УДК: 524.8-54

ОБ ОСНОВНЫХ ЭТАПАХ ЭВОЛЮЦИИ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ. II*

Г.С.СААКЯН

Поступила 8 октября 1996

Рассмотрен возможный сценарий эволюции Вселенной после большого взрыва для $t > 10^{-3}$ с. Сформулированы необходимые условия, при наличии которых возможны образования звезд и систем звезд. В качестве условия для образования звезд принято $kT < \zeta m_p m_p (3R)$, а для звездных систем $HR \leq (GM/R)^{1/2}$, где T - температура космической плазмы, m_p - масса протона, M - масса звезды, M - масса скопления звезд, R - радиус этих небесных тел, H - параметр Хаббла для соответствующего времени. В соответствии с этими критериями, предложено, что по ходу космологического расширения первыми должны были образоваться нейтронные звезды (времена $2 \cdot 10^{-4} \leq t \leq 1$ с, плотности $0.07 \leq \rho_p \leq 2 \cdot 10^4$ г/см³), затем по хронологическому порядку появились белые карлики ($t \approx 10^2$ с, $\rho_p \approx 5 \cdot 10^{-3}$ г/см³), обычные звезды ($t \approx 4 \cdot 10^6$ с, $\rho_p \approx 10^{-11}$ г/см³), ядра галактик ($t \approx 3 \cdot 10^{11}$ с, $\rho_p \approx 5 \cdot 10^{-19}$ г/см³), шаровые скопления ($t \approx 10^{13}$ с, $\rho_p \approx 4 \cdot 10^{-21}$ г/см³) и галактики ($t \approx 10^{15}$ с, $\rho_p \approx 10^{-24}$ г/см³), где ρ_p - средняя плотность обычного (барионного) вещества во Вселенной. Показано, что ядро галактики является статистически равновесной системой звезд и состоит в основном из нейтронных звезд и белых карликов. Может быть формирование части пульсаров (нейтронных звезд с угловыми скоростями вращения $1 < \Omega < 200$ с⁻¹) происходит в ядре Галактики. Следовательно, в наблюдаемых пульсарах, должна быть и та часть нейтронных звезд ядра Галактики, которая за время релаксации сумела покинуть его (хвост максвелловского распределения, со скоростями звезд $v > v_0$, где v_0 - скорость, соответствующая работе выхода $2GM_p/R$, M - масса, R - радиус ядра Галактики).

4. *Необходимые условия образования небесных тел.* Звезды и звездные системы образовались на определенных стадиях расширения Вселенной, когда складывались необходимые специфические условия для каждого из них. Причиной рождения звезд, конечно, является неустойчивость космической плазмы относительно спонтанного появления сгустков с относительно большой плотностью (гравитационная неустойчивость). Судьба флуктуаций плотности определяется длиной волны Джинса

$$\lambda_{Дж} = v_s (\pi / G \rho)^{1/2},$$

* Начало статьи напечатано в предыдущем номере журнала

где v_s - скорость звука (для времен $t < t_1$, $v_s \approx c/\sqrt{3}$, где $t_1 \approx 10^{14}$ с, приведенное в (31) время, когда по ходу расширения Вселенной энергии обычного вещества и излучения выравниваются). Если размер сгустков мал по сравнению с $\lambda_{Дж}$, то такие флуктуации со временем, затухая, исчезают, в обратном случае размер сгустков со временем нарастает и может привести к образованию небесных тел. Здесь обсуждается идея образования звезд в эпоху Вселенной $t < t_1$. Для такой ситуации (большие плотности и высокие температуры) теория образования звезд не существует.

После большого взрыва образуется невырожденная, сверхплотная, сверхгорячая плазма со сложным химическим составом. При дальнейшем расширении Вселенной, когда плотность в среде достигает ядерной плотности, часть нестабильных частиц исчезает и остаются, кроме богатого поля электромагнитного излучения, нуклоны, электроны, позитроны, разного типа нейтрино и, может быть, обладающий массой покоя ряд других слабозаимодействующих частиц, предсказуемых суперсимметричными теориями элементарных частиц. В этой области плотностей температура оказывается порядка $3 \cdot 10^{15}$ К. Поэтому в космической плазме непременно будут также μ - мезоны и гипероны. Разумеется, при таких температурах космическая плазма невырожденная.

До определенной стадии расширения, когда еще не сложились необходимые условия существования небесных тел, среда продолжает оставаться сплошной и однородной. Обойдя основной вопрос о конкретных механизмах образования небесных тел, здесь мы ставим перед собой более скромную цель, определить те необходимые физические условия, при которых могут срабатывать эти механизмы, независимо от того, каков их конкретный характер.

Естественно начать обсуждение вопроса с эпохи $t < t_1$, где температуры очень высокие. Прежде всего об образовании звезд имеет смысл говорить только в том случае, когда средняя тепловая энергия частиц на поверхности не превышает их потенциальную энергию: $1.5kT < GMm_p/R$. Предполагая приблизительно двухкратное превышение потенциальной энергии над тепловой, получаем следующее ограничение на температуру среды во времена возможного образования звезд:

$$T \lesssim \frac{GMm_p}{3kR} \equiv T_s, \quad (39)$$

где M - масса, R - радиус звезды.

Кроме условия (39) необходимо потребовать также, чтобы у поверхности небесного тела потенциальная энергия масс превышала их кинетическую энергию космологического расширения

$GM\rho/R > \rho H^2 R^2/2$, где H - параметр Хаббла для соответствующего времени. Опять, принимая по крайней мере двукратное превышение потенциальной энергии над кинетической, второе условие запишем в виде:

$$H^2 \leq \frac{GM}{R^3}, \quad (40)$$

где в случае звездных систем M - масса, R - радиус скопления (ядра галактик, шаровые скопления и галактики). Мы установили лишь необходимые условия для образования различных типов небесных тел.

До тех пор, пока речь идет об эпохе $t < t_1$, существенной разницы между моделями Вселенной нет. Ниже мы примем за основу открытую модель.

Тогда, используя (23), для параметра Хаббла получаем

$$H = \frac{c \operatorname{ch} \eta}{b \operatorname{sh}^2 \eta}, \quad \eta < \eta_1. \quad (41)$$

Подставив это выражение H в (40) и учитывая, что $\eta \ll 1$ (напомним, что $\eta_1 \approx 0.151$), получаем

$$\eta = \left(\frac{c^2 R^3}{GMb^2} \right)^{1/4}. \quad (42)$$

Рассмотрим гипотезу о том, что по ходу эволюции состояния космического вещества, первыми из небесных тел рождаются нейтронные звезды, а затем лишь, значительно позже, образуются обычные звезды и более крупномасштабные небесные тела. Эта версия противоречит ныне господствующей, согласно которой, звезды образуются значительно позднее из весьма разряженных космических облаков огромных размеров путем раздробления на соответствующие части и дальнейшего их сжатия под влиянием гравитационного притяжения к центру. Справшивается, зачем веществу проходить такой сложный и "неразумный" путь развития: сперва расширяться до состояния разряженных облаков газа и пыли и только потом, благодаря соответствующим флуктуациям плотности и дальнейшего сгущения, собираться в звезды? Не естественно ли считать, что процессы звездообразования (по-видимому, опять благодаря той же гравитационной неустойчивости) происходят раньше, при намного больших плотностях космической среды, как только в ней формируются соответствующие условия. Кроме этого логического аргумента, ниже мы приведем и другие, косвенные аргументы в пользу такой версии хода развития космического вещества. Мы, конечно, сознаем, что эта гипотеза приобретет научную ценность и признание лишь после разработки

конкретного механизма и сценария образования нейтронной звезды.

Самыми плотными и элементарными объектами среди небесных тел являются нейтронные звезды, поэтому они и раньше других должны появиться в космической сплошной среде. Так, согласно условию (39), во времена образования нейтронных звезд температура среды не должна превышать значение

$$T_n \approx \frac{5.39 \cdot 10^{11} M}{R_6 M_\odot}. \quad (43)$$

Радиусы нейтронных звезд мало отличаются друг от друга: $R_6 = 10^{-6} R \approx 1$, а в массах имеется сильный разброс [1,2]: $0.031 < M/M_\odot < 2.14$. Следовательно, процесс формирования семейства нейтронных звезд начинается тогда, когда температура космической плазмы достигает значения $T \approx 10^{12}$ К и завершается при $T \approx 1.7 \cdot 10^{10}$ К, если считать, что приведенное в (43) условие является не только необходимым, но и достаточным для этого. Итак, принимая $T_n \approx 10^{12}$ К температурным порогом образования нейтронных звезд, определим другие физические характеристики среды, соответствующие этой температуре. Учитывая соотношения (13), (15), (23), (30) и результат (43), получаем

$$\begin{aligned} \rho &\approx 7.1 \cdot 10^{11} \left(\frac{M}{R_6 M_\odot} \right)^4 \text{ г}; & \rho_b &\approx 2.4 \cdot 10^3 \left(\frac{M}{R_6 M_\odot} \right)^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}; \\ t_n &\approx 8 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\sqrt{s}} \left(\frac{R_6 M_\odot}{M} \right)^2 \text{ с}; & \eta_n &\approx \frac{5 \cdot 10^{-10}}{s^{1/4}} \left(\frac{R_6 M_\odot}{M} \right). \end{aligned} \quad (44)$$

Таким образом, процесс образования нейтронных звезд начинается при $t_n \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ с ($T_n \approx 10^{12}$ К, $\rho_b \approx 2.34 \cdot 10^4$ г/см³) и завершается при $t_n \approx 0.83$ с ($T_n \approx 2 \cdot 10^{10}$ К, $\rho_b \approx 0.07$ г/см³).

Теперь проверим выполненные требования (42). Из него следует, что нейтронная звезда, относительно космологического расширения, ведет себя как точечный объект, начиная со времени

$$\eta_n \approx 1.2 \cdot 10^{-10} R_6^{3/4} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/4}.$$

Отношение

$$\frac{\eta_n}{\eta_n} \approx \frac{0.24}{R_6^{1/4}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3/4} \leq 1,$$

следовательно, условие (42) для нейтронных звезд вступает в силу до

того, как по температурному признаку начинается образование этих небесных тел.

Имея в нашем распоряжении приведенные в (44) данные о пороге образования нейтронных звезд, теперь мы можем обсудить возможную роль гравитационной неустойчивости в этом вопросе. Джинсовская длина волны у этого порога равна

$$\lambda_{Д} = v_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}} \approx \frac{c}{\sqrt{G\rho}} \approx 1.4 \cdot 10^8 \frac{1}{\sqrt{s}} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^2 \text{ см},$$

где в соответствии с уравнением состояния $P \approx \rho c^2 / 3$, для скорости звука принято $v_s \approx c / \sqrt{3}$, а под ρ , разумеется, следует понимать, приведенную в (44) полную плотность массы. У порога (44) космическая среда очевидно является неустойчивой относительно образования нейтронных звезд. При этом размеры соответствующих флуктуаций l должны быть такими, чтобы затем из массы, охваченной этими участками барионного вещества, путем самогравитации, образовалась нейтронная звезда:

$$4l^3 \rho_n \approx M_n.$$

Учитывая приведенное в (44) значение ρ_n , получаем

$$l \approx 6 \cdot 10^9 \left(\frac{M_{\odot}}{M_n} \right)^{2/3} \text{ см.}$$

Как видим, $l > \lambda_{Д}$, поэтому требуемые для образования нейтронных звезд возмущения со временем нарастут, и в принципе приведут к появлению этих тел.

Разумеется, не все вещество космической плазмы расходуется на образование нейтронных звезд. Последующая история эволюции Вселенной свидетельствует о том, что, по-видимому, большая часть вещества остается вне звезд в виде сплошной плазмы.

По развиваемой логике, вслед за нейтронными звездами должны появляться белые карлики. Согласно работам [1,2] максимальная масса белых карликов приблизительно равна $M \approx 1.1 M_{\odot}$, радиус такой звезды

$R \approx 2.1 \cdot 10^8$ см. По критерию (39), существование такого объекта в космической среде возможно, если ее температура не превышает значения

$T \approx 3 \cdot 10^9$ К. При такой температуре среды плотность массы барионного вещества $\rho_b \approx 4 \cdot 10^{-4}$ г/см³, полная плотность $\rho \approx 680$ г/см³, а соответствующая возрасту Вселенной $t \approx 26$ с (для белого карлика Сириус В, с массой $M \approx 0.977 M_{\odot}$, радиусом $R \approx 1.4 \cdot 10^9$ см [6],

($T \approx 4 \cdot 10^8 \text{ К}$, $\rho_s \approx 10^{-6} \text{ г / см}^3$, $\rho \approx 0.22 \text{ г / см}^3$, $t \approx 1.4 \cdot 10^3 \text{ с}$).

Определим теперь условия, которые благоприятны для образования обычных звезд. В согласии с (39) такая ситуация складывается, когда температура среды спускается до значения

$$T_s \approx 8 \cdot 10^6 \frac{R_\odot}{R} \frac{M}{M_\odot}. \quad (45)$$

Далее, предполагая, что именно после этого начинается процесс формирования обычных звезд, аналогично предыдущему случаю можно определить значения основных величин, характеризующие при этом состояние среды:

$$\begin{aligned} \rho_f &\approx 3 \cdot 10^{-8} \left(\frac{M R_\odot}{M_\odot R} \right)^4; & \rho_s &\approx 7 \cdot 10^{-12} \left(\frac{M R_\odot}{M_\odot R} \right)^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}; \\ t_s &\approx \frac{3.8 \cdot 10^6}{\sqrt{s}} \left(\frac{M_\odot R}{M R_\odot} \right)^2 \text{ с}; & \eta_s &\approx \frac{3.4 \cdot 10^{-5}}{s^{1/4}} \left(\frac{M_\odot R_\odot}{M R} \right). \end{aligned} \quad (46)$$

Найденное из соотношения (42) значение η равно

$$\eta_s \approx 5.1 \cdot 10^{-7} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{3/4},$$

т.е. $\eta_s \ll \eta_c$. Таким образом, здесь также при возможном пороге образования звезд эффект космологического расширения для них уже не работает.

По нашему сценарию все типы звезд рождаются из космической сплошной среды в радиационно доминирующей эпохе Вселенной. После образования звезд, по-видимому, лишь сравнительно небольшая часть вещества останется в межзвездном пространстве. В этой космической среде температуры $T < 8 \cdot 10^6$ и плотности $\rho_s < 7 \cdot 10^{-12} \text{ г / см}^3$.

По рассматриваемой здесь версии эволюции космического вещества, следующими объектами, которые должны формироваться в определенном этапе расширения Вселенной, это ядра галактик. Так, принимая для ядра типичной галактики $R \approx 5 \text{ пк}$, $M \approx 10^8 M_\odot$ (параметры ядра нашей Галактики по Эйнасто [3]), получаем из (42)

$$\eta \approx 9 \cdot 10^{-3} \left(\frac{R_{\text{пк}}}{5} \right)^{3/4} \left(\frac{10^8 M_\odot}{M} \right)^{1/4}. \quad (47)$$

Соответствующее время получается из (23):

$$t \approx 2.6 \cdot 10^{11} \left(\frac{R_{\text{пк}}}{5} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{M_{\text{г}}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ с}, \quad (48)$$

где $M_{\text{г}} = 10^{-3} M$. Теперь по формуле (30) можно вычислить общую среднюю плотность материи в начале процесса формирования ядер галактик:

$$\rho \approx \rho_{\text{из}} = s \rho_f = 6.6 \cdot 10^{-18} \frac{M_{\text{г}}}{M_{\odot}} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^3 \text{ г / см}^3, \quad (49)$$

по формуле (13) - плотность барионного вещества:

$$\rho_b \approx 4 \cdot 10^{-19} s^{-0.75} \left(\frac{M_{\text{г}}}{M_{\odot}} \right)^{0.75} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^{2.25} \text{ г / см}^3, \quad (50)$$

и, наконец, по формуле плотности энергии черного излучения вычислить соответствующую температуру в межзвездной среде:

$$T \approx 3 \cdot 10^4 s^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{M_{\text{г}}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (51)$$

Для сравнения приведем и значение средней плотности в самих ядрах галактик

$$\rho_{\text{яг}} \approx \frac{3M}{4\pi R^3} = 1.3 \cdot 10^{-17} \left(\frac{M_{\text{г}}}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^3.$$

Таковыми должны быть физические характеристики материи во Вселенной перед формированием ядер галактик, причем ρ , $\rho_{\text{из}}$, ρ_b и $\rho_{\text{яг}}$ представляют собой средние плотности, в которые подразумеваются включенными и массы небесных тел. Ядра галактик, конечно, должны состоять из белых карликов, нейтронных и обычных звезд, которые до этого уже существовали в пространстве. Необходимо допустить также, что после образования ядер галактик, некоторая, может быть не так уж малая, часть вещества останется в пространстве между небесными телами в сплошном диффузном виде. Что касается скрытого вещества (нейтрино и другие), то по понятным причинам, его основная часть будет находиться в пространстве вне небесных тел. Отметим, что большая часть звезд (нейтронных, белых карликов и обычных) не охватывается ядрами галактик: они позже, собираясь вокруг них, образуют галактики.

Наконец, обсудим вопрос порога возможного формирования галактик. В этом случае мы имеем дело с относительно поздней стадией развития Вселенной со значением параметра времени $\eta > \eta_1$, поэтому нужно исходить из решения (28). Для этой эпохи постоянная Хаббла равна

$$H = \frac{c \cdot \operatorname{sh} \eta}{b_1 (\operatorname{ch} \eta - 1)^2}.$$

Подставив это выражение H в соотношение (40), получаем

$$\frac{\operatorname{sh} \eta}{(\operatorname{ch} \eta - 1)^2} = \left(\frac{GMb_1^2}{c^2 R^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (52)$$

для возможного начала процесса формирования галактик.

Принимая в (52) для массы и радиуса $M = 2.4 \cdot 10^{11} M_\odot$, $R = 12.5 \text{ кпк}$ (данные нашей Галактики, без учета ее короны с предполагаемой скрытой массой $M_c \approx (7-10) \cdot 10^{11} M_\odot$), приходим к результату

$$\eta_g \approx 0.62, t_g \approx 9 \cdot 10^{14} \text{ с}, \quad (53)$$

(время t_g вычислено по формуле (28)) (сходный результат получается при вычислении по формуле (42): $\eta_g \approx 0.2$, $t_g \approx 1.2 \cdot 10^{14} \text{ с}$). В этом случае при вычислении плотности среды мы должны исходить из формулы (19). Подставив в нее выражение $a(\eta)$, из (28) получаем

$$\rho = s_1 \rho_g = \frac{3c^2}{4\pi Gb_1^2 (\operatorname{ch} \eta - 1)^3} \approx 10^{-24} \text{ г / см}^3. \quad (54)$$

Общая средняя плотность в самой Галактике приблизительно в восемь раз больше этой.

Интересно также рассмотреть вопрос формирования шаровых скоплений. Так, принимая $M \approx 10^5 M_\odot$, $R \approx 20 \text{ пк}$, получаем для времени формирования этих объектов:

$$\eta \approx 0.147; t \approx 3.4 \cdot 10^5 \text{ лет}. \quad (55)$$

Таким образом, по развиваемой здесь идеологии, шаровые скопления образуются позже ядер галактик, но раньше, чем галактики.

5. О происхождении периодов вращения пульсаров. Вернемся к вопросу о ядрах галактик. На основании вышеприведенного обсуждения, перед образованием этих небесных тел звезды (нейтронные, белые карлики и обычные) в пространстве распределены в среднем равномерно. У порога образования ядер галактик средняя пространственная плотность звезд во Вселенной согласно (50) была

$$n_s \approx \frac{c_1 \rho_s}{M_s} \approx 6 \cdot 10^3 c_1 \left(\frac{M_g}{sM_\odot} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^{\frac{3}{4}} \frac{M_\odot}{M_s} (\text{пк})^{-3}. \quad (56)$$

Здесь M_s - средняя масса звезд, c_1 - доля обычного вещества,

захваченная звездами. Имея в виду существующую ситуацию в нашей Галактике, по-видимому, можно полагать $c_1 \approx 0.8$. В самих ядрах галактик плотность числа звезд приблизительно в 30 раз больше плотности (56).

В условиях непрерывного расширения Вселенной говорить о процессах хаотизации движений звезд в космическом фоне не приходится. Релаксационные процессы в звездном населении вступают в силу лишь после формирования разного типа звездных систем, ведущих себя в отношении космологического расширения как точечные объекты. Время, в течение которого в скоплении звезд устанавливается статистическое равновесие, определяется формулой [4]

$$\tau_c \approx \frac{v^3}{30 n G^2 M_s^2 \ln(R/R_0)}, \quad (57)$$

где n - плотность числа звезд, M_s - средняя масса звезд, v - средняя скорость звезд в скоплении, R - радиус скопления, R_0 - расстояние, на котором энергия взаимодействия двух звезд равна средней кинетической энергии звезды в скоплении,

$$R_0 = \frac{2 GM_s}{v^2}. \quad (58)$$

Формула времени релаксации (57) получается из формулы времени релаксации для обычной плазмы заменой в ней $Ze \rightarrow \sqrt{G} M_s$ и $3kT \rightarrow M_s v^2$.

Величину скорости звезд v можно оценить, используя теорему о вириале $U=2K$, где U - абсолютная величина полной потенциальной энергии системы, а K - ее кинетическая энергия:

$$U \approx \frac{GN^2 M_s^2}{2R}, \quad K \approx \frac{NM_s v^2}{2}.$$

Здесь N - число звезд в скоплении. Таким образом,

$$v^2 = \frac{GNM_s}{2R}. \quad (59)$$

Учитывая (58), (59) и $N = (4\pi/3)R^3 n$, для времени релаксации находим [4]

$$\tau_c \approx \frac{5 \cdot 10^{-2}}{\ln(0.25 N)} \left(\frac{NR^3}{GM_s} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (60)$$

Заметим, что в системах с $N \gg 10$ среднее расстояние l между

звездами значительно больше минимального расстояния сближения двух звезд R_0 :

$$l \approx R / N^{1/2}, \quad R_0 \approx 4 R / N. \quad (61)$$

Подставив в (60) $R=5\text{пк}$, $N M_s = 10^8 M_\odot$, получаем для порядка величины времени релаксации ядер галактик (время установления Максвелловского распределения скоростей звезд)

$$\tau_c \approx 1.5 \cdot 10^{17} \left(\frac{M_\odot N_s}{M_s} \right)^{1/2} \left(\frac{R_{\text{пк}}}{5} \right)^3 \approx 5 \cdot 10^9 \text{ лет.} \quad (62)$$

На самом деле реальное время релаксации должно быть заметно меньше этого значения. Дело в том, что стационарное распределение скоростей звезд в скоплении устанавливается также благодаря перемешиванию траекторий звезд при их движении в общем гравитационном поле (бесстолкновительная релаксация). В том случае характерное время установления стационарного состояния равно

$$\tau_v \approx R / v, \quad (63)$$

где $v = (\overline{v^2})^{1/2}$ - среднсквадратичная скорость звезд.

$$v \approx \left(\frac{2GM}{R} \right)^{1/2}.$$

Для ядра Галактики $v \approx 4.2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $\tau_v \approx 1.2 \cdot 10^4 \text{ лет}$, а для самой Галактики $v \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $\tau_v \approx 8.5 \cdot 10^7 \text{ лет}$.

В принципе процесс бесстолкновительной релаксации должен привести к сокращению времени установления статистического равновесия в скоплениях звезд. По-видимому, реальное время установления статистического равновесия должно быть порядка

$$\tau \approx \sqrt{\tau_c \tau_v}. \quad (64)$$

Это время для ядра Галактики порядка $8 \cdot 10^6 \text{ лет}$, а для Галактики $\sim 10^{12} \text{ лет}$. Таким образом, независимо от того, какое из времен (62) и (64) следует принять за основу, ядра галактик несомненно являются статистически равновесными системами звезд. Что касается самих галактик в целом, то для них время установления статистического равновесия значительно превышает их возраст, однако существование стационарного состояния не вызывает сомнения.

То обстоятельство, что ядра галактик являются статистически равновесными системами звезд, позволяет написать:

$$\frac{I \Omega^2}{2} = \frac{M_s v^2}{2} = \frac{GM_s^2}{R_0} = \frac{GNM_s^2}{4R} = \frac{GMM_s}{4R} \quad (65)$$

Здесь v - средняя скорость поступательного движения звезд, Ω - средняя угловая скорость вращения звезд, I - момент инерции звезды, R - радиус ядра галактики, R_0 - приведенное в (61) минимальное расстояние между двумя звездами, N - полное число звезд в системе, $M = NM_s$ - масса системы. Вращательная степень свободы вступает в игру в процессах равного распределения энергий, благодаря «риливным» взаимодействиям, обусловленным нелобовыми столкновениями звезд.

Из (65) получаем для средней скорости поступательного движения звезд в ядрах галактик

$$v = \left(\frac{GM}{2R} \right)^{1/2} = 2.1 \cdot 10^7 \left(\frac{M_B}{M_\odot} \frac{5}{R_{гик}} \right)^{1/2} \text{ см / с,} \quad (66)$$

а для средней угловой скорости вращения звезд

$$\Omega = \left(\frac{GMM_s}{2IR} \right)^{1/2} = 2.1 \cdot 10^7 \left(\frac{M_s}{I} \right)^{1/2} \left(\frac{M_B}{M_\odot} \frac{5}{R_{гик}} \right)^{1/2} \text{ рад / с.} \quad (67)$$

Обсудим эту формулу сначала для нейтронных звезд. Массы нейтронных звезд находятся в интервале $0.031 < M/M_\odot < 2.14$, моменты инерции - в интервале $3.26 \cdot 10^{42} < I_n < 3 \cdot 10^{45} \text{ г/см}^2$ [1,2]. Учитывая эти данные, из (67) получаем

$$25 \left(10^{-8} \frac{M}{M_\odot} \cdot \frac{5}{R_{гик}} \right)^{1/2} \leq \Omega_n \leq 90 \left(10^{-8} \frac{M}{M_\odot} \frac{5}{R_{гик}} \right)^{1/2}, \quad (68)$$

где множитель $\left(5 \cdot 10^{-8} M/M_\odot R_{гик} \right)^{0.5}$ для ядра Галактики порядка единицы. Это как раз та область угловых скоростей, которая наблюдается у пульсаров (кривая распределения числа пульсаров по угловым скоростям $N(\Omega)$ имеет максимум при $\Omega \approx 10$) [5].

Посмотрим теперь, какой результат дает формула (67) для угловых скоростей вращения белых карликов. Вчисленные по этой формуле значения Ω для имеющихся в работах [1,2] пяти наиболее плотных белых карликов, приведены в табл.1. Нам неизвестны наблюдательные данные о вращении этих объектов, чтобы производить сравнения, но этот результат нам кажется разумным.

Наконец, посмотрим, как должна быть по формуле (67) угловая скорость вращения Солнца в ядрах галактик? Учитывая, что момент инерции Солнца $I_\odot = 5 \cdot 10^{53} \text{ г/см}^2$, получаем значение $\Omega = 1.32 \cdot 10^{-3}$,

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ УГЛОВЫХ СКОРОСТЕЙ ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ, ОЖИДАЕМЫХ ПО ФОРМУЛЕ (67).

$10^{-1}R(\text{см})$	$M/M_{\odot}$	$10^{-49}I(\text{г/см}^2)$	Ω
1.51	1.07	0.51	0.426
2.08	1.07	1.11	0.289
3.06	1.02	2.71	0.180
4.80	0.825	6.73	0.103
7.58	0.415	11.4	0.0561

что является недопустимо большим. Дело в том, что при

$$\Omega > \Omega_c = \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{1/2} \approx 6.4 \cdot 10^{-4} \text{ рад/с}$$

под влиянием центробежных сил произойдет истечение вещества с экватора, т.е. разрушение звезды.

Если бы Галактика была статистически равновесной системой звезд, то для угловых скоростей вращения находящихся в ней нейтронных звезд мы опять получили бы результат $25 \leq \Omega \leq 90$. Однако время релаксации

Галактики превышает возраст Вселенной, поэтому обсуждение соотношения (65) не имеет смысла.

Наконец, рассмотрим соотношение (67) для шаровых скоплений, которые, несомненно, являются статистически равновесными системами звезд. У богатых звездами шаровых скоплений $M \sim 10^5 M_{\odot}$, $R \sim 20 \text{ пк}$.

Для таких объектов $\Omega_n \sim 0.4 + 1.5$. А в случае скопления $M 22$ с $R=12.5 \text{ пк}$, $M=700 M_{\odot}$ [6] получается $0.041 < \Omega_n < 0.15$. А для звезд со значением радиуса и массы такого порядка как у Солнца, равновесное значение угловой скорости равно $2.6 \cdot 10^{-5}$ и $2.8 \cdot 10^{-6}$ соответственно в богатых скоплениях (рассмотренного здесь) и у скопления $M 22$. У Солнца на экваторе $\Omega_{\odot} = 2.9 \cdot 10^{-6} \text{ рад/с}$.

В принципе имеются три возможные причины того, что звезды вращаются и имеют значительный угловой момент. Первая мысль, которая приходит в голову - это допущение об адронном-спиновом происхождении этого явления. Но оно не согласуется с фактами и здравым разумом. Абсурдность его особенно становится очевидной в случае нейтронной звезды, которая в основном состоит из вырожденного

вещества. Такое вещество, разумеется, не может иметь угловой и магнитный моменты спиновой природы. Тогда остается единственная возможность допустить, что это явление (вращение звезд) имеет чисто механическое происхождение. Таковыми являются парные нелобовые столкновения звезд и аккреция вещества от окружающего пространства или рыхлой звезды к более компактной (плотной) звезде. Роль столкновений мы уже обсудили для ряда важных объектов. Когда вещество непосредственно по радиальному направлению падает на звезду, угловой момент ее не изменяется (угловая же скорость уменьшается). Но совсем другое дело, когда вещество на звезду поступает от аккреционного диска, совершающего кеплеровское вращение вокруг нее. В этом случае возможны существенные изменения в угловом моменте звезды. В вопросе происхождения вращения звезд этот канал эффективно работает в недрах ядер галактик, а не вне их.

Приведенное выше обсуждение позволяет нам сделать следующие два нетривиальных утверждения:

1. Компактные ядра галактик, примерно такие, каким является ядро нашей Галактики, состоят преимущественно из нейтронных звезд и белых карликов, а также определенного количества межзвездного диффузного вещества.

2. Ядра галактик являются эффективным очагом превращения нейтронных звезд в пульсары, ибо здесь, благодаря сравнительно частым нелобовым столкновениям, они могут приобрести те угловые моменты (угловые скорости $1 \leq \Omega \leq 1000$ рад/с.), которые необходимы для того, чтобы нейтронная звезда проявила себя в качестве пульсара. По нашим представлениям шаровые скопления состоят из всех типов звезд (обычные, нейтронные и белые карлики), но в них формирование пульсаров не происходит.

Мы считаем, что часть наблюдаемых пульсаров исходила из ядра Галактики. В работе [4] было показано, что в шаровых скоплениях за характерное время установления статистического равновесия, часть звезд, принадлежащая хвосту максвелловского распределения (скорости $v > v_0$, где $M, v_0^2 / 2 = 2GMM_s / R$ - работа отрыва звезды из скопления), покидает скопление. Число таких звезд приблизительно равно одному проценту от полного числа звезд в скоплении. Масса ядра Галактики $M \approx 10^8 M_\odot$. По нашему представлению оно в основном состоит из нейтронных звезд и белых карликов. Считая среднюю массу этих звезд приблизительно равной $\bar{M}_n \approx \bar{M}_{bk} \approx 0.5 M_\odot$, получаем, что за время релаксации ядра, число покидающих его звезд должно быть порядка

$0.01 M / \bar{M}_n$, более половины которых являются нейтронными звездами. Таким образом, за время релаксации ядра Галактики, в Галактике должны появляться приблизительно 10^6 пульсаров, т.е. нейтронных звезд с угловыми скоростями вращения $\Omega \approx 10 \text{ рад/с}$.

6. *Разное.* В этом разделе обсуждаются три важных вопроса, имеющих прямое отношение к этой работе. Первый из них - вопрос об образовании атомных ядер. В предполагаемом сценарии эволюции космического вещества имеются три разных канала образования атомных ядер. Первый канал связан с нейтронной звездой. Атомные ядра образуются в *Ae* - оболочке нейтронных звезд, сразу же после появления этих небесных тел. Здесь, в условиях больших плотностей, процессы образования атомных ядер происходят очень быстро, благодаря туннельным переходам (пикноядерные реакции синтеза). Причем образуются средние и тяжелые ядра. Ситуация такая, что в слоях с плотностью $\rho \geq 10^8 \text{ г/см}^3$, существование атомных ядер гелия и других более легких элементов невозможно, поскольку они мгновенно синтезируются в более тяжелые ядра, или поглощаются соседними, более тяжелыми, ядрами. По эволюционной шкале времени Вселенной этот канал синтеза атомных ядер раньше других вступает в игру.

После этого вступает в игру канал термоядерного синтеза нуклонов в межзвездной плазме, когда ее температура спускается до 10^{10} К и несколько ниже. Однако, благодаря быстрому расширению Вселенной этот канал скоро выходит из игры. В итоге межзвездная среда продолжит свое дальнейшее существование в виде водородной (протонно-электронной) плазмы с небольшой примесью ядер гелия и с еще значительно меньшей примесью более тяжелых атомных ядер.

Наконец, третьим и, по-видимому, основным каналом образования элементов является термоядерный синтез водорода и других легких элементов в недрах белых карликов и обычных звезд. Теория этих процессов хорошо разработана и широко известна [8].

В эпоху эволюции Вселенной, когда уже произошло образование сложных систем звезд, барионное космическое вещество продолжает пребывать в виде звезд и межзвездного диффузного вещества. Кроме этого в пространстве имеется непрерывный и равномерный фон нейтрино, реликтового электромагнитного излучения и еще может быть скрытой слабовзаимодействующей материи. Эти две формы существования барионного вещества находятся в эффективном взаимодействии друг с другом. Звезды (в основном нейтронные звезды и белые карлики) притягивают к себе окружающее вещество и на своем пути движения буквально сметают его. При падении частиц на звезду выделяется

относительно большая энергия (в случае сверхплотных небесных тел) и поэтому она перегревается. При прохождении сверхплотной звезды через относительно плотное облако, или в случае, когда она является членом тесной двойной (или кратной) системы, содержащей менее плотный компонент (обычная звезда), возможны аккреции вещества в значительном количестве. В таких случаях, если звезда не успевает охлаждаться в достаточной мере, в результате сильного перегрева и нарушения гидродинамического равновесия масс, происходят вулканические процессы извержения, выбросы наружных слоев звезды и в редких случаях даже ее взрывы. По-видимому, так обстоит дело во вспышках новых и сверхновых. А в качестве более скромного масштаба извержений можно указать на вспышки в барстерах [9] и вспыхивающих звезд. В результате вулканических извержений масс из недр небесных тел, происходит как бы некоторое обогащение межзвездного вещества атомными ядрами.

Мы не видим какого-либо противоречия развиваемой здесь идеологии об основной тенденции эволюции космического вещества, с существующими космогоническими концепциями. Мы имеем в виду концепции образования небесных тел из диффузных облаков вещества (концепция диффузного дозвездного тела) [10] и образования небесных тел из сверхплотных состояний звездного вещества (концепция сверхплотного дозвездного тела) [11]. Эти концепции не являются результатом чистой фантазии, они безусловно имеют свои наблюдательные основы. Поэтому вряд ли оправдано категорическое отрицание одной из них в пользу другой. Скорее всего они обе верны и просто относятся к специальным, крайне редким случаям событий, которые на самом деле имеют место во Вселенной. В п.4 мы описали основную наивероятную тенденцию эволюции космического вещества. В нашем варианте эволюционного пути Вселенной безусловно допускается и существование в заметном количестве диффузного вещества в пространстве между звездами. Под влиянием собственной гравитации отдельные части этого вещества могут собираться в облака, а затем, путем дальнейшего сжатия, образовать небесные тела.

В нашем варианте не отвергается и концепция сверхплотного дозвездного тела - развитие звездного вещества в направлении от более плотных к менее плотным его состояниям. При этом в качестве кандидатов дозвездных тел могут служить достаточно компактные ядра галактик. Только нужно иметь в виду, что гравитационный радиус сверхплотного дозвездного тела должен превышать его радиус

$$R > 3 \cdot 10^5 \frac{M}{M_{\odot}} \text{ см,}$$

иначе оно будет черной дырой, т.е. по сути мертвым небесным телом. Итак, мы считаем, что звезды (нейтронные, белые карлики и обычные) в основном образовались в раннюю эпоху расширения Вселенной ($10^{-4} < t < 5 \cdot 10^4$ с). В нашу эпоху также возможны процессы рождения звезд, но они происходят сравнительно редко.

Наконец, чувствуется необходимость вернуться к вопросу о средней плотности массы во Вселенной. По нашей версии космологической эволюции вещества, в семействе небесных тел первыми рождаются нейтронные звезды и, по всей вероятности, в относительно большом количестве. Возможно со временем при их взаимодействии с диффузным веществом и с соседними звездами (белые карлики и обычные звезды), некоторая часть их, испытывая сильные изменения, перестает существовать в виде нейтронных звезд. Мы думаем, однако, что, по-видимому, заметная часть нейтронных звезд сохранит свое существование. Нейтронные звезды, входящие в ядра галактик, за время релаксации приобретают угловые скорости вращения порядка

$$\Omega \approx 10 \frac{M_{\odot}}{M}.$$

Часть этих нейтронных звезд, покидая ядро Галактики, проявляет себя в качестве радио- и рентгеновских пульсаров, и поэтому она становится доступной для наблюдений. Нейтронные же звезды, которые изначала находились вне ядра Галактики, не имея достаточно большие угловые скорости вращения (т.е. $\Omega < 1$) и поэтому не имея соответствующие проявления, не наблюдаются. Как отмечалось выше, здесь времена релаксации превышают возраст Вселенной, поэтому вращательные степени свободы нейтронных звезд просто не успевают возбуждаться до необходимых значений.

Нейтронная звезда при своем движении аккрецирует межзвездное вещество, всасывая его буквально как космический пылесос. Падающие на звезду частицы, тормозя в тонком поверхностном слое, передают ему значительную тепловую энергию (приблизительно 140 МэВ на нуклон, падающего потока), которая быстро перераспределяется по всему его объему (теплопроводность вырожденного вещества высокая). Эта аккреция в некоторой мере поддерживает нейтронную звезду в достаточно нагретом состоянии, и в результате чего она является источником ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения. Однако это излучение слабое и вряд ли в ближайшие годы можно наблюдать. Достаточно большие интенсивности излучения получаются при сравнительно высоких темпах аккреции, т.е. в тех случаях, когда нейтронная звезда проходит через плотные облака или является членом тесной двойной системы, вторым компонентом которой - обычная звезда

[9]. Но эти случаи редкие. Таким образом, значительная часть нейтронных звезд с $\Omega < 1$ находится вне возможности современных средств наблюдений.

Следуя вышеразвиваемой идеологии, по-видимому, можно считать, что в Галактике должно быть приблизительно столько нейтронных звезд, сколько имеется обычных звезд. В таком случае, приведенная в (4) средняя плотность барионного вещества во Вселенной удвоится, т.е. достигнет значения $\rho \approx 6 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$, что примерно в восемь раз меньше критической плотности. Радикальное изменение ситуации в пользу закрытой модели Вселенной произойдет лишь в том случае, если нейтрино имеет массу покоя. Современный эксперимент и сложившиеся представления не отрицают такую возможность. Предполагается, что $m_\nu \approx 5 \cdot 10^{-32} \text{ г}$. Если это так, тогда нынешняя плотность массы, обусловленная нейтрино, может заметно превзойти плотность непосредственно наблюдаемого вещества и даже достигнуть критического значения.

Заманчивая возможность в вопросе скрытой массы связана также с ожидаемым наличием гипотетической материи, состоящей из слабо взаимодействующих тяжелых частиц, предсказуемых суперсимметричными теориями. Эта теория, объединяющая в себе все виды взаимодействия, вступает в силу в начальный, весьма короткий промежуток времени, предшествующий большой взрыв.

7. Основные результаты. 1. Используя имеющуюся информацию о наблюдаемом веществе и о реликтовом электромагнитном излучении, выведено уравнение состояния космического вещества.

2. Определены постоянные интегрирования в решениях Фридмана для замкнутой, открытой и плоской моделей Вселенной.

3. Сформулированы необходимые условия, при выполнении которых каждый конкретный тип небесного тела может образоваться и существовать в расширяющейся Вселенной.

4. Если допустить, что эти условия являются не только необходимыми, но и достаточными для формирования небесных тел, то тогда по ходу расширения Вселенной, последовательно, в хронологическом порядке должны были образоваться: нейтронные звезды (время $t \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, плотность массы барионного вещества $\rho_b \approx 2 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$), белые карлики ($t \approx 100 \text{ с}$, $\rho_b \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$), обычные звезды ($t \approx 4 \cdot 10^6 \text{ с}$, $\rho_b \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3$), ядра галактик ($t \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ с}$, $\rho_b \approx 4 \cdot 10^{-19} \text{ г/см}^3$), и

галактики ($t \approx 10^{15}$ с, $\rho_g \approx 10^{-24}$ г / см³).

5. Компактные ядра галактик с радиусами порядка от нескольких до десятка парсек, в основном состоят из нейтронных звезд и белых карликов. В таких системах существование обычных звезд в большом количестве невозможно. Дело в том, что частые тесные столкновения и обусловленные ими сравнительно большие угловые скорости вращения приводят к разрушению значительной части этих звезд.

6. Ядро Галактики является статистически равновесной системой, где в равном распределении энергии по степеням свободы звезд (нейтронные звезды и белые карлики) участвуют и их вращательные степени свободы. Примечательно, что здесь угловая скорость вращения нейтронных звезд оказывается такого порядка, как в пульсарах. Вне ядра Галактики это не имеет место (речь идет о возбуждении вращательных степеней свободы звезд), так как время релаксации Галактики сильно превышает возраст Вселенной (Галактика статистически неравновесная система звезд). Таким образом превращение нейтронных звезд в пульсары эффективно происходит в ядре Галактики. Можно считать, что часть наблюдаемых пульсаров вышла из ядра: они являются именно той частью нейтронных звезд (хвост распределения Максвелла), которая за время релаксации покидала ядро Галактики (нейтронные звезды со скоростями $v > v_0$, где $M_n v_0^2 / 2 = 2GM_n / R$ - работа выхода, M - масса ядра Галактики). Число таких нейтронных звезд приблизительно равно одному проценту от их полного числа в ядре Галактики, т.е. порядка 10^6 .

Ереванский государственный университет, Армения

ON THE MAIN EVOLUTIONARY STAGES OF MATTER IN THE UNIVERSE.II

G.S.SAHAKIAN

Possible evolutionary scenario of the Universe is considered after the Big-Bang ($t > 10^{-4}$ s). The necessary conditions are formulated under which the formation of stars and star system is possible. As a threshold of formation of stars is taken $kT_s \approx 2GM_s m_p / 3R$, and $(HR)^2 \approx GM / R$ for systems of stars, where T_s is the temperature of cosmic matter, m_p - the proton mass,

M_s - star mass, M - the mass of star clusters, R - radii of these celestial bodies and H - the Hubble parameter for the corresponding time. In accordance with these criteria it is supposed that in the course of the Universe expansion must be appear at first the neutron stars (times $2 \cdot 10^{-4} < t < 1s$, densities $0.07 < \rho_s < 2 \cdot 10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), then were appear in chronological order white dwarfs ($t = 100s$, $\rho_s \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), usual stars ($t = 4 \cdot 10^6 s$, $\rho_s \approx 10^{-11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), galactic nuclei ($t = 3 \cdot 10^{11} s$, $\rho_s \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), globular star clusters ($t = 10^{13} s$, $\rho_s \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) and finally galaxies ($t \approx 10^{15} s$, $\rho_s \approx 10^{-24} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), where ρ_s is the usually (baryonic) matter average density in the Universe. It is shown that the galactic nuclei are statistical equilibrium system of stars, and mainly consist of neutron stars and white dwarfs. Therefore the formation of pulsars (neutron stars with angular velocities of rotation $1 \leq \Omega \leq 200s^{-1}$) also takes place in the Galactic nucleus. So the part of observed pulsars represent the neutron stars which have left the Galaxy nucleus at the relaxation time (the tail of Maxwell distribution, with stars velocities $v > v_0$, where v_0 is the velocity corresponding to the work of exit).

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, *Astrophys.Space Sci.*, 95, 305, 1983.
2. *Г.С.Саакян*, *Физика нейтронных звезд*, Дубна, 1995.
3. *Я.Эйнасто*, *Гипергалактики*, статья в сб. *Крупномасштабная структура Вселенной*, МИР, М., 1981.
4. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.1, АН Арм.ССР, Ереван 1960, с.158.
5. *Р.Манчестер, Дж.Тейлор*, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
6. *К.У.Аллен*, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.
7. *Г.С.Саакян*, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, М., 1972 (английский перевод 1974, New York.Toronto).
8. *M. Schwarzschild*, *Structure and Evolution of stars*, 1958.
9. *Г.С.Саакян, Г.П.Алоджанц, А.В.Саркисян*, *Астрофизика*, 34, 21, 1991.
10. *А.Г.Дорошкевич, Ю.Н.Ефремов, А.В.Засов* и др., *Происхождение и эволюция Галактик и Звезд*, под редакцией С.Б. Пикельнера, Наука, М., 1976.
11. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.2. АН Арм.ССР, Ереван 1960.