

Академия наук СССР
Астрономический журнал
Том XXXVII. Вып. 2

В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян

О ВЫРОЖДЕННОМ СВЕРХПЛОТНОМ ГАЗЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ЧАСТИЦ

В. А. АМБАРЦУМЯН и Г. С. СААКЯН

О ВЫРОЖДЕННОМ СВЕРХПЛОТНОМ ГАЗЕ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрен состав вырожденного газа при плотностях порядка ядерных и выше. Предполагается, что температура настолько низка, что все виды фермионов вырождены. Показано, что при возрастании плотности в газе должны последовательно появиться и возрасть в числе различные гипероны. Они должны быть стабильны, что обеспечивается принципом Паули. Вычислены пороговые плотности различных гиперонов. Парадоксальным образом наименьшая пороговая плотность соответствует не Λ -гиперону, обладающему наименьшей массой покоя, а Σ^- гиперону.

В соответствии с этим конфигурация гравитационного равновесия вырожденной космической массы при некоторых значениях массы должна состоять из гиперонного ядра, нейтронного слоя и наружной оболочки, имеющей обычный состав (электроны, протоны и составные ядра).

ON DEGENERATE SUPERDENSE GAS OF ELEMENTARY PARTICLES, by V. A. Ambartsumian and G. S. Saakyan.— The composition of degenerate gas with density of the order of nuclear and higher is considered. It is assumed that the temperature is so low, that all types of fermions are degenerate. It is shown that with increasing density, different hyperons should successively appear and their number in the gas increase. They should be stable, this being provided for by the Pauli principle. The threshold densities of different hyperons are calculated. Paradoxically the smallest threshold density does not correspond to the Λ -hyperon, having the smallest mass of rest, but to the Σ^- -hyperon.

In accordance with this the configuration of gravitational equilibrium of a degenerated cosmic mass for some values of the mass should consist of a hyperon nucleus, neutron layer and outer envelope, having the usual composition (electrons, protons and composite nuclei).

1. В в е д е н и е. За последнее время в астрофизике все большее значение придается различным схемам звездной эволюции. Делаются многочисленные попытки связать между собою при помощи эволюционных схем наблюдаемые различные состояния звезд. В некоторых работах эволюционные схемы распространяются на целые галактики.

Основной особенностью большинства предложенных схем происхождения и развития звезд и галактик является то, что авторы исходят из некоторого первоначального гипотетического состояния, когда вещество звезд (или галактик) было разреженным газом. Предполагается, что звезды возникают сгущением этого разреженного газа, причем на всех начальных этапах развития вещество звезды остается классическим идеальным газом.

Однако анализ большого наблюдательного материала, относящегося к молодым звездам, а также к галактикам, приводит к заключению, что в процессе возникновения звездных групп и галактик развитие идет от более плотных дозвездных тел к менее плотным состояниям. Иными словами, из весьма плотных дозвездных тел возникают более или менее многочисленные группы звезд и вместе с ними большие массы рассеянного меж-

звездного вещества. Таким образом, возникает противоположное представление, согласно которому обычному звездному и диффузному состоянию вещества предшествует некоторое сверхплотное состояние.

Аргументами в пользу сверхплотного начального состояния вещества могут служить три группы фактов.

Первая группа фактов относится к галактикам и к группам галактик. Эти фактические данные проанализированы в [1]. Нам кажется, что именно в мире галактик мы имеем больше всего прямых указаний на то, что развитие идет от более плотных масс к разреженным. Как было упомянуто в [1], имеются данные, свидетельствующие о возникновении новых галактик и спиральных рукавов за счет вещества, заключенного в ядрах галактик. Эти ядра имеют малые размеры и высокую плотность. Поскольку такие процессы рождения звездных систем не могут происходить за счет звездного населения обычного типа, заключенного в ядрах, мы должны допустить, что ядра могут содержать значительные массы дозвездного вещества.

Другая группа фактов относится к возникновению звездных групп, составляющих звездные ассоциации. Наличие в ассоциациях и, в частности, в центральных областях, больших газовых туманностей, входящих в О-ассоциации, тесных звездных групп и систем типа Трапеции, как указывалось в [2], свидетельствует против представлений об образовании звезд ассоциаций из диффузных туманностей. Свойства систем типа Трапеции свидетельствуют о том, что они возникли разделением какого-то массивного и весьма плотного тела.

Явление вспышек в звездах типа UV Кита, а также у многих членов Т-ассоциаций следует интерпретировать как процессы освобождения энергии, выносимой большими, но дискретными порциями из глубоких недр звезд. Возникает естественное предположение, что из центральных областей наружу извергаются массы дозвездного вещества, еще сохранившегося во внутренних частях звезды. В таком случае энергию вспышек можно истолковать как энергию перехода вещества из дозвездной фазы в обычную звездную [3].

Конечно, нельзя утверждать, что во всех случаях, упомянутых выше, начальное состояние одно и то же. Вполне возможно, что дозвездные тела, дающие начало целым галактикам, сильно отличаются от дозвездных тел, из которых возникают звездные ассоциации или простые системы типа Трапеции. Более того, мы отдаем себе отчет, что аргументация в пользу существования весьма плотных дозвездных состояний вещества не является все же абсолютно убедительной и окончательной. Однако она достаточно сильна, чтобы заставить нас детально изучить возможность пребывания масс, имеющих космические масштабы, в сверхплотных состояниях, в частности в состояниях ядерной или более высокой плотности, и выяснить свойства вещества в этих состояниях.

К выводу о возможном существовании сверхплотных конфигураций нейтронных звезд пришел в свое время Цвикки [4, 5], стремившийся объяснить явление вспышек Сверхновых. Соответствующая теоретическая модель была разработана Оппенгеймером и Волковым [6]. Вместе с тем следует отметить, что еще задолго до этого Л. Ландау [7] ввел предположение о возможности сверхплотных ядер у массивных звезд.

Следует думать, что сверхплотные конфигурации, вообще говоря, должны обладать весьма сложными свойствами. Поэтому целесообразно в первую очередь рассмотреть те конфигурации, при которых абсолютная температура близка к нулю, точнее, те конфигурации, где температура настолько низка, что фермионы всех типов в любой точке звезды составляют вырожденный газ. Вместе с тем, целесообразно исследовать, наряду с устойчивыми и строго равновесными состояниями, возможность существования метастабильных состояний, которым соответствует более высокое значение энергии звезды. Это даст возможность уже на первом этапе

теории пытаться рассмотреть процессы освобождения энергии при переходе из метастабильного состояния в стабильное.

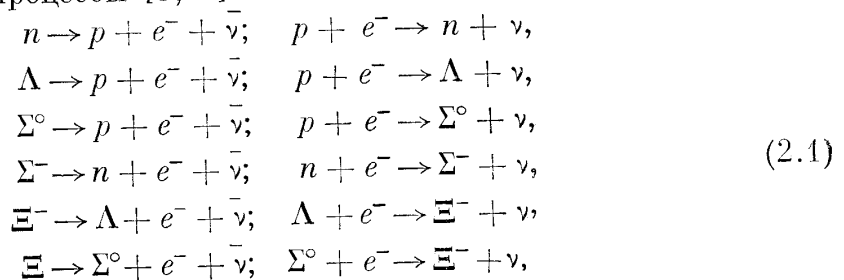
Существенным свойством сверхплотных конфигураций, как это следует из дальнейшего, должно являться наличие в звезде, наряду с нейтронами, г и п е р о н о в. Поскольку при достаточно низких температурах нуклонный (протонный + нейтронный) газ будет сильно вырожден, гипероны, обладающие энергией, меньшей некоторой граничной, станут стабильными, так как возникающие при их эвентуальном распаде нуклоны из-за принципа Паули не могут себе найти место в фазовом пространстве. По той же причине взаимные превращения гиперонов разных родов также невозможны. Существующие гипероны должны в свою очередь образовать вырожденный газ. В следующем параграфе мы рассмотрим свойства нейтронно-гиперонного, или, короче говоря, б а р и о н н о г о г а з а при $T = 0$.

2. Барийный газ. Рассмотрим состояние звездной материи при плотностях порядка плотности ядерной материи и больше и при температуре $T = 0$. В таких физических условиях очевидно, что нуклонный и электронный газ будут полностью вырожденными. При плотностях выше определенного значения граничные энергии Ферми для нуклонов и электронов становятся настолько большими, что оказывается энергетически более выгодным, чтобы некоторая часть материи перешла из нуклонного состояния в гиперонное состояние.

При интересующих нас физических условиях в состоянии равновесия, строго говоря, безразлично, какие из рассмотренных нами элементарных частиц являются исходными и какие вторичными, т. е. возникшими из исходных. Тем не менее ради удобства в этом параграфе в качестве исходных частиц мы будем рассматривать нуклоны, из которых благодаря определенным процессам в конечном счете могут родиться гипероны.

Нас пока не интересует, благодаря какому конкретному процессу возникло изучаемое сверхплотное состояние вещества. Вполне возможно считать, что данное сверхплотное состояние образовалось из еще более плотного. В таком случае должен был идти процесс превращения более тяжелых барионов в более легкие. Можно представить себе (хотя мы это считаем маловероятным) и противоположный процесс образования сверхплотного вещества из менее плотного. В таком случае часть нуклонов должна была превратиться в гипероны. При этом, если в первом случае, когда идет превращение тяжелых барионов в более легкие, процесс может осуществляться различными путями (испускание π -мезонов, или лептонные переходы), во втором случае, при сохранении низкой температуры, превращения должны происходить почти исключительно путем лептонных переходов.

Говоря о лептонных превращениях барионов, мы имеем в виду следующие элементарные процессы [8, 9]



где символы n , p , Λ , Σ , Ξ , e^- , ν и $\bar{\nu}$ соответственно означают нейтрон, протон, Λ -, Σ -, Ξ -гиперон, электрон, нейтрино и антинейтрино.

Если же образование сверхплотного вещества из менее плотного могло идти при крайне высоких температурах порядка 10^{10} градусов с последующим остыванием, то в процессах образования гиперонов могли также принять участие π -мезоны.

Повторяем, однако, что в данной работе нас не интересует история возникновения сверхплотных состояний. Однако с целью определения относительных концентраций разных частиц в зависимости от плотности мы используем приведенную выше таблицу элементарных процессов для написания в соответствии с этими процессами уравнений между химическими потенциалами элементарных частиц. Эти уравнения при $T = 0$ могут быть написаны в форме:

$$\begin{aligned}\mu_{\Xi^0} &= \mu_{\Sigma^0} = \mu_{\Lambda} = \mu_n, \\ \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p = \mu_n - \mu_e, \\ \mu_{\Xi^-} &= \mu_{\Sigma^-} = \mu_n + \mu_e,\end{aligned}\tag{2.2}$$

где μ с индексами — химические потенциалы, или, выражаясь другим языком, граничные энергии соответствующих частиц. В (2.2) предположено, что химический потенциал нейтрино равен нулю. Равенство нулю химического потенциала нейтрино обусловлено отсутствием этих частиц в объеме звезды*; действительно, после их образования эти частицы сразу же должны покинуть звезду, почти не испытывая каких-либо взаимодействий (поперечное сечение взаимодействия нейтрино с электронами порядка 10^{-44} см² [10]). Смысл сделанного утверждения относительно химического потенциала нейтрино становится очевидным, если мы обратимся к формуле (2.4), справедливой для любой частицы при $T = 0$ и подчиняющейся статистике Ферми.

Граничный импульс фермионов равен

$$p_k = (3\pi^2)^{1/3} h N_k^{1/2},\tag{2.3}$$

где индекс $k = e, n, \Lambda$ и т. д. означает род частиц, h — постоянная Планка, деленная на 2π , и N_k — число частиц данного сорта в единице объема. Λ химический потенциал частиц равен их граничной энергии Ферми.

$$\mu_k = c [M_k^2 c^2 + (3\pi^2)^{2/3} h^2 N_k^{2/3}]^{1/2}.\tag{2.4}$$

Уравнения (2.2) и (2.4) вместе с условием нейтральности полностью определяют концентрации разных частиц N_k , как функцию от концентрации нейтронов N_n . Но прежде чем определить эти концентрации, мы хотели бы дать другой вывод полученных в этом параграфе уравнений.

3. Концентрации различных частиц в сильно вырожденном барионном газе. В предыдущем параграфе вопрос о величинах концентраций различных компонентов вещества при $T = 0$ и очень больших плотностях материи решался, исходя из возможности определенных реакций между элементарными частицами. Однако, очевидно, что результат не должен зависеть от конкретных видов взаимодействий и от вероятностей тех или иных элементарных превращений.

Поэтому целесообразно дать вывод уравнений, определяющих концентрации разного рода барионов при $T = 0$, который исходил бы из некоторых общих принципов. В качестве таких общих принципов естественно выдвинуть следующие три:

1. В состоянии равновесия энергия систем должна быть минимальной.

2. Во всех мыслимых процессах, приводящих к установлению состояния статистического равновесия между различными компонентами материи, число барионов не должно изменяться.

Как известно, существует также закон сохранения лептонов при элементарных процессах. Однако в условиях, когда возникающие нейтрино

* Если нейтрино имеет отличную от нуля, но малую массу, то некоторое количество этих частиц может все же присутствовать в звезде. Однако малая масса покоя приводит к тому, что их количество ничтожно и их можно не учитывать.

и антинейтрино могут сравнительно свободно покидать объем звезды, число лептонов в данном объеме не может считаться заданным. В этом случае число лептонов становится определенным и притом в статистическом смысле, лишь в результате установления состояния термодинамического равновесия, причем параметром, определяющим полное число лептонов, будет задаваемое полное число барионов.

3. Как звезда в целом, так и отдельные ее макроскопические объемы должны быть нейтральными.

Пользуясь этими исходными положениями, мы можем определить концентрации разных возможных компонентов материи при очень больших плотностях и абсолютном нуле. При интересующих нас физических условиях возможными компонентами материи могут быть электроны, μ^- и π^- мезоны, протоны, нейтроны, Λ , Σ^0 , Σ^+ , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0 гипероны, а также возбужденные нуклоны p^* и n^* . Под возбужденным нуклоном мы подразумеваем изобары протона и нейтрона с $\tau = 3/2$ и $j = 3/2$, где τ и j — соответственно изотопический спин и момент количества движения в этих состояниях. Совсем недавно экспериментально установлено наличие еще двух других изобарных состояний нуклонов с более высокими энергиями возбуждения (вблизи 750 и 1000 MeV). Дальше мы будем говорить только о первых изобарах, так как для возбуждения более высоких изобарных состояний нуклонов потребуются чрезвычайно высокие плотности материи.

Не исключена возможность существования возбужденных состояний и у известных гиперонов. Однако если даже такие состояния существуют, то для их возбуждения потребуются чрезвычайно большие плотности.

Наконец, не исключена возможность, что в дальнейшем будут открыты еще более высокие гипероны, т. е. гипероны с массой, превосходящей Ξ^- гиперон. Но и их появление в вырожденном газе низкой температуры возможно будет только при исключительно больших плотностях. Следовательно, при рассмотрении плотностей ниже некоторого предела их можно не принимать во внимание. Что касается других, известных в настоящее время элементарных частиц, а именно: позитронов, фотонов, нейтрино, μ^+ , π^+ , π^0 и K -мезонов, то при температуре, равной нулю, все перечисленные частицы должны отсутствовать, так как нет причин, препятствующих их распаду или аннигиляции. Иначе обстоит дело с гиперонами, возбужденными нуклонами и μ^- , π^- мезонами. Вследствие полного вырождения электронного и нуклонного газов ($T = 0$) и действия принципа Паули, эти нестабильные частицы становятся при достаточно больших плотностях вещества совершенно стабильными. Причиной этого является то, что продукты распада рассматриваемых частиц не могут найти себе свободного места в фазовом пространстве, поскольку оно сплошь заполнено до определенного граничного значения импульса. При этом для каждого вида нестабильных частиц имеется своя пороговая плотность, начиная с которой она становится стабильной. Все гипероны и изобары нуклонов имеют полуцелый спин, и поэтому образованные ими газы также будут сильно вырожденными, вследствие чего переходы между самими гиперонами будут запрещены. Стабильность π^- -мезонов обеспечивается наличием сильно вырожденного газа μ^- -мезонов.

Следует заметить, что априори нельзя утверждать, какие виды лептонов будут реально присутствовать при $T = 0$ и при данной концентрации барионов. Можно заранее сказать лишь одно: при каждой данной плотности, если присутствует один из видов лептонов, то сопряженный этому виду антилептон должен отсутствовать. Вычисления показывают, что с барионами должны присутствовать электроны (с антибарионами — позитроны). Следовательно, позитроны должны отсутствовать. Что касается μ^- , π^- мезонов, то их наличие неизбежно обусловлено допущением присутствия электронного газа.

При рассматриваемых физических условиях (большие плотности материи, $T = 0$) особое положение занимают π^- -мезоны. Поскольку π^- -мезоны подчиняются статистике Бозе, все они будут находиться в состоянии с минимальной энергией, то есть будут неподвижными. Таким образом, они составляют крайне вырожденный Бозе-газ. Ниже будет показано, что при плотностях выше порога рождения π^- -мезонов, концентрация этих частиц оказывается того же порядка, что и концентрация каждого из видов барионов. Вследствие этого температура вырождения π^- -мезонного газа оказывается весьма высокой.

Итак, энергия единицы объема среды равна

$$\rho = \frac{c}{2\pi^2 h^3} \sum_k^{p_k} a_k \int_0^{p_k} p^2 (M_k^2 c^2 + p^2)^{1/2} dp + N_\pi \cdot m_\pi c^2, \quad (3.1)$$

где p_k — граничный импульс Ферми для k -й частицы. Индекс k пробегает значение $e, \mu, p, p^*, n, n^*, \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Xi^-,$ и Ξ^0 соответственно для электронов, μ^- -мезонов, разных видов нуклонов и гиперонов, N_π — концентрация π^- -мезонов; a_k — постоянный множитель, учитывающий число возможных спиновых состояний частиц, $a_k = 2s + 1$, где s — спиновое квантовое число частиц. Для возбужденных нуклонов $s = 3/2$, следовательно, $a_k = 4$, а для всех остальных частиц $s = 1/2$ и $a_k = 2$. Правда, для гиперонов значение $s = 1/2$ пока нельзя считать окончательно установленным. О первых попытках экспериментального подтверждения этого значения спина было сообщено на Киевской международной конференции физиков [9].

Для граничного импульса фермионов мы имеем

$$p_k = \left(\frac{6\pi^2}{a_k} \right)^{1/3} h N_k^{1/3}. \quad (3.2)$$

Согласно первому принципу, при заданной плотности материи концентрации ее различных компонентов N_k должны быть такими, чтобы энергия (3.1) была минимальной.

Для нахождения минимума энергии мы должны варьировать переменные N_k . Но прежде чем сделать это, необходимо учесть также второй и третий принципы, которые накладывают определенные ограничения на вариации переменных N_k . Так, с учетом (3.2) третий принцип сводится к следующему уравнению

$$p_p^3 + 2p_{p^*}^3 + p_{\Sigma^+}^3 - p_e^3 - p_{\Sigma^-}^3 - p_{\Xi^-}^3 - p_\mu^3 - 3\pi^2 h^3 N_\pi = 0, \quad (3.3)$$

а второй принцип можно записать в виде:

$$\frac{1}{2} \sum_k a_k p_k^3 = \text{const}, \quad (3.4)$$

где значение const при сферически-симметрическом распределении масс зависит только от r — расстояния от центра звезды. В (3.4) суммирование производится по всем барионам.

Итак, нам нужно определить минимум функции (3.1) при дополнительных условиях (3.3) и (3.4). Как известно, в этом случае задача сводится к нахождению минимума функции

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{c}{2\pi^2 h^3} \sum_k^{p_k} a_k \int_0^{p_k} p^2 (M_k^2 c^2 + p^2)^{1/2} dp + N_\pi \cdot m_\pi c^2 + \\ & + \alpha (p_p^3 + 2p_{p^*}^3 + p_{\Sigma^+}^3 - p_{\Sigma^-}^3 - p_{\Xi^-}^3 - p_e^3 - p_\mu^3 - 3\pi^2 h^3 N_\pi) + \\ & + \beta (p_n^3 + 2p_{n^*}^3 + p_\Lambda^3 + p_{\Sigma^0}^3 + p_p^3 + 2p_{p^*}^3 + p_{\Sigma^+}^3 + p_{\Sigma^-}^3 + p_{\Xi^-}^3 + p_{\Xi^0}^3), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где α и β — пока неопределенные параметры.

Приравнивая нулю первые производные функции Φ по концентрациям частиц N_k (или для удобства, в случае фермионов, можно дифференцировать по граничным импульсам p_k), мы находим необходимые условия минимума энергии распределения масс. Здесь, однако, следует обратить внимание на одну математическую тонкость, имеющую важное физическое следствие. Дело в том, что равенство производных Φ нулю является необходимым условием минимума функции лишь в том случае, когда этот минимум достигается при значениях каждой из переменных, находящихся внутри допустимого интервала их возможных значений. Если же наименьшее значение достигается при предельном значении той или иной переменной, то производная от Φ по этой переменной не должна быть обязательно равна нулю. Так, например, выше указывалось, что π^- -мезоны должны появляться лишь при очень высоких плотностях. При концентрациях барионов ниже порога рождения π^- -мезонов функция Φ должна иметь наименьшее значение при $N_\pi = 0$; между тем, это условие не вытекает из равенства нулю производных функции Φ .

Поэтому мы должны быть осторожными и применять каждое из ниже следующих уравнений только тогда, когда убеждаемся, что при данной плотности барионов та переменная концентрация, дифференцированием по которой получено рассматриваемое уравнение, отлична от нуля. Этому будет соответствовать введенное дальше разделение всего интервала возможных значений концентраций барионов на отдельные подынтервалы, которые отличаются друг от друга составом элементарных частиц и которые мы будем называть различными фазами.

Мы можем, конечно, для каждой фазы составить свою функцию Φ и далее найти ее минимум. Однако нам кажется целесообразным сначала же рассмотреть самую высокую фазу, когда в среде присутствуют все перечисленные выше частицы, то есть написать формулу (3.5). Далее, если мы из уравнений, выражающих условие равновесия между компонентами, опустим все параметры тех частиц, которых нет в интересующей нас фазе, то мы тем самым автоматически получим все необходимые формулы, определяющие концентрации частиц этой фазы.

Во всех случаях дифференцирование по N_k мы можем заменить дифференцированием по соответствующему граничному импульсу p_k , за исключением переменной N_π . Приравнивая производные Φ нулю, получаем следующие уравнения:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p_k} = \frac{c}{\pi^2 h^3} p_k^2 (M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} + 3(\alpha + \beta) p_k^2 = 0, \quad (3.6)$$

где $k = p, p^*$ и Σ^+ ,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p_k} = \frac{c}{\pi^2 h^3} p_k^2 (M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} + 3(\beta - \alpha) p_k^2 = 0, \quad (3.7)$$

где $k = \Sigma^-$ и Ξ^- ,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p_k} = \frac{c}{\pi^2 h^3} p_k^2 (M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} + 3\beta p_k^2 = 0, \quad (3.8)$$

где $k = n, n^*, \Lambda, \Sigma^0$ и Ξ^0 ,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p_k} = \frac{c}{\pi^2 h^3} p_k^2 (m_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} - 3\alpha p_k^2 = 0, \quad (3.9)$$

где $k = e$ и μ , и, наконец,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial N_\pi} = m_\pi c^2 - 3\pi^2 h^3 \alpha = 0. \quad (3.10)$$

Эти уравнения вместе с (3.3) и (3.4) полностью определяют значения граничных импульсов p_k и параметров α и β . Из (3.6) — (3.10),

исключая α и β , получим следующую систему уравнений

$$(M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} = (M_n^2 c^2 + p_n^2)^{1/2} \quad (3.11)$$

для случая, когда $k = n^*$, Λ , Σ^0 и Ξ^0 ,

$$(M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} = (M_n^2 c^2 + p_n^2)^{1/2} - (m^2 c^2 + p_e^2)^{1/2} \quad (3.12)$$

для случая, когда $k = p$, p^* и Σ^+ ,

$$(M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} = (M_n^2 c^2 + p_n^2)^{1/2} + (m^2 c^2 + p_e^2)^{1/2} \quad (3.13)$$

для случая, когда $k = \Sigma^-$ и Ξ^- и, наконец,

$$(m_\mu^2 c^2 + p_\mu^2)^{1/2} = (m^2 c^2 + p_e^2)^{1/2} = m_\pi c. \quad (3.14)$$

Формулы (3.11) — (3.14) вместе с (3.3) и (3.4) полностью определяют концентрации частиц N_k в самом общем случае, когда в газе из лептонов и барионов плотность материи настолько высока, что в нем представлены все возможные элементарные частицы. Как мы видим, в состоянии термодинамического равновесия граничные энергии Ферми для барионов, имеющих одинаковое зарядовое состояние, равны. Эта теорема справедлива и для лептонов.

Теперь наша задача — выяснить, как изменяются концентрации N_k при возрастании полного числа барионов N от нуля до предельно больших величин. При этом возрастании мы будем иметь дело со сменой ряда фаз.

Первая фаза. Плотность барионов настолько мала, что сумма граничных энергий Ферми протонов и электронов меньше энергии покоя нейтрона (а тем самым и всех других барионов). Тогда присутствуют только протоны и электроны. В этом случае имеем простое уравнение:

$$N_p = N_e.$$

Эту фазу будем называть протонно-электронной.

Вторая фаза. Сумма граничных энергий электрона и протона превышает энергию покоя нейтрона, а граничная энергия электронов меньше энергии покоя μ -мезона (нейтронная фаза).

Тогда имеем:

$$(M_p^2 c^2 + p_p^2)^{1/2} + (m^2 c^2 + p_e^2)^{1/2} = (M_n^2 c^2 + p_n^2)^{1/2} \quad (3.15)$$

$$N_e = N_p.$$

Это уравнение получается из системы (3.11) — (3.14), если в них опустить параметры всех частиц, за исключением электрона, протона и нейтрона. Решая уравнения (3.15), находим

$$N_e = N_p = N_0 \chi^{-3} \{ [1 + \alpha \chi / \pi + \chi^2 (N_n / N_0)^{2/3}]^{1/2} - 1 \}, \quad (3.16)$$

где $\alpha \approx 2.54$ — разность масс нейтрона и протона в единицах массы электрона, $\chi = 2\pi m / M_p = 3.39 \cdot 10^{-3}$ и $N_0 = 8 (mc/h)^3 = 1.4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-3}$.

Переход из протонно-электронной в нейтронную фазу совершается при плотности барионов $N = 0.77 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$. Отношение числа протонов к числу нейтронов в этой фазе быстро уменьшается и скоро становится порядка 10^{-3} .

Третья фаза. Граничная энергия электронов превосходит энергию покоя μ^- -мезонов, а сумма граничных энергий нейтрона и электрона меньше энергии покоя Σ^- -частицы (нуклоно- μ^- -мезонная фаза). В этом случае из (3.11) — (3.14) получаем

$$(M_p^2 c^2 + p_p^2)^{1/2} = (M_n^2 c^2 + p_n^2)^{1/2} - p_e$$

$$(m_\mu^2 c^2 + p_\mu^2)^{1/2} = p_e, \quad (3.17)$$

$$p_e^3 + p_\mu^3 = p_p^3.$$

Как в предыдущей, так и в этой фазе, электроны являются крайне релятивистскими. Число μ^- -мезонов здесь очень мало по сравнению с числом электронов, поэтому при вычислении концентраций протонов и электронов мы по-прежнему можем пользоваться формулой (3.16). Для концентрации μ^- -мезонов имеем

$$N_\mu = N_e [1 - (A_\mu/N_e)^{2/3}]^{3/2}, \quad (3.18)$$

где $A_\mu = (1/3\pi^2)(m_\mu c/h)^3 = 5.24 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$ — порог рождения μ^- -мезонов. Этой плотности электронов соответствует плотность нейтронов, приблизительно равная $5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, что примерно в два с половиной раза больше плотности частиц в обычной ядерной материи.

Четвертая фаза. Эта фаза начинается с той плотности материи, при которой сумма граничных энергий нейтрона и электрона становится равной энергии покоя Σ^- -гиперонов. При этой плотности появляются первые Σ^- -гипероны. При дальнейшем возрастании плотности материи последовательно появляются частицы Λ , n^* , Σ^0 , Ξ^- , p^* , Σ^+ и Ξ^0 . Эта фаза, которую удобно назвать гиперонной, состоит из ряда подфаз, соответствующих появлению перечисленных частиц. Однако мы не будем останавливаться на характеристиках отдельных подфаз. Из общих уравнений (3.11) — (3.14), опуская энергию покоя π -мезонов (так как этой частицы еще нет), получаем

$$E_\Lambda = E_{n^*} = E_{\Sigma^0} = E_{\Xi^0} = E_n \quad (a)$$

$$E_{\Sigma^+} = E_{p^*} = E_p = E_n - E_e \quad (b)$$

$$E_{\Sigma^-} = E_{\Xi^-} = E_n + E_e \quad (c)$$

$$E_e = E_\mu \quad (d)$$

$$p_p^3 + 2p_{p^*}^3 + p_{\Sigma^+}^3 - p_{\Sigma^-}^3 - p_{\Xi^-}^3 - p_\mu^3 - p_e^3 = 0, \quad (e)$$

где E_k — граничная энергия (химический потенциал) частиц.

Из (3.19а) получаем

$$N_k = \frac{1}{2} a_k N_n [1 - (A_k/N_n)^{2/3}]^{3/2}, \quad (3.20)$$

$$k = \Lambda, \Sigma^0, n^* \text{ и } \Xi^0,$$

где A_k — постоянные числа.

$$A_k = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{M_k c}{h} \right)^3 [1 - M_n^2/M_k^2]^{3/2}. \quad (3.21)$$

Из (3.20) видно, что нейтральные гипероны могут существовать в среде лишь при плотностях, превосходящих плотности нейтронов $N_n > A_k$. Таким образом, числа A_k играют роль пороговых плотностей для соответствующих частиц. Численное значение пороговых плотностей для нейтральных гиперонов таково

$$A_k = \begin{cases} 9.6 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3} & \text{для } \Lambda \\ \sim 9.6 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3} & \text{для } n^* \\ 1.72 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3} & \text{для } \Sigma^0 \\ 3.55 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3} & \text{для } \Xi^0. \end{cases} \quad (3.21')$$

В качестве примера укажем, что при плотности нейтронов $N_n = 4 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$, плотности Λ , Σ^0 и Ξ^0 гиперонов соответственно равны $1.92 \cdot 10^{39}$; $1.12 \cdot 10^{39}$ и $8.2 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$, а число частиц в состоянии изобара нейтрона будет $3.85 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$. При плотностях материи 10^{40} см^{-3} концентрации всех нейтральных частиц будут величины одинакового порядка.

Далее уравнения (3.19b) позволяют плотности всех положительно заряженных частиц выразить через плотность протонов

$$N_k = \frac{1}{2} a_k N_p [1 - (B_k/N_p)^{2/3}]^{3/2}; \quad k = p^* \text{ и } \Sigma^+, \quad (3.22)$$

где через B_k обозначено

$$B_k = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{M_k c}{h} \right)^3 \left(1 - \frac{M_p^2}{M_k^2} \right)^{3/2}. \quad (3.23)$$

Как в случае нейтральных гиперонов, числа B_k играют роль пороговых плотностей для положительных гиперонов. Они могут присутствовать в среде лишь при плотностях протонов $N_p > B_k$. Численное значение постоянных таково

$$B_k = \begin{cases} 1.73 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3} & \text{для } \Sigma^+ \\ \sim 0.98 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3} & \text{для } p^*. \end{cases} \quad (3.24)$$

Аналогичным образом из уравнений (3.19c) находим

$$N_{\Xi^-} = N_{\Sigma^-} [1 - (B_{\Xi^-}/N_{\Sigma^-})^{2/3}]^{3/2}, \quad (3.25)$$

где

$$B_{\Xi^-} = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{M_{\Xi^-} c}{h} \right)^3 \left(1 - M_{\Sigma^-}^2/M_{\Xi^-}^2 \right)^{3/2} = 7.87 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, для полного решения задачи определения концентраций всех частиц при заданной плотности материи нам остается лишь выразить плотность электронов, протонов и Σ^- -гиперонов через плотность нейтронов. Взамен общей плотности материи мы задаем плотность нейтронов, а это фактически эквивалентно заданию постоянной в уравнении (3.4). В нашем распоряжении остается три неиспользованных уравнения: (3.3), одно из уравнений (3.19b), одно из уравнений (3.19c) и (3.19d) для трех неизвестных N_e , N_p и N_{Σ^-} . Эти уравнения перепишем здесь в следующем виде:

$$p_p^3 \left[1 + 2 \left(1 - \frac{b_{p^*}^2}{p_p^2} \right)^{3/2} + \left(1 - \frac{b_{\Sigma^+}^2}{p_p^2} \right)^{3/2} \right] - p_{\Sigma^-}^3 \left[1 + \left(1 - \frac{b_{\Xi^-}^2}{p_{\Sigma^-}^2} \right)^{3/2} \right] - \\ - p_e^3 \left[1 + \left(1 - \frac{m_\mu^2 c^2}{p_e^2} \right)^{3/2} \right] = 0, \quad (3.26)$$

$$c p_p = [(E_n - E_e)^2 - M_p^2 c^4]^{1/2}; \quad c p_{\Sigma^-} = [(E_n + E_e)^2 - M_{\Sigma^-}^2 c^2]^{1/2},$$

где введено обозначение

$$b_k = (3\pi^2)^{1/3} h B_k^{1/3} = \begin{cases} \sim 3.23 \cdot 10^{-14} & \text{для } p^* \\ 3.9 \cdot 10^{-14} & \text{для } \Sigma^+ \\ 3.0 \cdot 10^{-14} & \text{для } \Xi^-. \end{cases} \quad (3.27)$$

Постоянные b_k связаны с массами соответствующих частиц простым соотношением $b_k = c(M_k^2 - M_i^2)^{1/2}$, где индекс $i = p$ в случае положительных частиц и Σ^- — в случае $\Xi^- \sim$ гиперонов. В (3.26) при написании первого уравнения учтены (3.22), (3.18) и (3.25).

Уравнения (3.26) были решены графически. Результаты приведены на рис. 1 и 2. Рис. 1 изображает зависимость плотности электронов от плотности нейтронов. При $N_n < 5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ в среде нет μ^- -мезонов и гиперонов, в этой области $N_e = N_p$. При $N_n < 10^{35} \text{ см}^{-3}$ концентрация электронов (протонов) с ростом N_n растет медленно и на три-четыре порядка меньше концентрации нейтронов. При дальнейшем росте N_n (когда $N_n > 10^{35} \text{ см}^{-3}$) кривая $\log N_e$ растет круче. При этом подавляющее боль-

шинство электронов является крайне релятивистским. При $N_n > 5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ появляются μ^- -мезоны, однако их число мало и $N_e \approx N_p$. При некотором пороговом значении N_n появляются $\Sigma^- \sim$ гипероны. Этому пороговому значению соответствует граничный импульс p_n , удовлетворяющий уравнению:

$$\{(M_{\Sigma^-} c^2 - E_n)^2 - m_{\mu}^2 c^4\}^{3/2} + (M_{\Sigma^-} c^2 - E_n)^3 = \{(2E_n - M_{\Sigma^-} c^2)^2 - M_p^2 c^4\}^3. \quad (3.28)$$

Решение этого уравнения дает $p_n = 517 \frac{\text{MeV}}{c}$, откуда получаем $N_n = 6.13 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$.

Замечательно, что при этой плотности еще нет Λ -гиперонов, которые, как указывалось выше, появляются при пороговой барионной плотности $N = 1.25 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$. Это происходит несмотря на то, что энергия покоя Σ^- -частиц значительно превосходит энергию покоя Λ -частиц. При-

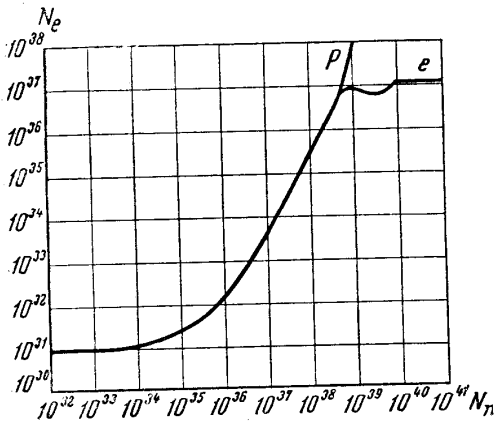


Рис. 1

Рис. 1. Кривая зависимости плотности электронов N_e от плотности нейтронов N_n . Шкала логарифмическая. Ординаты кривой при $N_n < 6.10^{38} \text{ см}^{-3}$ одновременно дают плотность протонов. За этой критической точкой кривая протонов p , изменяя наклон, круто поднимается вверх, а кривая электронов сперва заметно падает, а дальше начинает подниматься. Это уменьшение N_e обусловлено появлением и дальнейшим быстрым ростом концентрации $\Sigma^- \sim$ гиперонов. При $N_n \geq 8.5 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ концентрация электронов является постоянным числом, что обусловлено наличием π^- -мезонного газа

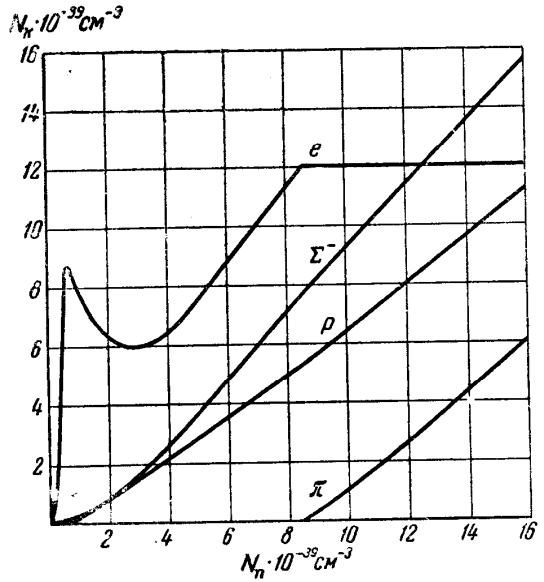


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость плотностей протонов, Σ^- -гиперонов, π^- -мезонов и электронов от плотности нейтронов. Ординаты кривой для электронов умножены на 10^3 . При $N_n = 8.5 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ на всех кривых наблюдается незначительный излом, обусловленный рождением π^- -мезонного газа

чиной является то, что Σ^- -частицы должны компенсировать положительный заряд протонов, число которых возрастает с увеличением N_n , причем, начиная с некоторого момента, Σ^- -частицы в энергетическом отношении более «экономичны», чем один новый протон и два новых электрона. При дальнейшем повышении плотности после Λ -гиперонов появляются последовательно $\Sigma^0 \sim$ гипероны, $\Xi^- \sim$ гипероны, затем $\Sigma^+ \sim$ и $\Xi^0 \sim$ гипероны. Интересно, что отрицательный гиперон Ξ^- опять опережает более легкий $\Sigma^+ \sim$ гиперон. Все эти пороговые плотности оказываются ниже того порога, при котором появляются π -мезоны. В нижеследующей таблице приводятся значения пороговых концентраций барионов и полной плотности материи, при которых появляются разные виды гиперонов.

Значение некоторых характерных параметров для порогов рождения различных гиперонов

Частица	n	μ^-	Σ^-	Λ	n^*	Σ^0	Ξ^-	p^*	Σ^+	Ξ^0	π^-
t_n	0	1.92	2.10	2.41	2.41	2.856	2.97	3.07	3.42	3.49	4.36
Плотность барионов $N \cdot 10^{-39}$ $см^{-3}$	$7.68 \cdot 10^{-9}$	0,465	0.640	1.27	1.27	3.95	5.10	6.44	13.5	15.4	58.6
Плотность материи $\rho \cdot 10^{-15} г \cdot см^{-3}$	$1.28 \cdot 10^{-8}$	0.813	1.12	2.36	2.36	7.82	10.3	13.2	28.8	33.0	144

Примечание. Определение t_n дано в (4.4).

На рис. 2 изображены кривые зависимости концентраций электронов, протонов и Σ^- -гиперонов от концентраций нейтронов. Эти кривые вместе с формулами (3.22) и (3.25) позволяют вычислить плотность всех заряженных барионов для заданного значения плотности нейтронов.

Пятая фаза. Граничная энергия электронов и μ^- -мезонов становится равной энергии покоя π^- -мезона. С этого момента появляются π^- -мезоны. В этом случае вступает в силу вся система уравнений (3.11) — (3.14). С появлением π^- -мезонов концентрации электронов и μ^- -мезонов больше не растут — остаются постоянными, а концентрация π^- -мезонов с ростом плотности барионов очень быстро растет и скоро по порядку величины становится равной концентрации каждого из вида барионов. Порог рождения легко определяется сопоставлением упомянутых уравнений, или уравнения (3.14) и рис. 2. Он оказывается равным $N_e = 1.20 \cdot 10^{37} см^{-3}$ или, выражаясь в терминах плотностей нейтронов и барионов, соответственно равным $N_n = 8.5 \cdot 10^{39} см^{-3}$ и $N = 5.8 \cdot 10^{40} см^{-3}$.

Из (3.14) для концентраций электронов и μ^- -мезонов находим

$$N_e = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{m_{\pi} c}{h} \right)^3 = 1.20 \cdot 10^{37} см^{-3},$$

$$N_{\mu} = \frac{c^3}{3\pi^2} (m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2)^{3/2} / h^3 = 3.35 \cdot 10^{38} см^{-3}, \quad (3.29)$$

при $N_n > 8.5 \cdot 10^{39} см^{-3}$.

Далее для этой фазы остаются в силе формулы (3.20), (3.22) и (3.25), выражающие связь между концентрациями барионов, имеющих одинаковый заряд. Теперь можно также установить аналитическую связь между концентрациями заряженных и нейтральных барионов. Так, из уравнения (3.12) с учетом (3.14) получаем

$$N_k = \frac{1}{2} a_k \{ [(C_n^{2/3} + N_n^{2/3})^{1/2} - C_{\pi}^{1/3}]^2 - C_k^{2/3} \}^{3/2}, \quad (3.30)$$

$$C_k = \lambda_k^{-3} / 3\pi^2,$$

где $\lambda = h/M_k c$ — комптоновская длина волны k -й частицы, деленная на 2π , а индекс k пробегает значения p , p^* и Σ^+ .

Аналогично из (3.13) и (3.14) для концентраций отрицательных ги-

перонов находим

$$N_k = \{[(C_n^{2/3} + N_n^{2/3})^{1/2} + C_\pi^{1/3}]^2 - C_k^{2/3}\}^{3/2}. \quad (3.31)$$

Обозначения те же самые, что и в (3.30). Для значений постоянных C_k имеем

$$C_k = \begin{array}{ll} 1.20 \cdot 10^{37} & \text{для } \pi\text{-частиц} \\ 3.66 \cdot 10^{39} & \text{для } p \text{ »} \\ 3.67 \cdot 10^{39} & \text{для } n \text{ »} \\ 6.14 \cdot 10^{39} & \text{для } p^* \text{ »} \\ 7.43 \cdot 10^{39} & \text{для } \Sigma^+ \text{ »} \\ 7.57 \cdot 10^{39} & \text{для } \Sigma^- \text{ »} \\ 10.2 \cdot 10^{39} & \text{для } \Xi^- \text{ »} \end{array} \quad (3.32)$$

Таким образом, концентрации всех частиц, за исключением π^- -мезонов, мы уже выразили как функцию N_n . Концентрацию π^- -мезонов можно вычислить по формуле

$$N_\pi = N^+ - N^- - N_e - N_\mu, \quad (3.3')$$

где N^+ и N^- — соответственно суммарная концентрация положительных и отрицательных барионов. Результаты приведены на рис. 2. Незначительные изломы на кривых для электронов, протонов и Σ^- -гиперонов при $N_n = 8.5 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ обусловлены появлением π^- -мезонов в среде.

Рис. 3. дает зависимость относительного числа гиперонов от числа барионов.

В крайне релятивистском случае, т. е. при очень больших плотностях материи, которые в природе может быть и не реализуются, мы имеем бы асимптотические равенства:

$$N_{\Sigma^+} \approx N_p \approx 0.5 N_{p^*} \approx N_{\Xi^-} \approx N_{\Sigma^-} \approx N_\Lambda \approx 0.5 N_{n^*} \approx N_{\Sigma^0} \approx N_{\Xi^0} \approx N_n, \quad (3.33)$$

$$N_\pi \approx N^+ - N^- \approx 2N_n.$$

Итак, на основании полученных в этом параграфе результатов мы приходим к заключению, что при плотностях материи $N \gtrsim 10^{39}$ барионов $\cdot \text{см}^{-3}$, в среде, помимо нуклонов, имеются также гипероны и возбужденные нуклоны. Концентрации всех барионов — одинакового порядка величины, тогда как концентрация электронов и μ^- -мезонов — на три порядка меньше. При плотностях барионов $N > 6 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$ появляются в сравнительно большом количестве и π^- -мезоны.

Для рассмотренного в этом параграфе подхода к решению поставленного перед нами вопроса не обязательно, чтобы $T = 0$. Очевидно, что полученные выше результаты останутся в силе и при отличных от нуля температурах, таких, чтобы барионный газ можно было считать сильно вырожденным. С другой стороны, поскольку плотность материи очень большая, дозволенные при этом температуры могут все-таки достигать высоких значений.

Критическая плотность, при которой в среде появляются первые гипероны, примерно в 3 раза превышает обычную ядерную плотность. Естественно возникает вопрос, не могут ли какие-либо силы и, в частности, силы, возникающие между барионами при очень тесном сближении (несжимаемость), помешать реализации столь больших плотностей. Чтобы ответить

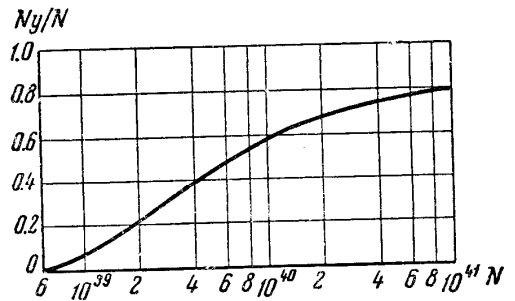


Рис. 3. По оси абсцисс отложена плотность барионов, а по оси ординат — отношение плотностей гиперонов ко всем барионам

на этот вопрос, посмотрим, какие отличия имеются в физических условиях, существующих в обычных атомных ядрах и в ядерной материи, рассмотренной нами. Ядерная материя в звездах, в отличие от обычных ядер, нейтральна и, кроме того, она находится в поле мощного гидростатического давления, созданного гравитационными силами. Очевидно, оба эти отличия создают благоприятные условия для дальнейшего повышения плотности материи. Более того, материя в таких физических условиях была бы бесконечно сжимаема, если бы при малых расстояниях порядка $0.4 \cdot 10^{-13}$ см между нуклонами не существовали особые ядерные силы отталкивания. Эти силы настолько мощные, что обычно аппроксимируются в виде δ -функции Дирака, т. е. нуклон представляется имеющим твердую сердцевину с радиусом порядка $2 \cdot 10^{-14}$ см [12]. Эти силы отталкивания, по всей вероятности, в конце концов скомпенсируют гидростатическое давление, и сжатие вещества выше некоторой предельной плотности будет затруднено. Эта предельная плотность будет, по-видимому, больше $N \sim (0.4 \cdot 10^{-13})^{-3} = 1.6 \cdot 10^{40}$ см⁻³, т. е. выше наших пороговых плотностей появления гиперонов, но ниже пороговой плотности появления π^- -мезонов. Таким образом, в природе, по-видимому, вполне могут реализоваться физические условия, при которых в среде будут существовать гипероны как стабильные частицы. В то же самое время вопрос о появлении π^- -мезонов при больших плотностях может нуждаться в пересмотре, так как наличие отталкивательных сил может сделать неправильной теорию, в которой взаимодействие не принято во внимание.

Область звезды, в которой, помимо нуклонов, имеются также гипероны, будем называть гиперонным ядром. Оно должно быть окружено шаровым слоем, преимущественно состоящим из нейтронов. В этом слое гиперонов вовсе нет, протоны и электроны представлены в равном количестве, а их концентрация примерно на три порядка меньше концентрации нейтронов. Эту область звезды мы будем называть нейтронным слоем. За нейтронным слоем находится область вещества, состоящего из электронов, протонов и других атомных ядер. В глубоких слоях этой области атомы полностью ионизированы. Эту область звезды дальше мы будем называть внешней оболочкой.

4. У р а в н е н и е с о с т о я н и я. До сих пор мы рассматривали равновесный состав вещества при данной плотности. Однако вопрос о том, какие плотности достигаются в какой-либо космической массе, находящейся в равновесии под действием сил собственного притяжения, может быть решен только путем построения модели конфигурации равновесия для этой массы, где давление компенсирует притяжение. При этом, имея в виду большие плотности, следует исходить вообще из уравнений теории тяготения Эйнштейна.

В уравнения Эйнштейна входит тензор энергии и импульса, компоненты которого определяются собственной плотностью материи и собственным давлением, т. е. плотностью и давлением, измеренными наблюдателем, находящимся в заданной точке. Решение уравнений Эйнштейна становится возможным только тогда, когда наряду с ними задается зависимость давления от плотности, т. е. когда известно уравнение состояния. В настоящей статье мы ограничимся лишь установлением уравнения состояния для вырожденного барионного газа при рассмотренных выше высоких плотностях.

Рассмотрим малый объем V , внутри которого гравитационное поле и, следовательно, концентрации частиц можно считать постоянными. Собственная энергия, заключенная в этом объеме, равна

$$E = V \left\{ \sum_k \left[\int_0^{p_k} E_k(p) dN_k(p) + N_k U(N) \right] + N_\pi m_\pi c^2 \right\}, \quad (4.1)$$

где $E_k = c(M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2}$ — энергия k -й частицы, $dN_k(p)$ — число этих

частиц с импульсами в интервале $(p, p + dp)$, $U(N)$ — ядерная потенциальная энергия для одной частицы, которая для всех барионов предполагается одинаковой, а $N = \sum_k N_k$ — общая плотность барионов. Энергия электронного газа мала, и мы ею будем пренебрегать. Запись энергии в виде (4.1) соответствует тому, что в уравнении Эйнштейна под тензором энергии и импульса T_{ik} мы должны подразумевать сумму тензоров энергии и импульса материи и ядерного поля.

В области обычных ядерных плотностей $10^{38} \lesssim N \lesssim 10^{39} \text{ см}^{-3}$ энергия $U(N)$, по сравнению с E_k , достаточно мала и можно ею пренебречь. Действительно, средняя кинетическая энергия нуклонов в ядрах приблизительно равна 27 MeV, а энергия связи после поправок на отсутствие кулоновских сил отталкивания и на поверхностные эффекты равна 15 MeV. Следовательно, глубина потенциальной ямы равна 42 MeV. Разумеется, $U(N)$ не является постоянной, а зависит от плотности частиц N . В области плотностей $10^{37} \lesssim N \lesssim 10^{39} \text{ см}^{-3}$ эту функцию можно было получить из сопоставления кривых на рис. 10 и 11 работы [11]. Алгебраическая сумма ординат этих кривых эквивалентна нашей одночастичной потенциальной энергии $U(N)$. Таким образом, $U(N)$ с увеличением N сперва уменьшается, при $N \approx 4 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ достигает своего минимального значения, равного — 40 MeV, и дальше, при $N > 4.5 \times 10^{38} \text{ см}^{-3}$, т. е. при плотности лишь несколько меньшей, чем пороговая плотность появления Σ^- — гиперонов, начинает быстро возрастать. Минимальному значению $U(N)$ соответствует среднее расстояние между частицами порядка комптоновской длины волны π -мезона $h/m_\pi c$. В цитированной работе принималось, что при некотором значении расстояния между частицами (0.4 фемы) потенциальная энергия взаимодействия скачком возрастает до положительной бесконечности, что соответствует допущению о твердой сердцевине нуклонов.

На самом деле, разумеется, сердцевина нуклонов не является идеально жесткой, и бесконечно большая отталкивающая сила, действующая при определенном фиксированном расстоянии между двумя частицами, должна быть заменена реальной картиной конечных сил отталкивания. Это необходимо, поскольку в выражение для давления будет входить производная dU/dN , что эквивалентно заданию силы отталкивания. Иными словами, при $N > 10^{39} \text{ см}^{-3}$ поведение функции $U(N)$ будет иметь существенное значение, и грубая аппроксимация этой функции разрывной кривой, имеющей бесконечно большой положительный скачок, является совершенно недостаточной.

Имея в виду, что в дальнейшем нам придется касаться и вопросов, связанных с очень высокими плотностями, мы нашли целесообразным сохранить в (4.1) член, содержащий $U(N)$. Однако следует отметить, что представление потенциальной энергии одной частицы в виде $U(N)$ само является грубым приближением, так как реальная энергия взаимодействия может зависеть и от распределения импульсов частиц, а также от других параметров.

Из (4.1), после интегрирования, находим плотность энергии

$$\rho = \frac{c}{16\pi^2 h^3} \sum_k a_k \left[p_k (M_k^2 c^2 + 2p_k^2) (M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} - M_k^4 c^4 \ln \frac{p_k + \sqrt{M_k^2 c^2 + p_k^2}}{M_k c} \right] + NU(N) + N_\pi m_\pi c^2. \quad (4.2)$$

Далее производная (4.1) по объему с обратным знаком дает давление

$$P = \frac{c}{48\pi^2 h^3} \sum_k a_k \left[p_k (2p_k^2 - 3M_k^2 c^2) (M_k^2 c^2 + p_k^2)^{1/2} + 3M_k^4 c^4 \ln \frac{p_k + \sqrt{M_k^2 c^2 + p_k^2}}{M_k c} \right] + N^2 \frac{dU(N)}{dN}. \quad (4.3)$$

Здесь парциальным давлением электронов и μ -мезонов пренебрегли. При $N \approx 4 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $dU/dN \approx 0$, но дальше, с ростом N , эта производная быстро растет. В области $N < 4 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ ядерные силы несколько уменьшают ($dU/dN < 0$) внутреннее давление газа, а в области $N > 4 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, наоборот, они увеличивают это давление ($dU/dN > 0$). Таким образом, при достаточно больших dU/dN внутреннее давление может оказаться настолько большим, что скомпенсирует гравитационные силы, что повлияет на сжимаемость звезды. По всей вероятности, эта компенсация наступает при концентрациях частиц порядка $2 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$.

Соотношения (4.2) и (4.3), вместе взятые, определяют уравнение состояния материи. Для дальнейших применений целесообразно вместо граничных импульсов p_k ввести параметры [6, 13, 14].

$$t_k = 4 \ln \frac{p_k + \sqrt{M_k^2 c^2 + p_k^2}}{M_k c}. \quad (4.4)$$

Из (4.2) и (4.3), исключая p_k , находим уравнение состояния в параметрическом виде

$$\rho = \frac{1}{2} K_n \sum_k a_k \left(\frac{M_k}{M_n} \right)^4 (sht_k - t_k) + NU(N) + N_\pi m_\pi c^2 \quad (4.5)$$

$$P = \frac{1}{6} K_n \sum_k a_k \left(\frac{M_k}{M_n} \right)^4 \left(sht_k - 8sh \frac{t_k}{2} + 3t_k \right) + N^2 \frac{dU}{dN}, \quad (4.6)$$

где

$$K_n = M_n^4 c^5 / 32\pi^2 h^3.$$

Можно и плотность частиц N выразить через параметры t_k

$$N = \frac{16}{3} \frac{K_n}{M_n c^2} \sum_k a_k \left(\frac{M_k}{M_n} sh \frac{t_k}{4} \right)^3. \quad (4.7)$$

Используя формулы (3.20), (3.22) и (3.25), а также рис. 2, можно все параметры t_k выразить через соответствующий параметр для нейтронов t_n .

Таким образом, дальнейшая задача заключается в определении t_n как функции расстояния до центра звезды, а тем самым и всех t_k , а затем и ρ и P как функции того же расстояния.

Заключение. Исследование свойств нейтрального вырожденного газа, состоящего из элементарных частиц при $T = 0$, приводит к следующим результатам.

1. При плотности $\rho < \rho_n$, где $\rho_n = 1.28 \cdot 10^7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, газ состоит из протонов и электронов.

2. При $\rho = \rho_n$ появляются нейтроны. При дальнейшем возрастании плотности число протонов растет гораздо медленнее, чем число нейтронов. При плотностях, больших $2 \cdot 10^8$, число нейтронов уже во много раз превосходит число протонов и электронов. При этих плотностях вырожденный газ можно рассматривать практически как нейтронный газ.

3. При $\rho = \rho_{\Sigma^-} = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ появляются первые гипероны. Несмотря на то, что частицы Λ , Σ^+ и Σ^0 обладают массами покоя, меньшими, чем Σ^- , первыми появляются частицы Σ^- . При дальнейшем возрастании плотности до $\rho = \rho_\Lambda$, где $\rho_\Lambda = 2.36 \cdot 10^{15} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, число $\Sigma^- \sim$ гиперонов растет, но гипероны других видов еще не появляются.

4. При $\rho = \rho_\Lambda$ появляются $\Lambda \sim$ гипероны, а при дальнейшем возрастании плотности и другие, более тяжелые частицы. Таким образом, при плотностях порядка $10^{16} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ мы имеем барионный газ, представляющий собой смесь нуклонов, гиперонов и изобаров нуклонов, причем

концентрации различных барионов имеют один и тот же порядок величины.

При плотностях барионов, превышающих $2 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$ ($5 \cdot 10^{16} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$) исследование состояния такого газа наталкивается на следующие затруднения.

а) Вследствие малых расстояний между барионами, возникают очень большие отталкивательные силы, точное поведение которых пока не установлено.

б) Распределение частиц по видам барионов начинает сильно зависеть от возможного наличия более высоких (имеющих большую, чем Ξ ~ гиперон, массу) гиперонов. Поэтому всякие заключения об относительных концентрациях барионов при этих плотностях были бы преждевременны. Можно утверждать лишь одно: относительное число высших гиперонов будет возрастать с увеличением плотности, а при некоторой плотности становится возможным существование π^- -мезонов, составляющих Бозе-газ.

Все сказанное заставляет считать, что представление о сверхплотных звездах, как чисто нейтронных или почти чисто нейтронных конфигурациях, следует заменить более сложным представлением о звездах, которые имеют гиперонное ядро, нейтронный слой вокруг ядра и электронно-протонную оболочку. При этом, как будет показано в следующей работе, основная часть массы (при достаточно больших M) сосредоточена в гиперонном ядре.

Заметим, наконец, что при плотностях материи, значительно меньших чем ядерные, в среде могут существовать отдельные ядра обычных атомов. Так, если учитывать объединение нуклонов в α -частицы, то окажется, что при равновесии не должно быть протонов. Однако при больших плотностях, рассматриваемых нами, индивидуальные ядра атомов уже не будут играть существенной роли.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория АН АрмССР

Поступила в редакцию
20 января 1960 г.

Литература

1. В. А. Амбарцумян. Изв. АН АрмССР (серия физ.-мат. наук), 11, 9, 1958; см. также: Докл. Солвейской конференции, стр. 241, Брюссель, 1958.
2. В. А. Амбарцумян, Rev. Mod. Phys., 30, 944, 1958.
3. В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюраканской обсерв., № 13, 1954; см. также: Нестационарные звезды, стр. 16, Ереван, 1957.
4. F. Zwicky, Astrophys. J., 88, 522, 1938.
5. W. Baade and F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci., 20, 259, 1934.
6. J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
7. L. Landau, Physik, Zeits. Sowjetunion, 1, 285, 1932.
8. З. Л. Окунь, Успехи физ. наук, 63, 449, 1959.
9. Д. А. Глезер, Доклад на международной конференции в Киеве, июль, 1959.
10. R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev., 109, 193, 1958.
11. L. Gomes, J. Walecka and V. Weiskopf, Ann. of Phys., 3, 241, 1958.
12. Д. И. Блохинцев, В. С. Барашков и Б. М. Барабашев, Усп. физ. наук, 68, 449, 1959.
13. S. Chandrasekhar, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 95, 222, 1935.
14. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Статистическая физика, М., 1951.