

ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ В СВЕТЕ ГЕОМЕТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИДЕИ ДЖ.УИЛЕРА

Предисловие:

Геометродинамика известного ученого Джона Уилера (Wheeler John Archibald), скончавшегося в 2008 году, кажется, не находит одобрения у современных физиков, т.к. неявно она предполагает наличие мировой среды (эфира?). Действительно, «червоточины» в пространстве, если их не считать сугубо математическими выкрутасами, в своем физическом воплощении могут быть только вихревыми образованиями в какой-то невязкой, т.е. не имеющей сдвиговых напряжений субстанции. Допуская их существование, последовательно развивая и усложняя эту концепцию можно построить модель с использованием только самых общих закономерностей, в которой обосновываются и определяются некоторые свойства звездных объектов. Является ли она альтернативной? В той же мере, в какой является альтернативным представление Уилера о заряженной частице как сингулярной точке. Предлагаемая статья, посвящена этой теме. Возможно, местами она сложна для понимания, но не по причине математических трудностей, а по необходимости принять логику автора и иметь определенный уровень воображения. Возможно, она будет кому-то интересной как пример достижения очень малыми средствами довольно значительных результатов.

*«Природа, угадав ищущего,
Сама идет ему навстречу»
Рокуэл Кент*

Использована геометродинамическая идея Дж.Уилера, в которой пространственный континуум рассматривается как топологически неодносвязная поверхность, в которой допускается существование переходов между отдаленными частями пространства в дополнительном измерении по типу сток-исток. Обосновано существование замкнутых структур (макроконтуров), образованных за счет взаимного баланса гравитационных, магнитных и динамических сил. Показано, что именно эти макроконтуровы вне зависимости от своей материальной основы образуют сущностную структуру звездных объектов (ЗО) и определяют их эволюционное положение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Представлены модели характерных типов звездных объектов - звезд и компактных тел, возникающих в конце звездной эволюции. Рассчитаны их типовые параметры на различных стадиях эволюции. Объяснено существование диаграммы Герцшпрунга-Рессела и построен ее расчетный аналог. Показаны аналогии между звездными объектами и объектами микромира.

1 Введение

Геометродинамическая идея Дж.Уилера, в которой микрочастицы рассматриваются как вихревые осциллирующие деформации на неодносвязной поверхности, ранее была применена автором для построения модельных объектов микромира [1, 2]. В этих работах обосновано существование замкнутых структур (контуров), определяющих свойства микрочастиц. В то же время представление о существовании переходов между отдаленными областями пространства в виде Уилеровых «червоточин» распространяется также и на масштабы Космоса и используется в некоторых современных астрофизических теориях [4]. В представленной работе обосновывается существование подобных замкнутых контуров в космологических масштабах и тот факт, что они составляют основу звездных объектов.

Отметим, что в данной работе не рассматривается ни природа космологической среды, образующей звездные массы, ни природа носителей массы, заряда, силовых взаимодействий и др., ни разнообразнейшие физические проявления эволюционного поведения звезд-

ных объектов. Эти задачи является предметом изучения специальных дисциплин.

Модель носит обзорный, иллюстративный характер. Для нее **имеет значение лишь наличие этих вышеупомянутых сущностей**, образующих определенные типы звездных структур и определяющих их эволюцию. И хотя в работе использованы термины, обозначающие конкретные ЗО, но рассматриваются лишь их схематичные модели, эволюция которых зависит только от очень немногих параметров, отражающих наиболее важные свойства реальных объектов.

Для построения этих моделей использованы балансы между основными взаимодействиями: электрическими, магнитными, гравитационными и инерционными; причем никакие дополнительные коэффициенты не вводились. В итоге были получены правильные качественные результаты, а в ряде случаев и количественные параметры в отношении статистически усредненных (типовых) звездных объектов.

2 Исходные предпосылки

В работе [1] показано, что с чисто механистической точки зрения *заряд* отражает меру неравновесности вакуума и пропорционален количеству его движения по контуру вихревой трубки тока, *спин*, соответственно, моменту количества движения относительно продольной оси контура, а *магнитное взаимодействие* между проводниками аналогично силам, действующим между трубками тока. Принято, что единичным элементом такой трубки является элемент, имеющий размер классического радиуса электрона r_e и его массу m_e .

Напомним, что в [1, 2] выражения для электрических и магнитных сил записаны в «безкулоновой» форме, где заряд заменен предельным импульсом электрона. В этом случае электрическая и магнитная постоянные ε_0 и μ_0 имеют вид:

$$\varepsilon_0 = m_e / r_e = 3.33 \cdot 10^{-16} \text{ кг/м} , \quad (1)$$

$$\mu_0 = 1/(\varepsilon_0 c^2) = 0.0344 \text{ 1/н} . \quad (2)$$

Здесь электрическая постоянная фактически является погонной плотностью вихревой трубки, имеющей массу:

$$m = \varepsilon_0 l , \quad (3)$$

где l - длина вихревой трубки (нити) или контура, а величина, обратная магнитной постоянной, есть центробежная сила, возникающая при вращении элемента вихревой трубки с массой m_e со скоростью света c по радиусу r_e ; она же эквивалентна силе, действующей между двумя элементарными зарядами на данном радиусе.

С целью взаимного сопоставления взаимодействий запишем выражения для них в безразмерном виде с единым размерным коэффициентом силы $1/\mu_0$. Учитывая (1) и (2):

$$F_e = (1/\mu_0)(r_e/r_0)^2 z_{e1}z_{e2} , \quad (4)$$

$$F_m = (1/\mu_0)(l/2\pi r_0)(r_e/(c * [c]))^2 z_{e1}z_{e2} , \quad (5)$$

$$F_g = (1/\mu_0)(1/f)(r_e/r_0)^2 z_{g1}z_{g2} , \quad (6)$$

$$F_i = (1/\mu_0)(r_e/r_0)(V_0/c)^2 z_g , \quad (7)$$

где V_0 , r_0 , z_e , z_g , f - окружная скорость, окружной радиус или расстояние между вихревыми трубками, относительные величины заряда и массы в зарядах и массах электрона и отношение электрических сил к гравитационным, которое при данных обозначениях имеет вид:

$$f = c^2 / (\varepsilon_0 \gamma) = 4.16 \cdot 10^{42}, \quad (8)$$

где γ - гравитационная постоянная.

Баланс электрических и магнитных сил $F_e = F_m$, дает среднегеометрическое - характерный линейный параметр, не зависящий от направления вихревых трубок и числа зарядов.

$$R_c = (r_0 l)^{1/2} = (2\pi)^{1/2} c^* [c] = 7.52 \cdot 10^8 \text{ м}, \quad (9)$$

величина, близкая радиусу Солнца и размерам типичных звезд.

Баланс магнитных и гравитационных сил $F_m = F_g$, также приводит к среднегеометрическому:

$$(r_0 l)^{1/2} = (z_{g1} z_{g2} / z_{e1} z_{e2})^{1/2} (2\pi / f)^{1/2} c^* [c] = (\varepsilon / f)^{1/2} R_c, \quad (10)$$

где отношение произведений $\varepsilon = (z_{g1} z_{g2}) / (z_{e1} z_{e2})$ есть *эволюционный параметр*, который характеризует состояние среды и ее изменение по мере преобладания массовых носителей над электрическими и по существу показывает отличие материальной среды от вакуума.

Выражение (10) в общем случае дает семейство протяженных контуров, состоящее из противонаправленных замкнутых вихревых трубок (mg-контур). Эволюционный параметр ε пропорционально увеличивает массу вихревой трубки для mg-элемента:

$$m = \varepsilon \varepsilon_0 l. \quad (11)$$

В свою очередь эти вихревые трубки могут состоять из ряда параллельных вихревых нитей, устойчивость которых обеспечивается *балансом магнитных и инерционных сил* $F_m = F_i$, (mi-зоны), из которого следует:

$$V_{0i} = (z_{e1} z_{e2} / z_g)^{1/2} (r_e l / 2\pi)^{1/2} / [c]. \quad (12)$$

Однонаправленные вихревые нити, длиной l , вращаются относительно продольной оси по неопределенному радиусу с окружной скоростью V_{0i} . При заполнении их цепочками единичных зарядов с массой электрона, когда их число $z_e = z_g = l / r_e$ или, если трубки состоят из единичных вихревых нитей, количеством l / r_e , получаем:

$$V_{0i} = l / (2\pi)^{1/2} * [c]. \quad (13)$$

Баланс гравитационных и инерционных (центробежных) сил $F_g = F_i$, дает *вириал*, из которого выводим максимальную гравитационную массу объекта, удовлетворяющую условию (9):

$$M_m = R_c c^2 / \gamma = f R_c \varepsilon_0 = 1.012 \cdot 10^{36} \text{ кг}. \quad (14)$$

3 Структуризации первичной среды и параметры ЗО.

Рассмотрим объекты, где сбалансировано более одной пары сил.

Допустим, что происходит эволюция и усложнение первоначально бесструктурной максимальной массы путем образования в ней mi-зон, состоящих из единичных элементов, длиной l_i и массой m_i . Из постоянства μ_0 в общем случае следует:

$$1 / \mu_0 = \varepsilon_0 c^2 = m_i V_{i0}^2 / r_i, \quad (15)$$

где $m_i = \varepsilon_0 l_i$ - масса вихревого mi-элемента. Из (13) и (15), имея в виду (9), получаем со-

отношение для его геометрических параметров:

$$l_i^3 / r_i = R_c^2. \quad (16)$$

Под действием гравитации единичные трубки (нити) объединяются в локальную структуру, масса которой определяется также из вириала:

$$M_i = r_i V_{i0}^2 / \gamma. \quad (17)$$

Пусть объект содержит z_i локальных зон, тогда его масса $M_0 = z_i M_i$. Введем безразмерный параметр $M = M_0 / M_m$. Тогда, сделав преобразования, в итоге получаем единообразные выражения для всех параметров эволюционирующих объектов, имеющих произвольную относительную массу M :

$$\text{количество локальных зон} \quad z_i = 1/M^{1/4}, \quad (18)$$

$$\text{радиус зоны} \quad r_i = M^{3/4} R_c, \quad (19)$$

$$\text{длина вихревой трубки (нити)} \quad l_i = M^{1/4} R_c, \quad (20)$$

$$\text{окружная скорость в зоне} \quad V_{0i} = M^{1/4} c, \quad (21)$$

$$\text{количество единичных вихревых нитей в зоне} \quad n = M_i / m_i = f M, \quad (22)$$

и, имея в виду (10), можно принять $n = \varepsilon$. Таким образом, *по мере уменьшения своей массы объект одновременно усложняется*, структурируясь m_i -зонами все более тонко.

Примем, что исходным состоянием ЗО является вращающийся диск, который может далее усложняться с образованием более крупных структур (mg-контуров), размером $R_0 \times d_0$, где длина контура $R_0 = l$ и диаметр контура $d_0 = r_0$. С данными обозначениями (10) принимает вид:

$$(d_0 R_0)^{1/2} = (\varepsilon / f)^{1/2} R_c. \quad (23)$$

Примем весьма схематично и приближенно, что mg-контур в диске расположен радиально-спирально и стягиваются радиальными составляющими гравитационных сил к центру. Приближенно эти силы равны $(d_0 / R_0) F_g$, и тогда из баланса центробежных и гравитационных сил следует:

$$V_0 = (d_0 / R_0)^{1/2} (\gamma m / R_0)^{1/2}, \quad (24)$$

где m, R_0 - масса одного mg-контура и усредненный радиус диска.

Определим число mg-контуров как

$$z_0 = R_0 / d_0. \quad (25)$$

Имея в виду (11), общая масса объекта составит:

$$MM_m = z_0 m = z_0 \varepsilon \varepsilon_0 R_0. \quad (26)$$

Учитывая выражения (8),(9) и (23-26) и выполнив преобразования, находим параметры структурированного диска:

$$R_0 = M^{1/3} R_c, \quad (27)$$

$$z_0 = f M^{2/3} / \varepsilon, \quad (28)$$

$$V_0 = \varepsilon c / (f M^{1/3}). \quad (29)$$

Найденные параметры являются усредненными при плотной упаковке элементов структуры в диске и определяют ядро объекта. Определим внешние границы объекта при условии, что в случае вращения системы мг-контуров как жесткого диска, их окружная скорость на периферии не может превышать скорость света. Тогда максимальный радиус диска:

$$R_m = R_0 c / V_0 = z_0 R_c. \quad (30)$$

Предположим для нашей упрощенной модели, что масса объекта сосредоточивается либо в центре (состояние ядра), либо на периферии (состояние оболочки). В силу сохранения момента импульсов, скорость на периферии не может быть выше, чем:

$$V_m = V_0 R_0 / R_m = V_0^2 / c. \quad (31)$$

Выразим периоды одного оборота ядра $\tau_0 = R_0 / V_0$ и оболочки $\tau_m = R_m / V_m$ (длительность внутреннего и внешнего циклов).

Имея в виду (27-31), а также учитывая, что $(2\pi)^{1/2} = 2.51$, получаем:

$$\tau_0 = 2.51 M^{2/3} f / \varepsilon, \quad (32)$$

$$\tau_m = 2.51 M^{4/3} (f / \varepsilon)^3. \quad (33)$$

Действительно, **ядра звезд вращаются намного быстрее оболочки** [5]. По мере уплотнения среды и все большего отличия ее от вакуума увеличивается эволюционный параметр ε . Существуют, по крайней мере, два его характерных значения при следующих условиях:

1. Количество мг-элементов z_0 равно количеству mi -структур z_i , что, можно предположить, соответствует наиболее стабильному или *равновесному* состоянию 3О в процессе его эволюции. В этом случае при $z_i = z_0$ из (18) и (28) следует:

$$\varepsilon = f M^{11/12}. \quad (34)$$

2. Количество мг-элементов сокращается до единственного, включающего в себя все mi -структуры, что соответствует окончанию определенного периода эволюции объекта или *вырожденному* состоянию. В этом случае из (28) находим:

$$\varepsilon = f M^{2/3}. \quad (35)$$

Причем на линии вырождения при $z_0 = 1$, имея в виду (30),(32),(35), следует, что для любых масс период обращения ядра постоянен и равен 2.51 сек, а размер оболочки равен стандартному радиусу R_c . В общем случае, объединяя (34) и (35), можно записать

$$\varepsilon = f M^k, \quad (36)$$

где параметр $k \geq 2/3$.

Видимые размеры звезд, т.е. радиусы их фотосфер зависят от многих конкретных фак-

торов, как правило, не совпадают с радиусом R_m и могут быть оценены лишь приближенно. То же относится и к их температурам. Будем считать массу Солнца *стандартной* (далее это будет подтверждено), а радиус солнечной фотосферы близкой к R_c . Тогда в стабильном состоянии в пределах главной последовательности для нашей дисковой модели относительный радиус фотосферы R_f для звезды произвольной массы можно выразить через массу Солнца. Очевидно, что для двухмерной модели

$$R_f = (M / M_c)^{1/2}, \quad (37)$$

а в общем случае,

$$R_f = (M / M_c)^i, \quad (38)$$

где $i = 1 \dots 1/3$, коэффициент, отражающий плотность упаковки πg -контуров в объекте.

Для оценки температуры модельного объекта, рассмотрим его излучение как излучение абсолютно черного тела. Пусть максимальная температура такого излучения достигается при комптоновской длине волны электрона $\lambda_k = 2.426 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ и допустим, что длина волны излучения обратно пропорциональна окружной скорости вихревых трубок контуров на данном радиусе. Тогда, исходя из формулы Вина,

$$T = b / \lambda, \quad (39)$$

где $b = 0.0029 \text{ м}^0\text{К}$ и, имея в виду указанную пропорциональность, температуры излучения на радиусе ядра и на радиусе фотосферы (а также на произвольном радиусе), соответственно, можно выразить как

$$T_0 = T_k V_0 / c \quad \text{и} \quad T_f = T_k (V_0 / c)(R_0 / R_f), \quad (40,41)$$

а энергию излучения -

$$E = 511 V_0 / c, \quad KэВ. \quad (42)$$

где T_k - предельная температура, соответствующая λ_k и равная $1.19 \cdot 10^9 \text{ }^0\text{К}$.

4 Об адекватности модели.

Представляется неправдоподобным, что столь схематичная и простая модель может давать разумные результаты в отношении звездных объектов. Однако, **это действительно так**. Определим некоторые параметры звезды солнечной массы. Масса Солнца равна $2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, а в относительных единицах, при делении на M_m , $M_c = 2 \cdot 10^{-6}$.

В таблице 1 приведены данные, рассчитанные по вышеприведенным формулам.

Сопоставляя расчетные параметры усредненного стандартного объекта (звезды солнечного типа) в равновесном состоянии с реальными параметрами Солнца, находим близкое соответствие размера, температуры поверхности, температуры ядра и периода активности солнечного цикла.

Вращательный момент импульса Солнца в наших обозначениях равен

$$0.4(2 \cdot 10^{30}) V_0 R_0 = 0.4 M_c^{23/12} M_m c R_c = 1.09 \cdot 10^{42} \text{ кг м}^2 / \text{с}, \quad (43)$$

где коэффициент 0.4 учитывает шарообразную форму тела. То есть **вращательный момент импульса Солнца рассчитывается почти абсолютно точно (!)**

К концу эволюции при достижении вырожденного состояния, при $z_0 = 1$, периоды внутреннего τ_0 и внешнего τ_m циклов предельно сокращаются, табл.1. В этом случае однозаконная спиральная структура, скорее всего, уплощается в диск с толщиной, равной разме-

ру ядра R_0 , и излучает в направлении наблюдателя, если тот находится в створе с плоскостью диска. Период излучения $\tau_m = 4.4$ часа, длительность импульса $\tau_0 = 2.5$ сек, температуры ядра и оболочки соответствуют энергиям излучения в 6.4 и 0.08 КэВ.

Таблица 1

Параметры	Равновесное состояние	Вырожденное состояние
ε	$2.47 \cdot 10^{37}$	$6.56 \cdot 10^{38}$
z	26.6	1
<i>Ядро</i>		
R_0	0.0126	0.0126
V_0	$4.7 \cdot 10^{-4}$	0.0126
τ_0 , сек	66.9	2.51
T_0 °K	$5.6 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^7$
<i>Оболочка</i>		
R_m	26.6	1
V_m	$2.21 \cdot 10^{-7}$	$1.57 \cdot 10^{-4}$
τ_m , сек	$3 \cdot 10^8 = 9.6$ год	$1.58 \cdot 10^4 = 4.4$ час
T_m °K	263	$1.89 \cdot 10^5$
<i>Фотосфера</i>		
R_f	1	1
T_f °K	7050	$1.89 \cdot 10^5$

Примечание: радиусы и скорости выражены в долях от R_c и c .

Наличие m_i -зон в составе объекта вносит обратно пропорционально их числу неопределенность в период излучения. Для объекта с массой Солнца неопределенность в периоде импульсов составит: $\tau_m/z_i = 4.4 \text{ час} / 26.6 = 598 \text{ сек}$.

Эти параметры являются типовыми и соответствуют рентгеновским источникам, *барстерам*; например, полученные параметры **полностью соответствуют параметрам рентгеновского источника 3U 1820-30 в шаровом скоплении NGC6624 [5]** и др.

Конечно, эта модель отражает лишь некоторые сущностные черты структуры звездного объекта. Такая структура может состоять из тороидов (баланс магнитных и гравитационных сил), токопроводящие элементы которых вращаются вокруг замкнутой оси тора (баланс магнитных и инерционных сил), сами же тороиды находятся в плоскости вращающегося диска (баланс гравитационных и инерционных сил). Вряд ли такая система может быть статически устойчивой. Ядро вращается быстрее периферии, и происходит закручивание mg -контуров с переходом их кинетической энергии в другие формы (а потом, очевидно, обратный процесс). Было бы наивным упрощением уподоблять данную систему многозаходному плоскоспиральному механическому маятнику, тем не менее, должен иметь место **колебательный процесс гравимагнитнодинамической структуры** объек-

та. Действительно, парные темные пятна в экваториальной зоне Солнца, видимо, и являются выходами mg -контуров, которые перемагничиваются и меняют свою интенсивность и полярность с периодом 11 лет. Их наблюдаемое количество (от единиц до сотни) не противоречит расчетному среднему $z_0 = 26.6$.

Рассчитаем теперь *плотность ядра* ЗО. В атомах звездного вещества (водорода, в основном) субстанция, согласно нашей модели [1], циркулирует по $p^+ - e^-$ контурам, имеющим массу $\varepsilon_0 r_0$, и скорость циркуляции не может быть более скорости света.

В то же время величина заряда e_0 постоянна при любом квантовом числе и равна импульсу массы контура $\varepsilon_0 r_0 V_0$. При $V_0 \rightarrow c$ $r_0 \rightarrow r_{0\min}$, поэтому:

$$r_{0\min} = e_0 / (\varepsilon_0 c) = 1.65 \cdot 10^{-12} \text{ м} . \quad (44)$$

Плотность предельно сжатых атомов водорода составит (для сферического объема):

$$\rho_{\max} = 3m_H / (4\pi r_{0\min}^3) = 8.82 \cdot 10^7 \text{ кг/м}^3, \quad (45)$$

где m_H - масса атома водорода.

Теперь представим среднюю плотность вещества ядра как отношение массы ядра к кубу его радиуса. Раскрывая соответствующие выражения, можем убедиться, что плотность постоянна и зависит только от гравитационной постоянной:

$$\rho_0 = MM_m / R_0^3 = M_m / R_c^3 = 1 / (2\pi\gamma[c^2]) = 2.38 \cdot 10^9 \text{ кг/м}^3. \quad (46)$$

Исходя из соотношения плотностей, следует предположить, что в объеме, равном объему одного атома водорода, должно содержаться 27 атомов исходного вещества, что по числу протонов соответствует *атомам группы железа*. Именно **такая плотность является типичной для белых карликов**, например, известная звезда Кейпера.

Интересно, что полученные параметры: R_c , ρ_0 и $\tau_0 = 2.51$ сек фактически не отличаются от значений, которые должна иметь гипотетическая горловина магнитной «кротовой норы», массой M_m [4].

5 Аналоги диаграммы Герцшпрунга-Рессела и их применение

Известная диаграмма Герцшпрунга-Рессела (Г-Р) показывает эволюционное положение звездных объектов в координатах спектральный класс (температура) - светимость. Мы рассмотрим ее аналоги: диаграмму масса - эволюционный параметр и масса - температура.

5.1 Диаграмма масса - эволюционный параметр

На такой диаграмме, рис.1, зависимости $\varepsilon(M)$ удобно выражать в логарифмическом масштабе. Лучи диаграммы при любом показателе k сходятся в точке, соответствующей предельной массе M_m и предельному эволюционному параметру $\varepsilon_{\max} = f$. Конкретные параметры ЗО зависят от положения объекта на диаграмме. В целом при приближении к точке схода M_m , как следует из выражений (27-33), (40), (41), число mg -контуров стремится к единице, скорость вращения - к скорости света, радиусы ядра и оболочки - к R_c , периоды внутреннего и внешнего циклов - к 2.51 сек, температуры ядра и оболочки - к T_k .

Очевидно, что для конкретного объекта ход эволюции может быть направлен как в сторону увеличения параметра ε (уплотнение среды), вплоть до $z = 1$, так и в сторону его уменьшения (разрежение среды) вплоть до сброса звездой оболочки в конце ее эволюции. Используя *аналогии из микромира* эти состояния можно уподобить, соответственно, **атому Бора и ионизированному атому**.

Будем полагать, что ЗО, находящиеся на главной последовательности, имеют эволюционный параметр, соответствующий линии равновесия при $k = 11/12$. При $\varepsilon = \text{const}$ равновесной массе M_0 соответствует меньшая масса M_p , находящаяся на линии вырождения,

для которой $k = 2/3$ и $z_0 = 1$, рис.1. В этом случае из (34) и (35) следует соотношение между массами:

$$M_p = M_0^{11/8}. \quad (47)$$

Так как масса Солнца является стандартной, эволюционный параметр на линии равновесия для солнечной массы ε_{st} также будем считать стандартным.

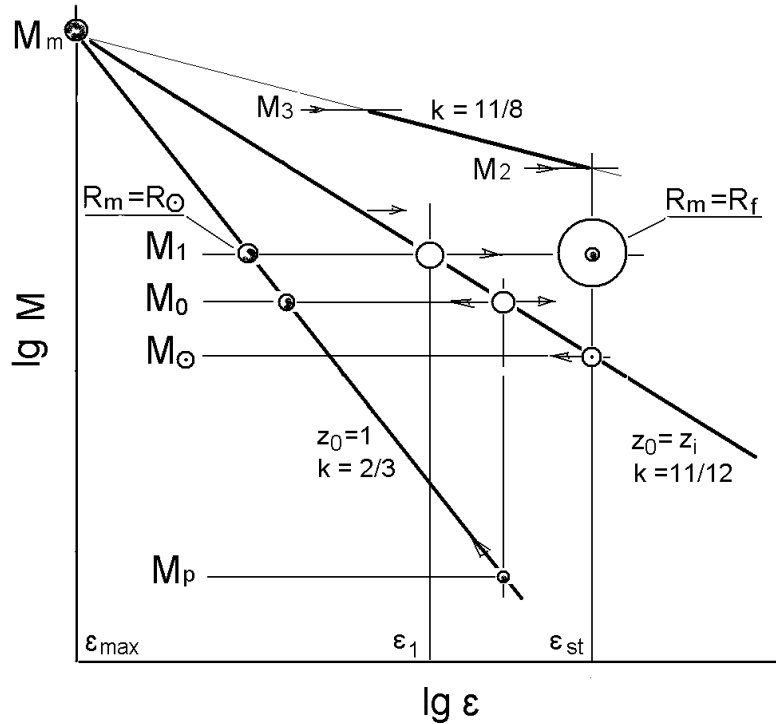


Рис.1. Диаграмма масса - эволюционный параметр

5.2 О распаде красного гиганта

В конце своей эволюции звезда определенной массы становится красным гигантом и далее сбрасывает оболочку (переход в состояние ядра), оставляя после себя белого карлика, нейтронную звезду или, в случае наибольших масс, «черную дыру».

Выберем некоторую характерную массу звезды, для которой на линии равновесия каждый ее mg -контур имеет массу Солнца, т.е. выполняется условие $M_0 = z_0 M_c$. Учитывая (28) и (34), получаем $M_0 = M_c^{4/5} = 2.76 \cdot 10^{-5} = 13.8$ м.с. Определим типичную массу белого карлика, образующегося из ядра такой звезды. Предположим, что на линии равновесия звезды ее ядро, а, следовательно, и масса M_p , находится на линии вырождения, рис.1, поэтому, имея в виду (47),

$$M_p = M_0^{11/8} = M_c^{11/10} = 5.38 \cdot 10^{-7}, \quad (48)$$

что соответствует 0.27 масс Солнца (м.с.)

При разделении оболочки и ядра их можно рассматривать по отдельности. Пусть оболочка эволюционирует до стандартного параметра ε_{st} , а ядро задерживается на критической стадии образования белого карлика. Объединяя эти состояния, представим, что масса белого карлика M_p пропорциональна числу mg -контуров z_p от общего числа mg -контуров z_0 массы M_0 при ε_{st} :

$$M_p = M_0 z_p / z_0 . \quad (49)$$

Имея в виду (28),(34),(48), находим число mg -контуров, составляющих ядро карлика:

$$z_p = f M_0^{25/24} / \varepsilon_{st} = M_c^{-1/12} = 2.98. \quad (50)$$

Следовательно, полная масса звезды эквивалентна $M_0/M_p = M_0^{-3/8} = M_c^{-3/10} = 51.2$ массам белых карликов, что соответствует числу нуклонов в ядре железа. (Более точно, если $z_p = 3$, то $M_c = 1.9 \cdot 10^{-6}$ и число «нуклонов» равно 52). Наблюдается очередная аналогия с микромиром: *стандартный красный гигант, содержащий 52 массы белых карликов, и белый карлик, содержащий три mg -контур, соответствуют атому железа, содержащему 52 нуклона, и нуклону, состоящему из трех кварков.* Аналогии с микромиром прослеживаются и далее.

Таким образом, действительно, массу Солнца и его эволюционный параметр ε_{st} на линии равновесия следует считать стандартными. При $z_0 = 3$, параметр $k \approx 0.75$ и слабо изменяется в широком интервале масс. Можно ожидать, что условие (50) является оптимальным и для других масс. Тогда из (50) следует:

$$\varepsilon_{st} = f M_0^{25/24} / 3 . \quad (51)$$

5.3 Диаграмма масса - температура

Так как в пределах главной последовательности логарифмы светимости и массы примерно пропорциональны, нам удобно построить аналог диаграммы Г-Р в координатах масса - температура.

Исходя из (27-30),(34),(40),(41),получаем выражения вида $T(M)$, соответствующие равновесным температурам на радиусе оболочки R_m и радиусе ядра R_0 при $k = 11/12$, которые в логарифмических координатах являются прямыми, сходящимися к точке M_m (вне диаграммы), рис.2:

$$T_m = T_k M^{7/6}, \quad T_0 = T_k M^{7/12}. \quad (52, 53)$$

Звезды на главной последовательности, как правило, имеют размеры фотосферы меньшие R_m . Для построения зависимостей $M(T)$ для фотосферы воспользуемся выражением (37). Учитывая (38), для общего случая получаем:

$$T_f = T_k M_c^i M^{k-i}. \quad (54)$$

Для равновесного состояния при $k = 11/12$ получаем три прямые, соответствующие трем возможным упаковкам mg -контуров, в одномерную, двухмерную или трехмерную структуры, т.е. при $i = 1, 1/2$ и $1/3$, рис.2:

$$T_{f1} = T_k M_c M^{-1/12}, \quad T_{f2} = T_k M_c^{1/2} M^{5/12}, \quad T_{f3} = T_k M_c^{1/3} M^{7/12}. \quad (55, 56, 57)$$

Эти три прямые пересекаются в точке с координатами, очень близкими к реальным параметрам Солнца, а пересечение их с линией равновесия для оболочки дает три характерные массы: M_1, M_2, M_3 . Масса $M_1 = M_c^{4/5} = 13.8$ м.с., т.е. эта масса также отвечает условию $M_1 = z_0 M_c$ и равна определенной ранее (гл. 5.2) массе красного гиганта. Масса $M_2 = 79.4$ м.с. - наибольшая масса звезды, еще могущей находиться на главной последовательности. Эта масса может порождать объект, согласно (47), в 3 м.с., что **совпадает с предельной массой нейтронной звезды**. Масса $M_3 = 277$ м.с. - наибольшая возможная масса звезды с

наиболее плотной упаковкой. В соответствии с принятой моделью структура ЗО является двумерной, поэтому звезды главной последовательности находятся на линии T_{f2} (широкая прямая).

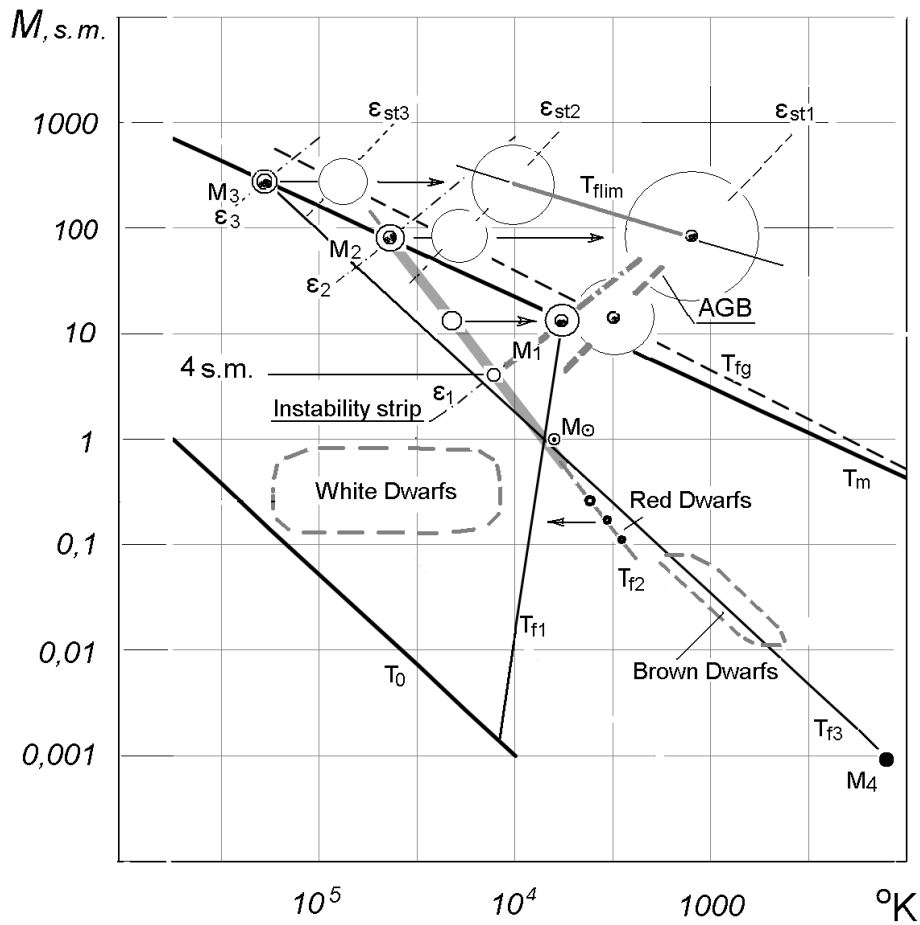


Рис.2. Диаграмма температура - масса.

Там же показаны изолинии параметра ϵ , которые на диаграмме М-Т, исходя из (27-30), (41) и после объединения постоянных имеют вид:

$$T_f = 6.86 \cdot 10^{-77} \epsilon^2 / M^{2/3}. \quad (58)$$

Отметим, что частные последовательности звезд шаровых скоплений, образовавшиеся из среды с одинаковым эволюционным параметром, также располагаются вдоль собственных изолиний ϵ .

При сходе звезд с главной последовательности и эволюции их в сторону меньших ϵ и T (вправо на диаграмме) параметры ЗО изменяются и, в частности, значительно увеличивается радиус оболочки. Примем, что за линией равновесия $R_f = R_m$ (хотя видимый размер звезды зависит также от многих конкретных факторов, не учитываемых в нашей модели).

При расчете температуры оболочек звезд по (41) неявно предполагалось, что часть энергии излучения ядра переходит в иные формы или затрачивается на внутренние процессы в звезде. Но для оболочек звезд-гигантов, находящихся на диаграмме М-Т справа от линии равновесия, формула (41) дает заниженные результаты. Средняя плотность звезд-гигантов крайне мала, и энергия излучения горячего ядра незначительно поглощается разреженной

атмосферой такой звезды. В этом случае для определения температуры фотосферы используем известную формулу мощности теплового излучения, рассматривая ядро как источник излучения:

$$N = \sigma T^4 S, \quad (59)$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана, равная $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ вт м}^{-2} (\text{°K})^{-4}$. Имея в виду очевидную зависимость температуры от линейного размера, температуру фотосферы выразим через температуру ядра:

$$T_f = T_0 (R_0/R_f)^{1/2}. \quad (60)$$

Учитывая (27-30), (40) и принимая $R_f = R_m$, аналогично (58) получаем:

$$T_f = 1.4 \cdot 10^{-55} \varepsilon^{3/2} / M^{1/2}. \quad (61)$$

Эту формулу следует использовать при эволюции звезды за линию равновесия, когда радиус ее оболочки резко увеличивается. Очевидно, что она дает несколько завышенные значения T_f . На рис.2 изолинии по (61) отмечены как ε_{st} .

Учитывая (51) и подставляя выражение для ε_{st} в (61), получаем прямую $T(M)$, на которой находятся звезды, переходящие в стадию красных гигантов:

$$T_{fg} = 0.192 T_k M_0^{17/16}. \quad (62)$$

В табл.2 приведены некоторые расчетные данные для звезд с массами M_1 и M_2 по мере уменьшения параметра ε .

Таблица 2

Параметры	$M_1 = 13.8 \text{ м.с}$		$M_2 = 79.4 \text{ м.с.}$		
	ε_1	ε_{st1}	ε_2	ε_{st2}	ε_{st1}
ε	$2.76 \cdot 10^{38}$	$2.47 \cdot 10^{37}$	$1.37 \cdot 10^{39}$	$1.53 \cdot 10^{38}$	$2.47 \cdot 10^{37}$
v_0	0.00219	0.000197	0.0061	0.00068	0.00011
R_0	0.0302	0.0302	0.0542	0.0542	0.0542
R_m	13.8	153.4	8.9	80	495
R_f	3.7	153.4	8.9	80	495
$\tau_0, \text{сек}$	34.5	388	22.3	200	1242
$\tau_m, \text{сут}$	83	$1.15 \cdot 10^5$	7	5037	$1.2 \cdot 10^6$
$\tau_{mz}, \text{сут}$	6	752	0.78	63	2409
$T_0, \text{°K}$	$2.6 \cdot 10^6$	$2.34 \cdot 10^5$	$7.2 \cdot 10^6$	$8.07 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^5$
$T_m, \text{°K}$	5710	3290	44000	21000	1370
$T_f, \text{°K}$	21200	3290	44000	21000	1370

Примечание: радиусы и скорости выражены в долях от R_c и c .

Что касается сверхзвезды, с расчетной массой $M_3 = 277 \text{ м.с.}$, то **существование такого объекта получило подтверждение**. Открытая недавно звезда R136a1 имеет параметры: $M_0 = 265 \text{ м.с.}$, $R_f = 63R_c$, $T_f \geq 40000 \text{ °K}$ [7]. Расчетные параметры звезды такой массы, предполагая, что она лежит на продолжении главной последовательности, следующие: T_{f2} по (56) равна 72500 °K , параметр ε из (61) равен $4.8 \cdot 10^{38}$, параметр $R_f = R_m$ по (30) равен $57R_c$. То есть, фактически, на диаграмме М-Т объект должен располагаться несколько правее.

В нижней части диаграммы располагаются красные карлики. Их типичные параметры: масса - $0.1 \dots 0.8$ м.с., радиус - $0.1 \dots 0.85 R_c$, температура - ниже 3800 °К [8, 9]. Так как их радиусы приблизительно пропорциональны массе, они принадлежат прямой T_{f1} , но их температура ниже, и они находятся как бы на продолжении главной последовательности. Предполагается, что их эволюция идет в сторону их сжатия, т.е. увеличения параметров ε и T .

В нижней части линии T_{β} находятся бурые карлики. Их типичные параметры: масса - $0.012 \dots 0.08$ м.с., температура - $3000 \dots 300$ °К. Их радиусы изменяются незначительно во всем диапазоне масс и приблизительно равны радиусу Юпитера [10, 11].

В самом низу диаграммы - масса $M_4 = 1.95 \cdot 10^{-9}$, планета-гигант Юпитер. Температура его внешней оболочки на луче T_{β} по (57) равна 123 °К, т.е. **близка к реальной температуре внешних слоев атмосферы**. Плотности Юпитера, бурых карликов и Солнца примерно одинаковы, все эти объекты располагаются вблизи линии T_{β} .

Таким образом, на диаграмме М-Т логично размещаются все типы ЗО.

5.4 О переменности звездных объектов

Типы переменности излучения ЗО весьма разнообразны, и она в той или иной степени присуща всем ЗО, включая Солнце. Наиболее распространенный вид переменности - оптическая знакопеременная переменность (пульсации). Согласно нашей модели такие пульсации естественным образом вытекают из наличия колебательного процесса сложной структуры ЗО.

Наиболее устойчивыми по амплитуде и периоду колебаний блеска являются пульсирующие звезды высокой светимости - *цефеиды*, желтые звезды-гиганты [12, 13]. Их положению на диаграмме М-Т соответствует масса M_1 на линии равновесия T_m , где $R_f = R_m$.

Звезды при сходе с главной последовательности становятся переменными при пересечении ими изолинии ε_1 (*полоса неустойчивости*), соответствующей равновесному параметру ε для характерной массы M_1 . При этом из диаграммы ε -М следует, что до достижения изолинии ε_1 , параметр ε уменьшается для масс, больших M_1 , и увеличивается для масс, меньших M_1 .

Массы цефеид находятся в диапазоне $4 \dots 20$ м.с. Минимальная масса цефеиды определяется пересечением изолинии ε_1 и прямой T_{f2} , что дает $M = 4.1$ м.с. и **совпадает со значением**, указанным в [14].

Следует иметь в виду, что этой точке пересечения на диаграмме М-Т на диаграмме М- ε соответствует отрезок от линии равновесия до ε_1 . Этот отрезок соответствует началу схода звезды с главной последовательности. При этом $R_f \rightarrow R_m$, что приводит к увеличению светимости звезды, которое на диаграмме Т-М не отражается, а на диаграмме Г-Р соответствует начальному отрезку эволюционного трека звезды.

Далее звезды эволюционируют в сторону меньших ε и достигают изолинии ε_{st1} (*асимптотическая ветвь гигантов, АВГ*), соответствующей равновесному параметру ε_{st} для стандартной солнечной массы, рис.1, при котором размер оболочек звезд и период их внешнего цикла достигают максимума. На АВГ находятся *долгопериодические переменные звезды* с периодом колебаний блеска до 1000 суток, *полуправильные переменные звезды*, с периодом колебаний блеска до 2000 суток и другие. В рамках нашей модели их переменность, может быть объяснена не только наличием периода оболочки τ_m , а также и неоднородностью ее свечения в связи с прохождением по диску звезды горячих (холодных) зон [15, 16], содержащих mg -контуры, через интервалы порядка $\tau_{mz} = \tau_m / z$.

Расчетные параметры R_m , T_m и τ_{mz} для M_1 в табл.2 находятся в разумном соответствии с усредненными наблюдательными данными для цефеид при ε_1 и для долгопериодических переменных при ε_{st1} [12, 17].

Параметры ЗО, массой M_2 , на линии равновесия при ε_2 приблизительно соответствуют горячим сверхгигантам типа PV Tel с периодом пульсаций от 0.1 до 1 дня, а на линии T_{f9}

при ε_{st2} - сверхгигантам типа α Cyg с периодами от нескольких суток до нескольких недель [12].

При дальнейшей эволюции таких звезд в сторону меньших ε они становятся красными сверхгигантами.

6 Компактные звездные объекты

К подобным объектам относятся белые карлики, имеющие предельно плотную упаковку атомов с плотностью ρ_0 , и звездные тела, основой которых являются нейтронные звезды, вещество которых уплотнено до ядерной плотности ρ_j .

Такие объекты образуются в предельных случаях, когда ЗО эволюционирует либо в сторону наибольших ε , когда $R_f \rightarrow R_c$ (состояние оболочки), либо в сторону наименьших ε со сбросом оболочки (состояние ядра). В обоих случаях исходный колебательный процесс заменяется вращением конечного компактного объекта, массой M_p со скоростью V_p .

В [18] указано, что на конечной стадии эволюции возможно физическое «сцепление» оболочки звезды с ее ядром. Предположим, что существует **процесс, аналогичный поглощению протоном электрона**; т.е. конечный компактный объект приобретает импульс оболочки, переходя таким образом в «возбужденное» состояние. В рамках нашей модели мы не можем рассматривать механизм этого явления и ограничимся формальным применением условия сохранения импульсов, из которого следует:

$$M_0 V_m = M_p V_p. \quad (63)$$

Следует отметить, что возможны и промежуточные состояния, например, пульсар-барстер GRO J1744-28 [25], проявляющий свойства, как рентгеновского пульсара, так и барстера, т.е. объекта, находящегося в вырожденном состоянии при $z_0 = 1$.

6.1 Белые карлики

Белый карлик, образующийся при эволюции звезды в сторону меньших ε должен наследовать параметры ее ядра к моменту сброса звездой оболочки. Для звезды, массой M_1 : температура ядра - 234000 °K, период вращения - 388 сек, табл.2. Согласно (47),(27),(46) масса, радиус и средняя плотность белых карликов составляют, соответственно, 0.27 м.с., 0.0082 R_c и $2.38 \cdot 10^9 \text{ кг/м}^3$. Действительно, очень молодые белые карлики наблюдаются в рентгеновском диапазоне, периоды их пульсаций находятся в пределах от десятков до тысяч секунд, и **они имеют типичные размеры и плотности, согласующиеся с расчетными параметрами** [12, 19, 20].

Белый карлик, образующийся при эволюции в сторону больших ε звезды небольшой массы без сброса оболочки, имеет массу $M_p \approx M_0$ и тогда $V_p \approx V_m$. Имея в виду (29),(31),(36), V_m представим в виде:

$$V_m = c M_0^{2k-2/3}, \quad (64)$$

а период вращения

$$\tau_m = R_0 / V_m = 2.51 M_0^{1-2k}. \quad (65)$$

При $z = 1$, $k = 2/3$, объект, массой 0.27 м.с. имеет параметры: $V_m / c = 6.7 \cdot 10^{-5}$, $\tau_m = 308$ сек, а энергия излучения по (42) равна 0.034 КэВ, ($T = 79000$ °K). И в этом случае **расчетные параметры являются типичными для молодого белого карлика**. По мере смещения объекта на диаграмме Т-М вправо параметр k увеличивается, что соответствует уменьшению скорости вращения и температуры белого карлика.

На диаграмме спектр-светимость область белых карликов представляется гораздо более узкой, чем на диаграмме М-Т, т.к. их светимость определяется радиусом, который, со-

гласно (27), пропорционален корню кубическому от массы объекта.

6.2 О нейтронизации.

Процесс нейтронизации в интерпретации нашей модели можно представить как потерю устойчивости структуры mg -контуров и *переход ее из плоской двумерной конфигурации в одномерную как энергетически более выгодную* путем трансформации (выворачивания) ее вдоль вертикальной оси. Допустим, что при этом остается один mg -контур или просто единственная вихревая трубка (нейтронный объект).

Ориентировочно параметры подобного простейшего объекта можно определить по аналогии (гл.3). Располагая параметр R вдоль вертикальной оси и полагая $z = 1$, получаем:

$$V_n = (f M_n) c / \varepsilon, \quad (66)$$

$$d_n = \varepsilon^2 R_c / (f^2 M_n), \quad (67)$$

$$R_n = f M_n R_c / \varepsilon, \quad (68)$$

$$\tau_n = 2.51(\varepsilon / f)^3 / M_n^2. \quad (69)$$

Скорость вращения не может превышать скорость света, поэтому, при $V_n \leq c$ $\varepsilon \geq f M_n$. Таким образом, в выражении (36) для нейтронного объекта должно быть $k \leq 1$ (во всяком случае, как далее следует из сравнения расчетных параметров модельных объектов с фактическими данными, k не может существенно превышать 1).

Ограничимся определением параметров при $V_n = c$. Выразив ε из (66), находим:

$$d_n = M_n R_c, \quad R_n = R_c, \quad \tau_n = 2.51 M_n. \quad (70, 71, 72)$$

Отметим, что высокочастотная модуляция с τ_n до 10^{-6} сек присутствует на диаграммах излучения некоторых нейтронных звезд - пульсаров [6].

По мере увеличения эволюционного параметра размеры нейтронного объекта по осям сближаются и на линии вырождения при $z = 1$, имея в виду (35), выражения (67-69) принимают вид:

$$d_n = R_n = M_n^{1/3} R_c, \quad \tau_n = R_c / c = 2.51 c. \quad (73, 74)$$

Конечно, данная схема является идеализацией и в реальности объекты на основе нейтронных звезд находятся в каком-то промежуточном состоянии и в общем случае:

$$d_n = M_n^j R_c, \quad (75)$$

где $j = 1/3 \dots 1$ - коэффициент, учитывающий упаковку (форму) объекта.

По-видимому, нейтронное состояние в какой-то степени должно реализовываться в ядрах любых звезд, и это можно показать. Представим массу вихревой трубки как массу цилиндра, длиной R_n и радиусом d_n . Учитывая (70) и (71),

$$M_n M_m = \rho_n (M_n R_c)^2 R_c, \quad (76)$$

где ρ_n - усредненная плотность вихревой трубки. Допустим, что ρ_n не может превышать ядерной плотности ρ_j , которую примем равной $m_p / r_e^3 = 7.47 \cdot 10^{16} \text{ кг/м}^3$, где m_p - масса протона. Тогда из (76) следует

$$M_{\min} \geq M_m / (\rho_j R_c^3), \quad (77)$$

что при подстановке значений дает $3.19 \cdot 10^{-8} M_m$. Эта масса соответствует 0.016 массам Солнца или 17 массам Юпитера, что как раз и **согласуется с наименьшей космологической массой**, которая еще может считаться звездой.

6.3 О массах «черных дыр»

На диаграммах ε -М и Т-М показана граница критического режима, где скорость вращения вихревой трубки достигает скорости света. На диаграмме ε -М луч, отображающий критическую ситуацию, учитывая, что M_n есть порождаемая масса компактного объекта M_p , имеет вид:

$$\varepsilon = f M_n = f M^{11/8}, \quad (78)$$

а на диаграмме Т-М тот же луч при подстановке ε в (61):

$$T_{lim} = T_k M^{25/16}. \quad (79)$$

Из построения следует, что отрезок луча ограничен ординатами масс M_2 и M_3 и пересечением с изолиниями ε_{st1} и ε_{st2} , что почти точно дает тройные точки пересечения. Именно эти массы порождают нейтронные объекты с массами, согласно (47), 3...16 м.с., которые являются источниками жесткого рентгеновского излучения и *кандидатами в «черные дыры»* звездной массы [18].

Действительно, для звезд-гигантов, в интервале масс M_2 - M_3 , критический режим наступает раньше, чем они достигают асимптотической ветви гигантов (сверхгигантов). При дальнейшем уменьшении параметра ε звезда должна сбрасывать избыток момента импульса, очевидно, путем потери и отбрасывания избыточной массы, что можно интерпретировать как сбрасывание оболочки с появлением *сверхновой звезды*; далее ядро звезды с массой $M_n < \varepsilon/f$ переходит в объект, классифицируемый в настоящее время как кандидат в «черные дыры». Если нейтронизация ЗО происходит далеко за критической границей при малых ε , то масса порождаемого объекта будет весьма мала. Последнее, возможно, может быть одной из причин, почему в остатках сверхновых редко обнаруживаются компактные объекты.

6.4 Радиопульсары

В нашей модели *простейший радиопульсар есть вихревая трубка*, по определению «погруженная» в область Y («бозон»). Вихревая трубка является макроосциллятором или излучателем, причем колебания в виде поперечной волны в наблюдаемой области X распространяются от их источника - входа вихревой трубки в область Y (устья), а формируются по всей длине вихревой трубки в виде продольных колебаний [2]. Следует ожидать, что излучение в наблюдаемой области X имеет длину волны λ_p , соизмеримую с характерным размером единичного элемента вихревой трубки. Вихревая трубка, согласно (22), состоит из $n = \varepsilon$ единичных вихревых нитей, поэтому характерный линейный размер единичного элемента (области излучения) при условии предельно плотной упаковки вихревых нитей в трехмерном объеме составит:

$$d_p = \varepsilon^{1/3} r_e. \quad (80)$$

Скорость вращения вихревой трубки можно выразить пропорционально скорости света, используя аналогии, примененные в (гл.3):

$$V_p = c \lambda_k / d_p. \quad (81)$$

Учитывая (36) и объединяя постоянные, выразим период пульсара:

$$\tau_p = d_p/V_p = \varepsilon^{2/3} r_e^2 / c \lambda_k = 282.5 M_p^{2k/3} c. \quad (82)$$

По длине вихревой трубки пульсара излучение формируется m_i -зонами, число которых определяется массой пульсара. Усредненный профиль импульса излучения пульсара складывается из случайного наложения множества отдельных импульсов. Поэтому длительность обобщенного импульса пульсара τ_{pi} может быть в пределах от длительности единичного импульса m_i -зоны до суммарной длительности импульсов от всех зон, т.е. от r_i/V_{0i} до $z_i r_i/V_{0i}$. Имея в виду (18),(19),(21), получаем:

$$\tau_{pi} = 2.51 M_p^{1/2 \dots 1/4}. \quad (83)$$

Для пульсара стандартная масса принимается равной 1.4 массы Солнца. Тогда период пульсара при $k = 2/3 \dots 1$ по (82) составит от 0.97 до 0.045 сек, а длительность обобщенного импульса по (83) от 0.1 до 0.0042 сек, что **соответствует временным параметрам подавляющего большинства радиопульсаров** [21, 22, 23].

Радиоизлучение пульсаров перекрывает широкий диапазон и является крайне неоднородным по времени, интенсивности и частоте излучения. Тем не менее, существуют устойчивые средние спектры распределения энергии по частотам, полученные многочисленных мгновенными замерами излучения в течение больших промежутков времени на различных частотах.

Пусть $\lambda_p = 2\pi d_p$, тогда частота излучения, учитывая (80-82), имеет вид:

$$\nu_p = c / 2\pi d_p = c / (2\pi \varepsilon^{1/3} r_e) \text{ Гц}, \quad (84)$$

что, имея в виду (82), можно привести к виду:

$$\nu_p = 1.77 \tau_p^{-1/2} \text{ ГГц}. \quad (85)$$

Так как d_p является минимальным параметром при условии наиболее плотной упаковки m_i -зон, то выражение (84) дает максимальные частоты. Однако средний спектр далеко простирается в область низких частот и имеет энергетический максимум. Этот факт может быть объяснен, исходя из нашей модели, пульсацией вихревой трубки в пределах d_n , ф-ла (75), и наличием для нее оптимальной размерности упаковки, меньшей 3, при которой пульсар пребывают относительно большее время. В работе [3] указано, что таковой может быть фрактальная размерность $e = 2.72$. В этом случае степень при параметре ε равна $1/e$, и из (84) следует $\nu_p / \nu_m = \varepsilon^{0.0345}$. Имея в виду (82), получаем для частоты максимума:

$$\nu_m = 0.0804 \tau_p^{-0.55} \text{ ГГц}. \quad (86)$$

Формулы (85) и (86) фактически **совпадают с интерполяционными формулами**, приведенными в [23].

Хотя излучение пульсаров не является тепловым, мощность излучения N_p можно определить, используя формально формулу Больцмана для теплового излучения абсолютно черного тела при следующих условиях:

- площадью излучающей поверхности считать сечение вихревой трубки $S = d_p^2$,
- эффективной температурой T_{ef} считать температуру, соответствующую радиочастоте T_v , увеличенную пропорционально относительной длине вихревой трубки, т.е. кратно отношению радиуса исходной массы объекта (до нейтронизации) к диаметру вихревой трубки, $T_{ef} = T_v R_0 / d_p$.

Так как, имея в виду (39),(40), $T_v = T_k \lambda_k / d_p$, то, учитывая (36),(80) и объединяя постоянные, получаем:

$$T_{ef} = 1.06 \cdot 10^7 M_p^{1/3 - 2k/3}. \quad (87)$$

В итоге после вычисления постоянных получаем выражение для N_p :

$$N_p = \sigma T_{ef}^4 S = 1.45 \cdot 10^{20} M_p^{4/3 - 2k} \text{ вт}. \quad (88)$$

Таким образом, модель предсказывает для радиопульсаров существование нижнего предела мощности излучения при $k \rightarrow 2/3$, к которому приближается пульсар по мере замедления своей скорости вращения. При этом $N_{min} = 1.45 \cdot 10^{20}$ вт и не зависит от массы пульсара, а при $k = 1$, выражение (88) дает верхний предел N_p , зависящий от массы пульсара, и **эти пределы действительно существуют** [23]. При светимости ниже N_{min} пульсары не обнаруживаются.

Исходя из (82) и (88) построена зависимость $N(\tau_p)$, рис.3, показывающая область решений при изменении параметров M и k , совпадающая с корреляцией, приведенной в [23]. Для охвата зоны миллисекундных пульсаров график построен в интервале масс $3 \dots 0.016$ м.с., т.е. вплоть до минимальных масс, способных к нейтронизации, (гл.6.2). (Вопрос о диапазоне масс радиопульсаров остается открытым, т.к. они могут быть определены лишь в редких случаях).

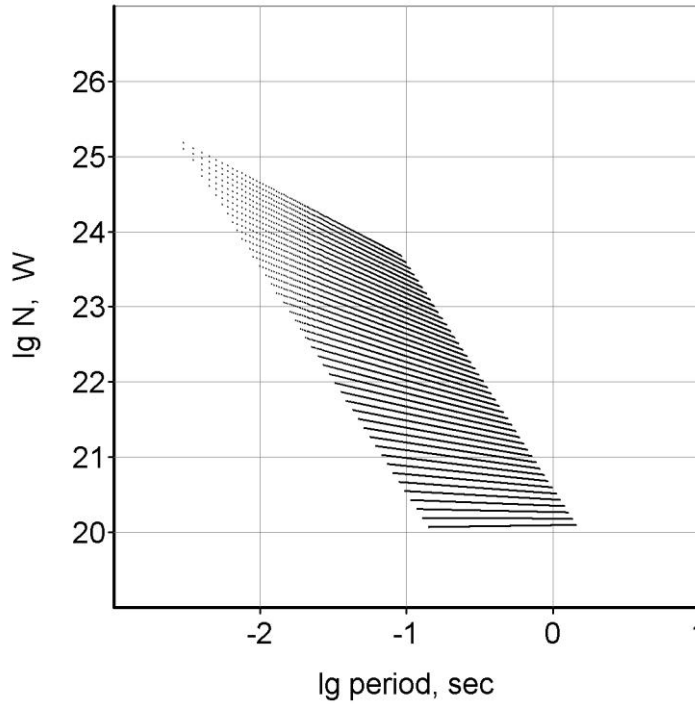


Рис.3. Зависимость мощности излучения радиопульсара от его периода.
 $M_p = 3 \dots 0.016$ м.с., $k = 0.66 \dots 1$

6.5 О возбужденных состояниях. Гамма-пульсар

Пульсар или вихревая трубка есть фактически длинный соленоид. В нашей модели полная длина нити $z_i l_i$, согласно (18) и (20), не зависит от массы и равна R_c , длина витка, учитывая (75), в общем случае - $\pi M_p^j R_c$, тогда число витков в исходном состоянии $N = M^j / \pi$.

Допустим, что возможно изменение конфигурации вихревой трубки, например, при образовании вторичной спиральной структуры. В этом случае исходный радиус может уменьшиться до минимального радиуса вихревой трубки d_p , а количество витков возрасти

до величины $N_m = R_c / \pi d_p$. Тогда, учитывая (36),(80),

$$N_m / N = 1.66 * 10^9 M_p^{j - k/3} = 10^5 \dots 10^9, \quad (89)$$

что приводит к соответствующему возрастанию магнитной силы и активности пульсара.

Такое состояние можно рассматривать как «возбужденное» состояние радиопулсара. Если в том же отношении увеличивается и эффективная температура, то соответствующая ей энергия переходит в гамма-диапазон. Умножая (87) на (89) и учитывая, что для вихревой трубки $j = 1$, получаем:

$$T_{ef} = 1.76 * 10^{16} M_p^{4/3 - k}. \quad (90)$$

Таким образом, при некоторых сочетаниях параметров формула (90) (при пересчете в электрон-вольты) дает значения до $10^{13} \dots 10^{14}$ эВ. Это объясняет, в частности, наблюдаемое гамма-излучение известного пульсара в Крабовидной туманности (более 10^{12} эВ), близкое к теоретическому пределу.

Соотношение (89) является лишь оценочным, но оно может быть использовано и в других случаях.

6.6 Рентгеновские пульсары

Массивные звезды порождают нейтронные объекты. Допустим, что такой объект может образоваться на любой стадии эволюции с передачей ему импульса оболочки. Допустим также, что дальнейшая эволюция этой системы в целом может идти от линии равновесия как вправо (до состояния оболочки), так и влево (до состояния ядра) с образованием в итоге рентгеновского пульсара, массой M_p .

Рентгеновский пульсар, как правило, не излучает в радиодиапазоне. В соответствии с принятой моделью можно представить, что этот остаточный компактный объект уже находится в нейтронном состоянии, но его вихревая трубка или ее часть, возбужденная за счет дополнительно поглощенного импульса, еще находится в области X; она же и является излучателем в рентгеновском диапазоне.

Определим параметры пульсара. Имея в виду (63) и (64) и заменяя, согласно (47), M_0 на $M_p^{8/11}$, получаем для пульсара:

$$V_p = c M_p^{1.454k - 0.7575}, \quad (91)$$

$$E_p = 511 M_p^{1.454k - 0.7575} \text{ КэВ}. \quad (92)$$

Период пульсара d_n / V_p в случае его произвольной формы составит:

$$\tau_p = M_p^j R_c / V_p = 2.51 M_p^{0.7575 - 1.454k + j}. \quad (93)$$

Отметим, что при $k = 0.75$ и $j = 1/3$ показатель при M_p в (93) равен нулю и $\tau_p = 2.51$ сек, период, одинаковый для любой массы.

Излучение будем считать в основном тепловым и его мощность определять по формуле Больцмана; при этом за излучающую поверхность примем *поверхность вихревой трубки*, длиной R_0 , т.е. $S = \pi d_p R_0$. В этом случае для рентгеновского пульсара аналогично (88), учитывая (27), имея в виду соотношение $T_p = T_k E_p / 511$ и после преобразований, получаем:

$$N_p = 1.22 * 10^{38} M_p^{6.15k - 2.7} \text{ вт}. \quad (94)$$

Параметры большинства рентгеновских пульсаров укладываются в интервалы, опреде-

ляемые по (92-94) для стандартной массы 1.4 м.с. при $k = 2/3 \dots 1$ и $j = 1/3 \dots 1$: $\tau_p = 0.002 \dots 260$ сек, $E_p = 0.07 \dots 35$ КэВ, $N_p = 10^{20} \dots 10^{30}$ вт. Периоды более 1000 сек характерны для малых масс или в случае неполной передаче импульса оболочке возникающему компактному объекту. Таким образом, существуют ограничения на величины периодов, энергии и мощности излучения; они же в определенной степени поясняют частично нетепловую форму энергетического спектра пульсаров (обрезание в его жесткой части) [18, 24].

В рентгеновском диапазоне излучает также и некоторые радиопульсары. Покажем на этих объектах адекватность нашей модели на примере корреляции между рентгеновской светимостью и параметром $(d\tau/dt)/\tau^{3.5}$, приведенной в [23]. Производная (period derivative) $d\tau/dt$ - темп замедления вращения пульсаров определяется из наблюдений. В нашей модели замедление вращения определяется общим процессом эволюции среды, составляющей объект, т.е. параметром k . Используем производную периода по k , полагая параметр j постоянным, и заменим указанное выражение соответствующим эквивалентом. В итоге, дифференцируя (93) и объединяя постоянные, получаем:

$$(d\tau_p/dk)/\tau_p^{3.5} = (-3.35 \lg M_p) \tau_p^{-2.5} \quad (95)$$

На рис.4 представлена зависимость рентгеновской светимости радиопульсара от параметра $(d\tau_p/dk)/\tau_p^{3.5}$ в интервале масс $3 \dots 0.3$ м.с. Совмещение с опытными данными происходит при средних значениях параметра $j = 0.68 \dots 0.73$. На рис.4 размеры квадратов приблизительно пропорциональны числу опытных точек (всего 41 значений по [23]). Интересно, что в нашем случае производная не требует масштабного коэффициента для удовлетворения начальным условиям.

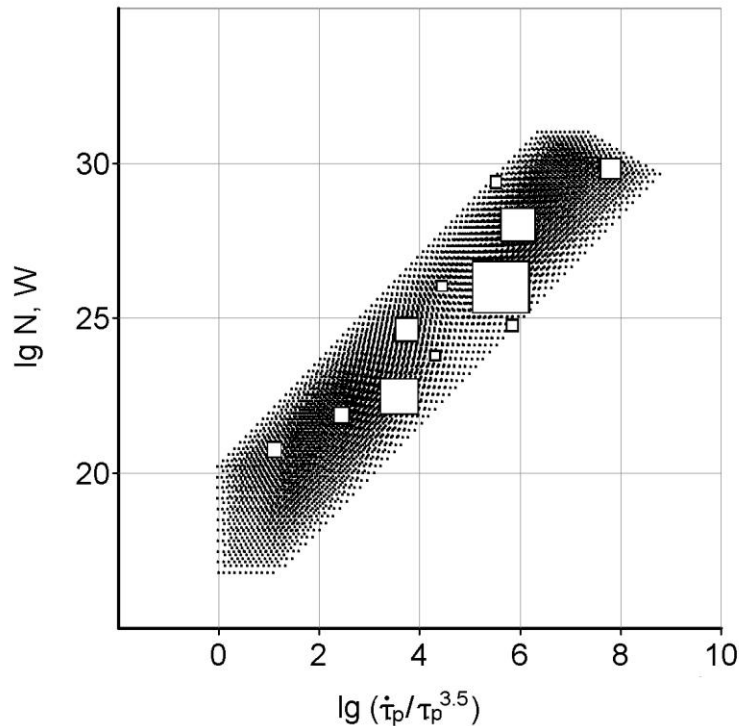


Рис.4. Область решений - зависимость рентгеновской светимости радиопульсара от параметра $(d\tau_p/dk)/\tau_p^{3.5}$. $M_p = 3 \dots 0.3$ м.с., $k = 0.66 \dots 1$, $j = 0.68 \dots 0.73$. Экспериментальные данные по [23].

Известно, что во время *вспышек* мощность излучения (светимость) достигает величины порядка 10^{32} Вт и выше [25]. Согласно нашей модели такое увеличение светимости можно объяснить периодическим возбуждением вихревой трубки (гл.6.5). В этом случае, умножая (94) на (89), получаем:

$$N_{pm} = 2.03 \cdot 10^{47} M_p^{5.82k + j - 2.7}. \quad (96)$$

Ф-ла (96) дает разумные результаты. Для $M = 1.4$ м.с. в зависимости от сочетания параметров N_p достигает значений $10^{38} \dots 10^{39}$ Вт, что **согласуется с мощностью гигантской вспышки гамма-излучения от источника SGR 1900-14**, зарегистрированной в августе 1998 года (около 10^{38} Вт) [27].

Интересно было бы получить независимые оценки масс компактных объектов, которые, как мы видим, имеют общее происхождение. Допустим, что в процессе их возможных взаимных переходов их массы и периоды изменяются незначительно. Приравняем периоды рентгеновского пульсара и радиопулсара для предельных случаев, когда исходный ЗО, порождающий компактный объект, эволюционирует как в сторону наибольших ε , так и в сторону их наименьших значений.

Пусть эволюция идет в сторону увеличения ε . Но при сдвиге в сторону больших ε масса M_p должна увеличиваться, и при $z \rightarrow 1$ сравняться с порождающей массой M_0 , рис.1. Такой процесс, возможно, следует ассоциировать с *аккрецией в двойных звездных системах*. Переходя к массе M_0 , в (91) заменим M_p выражением $M_0^{11/8}$, тогда $d_n = M_0^j R_c$ и (93) получает вид:

$$\tau_p = 2.51 M_0^{1.042 - 2k + j}. \quad (97)$$

Приравнявая выражения (82) и (97) для периодов, объединяя постоянные и делая преобразования, в итоге получаем:

$$\lg M_0 = 2.052 / (1.042 - 2.667k + j). \quad (98)$$

В пределе $k = 2/3$, $j = 1/3$ (сфера), тогда $M_0 = 8 \cdot 10^{-6}$ или 4 м.с. Эту массу можно рассматривать как суммарную массу *маломассивной двойной звездной системы*, содержащую рентгеновский пульсар, **что совпадает с принятой оценкой** (2.5 м.с. + 1.4 м.с.) [18]. Такой пульсар будет иметь относительно жесткое рентгеновское излучение [25], а по мере увеличения параметра j его период будет уменьшаться.

Полученная величина массы фактически совпадает с минимальной массой цефеиды, (гл.5.4). Таким образом, ЗО с массой 4 м.с. может эволюционировать от линии равновесия как вправо со сбросом оболочки, так и влево с образованием двойной системы. В обоих случаях в конце эволюции образуется компактный объект, и можно предположить, что масса звезды в 4 м.с. является минимальной массой, способной породить нейтронные звезды.

Пусть рентгеновский пульсар эволюционирует в сторону уменьшения ε . Приравнявая выражения (82) и (93), получаем:

$$\lg M_p = 2.052 / (0.7575 - 2.121k + j). \quad (99)$$

В пределе $k = 1$, $j = 1$ (вихревая трубка), тогда $M_p = 2.3 \cdot 10^{-6}$ или 1.15 м.с. Здесь **получена типичная масса пульсара**. Такой пульсар будет иметь относительно мягкое рентгеновское излучение, а по мере уменьшения параметра j его период будет увеличиваться. Такие объекты могут соответствовать *одиночным нейтронным звездам* [26]. Действительно, как следует из наблюдательных данных, пульсары в составе двойных систем в большинстве своем ускоряют свое вращение, а одиночные объекты замедляются.

Свойства ЗО определяются всей совокупностью параметров, поэтому на двухпараметрических диаграммах всегда наблюдается большой разброс экспериментальных значений. Представим область решений зависимости $N(\tau_p)$ для радиопульсаров более полно, выражая его период по формуле (93), содержащее параметр j , полагая, что некоторые радиопульсары эволюционировали из рентгеновских пульсаров и их периоды приблизительно равны, рис.5.

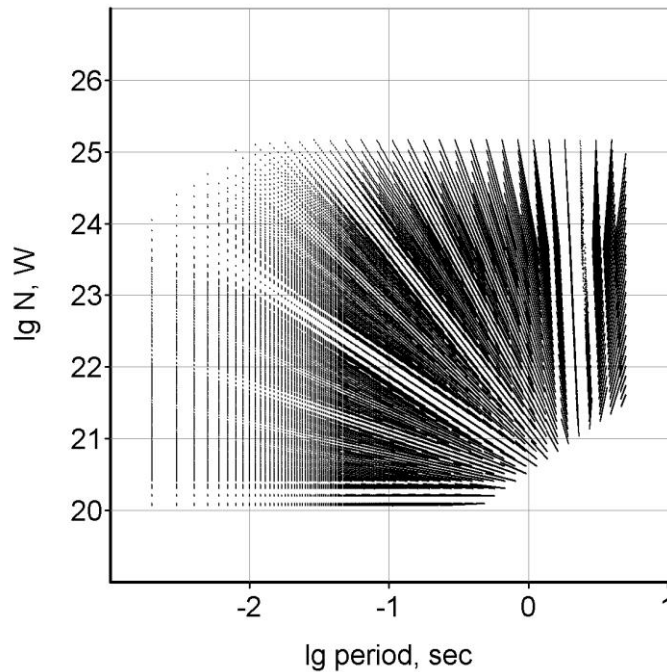


Рис.5. Область решений - зависимость мощности излучения радиопульсара от его периода. $M_p = 3 \dots 0.016$ м.с., $k = 0.66 \dots 1$, $j = 0.33 \dots 1$.

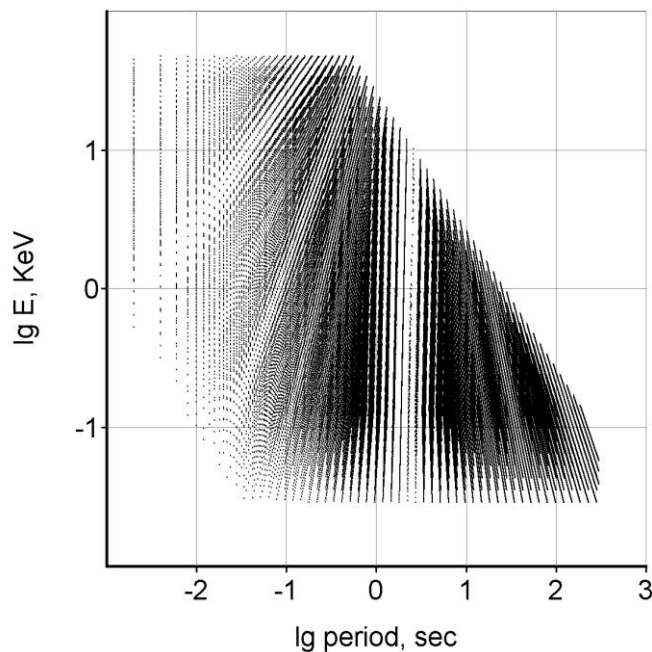


Рис.6. Область решений - зависимость энергии рентгеновского пульсара от его периода $M_p = 3 \dots 0.3$ м.с., $k = 0.66 \dots 1$, $j = 0.33 \dots 1$.

Область экспериментальных значений по [23] хорошо совпадает с областью решений.

Аналогично, используя формулы (92),(93), построена область решений зависимости $E(\tau_p)$ для рентгеновских пульсаров, рис.6. Сгущения на изображениях, возможно, указывают на область пульсаров, имеющих предпочтительные параметры, например, правый нижний угол на рис.6 по сочетанию параметров может указывать на область одиночных нейтронных звезд. Возникает вопрос, могут ли медленные рентгеновские пульсары перейти в радиопульсары, у которых период не превышает нескольких секунд? Можно предположить, что рентгеновские пульсары обладают избытком момента импульса по сравнению с радиопульсарами, т.к. их радиус в области X намного больше радиуса радиопульсаров в области Y и по мере «погружения» в область Y их период сокращается.

Таким образом, можно предположить, что *гамма - , рентгеновские и радиопульсары являются различными формами возбуждения вихревой трубки. Первичное состояние - радиопульсар обладает только исходным моментом вращения вихревой трубки или аналогом спина (аналог нейтрино?)*.

6.7 О магнитных свойствах пульсаров

Наша модель объясняет корреляцию между величиной магнитного поля B и другими параметрами для пульсаров.

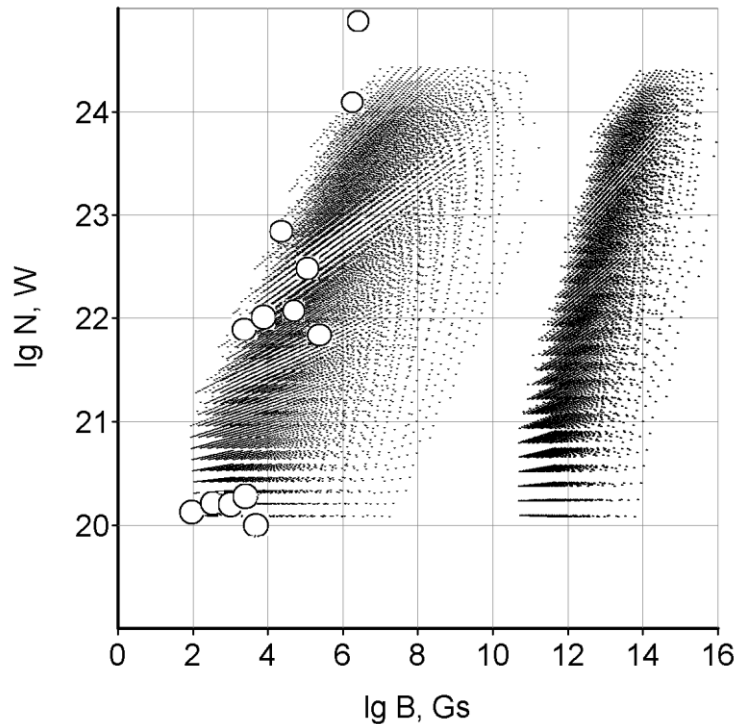


Рис.7. Области решений - зависимость между мощностью излучения радиопульсара и его магнитным полем: $N(B)$ - слева, $N(B_m)$ - справа. $M_p = 2...0.2$ м.с., $\tau_p = 0.003...3$ сек, $k = 0.66...1$, $j = 0.33...1$. Экспериментальные данные по [23].

Для длинного соленоида по определению в системе СИ $B = \mu_0 n I$, где n - количество витков на единицу длины, I - сила тока, μ - относительная магнитная проницаемость. Исходная длина соленоида равна R_0 . Примем $n = N/R_0$. Коэффициент μ определим как плотность намотки соленоида в исходном состоянии Nd_p/R_0 . Сила тока I в безкулоновой форме есть $z_e m_e c (R_c/r_e)[c]$, (гл.2), где z_e - количество единичных зарядов в одном кулоне, равное $1/e_0$. В нашей модели в СИ размерность B имеет вид $[м^{-1}]$. Для перехода от СИ к гауссовой системе единиц необходимо дополнительно ввести коэффициент 10^{-4} .

Раскрывая выражения для μ_0 , ε_0 , R_c , учитывая, что $N = M^{-j}/\pi$, а также (27),(36),(80) и преобразуя, в итоге приходим к выражению:

$$B = 1.27 \cdot 10^{-4} M_p^{k/3 - 2j - 2/3} \text{ эс}. \quad (100)$$

Многие радиопульсары имеют большие значения B . Для возбужденного состояния, умножая (100) на (89), получаем:

$$B_m = 2.1 \cdot 10^5 M_p^{-j - 2/3} \text{ эс}. \quad (101)$$

На рис.7 показана область решений зависимостей $N(B)$ (слева) и $N(B_m)$ (справа) по формулам (88),(100),(101) в интервале масс $2 \dots 0.2$ м.с. и периодов $0.003 \dots 3$ сек. Там же представлены опытные данные для пульсаров с малыми величинами B по [23]. Для взаимосвязи масс и периодов использована формула (93), содержащее параметр j . Известно, что пульсары группируются по силе магнитного поля близ величин порядка 10^9 и 10^{13} эс [18], **что в целом согласуется с полученными распределениями.**

Для анализа параметров пульсара используется также функция $\eta(\tau_p)$, включающая величину магнитной силы B [23]:

$$\eta = 3N_p c^3 \tau_p^4 / (8\pi^4 B^2 R_*^6), \quad (102)$$

где η есть КПД пульсара, т.е. эффективность трансформации энергии вращения пульсара в радиоизлучение.

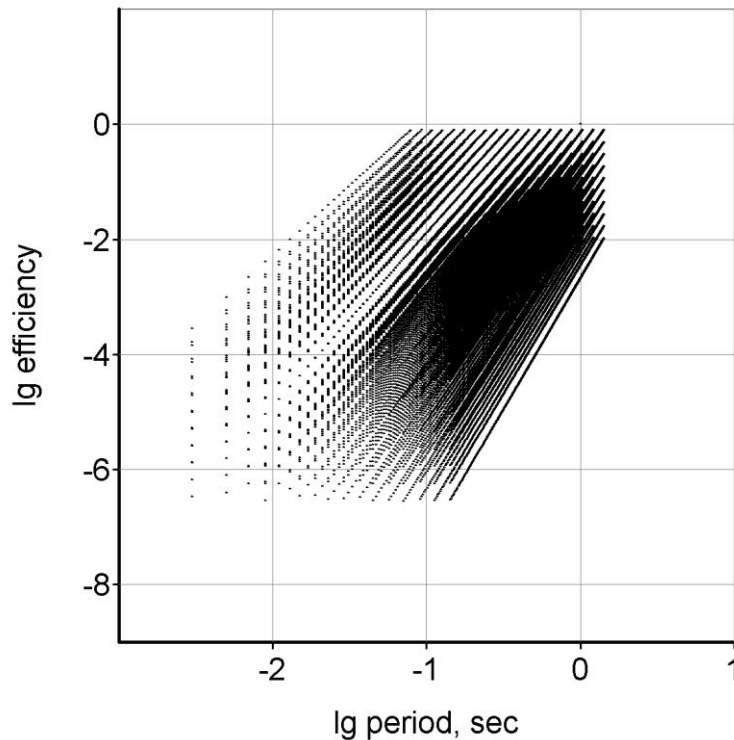


Рис.8. Область решений - зависимость эффективности трансформации энергии вращения в радиоизлучение от периода радиопульсара (исходное состояние).

$M_p = 3 \dots 0.016$ м.с., $k = 0.66 \dots 1$, $j = 0.33 \dots 0.55$.

В формуле (102), согласно [23], принято $R^* = 10^6$ [см]. В целях большей объективности заменим эту постоянную величину диаметром вихревой трубки d_n по (75). Имея в виду выражения (82),(88),(100), преобразуем (102) к виду (в гауссовой системе):

$$\eta = 3.29 \cdot 10^8 M_p^{-2j + 2.667} . \quad (103)$$

Совместно с формулой (82) получена область решений функции $\eta(\tau)$ для радиопульсаров, рис.8. Так как $\eta < 1$, то существуют ограничения на некоторые сочетания параметров. В принятом по [23] диапазоне значений η параметр j ограничен интервалом значений $0.33 \dots 0.55$, что характерно для пульсаров с малыми величинами B . Направление сгущений на диаграмме указывает на увеличение η с увеличением периода.

Аналогично, подставляя в (102) параметр B_m , получаем:

$$\eta = 1.21 \cdot 10^{-12} M_p^{2k/3 - 4j + 2.667} . \quad (104)$$

В этом случае, рис.9, в принятом диапазоне значений η параметр j ограничен узким интервалом больших значений $0.94 \dots 1$, что соответствует пульсарам с сильным магнитным полем.

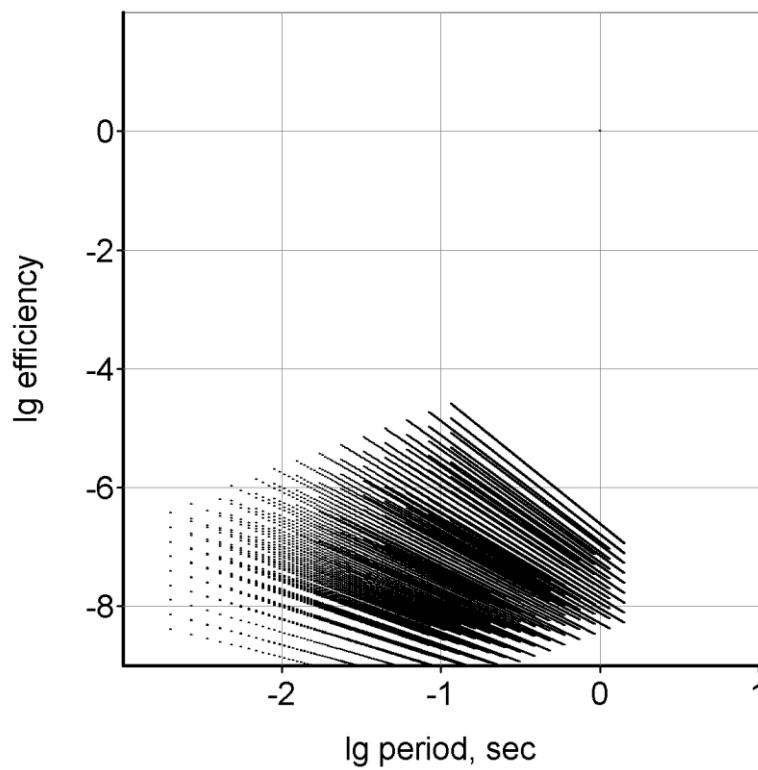


Рис.9. Область решений - зависимость эффективности трансформации энергии вращения в радиоизлучение от периода радиопульсара (возбужденное состояние).
 $M_p = 3 \dots 0.016$ м.с., $k = 0.66 \dots 1$, $j = 0.94 \dots 1$.

В данной области параметров η увеличивается с уменьшением периода. Эти области решений дополняют друг друга и **согласуются с массивом опытных данных** диаграммы $\eta(\tau)$, приведенными в [23]. Таким образом, существуют, по крайней мере, *две популяции*

пульсаров с различными величинами магнитного поля и различными факторами формы (параметром j), на что указано также в работе [23].

Из (101) находим, что величина магнитного поля может достигать $10^{14} \dots 10^{15}$ гс. Такое увеличение магнитного поля объясняет и феномен *магнитаров* [27, 28].

Из нашей модели следует, а в настоящее время и подтверждается, что нет принципиального различия между магнитарами и рентгеновскими пульсарами. Так, например, источники SWIFT J1822.3–1606 [29] и PSR J1846–0258 [30] проявляют свойства обоих объектов.

Заключение

Таким образом, в рамках нашей модели, основанной исключительно на балансах основополагающих взаимодействий, находят свое место различные типы звездных объектов. Показано, что свойства ЗО в наибольшей степени определяются их массами и состоянием составляющей их эволюционирующей среды. Эти параметры (M и ε) наряду с фундаментальными константами определяют эволюционное поведение звездных объектов и само существование известной диаграммы Герцшпрунга-Рессела. В ряде случаев их оказывается достаточным для расчета базовых параметров ЗО: массы конечных компактных объектов, энергии излучения, мощности излучения, периодов вращения.

Выявлены аналогии между макро- и микроуровнями материи: космологическими массами и элементарными частицами.

Действительно, *общий диапазон звездных масс ориентировочно можно поделить на три интервала по аналогии с тремя семействами элементарных частиц:*

- звезды массой менее 4 м.с., оставляющие в конце эволюции белые карлики;
- звезды-гиганты массой 4...79 м.с., оставляющие в конце эволюции нейтронные звезды;
- звезды сверхгиганты массой 79...277 м.с., оставляющие в конце эволюции рентгеновские источники - кандидаты в черные дыры.

Причем именно звезды малой массы и их конечные состояния (остывшие белые карлики - «протоны») являются «первым семейством» звездного населения и составляют их подавляющее большинство, и именно эти объекты являются стабильными в космологических масштабах, т.к. времена их жизни неизмеримо продолжительнее времени существования прочих ЗО.

Полученные результаты позволяют надеяться, что представленная модель может быть использована другими исследователями для построения теоретических разработок в этом направлении.

References

1. Belyakov A.V. Charge of the electron, and the constants of radiation according to J.A.Wheeler's geometrodynamics model. *Progress in Physics*, 2010, v.4, 90–94.
2. Belyakov A.V. Macro-analogies and gravitation in the micro-world: further elaboration of Wheeler's model of geometrodynamics. *Progress in Physics*, 2012, v.2, 47–57.
3. Belyakov A.V. On the independent determination of the ultimate density of physical vacuum. *Progress in Physics*, 2011, v.2, 27–29.
4. Novikov I.D., Kardashev N.S., Shatskiy A.A. Multicomponent Universe and astrophysics of the "wormhole". *Uspekhi-Physics*, 2007, v.177(9), 1017–1023.
5. Beck P.G., Montalbán J. et al. Fast core rotation in red-giant stars as revealed by gravity-dominated mixed modes. *Nature*, January 2012, v.481, 55–57.
6. Narlikar J. Violent Phenomena in the Universe. Oxford University Press, Oxford, 1984.

7. Crowther P.A. The R136 star cluster hosts several stars whose individual masses greatly exceed the accepted 150 $M_{\odot}$ stellar mass limit. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2010, v.408(2), 731–751.
8. Burrows A., Hubbard W.B., Saumon D., Lunine, J.I. An expanded set of brown dwarf and very low mass star models. *The Astrophysical Journal*, 1993, v.406, no.1, 158–171.
9. Kaltenegger L., Wesley A. Transits of earth-like planets. *The Astrophysical Journal*, 10 June 2009, v.698, 519–527.
10. Spiegel D.S., Burrows A., Milsom J.A. The Deuterium-burning mass limit for brown dwarfs and giant planets. ariv: astro-ph/1008.5150.
11. Michael C.L. et al. CFBDSIR J1458+1013B: a very cold ($>T_{10}$) brown dwarf in a binary system. ariv: astro-ph/1103.0014.
12. Kholopov P.N., Samus N.N., Goranskiy V.P. et al. Main catalog of the variable stars. v. I-III. Nauka, Moscow, 1985–1987 (in Russian).
13. Berdnikov L.N., Samus N.N. Studies of classical cepheids. *Astronomical & Astrophysical Transactions*, 1999, v.18(2), 373–384.
14. Berdnikov L.N., Dambis A.K. Cepheids and RR Lyr variables. Present star astronomy. Sternberg Astron. Inst., Moscow, 16 June 2011 (in Russian).
15. Mennessier M.O., Mowlavi N., Alvarez R., Luri X. Long period variable stars: galactic populations and infrared luminosity calibrations. *Astronomy & Astrophysics*, 2001, v.374, 968–979.
16. Hampton M., Gregory W.H. et al. HD 12545, a study in spottedness. *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, January 1996, v.108, 68–72.
17. Le Bertre T., Lebre A., Waelkens C. (Eds.). Asymptotic Giant Branch Stars. *Proc. 191st Symp. IAU*, 1999.
18. Svertilov S.I. Cosmic X-ray and gamma-ray radiation. Skobel'tzin Inst. Nucl. Research, Moscow, April 2006 (in Russian).
19. Shapiro S.L., Teukolcky S.A. Black holes, white dwarfs and neutron stars. v.1–2. Nauka, Moscow, 1985.
20. Kepler S.O., Vauclair G., Nather R.E., Winget D.E., Robinson E.L. G117-B15A — how is it evolving? *White dwarfs; Proceedings of IAU Colloquium 114th*, August 1988, (A90-32719 13-90).
21. Manchester R., Taylor D. Pulsars. Nauka, Moscow, 1980.
22. Matveenko L.I., Usov V.V. Physics of the Cosmos. Nauka, Moscow, 1986 (in Russian).
23. Malov I.F. Radio pulsars. Nauka, Moscow, 2004 (in Russian).
24. Tsygankov S.S., Lutovinov A.A. Studies of x-ray pulsars with space observatories. *Proceedings of the VIII-th Young Scientist Conference*, 2005, 226–228 (in Russian).
25. Aleksandrovich N.A., Borozdin K.N., Arefjev V.A., Sunyaev R.A., Skinner D.K. Observations of the X-ray transit pulsar-burster GRO J1744-28 with the telescope TTM of the orbital observatory “MIRKVANT”. *Soviet Astron. Journal Letters*, 1998, v.24, no.1.

26. Popov S.B., Prohorov M.E. Astrophysics of the isolated neutron stars: radio-quiet neutron stars and magnetars. Sternberg Astron. Inst., Moscow, 2002 (in Russian).
27. Kouveliotou C., Duncan R.C., Thompson C. Magnetars. *Scientific American Russian Edition*, 2003, no.6 (in Russian).
28. Tsygankov S.S., Lutovinov A.A. Universe magnetic heart. *Priroda*, 2011, no.1, 10–18 (in Russian).
29. Scholz P., Ng C.-Y., Livingstone M.A., Kaspi V.M., Cumming A., Archibald R. SWIFT J1822.31606: post-outburst evolution of a nearby magnetar. arXiv: astro-ph/1204.1034.
30. Gavriil F.P., Gonzalez M.E., Gotthelf E.V., Kaspi V.M., Livingstone M.A., Woods P.M. Magnetar-like emission from the young pulsar in Kes 75. *Science*, 28 March 2008, v.319, no.5871, 1802–1805.

