитном поле такой газ обнаруживает осцилляции термодинамических характеристик при изменении поля [3]. Наиболее изученными из подобных осцилляций являются квантовые осцилляции магнитной восприимчивости χ — эффект де Гааза — ван Альфена. В определенных условиях амплитуда осцилляций восприимчивости может быть настолько велика, что в пиках осцилляций возможно нарушение термодинамического условия устойчивости $1 - 4\pi\chi > 0$ — электронная система при этом неустойчива относительно скачков намагнитченности [4]. Такие неустойчивости на-

магнитности электронного газа приводят к аномалиям его упругих свойств [5, 6]. Отмеченные эффекты подробно изучены для электронного газа металлов. Однако для их существования важным является лишь наличие вырожденного электронного газа и квантующий характер магнитного поля. Оценки показывают, что магнитные поля в пульсарах являются квантующими для электронов [7, 8], и, следовательно, указанные эффекты должны иметь место и в электронной компоненте нейтронных звезд, где, однако, в отличие от металлов, электроны являются релятивистскими. Ниже мы выясним условия возникновения неустойчивостей намагниченности в релятивистском электронном газе и обсудим их наблюдаемые проявления в пульсарах.

2. Магнитные свойства релятивистского вырожденного электронного газа рассматривались в работах [9—11], где основное внимание было сосредоточено на изучении намагниченности и не анализировалась ее устойчивость. Интересуясь условиями устойчивости намагниченности, рассмотрим дифференциальную магнитную восприимчивость релятивистского электронного газа χ , определяемую как полная производная намагниченности M по магнитной индукции B :

$$\chi = \left(\frac{\partial M}{\partial B} \right)_\zeta + \left(\frac{\partial M}{\partial \zeta} \right)_B \frac{d\zeta}{dB}. \quad (1)$$

Для простоты мы пренебрегли здесь изменением температуры электронного газа при изменении магнитного поля. Химический потенциал электронов ζ (и его зависимость от магнитного поля) определяется условием постоянства полного числа электронов $n = NV = \text{const}$, дифференцируем которое по магнитной индукции, находим

$$\frac{d\zeta}{dB} = - \left(\frac{\partial N}{\partial B} \right)_\zeta / \left(\frac{\partial N}{\partial \zeta} \right)_B. \quad (2)$$

Величины $M(B, \zeta)$ и $N(B, \zeta)$, через производные от которых выражается, таким образом, магнитная восприимчивость, могут быть найдены обычным образом через термодинамический потенциал электронной системы:

$$\Omega = - T \sum \ln \left(1 + \exp \left[\frac{\zeta - \epsilon_\nu}{T} \right] \right), \quad (3)$$

$$M = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial B} \right)_\zeta, \quad N = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \zeta} \right)_B,$$

где T — температура в энергетических единицах, ϵ_ν — уровни энергии электронов, ν — квантовые числа, характеризующие состояния электронов.

Поскольку спектр энергии для релятивистского электрона в магнитном поле (см., например, [12])

$$\epsilon_n = \epsilon_{rel,n} = \sqrt{mc^2 + 2mc^2\hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right) + mc^2\hbar^2\omega_0^2 + c^2 p_{\perp}^2} \quad (4)$$

($\omega = |e|B/mc$ — циклотронная частота, ω_0 — частота спинового расщепления энергетических уровней в магнитном поле) зависит от тех же квантовых чисел, что и у нерелятивистского электрона, то при вычислении термодинамического потенциала Ω можно воспользоваться развитой в теории металлов методикой рассмотрения квантовых осцилляционных эффектов для электронного газа с произвольным законом дисперсии [13]. Считая число занятых дискретных уровней энергии большим, для магнитной восприимчивости получаем выражение

$$\chi = g \left(\frac{c^2 p_0^2}{2\zeta B} \right)^2 \frac{\zeta(B)}{1 + \zeta(B)}, \quad (5)$$

где $g = (p_0/\pi^2\hbar^2) (\zeta/c^2)$ и $p_0 = \sqrt{\zeta^2 - m^2c^4}/c$ — плотность состояний на поверхности Ферми и фермиевский импульс для релятивистского электронного газа в отсутствие магнитного поля, а функция $\zeta(B)$ является осциллирующей функцией магнитного поля

$$\zeta(B) = \frac{1}{\gamma} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{(-1)^N}{1-N} \psi(bN) \cos\left(\pi N \gamma^2 - \frac{\pi}{4}\right) \cos = N \frac{\omega_0}{\omega}, \quad (6)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\zeta^2 - m^2c^4}{mc^2\hbar\omega}}, \quad \psi(x) = \frac{x}{\text{sh } x}, \quad b = \frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega} \frac{\zeta}{mc^2}.$$

В относительно слабых магнитных полях ($b \sim 1$) функция $\zeta(B)$ имеет гармоническую зависимость от B^{-1} , а амплитуда осцилляций невелика. В более сильных полях ($b \ll 1$) форма осцилляций усложняется и возрастает их амплитуда. При этом в максимумы $\zeta(B)$ достигает значений порядка $1/\gamma \sqrt{b}$. Аналогичным образом меняется характер осцилляций $\zeta(B)$ при фиксированном поле с понижением температуры.

Выражение (5) описывает квантовые осцилляции дифференциальной магнитной восприимчивости релятивистского электронного газа в магнитном поле. При этом знаменатель в формуле (5) обусловлен зависимостью химического потенциала от магнитного поля. В предельном случае $\zeta \approx \zeta_0 - mc^2 \ll mc^2$ выражение (5) переходит в выражение для дифференциальной восприимчивости нерелятивистского электронного газа с химическим потенциалом ζ_0 [14].

3. Расчеты внутреннего строения нейтронных звезд показывают, что для типичных звезд с массой порядка массы Солнца и выше плотность слабо меняется во внутренних областях и резко спадает в поверхностном слое [1]. Тогда в предположении о сохранении магнитного потока получаем, что магнитная индукция также практически постоянна во внутренних областях нейтронной звезды и может достигать значений порядка 10^{17} Гс [15, 8]. Высокая теплопроводность вырожденного газа приводит к выравниванию температуры во внутренних областях звезды [16]; при этом для величины этой температуры расчеты дают значение порядка 10^8 К. Тогда для оценки роли неустойчивостей намагниченности в нейтронных звездах можно пренебречь неоднородностью плотности, температуры и магнитного поля.

С помощью выражения (5) нетрудно убедиться, что для электронного газа внутренних областей типичных нейтронных звезд ($T \sim 10^8$ К, $\zeta \sim 100$ МаВ) магнитная восприимчивость в максимуме осцилляций достигает значений, превышающих $1/4\pi$, если $B < 10^{17}$ Гс. Следовательно, в релятивистском электронном газе пульсаров по мере затухания магнитного поля или при остывании звезды возможно возникновение неустойчивостей намагниченности.

Подобные неустойчивости должны проявляться в особенностях различных характеристик электронного газа при изменении магнитного поля H . В частности, для давления имеем

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dH} &= \frac{dp}{dB} \frac{1}{1-4\pi\chi} = \frac{M - N \left(\frac{\partial N}{\partial B} \right) / \left(\frac{\partial N}{\partial \zeta} \right) \chi}{1-4\pi\chi} \approx \\ &\approx N \frac{p_e^2 c^2}{2\zeta B} \frac{\zeta(B)}{(1+\zeta(B))(1-4\pi\chi)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Магнитные неустойчивости, таким образом, должны сопровождаться скачками электронного давления, соответствующими обращению в бесконечность dp/dH . При фиксированном внешнем давлении это приведет к скачкообразному изменению объема звезды и, как следствие этого, к изменению периода вращения. Пренебрегая изменением гравитационного давления при изменении объема звезды, для относительного изменения периода вращения получаем

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{2}{3} \frac{\Delta V}{V} = \frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\lambda_n}, \quad (8)$$

где Δp — скачок электронного давления, $\lambda_n = -V(\partial p_e/\partial V)$ — модуль упругости вырожденного ферми-газа нейтронов. Для релятивистского

электронного и релятивистского нейтронного газом получаем (N_n — концентрация нейтронов, m_n — масса нейтрона)

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{1}{2} \frac{m_n c}{(3\pi^{23} h^3 N_n)^{1/3}} \left(\frac{N}{N_n} \right)^{4/3} \frac{\Delta p}{p} \quad (9)$$

Считая, что концентрация электронов составляет 5% от нейтронной концентрации и полагая, что скачок электронного давления порядка амплитуды квантовых осцилляций давления (т. е. $\Delta p/p \sim \gamma^{-5}$), для принятых нами параметров «типичной» нейтронной звезды при $B \sim 5 \cdot 10^{10}$ Гс получаем $\Delta\tau/\tau \sim 10^{-8}$, что близко к наблюдаемым изменениям периода пульсаров.

Таким образом, при изменении магнитного поля или при остывании звезды возможны скачкообразные изменения периода вращения магнитных нейтронных звезд, связанные, в конечном счете, с квантовыми неустойчивостями намагниченности вырожденного электронного газа, имеющегося в небольшом количестве в таких звездах.

Уральский государственный
университет

ON A POSSIBLE MECHANISM OF PERIOD CHANGE OF PULSARS

E. A. PAMYATNYKH

It is shown that the oscillations of the relativistic electron gas magnetic susceptibility caused by quantisation in the magnetic field can result in instabilities of the magnetisation of the electron component of the neutron stars. When the magnetic field changes or the stars cool these instabilities may be found in period changes of the jump-like pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Г. Смит, Пульсары, Мир, М., 1979.
2. Дж. С. Цаколас, С. Дж. Цаколас, *Астрофизика*, 15, 533, 1979.
3. А. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, М., 1976.
4. А. В. Pippard, *Proc. Roy. Soc.*, A272, 192, 1963.
5. В. Н. Баюев, В. И. Окулов, Е. А. Памятных, *Письма ЖЭТФ*, 27, 156, 1978.
6. V. N. Bayuev, V. I. Okulov, E. A. Pamyatnykh, *J. Low Temp. Phys.*, 41, 941, 1980.
7. V. Canuto, H-L. Chiu, *Phys. Rev.*, 173, 1210, 1968.
8. Г. А. Шульман, *Астрофизика*, 11, 89, 1975.

9. В. А. Рубан, Изв. ВУЗов, Физика, 3, 67, 1967.
10. V. Caputo, H-L. Chia, Phys. Rev., 173, 1229, 1968.
11. Г. А. Шульман, Астрон. ж., 56, 51, 1979.
12. А. А. Соколов, И. М. Тернов, Релятивистский электрон, Наука, М., 1974.
13. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ЖЭТФ, 29, 730, 1955.
14. В. Н. Багасв, В. И. Окулов, Е. А. Памятных, ФНТ, 4, 742, 1978.
15. L. Woltjer, Ap. J., 140, 1309, 1964.
16. G. Glen, P. Sutherland, Ap. J., 239, 671, 1980.