

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 64, ВЫПУСК 9
10 НОЯБРЯ, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.9, стр.593 - 598

© 1996г. 10 ноября

АЛЬВЕНОВСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ЭЛЕКТРОН-ЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В
ПЕРИФЕРИЙНОЙ КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ КАК
ОСТАТОЧНЫЙ ЭФФЕКТ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ

*С.И.Баструков¹⁾, В.В.Папоян⁺, Д.В.Подгайный**

*Объединенный институт ядерных исследований
141980 Дубна, Россия*

*⁺Ереванский государственный университет
375049 Ереван, Армения*

**Саратовский государственный университет
410079 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 10 октября 1996 г.

Сохранение магнитного потока в процессе эволюции и коллапса массивных звезд дает основание предположить, что в изолированной нейтронной звезде могут возбуждаться альвеновские магнитоплазменные колебания, порожденные остаточными, после взрыва сверхновой, возмущениями замагниченной электрон-ядерной плазмы, локализованной в периферийной коре звезды. В приближении однородного магнитного поля, рассчитаны частоты полоидальных альвеновских осцилляций и найдено, что их периоды попадают во временной интервал периодичности излучения радиопульсаров. Такое совпадение периодов может означать, что электромагнитная активность по крайней мере некоторых из пульсаров, наблюдаемых в радиодиапазоне, связана с трансформацией энергии магнитоплазменных колебаний в энергию электромагнитного излучения.

PACS: 97.60.Jd

Принцип сохранения магнитного потока в процессе эволюции и коллапса массивных звезд, открытый Гинзбургом и Волтгером [1], приводит к заключению, что гравитационное сжатие звездной материи до плотностей, близких к нормальной ядерной плотности сопровождается переходом вещества в сильно намагниченное состояние, характеризующееся рядом уникальных свойств [2]. Вычисленная на основе этого принципа средняя величина поверхностной напряженности магнитного поля, $B \sim 10^{13}$ Гс, дает основание утверждать, что

¹⁾e-mail: bast@theor.jinrc.dubna.su

нейтронная звезда является самым мощным накопителем и источником магнитной энергии в Галактике. Именно это обстоятельство является главным стимулом интенсивно проводимых в настоящее время теоретических исследований по поиску физического механизма, объясняющего усиление напряженности магнитного поля в вырожденных звездах (см. обзор [3] и приведенную в нем литературу).

Одна из гипотез, проясняющих происхождение магнитного поля столь большой интенсивности в плотной нейтронной материи обсуждается в недавней работе [4]. Предполагая, что звездный континуум обладает свойствами нерелятивистского вырожденного ферми-газа нейтронов, сконденсированного до плотностей $\rho \sim 10^{12}$ г/см³, в этой работе возникновение сверхмощного магнитного поля трактуется, с точки зрения теории конденсированных сред, как результат спонтанного намагничивания нейтронной материи, то есть фазовый переход второго рода в магнитоупорядоченное (ферромагнитное) состояние. Аргументом в пользу данного механизма намагничивания служит самосогласованная оценка средней напряженности магнитного поля (которая хорошо согласуется с независимой оценкой, вытекающей из условия сохранения магнитного потока) и плотности нейтронной звезды. Если придерживаться общепринятой в астрофизике точке зрения, согласно которой переменность изолированной звезды (принадлежащей как главной последовательности, так и классу вырожденных компактных объектов, – белые карлики и нейтронные звезды) связывается с нормальными модами возбуждаемых в ней собственных колебаний [5] или собственным вращением²⁾, то одним из примечательных следствий, вытекающих из модели Ахизера–Ласкина–Пелетминского, является предсказание активности нейтронной звезды, связанной с магнитогидродинамическими (МГД) спиновыми колебаниями. Проявление этих колебаний следует искать, судя по оценкам работы [4], в спектре микроимпульсов пульсара, наблюдаемая периодичность которых заключена в диапазоне $P \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ с [6, 7]. Уместно отметить, что в этот же интервал попадают периоды собственных гравитационных (существенно нерадиальных из-за несжимаемости ядерной материи) колебаний нейтронной звезды. Анализ этих колебаний дан в [8, 9] с точки зрения эластодинамического подхода к описанию самогравитирующей несжимаемой сплошной среды компактных объектов [10].

Из физики плазмы известно, что причиной эластодинамического поведения последней (характеризуемого способностью поддерживать поперечные колебания) является присутствие в ней магнитного поля. Принимая это во внимание, а также результаты выше упомянутых недавних исследований, в настоящем письме мы обсуждаем механизм магнитогидродинамической активности нейтронной звезды, связанный с возбуждением *альвеновских* магнитоплазменных колебаний замагниченной электрон-ядерной плазмы, локализованной в периферийной коре. Следует отметить, что идея об альвеновских колебаниях как источнике ожидаемого электромагнитного излучения нейтронных звезд не нова и, видимо, впервые она была выдвинута в работе [11] еще до открытия пульсаров. Однако после появления модели маяка, в которой радиоизлучение пульсара основывается на принципе униполярной индукции, должного количественного анализа этой гипотезы в литературе не приводилось. Конструктивная попытка в этом направлении предпринята в недавней работе [12], где рассчитаны частоты полоидальных и тороидальных длинноволновых (нерадиальных) альвеновских колебаний, возбуждаемых в полном сферическом объеме однородной магнитоплазмы, и обращено внимание на близость периодов излучения радио-

²⁾Как известно, в стандартной модели маяка, радиопульсар ассоциируется с быстровращающейся намагниченной нейтронной звездой, частота магнитодипольного излучения которой отождествляется с частотой ее собственного твердотельного вращения (совпадающей с частотой вращения магнитной оси вокруг вращательной оси).

пульсаров с периодами магнитоплазменных альвеновских осцилляций³). Между тем, расчеты профиля плотности и структуры нейтронной звезды [14-16] указывают на то, что не весь объем, а лишь поверхностная кора (crust), глубиной порядка 0.3-0.8 км, является областью, агрегатное состояние звездной материи в которой идентифицируется как твердоподобная подобная скомпенсированная плазма, носителями проводимости в которой служат электроны и ядра (Ае-фаза), тогда как содержание внутренней области звезды доминируется сильно вырожденной нейтронной материей [7]. Иначе говоря, только поверхностный слой является областью, где можно, в принципе, ожидать распространения альвеновских колебаний в присутствии однородного магнитного поля. В этой связи аргументы работы [4] о спонтанном намагничении нейтронной материи приобретают значимость в контексте обоснования физических условий, необходимых для распространения альвеновских МГД колебаний в нейтронной звезде. Действительно, если предположить, что нейтронная материя внутренней области звезды находится в ферромагнитной фазе, становится понятным физическое происхождение мощного магнитного поля в сравнительно тонком поверхностном слое, то есть в области локализации Ае-фазы. Это поле делает скомпенсированную электрон-ядерную плазму замагниченной, обеспечивая тем самым условия для возбуждения альвеновских колебаний.

В силу изложенного выше, при изучении динамики магнитоплазменных колебаний мы исходим из представлений двухкомпонентной модели нейтронной звезды, в которой ее структура идеализируется как массивный инертный кор (вещество которого обладает свойствами плотного ферми-газа нейтронов в ферромагнитной фазе), окруженный слоем менее плотной замагниченной и скомпенсированной электрон-ядерной плазмы⁴). Основываясь на этой модели, мы приводим краткую схему расчета частот и даем оценки периодов альвеновских колебаний, возбуждаемых в периферийном сферическом слое твердоподобной электрон-ядерной магнитоплазмы. Еще раз подчеркнем, что цель нашего изучения состоит в анализе упомянутой выше гипотезы о магнитоплазменных альвеновских осцилляциях как возможном источнике электромагнитной активности изолированной нейтронной звезды.

Принимая во внимание оценки работы [12], полагаем, что движения скомпенсированной электрон-ядерной плазмы могут быть описаны уравнениями магнитной гидродинамики:

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla W + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}, \quad W = P + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \partial \mathbf{B} / \partial t = \operatorname{rot} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (2)$$

где ρ , \mathbf{V} – плотность и скорость движения плазмы, \mathbf{B} – напряженность однородного магнитного поля, W – магнитогидростатическое давление и d/dt – субстанциональная производная.

В приводимых ниже рассуждениях альвеновские МГД колебания ассоциируются с остаточными возмущениями, порожденными взрывом сверхновой в момент образования нейтронной звезды. Собственные частоты гидромагнитных мод могут быть вычислены на основе энергетического вариационного принципа по следующей схеме. Следуя Чандрасекху [18], представим линеаризованные

³) Следует также обратить внимание на раннюю работу Шварцшильда [13] (см. также [5]), где исследованы радиальные полоидальные альвеновские моды в однородно намагниченной звезде.

⁴) Двухкомпонентное представление заимствовано из теории Бейма – Петика – Пайнса – Рудермана, объясняющей свои периодичности излучения, наблюдаемые в спектрах таких пульсаров, как Краб и Вела [17]. В этой модели свои радиоизлучения пульсаров ассоциируются с сейсмологическими сдвиговыми колебаниями периферийной коры звезды относительно массивного кора.

магнитогидродинамические уравнения в виде

$$\partial \delta V_i / \partial x_i = 0, \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial \delta V_i}{\partial t} - \frac{B_k}{4\pi} \frac{\partial \delta B_i}{\partial x_k} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \delta B_i}{\partial t} - B_k \frac{\partial \delta V_i}{\partial x_k} = 0, \quad \frac{\partial \delta B_k}{\partial x_k} = 0, \quad (5)$$

где δV_k и δB_k – малые отклонения скорости и напряженности магнитного поля от их равновесных значений. Подчеркнем, что в (4) и ниже под ρ понимается однородная средняя плотность скомпенсированной электрон-ядерной плазмы, локализованной в периферийной коре звезды. В этом приближении все вычисления удастся провести аналитически. Приведенная форма линейных МГД уравнений соответствует случаю, когда альвеновские осцилляции являются единственной степенью активности нейтронной звезды [12].

Скалярное умножение (4) на δV_i и интегрирование по объему звезды (на поверхности звезды принимается, что $\delta \mathbf{B}|_{r=R} = 0$) приводят к уравнению энергетического баланса

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{\rho \delta V^2}{2} d\tau - \frac{1}{4\pi} \int_V \delta V_i B_k \frac{\partial \delta B_i}{\partial x_k} d\tau = 0. \quad (6)$$

Для нахождения нормальных мод вариации скорости потока и напряженности магнитного поля представим в виде

$$\delta V_i(\mathbf{r}, t) = a_i(\mathbf{r}) \dot{\alpha}(t), \quad \delta B_i(\mathbf{r}, t) = b_i(\mathbf{r}) \alpha(t), \quad (7)$$

где $\mathbf{a}(\mathbf{r})$ есть поле мгновенных смещений и $\mathbf{b}(\mathbf{r}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{a}(\mathbf{r})$. Последнее соотношение следует из уравнения (5) после подстановки в него $\delta \mathbf{B}$, заданного соотношением (7). Подставляя (7) в (6), приходим к стандартному уравнению нормальных мод

$$M \ddot{\alpha} + K \alpha = 0, \quad (8)$$

где M – инерция, а K – жесткость колебаний:

$$M = \int_V \rho a_i a_i d\tau, \quad K = \frac{1}{4\pi} \int_V b_i b_i d\tau, \quad b_i = B_k \frac{\partial a_i}{\partial x_k}. \quad (9)$$

Из полученных для M и K выражений следует, что при однородном магнитном поле и плотности для определения собственных частот альвеновских МГД колебаний необходимо знать только поле мгновенных смещений $\mathbf{a}(\mathbf{r})$, однозначно связанное соотношением (7) с вариацией поля скорости $\delta \mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$.

Примем, что в поверхностной области локализации электрон-ядерной плазмы однородное магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль полярной оси:

$$B_r = \mu B, \quad B_\theta = -(1 - \mu^2)^{1/2} B, \quad B_\phi = 0, \quad \mu = \cos \theta. \quad (10)$$

Для определения скорости потока, сопровождающего нерадиальные полоидальные колебания, воспользуемся уравнением несжимаемости. В изучаемом случае это уравнение должно быть дополнено условием непроницаемости массивного кора, отражающим также его инертность:

$$\delta V_r|_{r=R_c} = 0, \quad (11)$$

R_c – радиус кора. На поверхности звезды радиуса R примем стандартное граничное условие

$$\delta V_r|_{r=R} = \dot{R}(t) = R P_l(\mu) \dot{\alpha}_l(t), \quad (12)$$

где $R(t) = R [1 + \alpha_l(t) P_l(\mu)]$, $P_l(\mu)$ – полином Лежандра мультипольного порядка l .

Решение задачи (10)-(12), подробно изложенное в [19], приводит к полоидальному полю мгновенных смещений, в системе с фиксированной полярной осью z , вида

$$a_l = \text{rot rot } r \Phi_l, \quad \Phi_l = [A_l^1 r^l + A_l^2 r^{-l-1}] P_l(\mu), \quad (13)$$

где

$$A_l^1 = \frac{A_l}{l(l+1)}, \quad A_l^2 = -\frac{A_l}{l(l+1)} R_c^{2l+1}, \quad A_l = \frac{R^{l+3}}{R^{2l+1} - R_c^{2l+1}}. \quad (14)$$

Параметр инерции M_l полоидальных колебаний электрон-ядерной плазмы, локализованной в поверхностном слое $\Delta R = R - R_c$, по объему которого проводится интегрирование, дается выражением [19]

$$M_l = \frac{4\pi\rho}{l(2l+1)} A_l^2 R^{2l+1} \left[1 + \frac{l}{l+1} X^{2l+1} \right] (1 - X^{2l+1}), \quad X = \frac{R_c}{R}, \quad (15)$$

где $0 < X < 1$. Для жесткости гидромагнитных полоидальных альвеновских колебаний в поверхностном слое получаем

$$K_l = A_l^2 B^2 R^{2l-1} \left[\frac{l-1}{2l-1} + \frac{2l+1}{(2l+3)(2l-1)} X^{2l-1} - \frac{l+2}{2l+3} X^{2(2l+1)} \right]. \quad (16)$$

В результате, частота альвеновских магнитоплазменных осцилляций оценивается выражением

$$\omega_l^2 = \frac{K_l}{M_l} \sim \Omega_A^2, \quad \Omega_A^2 = \frac{V_A^2}{R^2} = \frac{B^2}{4\pi\rho R^2}, \quad (17)$$

где $V_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$ есть альвеновская скорость. Отметим, что в пределе $X \rightarrow 0$, когда радиус кора стремится к нулю ($R_c \rightarrow 0$), последнее выражение точно соответствует результату однородной модели, изученной в [12].

Рассмотренная двухкомпонентная модель позволяет получить предельные (нижнюю и верхнюю) оценки для частот собственных альвеновских МГД колебаний нейтронной звезды. Приводимые в литературе оценки характеристик поверхностной Ае-фазы в нейтронной звезде, полученные с использованием различных уравнений состояния ядерной материи, варьируются в следующих интервалах [3, 7, 15, 16]: i) глубина периферийной коры $\Delta R = R - R_c = R(1 - X)$, $0.3 < \Delta R < 0.8$ км, ii) средняя плотность поверхностной коры $10^8 < \rho < 10^{11}$ г/см³; iii) поверхностная напряженность магнитного поля $10^{10} < B < 10^{13}$ Гс. Меняя параметры в указанных пределах, находим, что периоды альвеновских МГД колебаний $P_l = 2\pi/\omega_l$ (где ω_l определяется выражением (17), предполагается при этом, что мультипольность колебания l не превышает 20) попадают в интервал от 10 мс до 15 с, который приблизительно совпадает с диапазоном наблюдаемых периодов излучения радиопульсаров [3, 6]. Такое совпадение периодов, по нашему мнению, поддерживает упомянутую выше гипотезу Хойла-Нарликара-Уилера [11] о том, что происхождение электромагнитного радиоизлучения, по крайней мере некоторых из наблюдаемых пульсаров, может

быть обусловлено альвеновскими магнитоплазменными осцилляциями, возбужденными при взрыве сверхновой, а не только твердотельным вращением⁵). Касаясь других следствий обсуждаемого механизма излучения, можно отметить, что на его основе можно дать естественное объяснение наблюдаемому увеличению периодов излучения пульсаров в терминах затухания магнитоплазменных осцилляций. Менее очевидным представляется механизм трансформации энергии магнитоплазменных альвеновских колебаний в энергию электромагнитного излучения. Между тем известно, что для некоторых планет и звезд главной последовательности преобразование энергии продольных плазменных колебаний, а также поперечных свистящих атмосфериков (в рассмотренной нами модели эти колебания отсутствуют из-за предположения о скомпенсированности электрон-ядерной плазмы) в электромагнитное излучение объясняется рассеянием колебаний на плазменных неоднородностях [21]. Поэтому можно предположить, что и в обсуждаемом случае рассеяние альвеновских волн на неоднородностях электрон-ядерной плазмы, локализованной в периферийной коре изолированной нейтронной звезды, может оказаться главным физическим процессом, управляющим преобразованием энергии магнитоплазменных осцилляций в энергию радиоизлучения.

Авторы признательны Ф.Веберу и С.Неделько за обсуждение ряда проблем, затронутых в настоящей статье. Работа выполнена при частичной поддержке INTAS фонда Европейского физического общества (грант INTAS-151).

1. В.Л.Гинзбург, ДАН СССР **9**, 329 (1964); L.Woltjer, *Astrophys. J.* **140**, 1309 (1964).
2. М.А.Либерман, Б.Йоханссон, УФН **165**, 1058 (1995); Д.А.Киржниц, С.Н.Юдин, УФН **165**, 1335 (1995).
3. G.Chanmugam, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 143 (1992).
4. А.И.Ахиезер, Н.В.Ласкин, С.В.Пелетминский, ЖЭТФ **109**, 1981 (1996).
5. P. Ledoux and Th. Walraven, *Variable Stars*, Handbuch der Physik, Ed. S. Flügge, Springer, Berlin **51**, 353 (1958); J.P. Cox, *Theory of stellar pulsations*, Princeton University, Princeton, 1980.
6. Р.Н.Манчестер, Дж.Х.Тейлор, *Пульсары*, М.: Наука, 1980.
7. Г.С.Саакян, *Физика нейтронных звезд*, ОИЯИ, Дубна, 1995.
8. S.I.Basturkov, I.V.Molodtsova, V.V.Papoyan, and F.Weber, *J. Phys. G* **22**, L33 (1996).
9. С.И.Баструков, И.В.Молодцова, А.А.Букатина, *Астрофизика* **38**, 123 (1995).
10. S.I.Basturkov, *Phys. Rev. E* **53**, 1917 (1996).
11. F.Noyle, J.V.Narlikar, and J.A.Wheeler, *Nature* **203**, 914 (1964).
12. S.I.Basturkov and D.V.Podgainy, *Phys. Rev. E* **54**, 4465 (1996).
13. M.Schwarzschild, *Ann.d'Astrophys.* **12**, 148 (1949).
14. А.Б.Мигдал, Д.Н.Воскресенский, Е.Е.Саперштейн, М.А.Троицкий, *Пионные степени свободы в ядерной материи*, М.: Наука, 1991.
15. D.Pines and M. Ali Alpar, In *The structure and evolution of neutron stars*, Eds. D.Pines, R.Tamagaki, and S.Tsuruta, Addison-Wesley, New York, 1992.
16. F.Weber and N.K.Glendenning, In *Astrophysics and Neutrino Physics*, Eds. D.H.Feng, G.Z.He, and X.Q.Li, World Scientific, Singapore, 1993.
17. G.Baym, C.Pethick, D.Pines, and M.Ruderman, *Nature* **224**, 872 (1969).
18. S.Chandrasekhar, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*, Clarendon, Oxford, 1961.
19. S.I.Basturkov, *Int. J. Mod. Phys. D* **5**, 45 (1996).
20. Э.А.Канер, В.Г.Скобов, УФН **89**, 89 (1966); A.S.Baynham and A.D.Boardman, *Adv. Phys.* **81**, 575 (1970).
21. В.В.Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет*, М.: Наука, 1964; В.Л.Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, М.: Наука, 1967.

⁵Уместно отметить, что из теории твердотельной электрон-дырочной плазмы [20] известно, что альвеновские волны (например, в висмуте, охлажденном до гелиевых температур) являются линейно поляризованными. Этим же свойством обладает излучение практически всех радиопульсаров.