

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

В. А. АМБАРАЦУМЯН, Г. С. СААҚЯН

Поступила 13 января 1965

Исследован гравитационный дефект массы нейтронных конфигураций $\Delta M = nm_n - M$. Здесь M — масса звезды, n — число нейтронов в ней и m_n — масса нейтрона. Показано, что при центральных плотностях $\rho(0)$, на порядок превышающих ядерную, ΔM имеет аномальное поведение (по теории Эйнштейна). Аномалия состоит в том, что с ростом $\rho(0)$ дефект массы убывает и при центральных плотностях барионов, превышающих 10^{19} см $^{-3}$, становится отрицательным. Это явление обусловлено сильным нарушением аддитивности внутренней энергии в интенсивном гравитационном поле, где нелинейные эффекты весьма существенны. В ньютоновской теории тяготения ΔM при всех плотностях является положительным.

Барионные звезды с отрицательным дефектом массы обладают колоссальным запасом внутренней энергии. Эта энергия порядка собственной энергии самой звезды.

1. В работе [1] было предсказано существование барионных конфигураций с аномальным (отрицательным) дефектом массы. Суть аномалии состоит в том, что масса сверхплотного тела оказывается больше суммы масс покоя входящих в него барионов. В упомянутой работе подчеркивалась важность таких звездных конфигураций для астрофизики, но детальное исследование не было проведено. Позже этот вопрос был поднят в работе Зельдовича [2]. Им было показано, что $M < f nm_n$, где M — наблюдаемая масса звезды, n — число нейтронов в ней, m_n — масса нейтрона, $f \approx 1.5 \sqrt{g_{rr}(R)}$, R — радиус звезды и g_{rr} — компонента метрического тензора. Такая оценка верхнего предела массы M не исключает возможность существования равновесных конфигураций с массой $M > nm_n$. В настоящей статье дается более подробный анализ этого вопроса.

В случае сферических барионных звезд гравитационный дефект массы равен

$$\delta M = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^R (V g_{rr}(r) - 1) \rho(r) r^2 dr, \quad (1.1)$$

где $\rho(r)$ — собственная плотность энергии, R — координатный радиус звезды, $g_{rr}(r)$ — радиальная компонента метрического тензора для внутреннего решения Шварцшильда. По сути дела, (1.1) представляет собою разность масс конфигурации без учета гравитационного взаимодействия (собственная масса) и с учетом его, поэтому всегда $\delta M > 0$ (звезде $g_{rr} > 1$). В работе [1] был вычислен коэффициент упаковки $\delta M/M$, где M — наблюдаемая масса звезды. Оказалось, что он достигает довольно больших значений (см. табл. 1 упомянутой работы). В случае конфигураций, состоящих из идеального газа барионов, коэффициент упаковки изменяется от нескольких процентов до 20% для наиболее плотной конфигурации, а в случае моделей с определенным вариантом реального газа он доходит даже до 55%.

В этой статье нас будет интересовать не дефект массы (1.1), а некоторая другая величина, определяемая соотношением

$$\Delta M = mn - M, \quad (1.2)$$

где n — число барионов в звезде, m — сумма масс покоя протона и электрона, M — наблюдаемая масса звезды. В дальнейшем выражение (1.2) будем называть абсолютным гравитационным дефектом массы. Для астрофизики особенно интересна именно эта величина. Заметим, что в отличие от (1.2) величина дефекта массы (1.1) до некоторой степени зависит от выбора системы отсчета, а поэтому не является инвариантной характеристикой звезды. Действительно, (1.1) не изменяется лишь при преобразованиях типа $x'^{\alpha} = f^{\alpha}(x^{\beta})$, ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) или $x'^0 = f^0(x^0)$, тогда как (1.2) инвариантно относительно любых преобразований координат и времени.

Очевидно, что для обычных небесных тел всегда $\Delta M > 0$. Расчеты барионных конфигураций показали [1, 4, 11], что, когда центральные плотности становятся выше определенного значения $\rho_1(0)$, абсолютный дефект массы имеет обратный знак — он отрицателен. Значение $\rho_1(0)$ зависит от используемого в расчетах вида уравнения состояния для барионного газа. В моделях с реальным газом барионов $\rho_1(0)$ имеет меньшее значение, чем в моделях с идеальным газом. Причина этого состоит в том, что в случае реального газа, при плотностях выше ядерной, существенную роль играют ядерные силы отталкивания между барионами. Разумеется, силы отталкивания способствуют появлению рассматриваемого эффекта. Из последнего замечания следует, что значения (1.1) и (1.2) гравитационных дефектов массы для моделей с

реальным газом не вполне корректны, поскольку они в этом случае определяются не только гравитацией, но и эффектом ядерных сил (притяжения и отталкивания). Чтобы исключить влияние ядерных сил на абсолютный дефект массы и исследовать явление в более чистом виде, ниже речь будет идти только о моделях сверхплотных звезд, состоящих из идеального газа барионов. Тогда (1.2) действительно будет представлять собою абсолютный гравитационный дефект массы.

2. В работах [1, 4, 11] не ставилась цель вычисления дефекта массы. Он получался по ходу дела после того, как были рассчитаны массы конфигураций и число барионов в них. Число барионов вычислялось графически, с точностью до трех знаков. Поэтому точность в значениях ΔM , пожалуй, была не более двух знаков. В целях получения более точных результатов были заново проведены специальные расчеты дефекта массы. Чтобы избежать усложнений, не имеющих отношения к рассматриваемому вопросу, не было учтено наличие гиперонов и взаимодействие между барионами. Расчеты нейтронных конфигураций проводились на электронно-вычислительных машинах в объединенном Вычислительном центре АН Арм. ССР и Ереванского государственного университета.

В случае, когда мы исходим из теории тяготения Эйнштейна, конфигурации, состоящие из идеального газа нейтронов, определяются следующей системой уравнений [3, 10]

$$\frac{du}{dr} = r^2 (\text{sh}t - t),$$

$$\frac{dt}{dr} = - \frac{4 \left(\text{sh}t - 2 \text{sh} \frac{t}{2} \right)}{r (r - 2u) \left(\text{cht} - 4 \text{ch} \frac{t}{2} + 3 \right)} \left[u + \frac{r^3}{3} \left(\text{sh}t - 8 \text{sh} \frac{t}{2} + 3t \right) \right], \quad (2.1)$$

$$u = A \int_0^R \left(1 - \frac{2u}{r} \right)^{-1/2} \text{sh}^3 \frac{t}{4} r^2 dr.$$

Здесь r — радиальная координата, $u(r)$ — „масса“ в сфере с радиусом r , n — число нейтронов в звезде, R — координатный радиус звезды (он определяется из условия $t(R) = 0$), $u(R) = M$ — масса звезды, $A = m_n^3 c^3 / (3 \pi^2 \hbar^3)$ — постоянная, m_n — масса нейтрона, и, наконец,

$$t = 4 \text{arsh} (p_n / m_n c), \quad (2.2)$$

где $p_n = (3 \pi^2)^{1/3} \hbar N^{1/3}$ — граничный импульс нейтронов, $N(r)$ — плотность нейтронов. В уравнениях (2.1) использована система единиц, где

скорость света и гравитационная постоянная равны единице $c = k = 1$ и $K_n = m_n^4 c^5 / (32 \pi^2 h^3) = 1/4 \pi$. В этих единицах $A = 1.174 \cdot 10^{30}$.

В качестве начальных условий необходимо задать значения функций $u(r)$ и $t(r)$ в центре конфигураций. Имеем

$$u(0) = 0; \quad t(0) \neq 0. \quad (2.3)$$

При этом каждому конкретному значению параметра $t(0)$ будет соответствовать определенная нейтронная конфигурация.

Расчеты нейтронных конфигураций были выполнены также и для случая, когда за основу принимается закон тяготения Ньютона. При этом мы сознательно допустили некоторую непоследовательность, распространяя наши расчеты и на конфигурации, состоящие из релятивистского газа нейтронов. Но в этом случае мы преследовали определенную цель, а именно, путем сравнения точных и приближенных расчетов выяснить роль релятивизма барнионного газа, искривления пространства и тем самым лучше уяснить причину аномалии в абсолютном гравитационном дефекте массы. При использовании ньютоновского закона тяготения параметры нейтронных конфигураций определяются из уравнений

$$\begin{aligned} \frac{du}{dr} &= r^2 (\text{sh}t - t), \\ \frac{dt}{dr} &= - \frac{3u (\text{sh}t - t)}{r^2 [\text{ch}t - 4\text{ch}(t/2) + 3]}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$n = A \int_0^R \text{sh}^3 \frac{t}{4} r^2 dr,$$

$$M = u(R) \left[1 - \frac{u(R)}{2R} \right] - \frac{1}{2} \int_0^R \frac{u^2(r) dr}{r^2}.$$

Здесь первое уравнение определяет массу звезды (напомним, что плотность массы равна $\rho = (\text{sh}t - t)/4\pi$, без учета гравитационного взаимодействия между частицами. Для обычных звезд $u(R)$ с большой точностью совпадает с наблюдаемой массой. Для нейтронных конфигураций, где дефект массы сравним с массой, величина $u(R)$ заметно отличается от последней. Второе уравнение получено из условия равенства градиента давления и ньютоновского притяжения. В последнем соотношении M есть истинная масса звезды. Она определена следующим образом

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИИ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ВЫРОЖДЕННОГО
ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА НЕЙТРОНОВ

По теории тяготения Эйнштейна					По теории тяготения Ньютона				
$t(0)$	R	M	$n \cdot 10^{-56}$	$\Delta M/M_0$	R	$u(R)$	M	$\bar{n} \cdot 10^{-56}$	$\Delta M/M_0$
1	1.5133	0.0324595	3.60178	0.008249	1.55668	0.0354367	0.0347413	3.86171	0.009977
2	0.9583	0.0658900	7.44366	0.025880	1.05537	0.0901267	0.0833362	9.53554	0.038240
3	0.6696	0.0706367	8.74018	0.035075	0.805802	0.1391840	0.1171330	14.0320	0.081375
4	0.5074	0.0710653	8.02574	0.025570	0.610732	0.1694480	0.1259460	16.0083	0.134190
5	0.4000	0.0598619	6.56506	-0.003436	0.521618	0.1778630	0.1142420	15.5392	0.190940
6	0.3640	0.0492384	5.18517	-0.045005	0.434748	0.1689490	0.0928140	13.5404	0.245670
7	0.3670	0.0419996	4.26480	-0.083740	0.374142	0.1503140	0.0709330	11.0402	0.292940
8	0.4130	0.0396985	3.97905	-0.097925	0.336988	0.1290290	0.0535240	8.75917	0.327540
10	0.4810	0.0458412	4.72655	-0.067306	0.333320	0.0970354	0.0362572	6.09621	0.341490
11	—	—	—	—	0.365932	0.0918297	0.0371440	5.92353	0.309930
12	0.4530	0.0473537	4.91175	-0.00095	0.404375	0.0948718	0.0424497	6.46310	0.277200
∞	0.4506	0.0458743	4.72432	-0.06858	0.362325	0.1692030	0.0435033	7.43305	0.355920

Примечание к таблице: $t(0) = 4 \operatorname{arsh} \left[(3\pi^2)^{1/2} hN(0)^{1/3} / m_n c \right]$, где $N(0)$ — плотность нейтронов в центре, R — радиус звезды, M — наблюдаемая масса, $u(R)$ — масса звезды без учета ньютоновского притяжения (плоский мир), n — число нейтронов в звезде и $\Delta M/M_0$ — гравитационный коэффициент упаковки ($\Delta M = M_0 - M$, $M_0 = nm_n$). Размерные величины даны в единицах $c = k = 1$, $K_n = 1.4\pi$. Для выражения массы в единицах массы Солнца и радиуса в километрах табличные данные следует соответственно умножить на 9.29 и 13.7.

$$M = 4\pi \int_0^R \left[1 + \frac{1}{2} \varphi(r) \right] \varphi(r) r^2 dr, \quad (2.5)$$

где φ — плотность массы, $\varphi(r)$ — гравитационный потенциал на расстоянии r (напомним, что $c=k=1$). Легко показать, что

$$\varphi(r) = -\frac{u(r)}{r} - 4\pi \int_r^R \varphi(r) r dr. \quad (2.6)$$

После подстановки (2.6) в (2.5) и ряда простых преобразований мы приходим к последнему соотношению системы (2.4). Начальные данные для (2.4) по-прежнему определяются условиями (2.3).

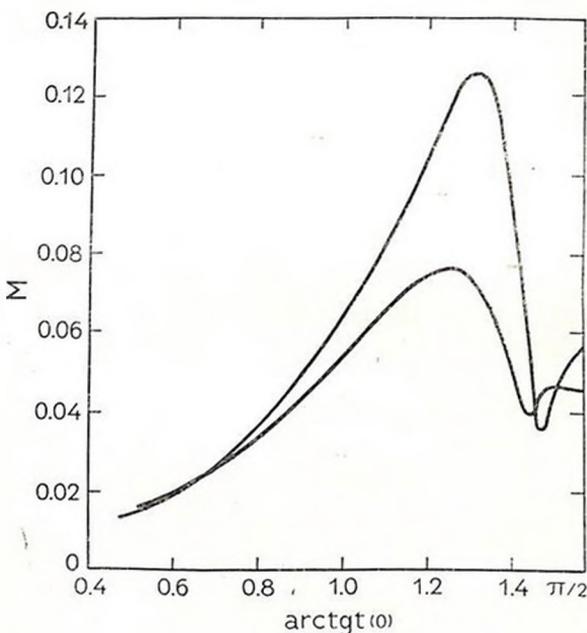


Рис. 1. Зависимость массы нейтронных конфигураций от параметра $\text{arc tg } t(0)$ по теориям тяготения Эйнштейна (нижняя кривая) и Ньютона. Параметр $t(0)$ связан с центральной плотностью соотношением (2.2).

Результаты численных расчетов наиболее важных параметров нейтронных конфигураций приведены в таблице. Здесь для нас особый интерес представляет гравитационный коэффициент упаковки

$$\frac{\Delta M'}{M_c} = \frac{M_0 - M}{M_0}, \quad M_0 = \pi m_n. \quad (2.7)$$

Значения физических величин, обладающих размерностью, в таблице даны в единицах $c = k = 1$, $K_n = 1/4\pi$.

3. Табличные данные не могут дать наглядного представления о зависимостях характеристик конфигураций от числа барионов в них или от плотности в центре. Поэтому мы приводим также графики некоторых наиболее важных параметров. На рис. 1 и 2 изображены зависимости массы конфигураций и числа барионов в них от значе-

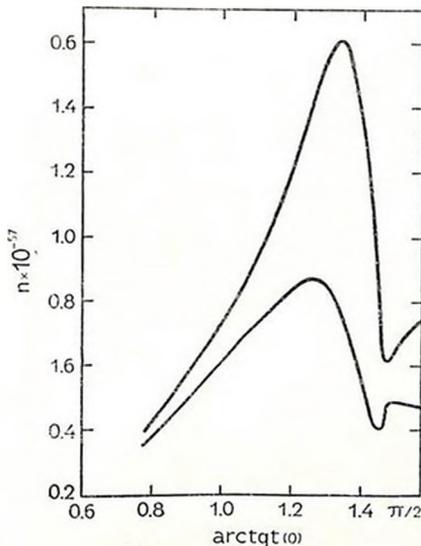


Рис. 2. Зависимость числа нейтронов в нейтронных звездах от параметра $\text{arc tg } t(0)$ по теориям тяготения Эйнштейна (верхняя кривая) и Ньютона.

ний параметра $\text{arctg } t(0)$, где $t(0)$ определяется плотностью нейтронов в центре $N(0)$ по формуле (2.2). Бросается в глаза поразительное сходство кривых массы и числа нейтронов. На рис. 3 и 4 приведены графики коэффициента упаковки $\Delta M/M_0$. Подписи под рисунками дают достаточное представление о сущности графиков, поэтому мы избегаем их подробного обсуждения. Отметим только некоторые общие и наиболее важные моменты зависимостей, представленных на рисунках.

а) Хотя в результатах расчетов параметров нейтронных звезд по теориям тяготения Ньютона и Эйнштейна замечается существенное количественное отличие, тем не менее в некоторых наиболее важных моментах имеется хорошее качественное согласие. Так, ньютоновская теория для массы, радиуса и числа барионов в звезде дает правиль-

ный порядок величин. Более того, кривые для этих параметров (так, например, для $M(x)$ и $n(x)$, где $x = \arctg t(0)$) имеют близкое сходство.

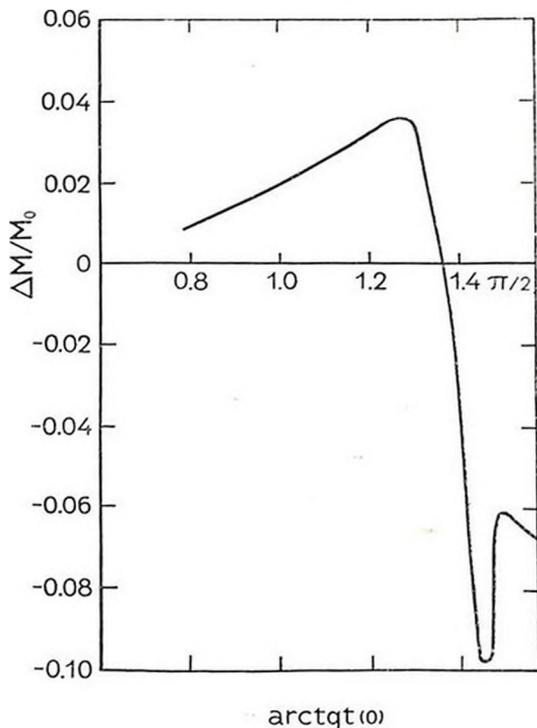


Рис. 3. Зависимость коэффициента упаковки нейтронных конфигураций от параметра $\arcs t(0)$ по теории тяготения Эйнштейна. Определение коэффициента упаковки дано в (2.7).

б) По обеим теориям все параметры конфигураций являются однозначными функциями центральной плотности $N(0)$ (или эквивалентного ей параметра $t(0)$). Обратное утверждение, вообще говоря, неверно. Одному и тому же значению некоторых параметров звезды, например массы, в определенных областях соответствуют два (и даже более) значения центральной плотности (об этом см. [1, 3, 4, 10]).

в) По теории тяготения Эйнштейна кривые зависимостей параметров звезды от x обладают рядом максимумов и минимумов. На рис. 1, 2, 3 хорошо заметны два максимума и один минимум, соответственно при $t(0) = 3.34$, 12.35 и 8.24 ($N(0) = 3.0 \cdot 10^{30}$, $4.84 \cdot 10^{42}$ и

$2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Однако за последним максимумом при $x = 1.49$ существует множество экстремумов, которые незаметны на рисунках. При $x > 1.5$ кривые, осциллируя (с сильно затухающей амплитудой), стремятся к определенному пределу, когда плотность в центре стремится к бесконечности. Эти осцилляции кривых при релятивистских плотностях исследовались в работе [5].

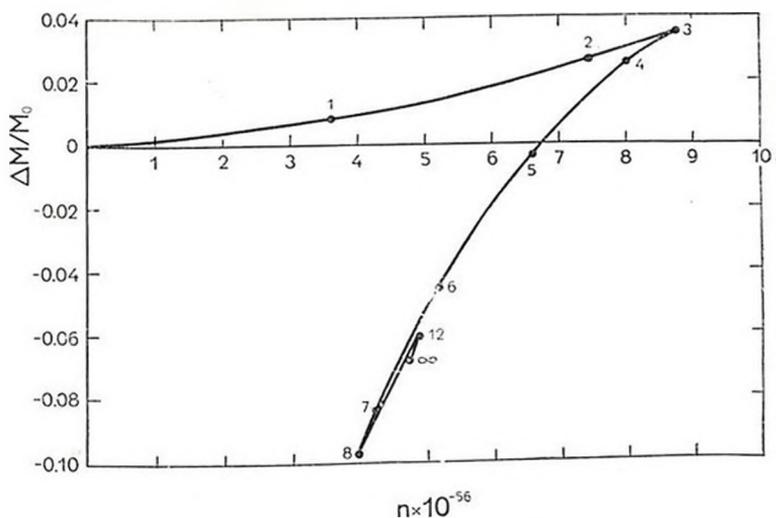


Рис. 4. Зависимость коэффициента упаковки нейтронных конфигураций от полного числа нейтронов в них. Цифрами на кривой указаны соответствующие значения параметра $t(0)$ для точек, отмеченных черными кружками.

г) Для ньютоновских моделей абсолютный гравитационный дефект массы для всех возможных статических конфигураций имеет положительную величину. Как мы видим из последнего столбца таблицы, коэффициент упаковки везде является растущей функцией центральной плотности, за исключением области чрезвычайно больших центральных плотностей (см. предпоследнюю строку таблицы при $t(0) \approx 12$), где наблюдается заметный минимум.

Для релятивистских моделей гравитационный коэффициент упаковки имеет аномальное поведение (см. рис. 3). Сначала с ростом центральной плотности он растет, при $x = 1.27$, ($t(0) = 3.34$, $N(0) = 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$) достигает максимума, затем начинает спадать.

При $x > 1.36$ ($t(0) > 4.67$, $N(0) > 1.12 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$) коэффициент упаковки становится отрицательным, в точке $x = 1.45$ ($t(0) = 8.2$;

$N(0) = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) наблюдается глубокий минимум, приблизительно равный -0.1 , затем коэффициент упаковки, осциллируя с малой и вдобавок сильно затухающей амплитудой и продолжая оставаться отрицательным при $\rho(0) \rightarrow \infty$, стремится к пределу, равному -0.069 .

д) Интересный вид имеет кривая зависимости коэффициента упаковки от числа нейтронов в звезде $\Delta M/M_0 = f(n)$, которая приведена на рис. 4. Цифрами при жирных точках на кривой отмечены соответствующие значения параметра $t(0)$. Мы замечаем, что в точках с $t(0) = 3; 8; 12$ и т. д. наклон кривой испытывает скачок. Наличие этих скачков становится очевидным, если мы обратим внимание на то обстоятельство, что до и после этих точек производная $f'(n)$ имеет одинаковый (в данном случае положительный) знак. Такое поведение кривой $M(n)$ было замечено в работе [2]. Учитывая, что [2]

$$\frac{dM}{dn} = m_n \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2},$$

для производной функции $\Delta M/M_0$ находим

$$\frac{d}{dn} \left(\frac{\Delta M}{M_0} \right) = \frac{M m_n}{M_0^2} \left[1 - \frac{M_0}{M} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2} \right]. \quad (3.1)$$

Это выражение не может обращаться в бесконечность, и кроме того, используя данные, приведенные в таблице, можно убедиться, что оно действительно всюду имеет положительный знак. За точкой $t(0) = 12$ функция $f(n)$ также осциллирует, но из-за тесного расположения зигзагов и быстрого затухания амплитуды за этой осцилляцией трудно проследить.

Обсудим подробнее аномальное поведение дефекта массы. Мы видели, что в вопросе дефекта массы теории тяготений Ньютона и Эйнштейна дают различные не только в количественном, но и в качественном отношении результаты. Это сопоставление явно указывает на то, что здесь существенную роль играет искривление пространства, т. е. мы имеем дело с эффектом общей теории относительности.

Из условия равновесия вдоль радиуса звезды следует, что

$$E_n(r) \sqrt{-g_{00}(r)} = m_n (1 - 2M/R)^{1/2} < m_n, \quad (3.2)$$

где $E_n(r)$ — граничная энергия нейтронов на расстоянии r , g_{00} — временная компонента метрического тензора, M и R — соответственно масса и радиус звезды. Здесь мы замечаем, что в отличие от нагретых звезд в сверхплотных холодных телах существует резкая граница. Так, для нейтронных конфигураций радиус определяется из условия $E_n(r) = m_n$, т. е. поверхность тела находится там, где граничный уровень Ферми пересекается со стенкой „гравитационной потенциал-

ной ямы". Из (3.2) видно, что наивысший уровень Ферми находится в потенциальной яме. Это означает, что отдельные частицы в звезде образуют связанное состояние и поэтому они не могут покидать ее. С другой стороны, расчеты показывают, что для некоторых наиболее плотных конфигураций

$$M > \sum n_s m_s. \quad (3.3)$$

Как совмещаются эти два факта? Дело в том, что неравенства (3.2) и (3.3) не противоречат друг другу, если учесть, что полная внутренняя энергия звезды не равна сумме энергий (кинетической, потенциальной) входящих в нее частиц.

Если внутренняя энергия обладала бы свойством аддитивности, то для массы мы имели бы

$$M_1 = 4\pi \int_0^R \Psi(r) \rho(r) r^2 dr < nm_n, \quad (3.4)$$

где n — число нейтронов в звезде и

$$\Psi(r) = \sqrt{-g_{00}(r) g_{rr}(r)}. \quad (3.5)$$

С другой стороны, согласно первому уравнению системы (2.1), наблюдаемая масса звезды равна

$$M = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr. \quad (3.6)$$

Сравнение (3.4) с (3.6) показывает, что энергия не обладает свойством аддитивности, причем мерой нарушения ее может служить диапазон изменений Ψ . На рис. 5 представлены кривые этой функции для конфигураций с $t(0) = 4, 5, 6, 7$ и ∞ . Они сходны с кривыми $-g_{00}(r)$ (см. рис. 4 в работе [1]). Ψ в центре имеет минимум, при возрастании r монотонно растет и у поверхности мало отличается от единицы. При строгом соблюдении аддитивности мы имели бы $\Psi = 1$, а максимальное нарушение ее будет при $\Psi = 0$. С ростом параметра $t(0)$ значение $\Psi(r)$ в центральной области уменьшается. Итак, наибольшее нарушение аддитивности энергии получается за счет центральной части.

Наиболее наглядное представление об области звезды, за счет которой получается отрицательное значение дефекта массы, нам дает рис. 6, на котором изображены графики функции



$$\Phi(r) = \left[1 - \left(1 - \frac{2u(r)}{r} \right)^{1/2} \frac{t(r)}{m_n N(r)} \right] \left(1 - \frac{2u(r)}{r} \right)^{-1/2} N(r) r^2, \quad (3.7)$$

где $N(r)$ — плотность нейтронов. Интеграл от этой функции определяет дефект массы

$$\Delta M = 4\pi m_n \int_0^R \Phi(r) dr. \quad (3.8)$$

Функция $\Phi(r)$ при малых r — отрицательна, имеет один минимум и один максимум, в центре и на поверхности обращается в нуль. С ростом $t(0)$ возрастает роль площади, расположенной ниже оси абсцисс, и при $t(0) > 4.7$ алгебраическая сумма площадей, образованных кривой $\Phi(r)$ с осью абсцисс, становится отрицательной.

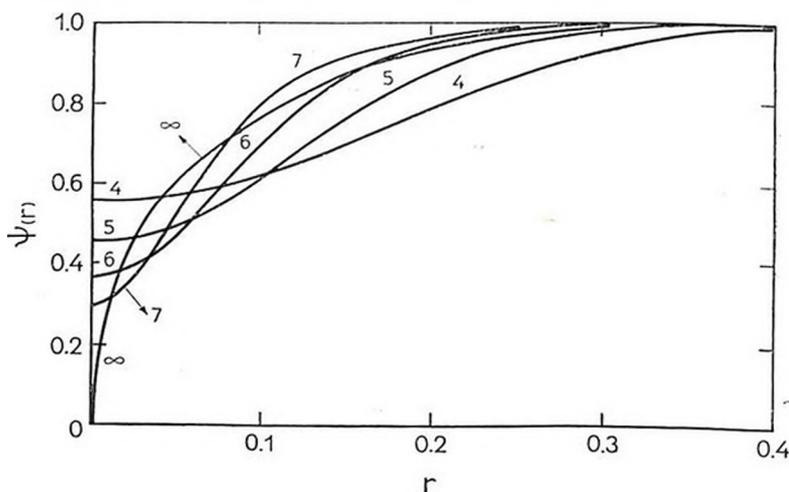


Рис. 5. Зависимость функции $\Psi(r) = \sqrt{-g_{00}(r) g_{(rr)}(r)}$ от радиального расстояния; $g_{00}(r)$ и $g_{(rr)}(r)$ — временная и радиальная компоненты метрического тензора. Расстояния измерены в единицах $c = k = 1$ и $K_n = 1/4\pi$. Значения функции $\Psi(r)$ дают представление о степени нарушения аддитивности внутренней энергии звезды.

Итак, мы приходим к выводу, что эффект аномалии в дефекте массы обусловлен катастрофическим нарушением аддитивности внутренней энергии, вызванным сильным искривлением пространственной метрики в соответствующих барионных конфигурациях. В этих конфигурациях и в ньютоновском приближении имеется сильное нарушение аддитивности (здесь кинетическая энергия аддитивна, а потен-

циальная—нет) энергии, тем не менее оно оказывается недостаточным для изменения знака дефекта массы. В самом деле, из теоремы вириала следует [13], что

$$-\Delta M = \sum_k m_k c^2 \left(\frac{m_k c^2}{E_k} - 1 \right) > 0. \quad (3.9)$$

Укажем, что для доказательства (3.9) предположение о периодичности или квазипериодичности движения частиц не является обязательным.

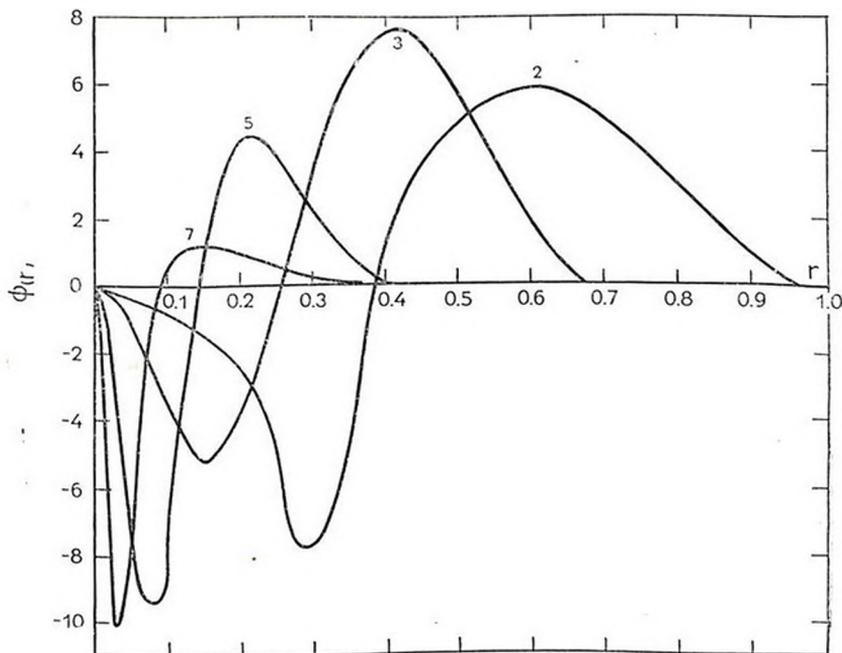


Рис. 6. По оси абсцисс отложено расстояние от центра звезды в единицах, принятых в работе. По оси ординат отложены значения функции $\Phi(r)$ (теория Эйнштейна). Цифры на кривых указывают значения параметра $t(0)$ для соответствующих конфигураций. По оси ординат масштаб разный, а именно для $t(0) = 2, 3, 5$ и 7 за единицу приняты соответственно $a, 2a, 5a$ и $10a$, где a —известное постоянное число.

4. Обратимся снова к рис. 4. Очевидно, что конфигурации, соответствующие нижней ветви кривой $\Delta M/M_0 = f(n)$ при $3 < t(0) < 4.67$, являются неустойчивыми по отношению к переходам на верхнюю ветвь, где дефект массы имеет нормальное поведение. Конфигурации же с $t(0) > 4.67$, обладающие отрицательным абсолютным дефектом.

массы, неустойчивы не только в отношении перехода на верхнюю ветвь, но и в отношении распада на диффузное состояние. Поскольку дефект массы составляет несколько процентов от самой массы звезды, то при этих переходах будет выделяться невероятно большая энергия. Эта энергия, отнесенная на один грамм звездного вещества, на порядок выше соответствующей энергии, выделяемой в термоядерных реакциях при выгорании водорода. Важно отметить, что энергия связи каждой частицы в звезде отрицательна, поэтому частицы не могут по одной уходить в бесконечность. Вывод некоторого количества барионов из звезды требует прибавления извне дополнительной энергии к оставшейся конфигурации. Поэтому он не может происходить спонтанно. Это означает, что переход системы в более устойчивое состояние может совершаться лишь под влиянием очень больших возмущений. При этом будет происходить расширение, сопровождаемое нагреванием небесного тела. Соответствующий переход будет носить характер космического взрыва. Изложенные здесь рассуждения о судьбе барионных конфигураций с аномальным абсолютным дефектом массы приводились в работе [1].

Нам кажется, что конфигурации с аномальным значением абсолютного дефекта массы (здесь мы подразумеваем всю ветвь кривой с $t(0) > 3$) могут иметь некоторое значение для космогонической проблемы.

Согласно одной из современных космогонических концепций [8, 9], звезды, различные группы звезд, а также межзвездный газ образуются из некоторых сверхплотных дозвездных тел путем извержения из недр последних различных порций вещества.

Масса дозвездного тела должна быть по порядку больше массы звезды, тогда как выше речь шла о статических небесных телах с массой порядка массы Солнца и даже меньше. Чтобы вышеизложенные соображения о поведении барионных конфигураций с аномальным значением абсолютного дефекта массы связать с упомянутой концепцией, необходимо построить модели сверхплотных дозвездных тел с массами намного более высокого порядка, чем масса Солнца. Тогда в принципе была бы решена проблема „сверхплотной“ космогонии. Однако построение физических моделей сплошных сверхплотных дозвездных тел большой массы связано с трудностями.

Возможно, что решение этих трудностей будет связано с необходимостью рассмотрения нестационарных и неравновесных моделей. В этой связи представляет интерес недавняя работа И. Д. Новикова [12], в которой высказана гипотеза о том, что в начальный момент, когда плотность была бесконечно велика, не вся материя равномерно расширялась, некоторые области могли на некоторое время

задержаться в своем развитии. Эти области могут быть отождествлены с дозвездными телами.

Авторы выражают благодарность Э. В. Чубаряну, Ю. Л. Вартамяну и Д. М. Седракяну за обсуждение статьи, а также сотрудникам Вычислительного центра А. Г. Пилипосяну и А. К. Вардамяну за организацию и проведение численных расчетов.

ON THE MASS-DEFECT OF THE BARYON STARS

V. A. AMBARTSUMIAN, G. S. SAHKIAN

The previous calculations of configurations of neutron stars have shown that when the central density $\rho(0)$ exceeds some fixed value $\rho_0(0)$ the defect of mass has negative value. More exact calculations confirm this phenomenon.

All these calculations are based on the general theory of relativity. In the case of configurations computed on the basis of Newton's gravitational law, the mass-defect remains positive.

Therefore the negative defect of mass of the neutron stars is purely a relativistic effect. The problem of stability of corresponding configurations is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
2. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 42, 1667, 1962.
3. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
4. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
5. Н. А. Дмитриев, С. А. Холин, Вопросы космогонии, 9, 254, 1963.
6. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
7. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Сообщ. Бюро. обс., 33, 55, 1963; Nuovo Cim., 30, 82, 1963.
8. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР (серия физ.-мат. наук), 11, 9, 1958; Сб. докладов Солвейской конференции, стр. 241. Брюссель, 1958; Научные труды, том II, Ереван, 1960.
9. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюро. обс., 13, 1954; Нестационарные звезды, стр. 16, Ереван, 1957.
10. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
11. Г. С. Саакян. Докторская диссертация, ФИАН, 1962.
12. Н. Д. Новиков, Астрон. ж., 41, 1075, 1964.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., 1960.