

# К вопросу об эволюции Вселенной

Константин СИНИЦЫН

## 1. Введение

Научные работы, посвященные анализу астрофизических наблюдений и моделированию эволюции Вселенной, свидетельствуют о все возрастающем интересе ученых в этом направлении исследований. В последнее время все большее количество проектов запущено, что позволяет аккумулировать и анализировать данные, поступающие от объектов, расположенных на различных космологических масштабах [5, 7, 8, 12, 14, 19, 23, 25, 27, 30, 31, 33, 37, 38]. Среди них особенного внимания заслуживают такие проекты как LIGO, BBO, DECIGO, COSMOGRAIL [1, 2, 5, 34].

Но, природа расширения наблюдаемой области Вселенной, также как и природа гравитации все еще остаются загадкой.

Одним из вопросов, затрагиваемых в данной статье является применимость двоичной модели распределения плотности вещества не только к оценке эволюции Вселенной и природы гравитации [39, 40, 42, 43], и ее способность к предсказанию новых аспектов в астрофизических исследованиях, исходя из анализа экспериментальных данных и построений в общепринятых космологических моделях [4, 14].

Возможной перспективой является комплексное исследование эволюции Вселенной в рамках одной модели с момента нарушения сингулярности до окончания ее расширения. В тоже время двоичная модель распределения плотности вещества дает возможность моделировать образование «барионной материи» в ходе расширения Вселенной. Вопросы гравитационной устойчивости, в дополнение к имеющимся данным, также могут быть рассмотрены в рамках двоичной модели. А образование «черных дыр» при таком подходе является закономерным результатом эволюции «барионной материи» и дополнительным фактором гравитационной устойчивости Глобальной Вселенной.

В двоичной модели практический аспект обнаружения «черных дыр» и гравитационных волн имеет более широкий базис, чем в существующих теоретических моделях. Так, например, если дисперсию скоростей разбегания космологических объектов считать не только результатом расширения Глобальной Вселенной, но и следствием эволюции в пространстве-времени «черных дыр». Это тем более становится актуальным, поскольку вопрос дисперсии скоростей учитывается и в ряде последних работ при моделировании эволюции звездных систем [17, 18].

Опубликованные последние результаты по обнаружению гравитационных волн в проекте LIGO [1] свидетельствуют о справедливости предсказаний, сделанных в этом направлении в ранних работах по двоичной модели [43, 45]. В том числе, находят свое подтверждение и активно рассматриваются вопросы гравитационного экранирования и дальнейшего повышения чувствительности гравитационных детекторов [1].

## 2. Существующие модели эволюции Вселенной: новые успехи и старые проблемы (краткий обзор)

В настоящее время существуют две основных теоретических модели, в рамках которых ученые продолжают рассматривать возможные сценарии эволюции Вселенной.

Первой из них и наиболее успешной, как считается, является модель холодной «темной материи» в различных вариациях. Стандартная, с лямбда-членом [9], рассматривает эволюцию взаимодействующих областей скаляра и псевдоскаляра и, как следствие этого процесса, формирование гравитационного потенциала, масс и давления излучения. Помимо стандартной модели существуют приложения с учетом X-параметра или плотности «темной энергии»

[38]. Основными параметрами здесь являются параметры плотности материи и излучения (или Омега-параметр), постоянная Хаббла. Основным выводом модели холодной «темной материи» с учетом полученных и обработанных наблюдений – Вселенная расширяется с ускорением и должна расширяться бесконечно. Более подробно с данной моделью и результатами интерпретации в ее рамках наблюдательных данных можно ознакомиться в [10...13, 15, 21, 32, 35, 36].

Вторая модель рассматривает эволюцию Вселенной в интервал времени, практически сразу после «Большого Взрыва» – в период инфляции. Такой этап эволюции Вселенной не может быть рассмотрен в рамках первой модели. Для этой модели используются такие параметры как скалярная метрика, скалярный потенциал, плотность энергии и «барионной материи». Основные предсказания – пространственный параметр возникновения флуктуаций, соотношение «барионной материи», «темной материи» и «темной энергии» в структуре Вселенной, параметризация гравитационных волн и предсказания аспектов их обнаружения. Одним из основных выводов инфляционной модели является «плоская Вселенная». То есть вопрос ее эволюции также сводится к неограниченному расширению. Одну из наиболее интересных работ в этом направлении написана еще в 1997 году [3]. В последнее время эта модель также обсуждается [17, 22].

Основными успехами и той и другой моделей является достаточно успешная интерпретация полученных наблюдательных данных. Особенно это относится в настоящее время к разделам наблюдений, связанных с космическим микроволновым фоновым излучением, разбеганием космологических объектов во вселенной.

Вместе с тем, существует и ряд серьезных не решенных проблем.

Две основные из них: обнаружение гравитационных волн и решение вопроса о дальнейшей судьбе Вселенной – будет ли она расширяться или в будущем «Большой Взрыв» сменится «Большим Треском». Немалая доля внимания ученых прикована в этом аспекте к вопросам формирования и обнаружения «черных дыр».

До настоящего времени гравитационные волны не обнаружены, но вопрос возможности изменения сценария расширения Вселенной также обсуждается в научном мире [38].

Роль «черных дыр» в эволюции Вселенной также остается открытым вопросом. Их влияние вполне может оказаться решающим фактором для судьбы Вселенной. Хотя может показаться, что эти космологические объекты являются достаточно экзотическими, чтобы уделять им столь пристальное внимание в современной космологии.

Механизмы анализа, используемые в двух разных моделях имеют существенные отличия. В первом случае используются те или иные приведенные распределения. Во втором – квантово-механические преобразования.

Отличие двоичной модели состоит в сочетании основного достоинства: единая модель с использованием единого механизма в виде приведенных распределений, в рамках которой возможно рассмотрение всей эволюции Глобальной Вселенной, начиная непосредственно с момента «Большого Взрыва» и заканчивая эпохой формирования «барионной материи» в различных космологических масштабах.

### 3. Исследование гравитации для общего случая

В данном разделе в рамках двоичной модели приводится исследование гравитации с учетом четырех-компонентной системы, когда в пространстве-времени формируется скаляр, сформированный падающей и отраженной волнами «небарионной» или «первичной материи», и параметров индуцированных компонент, формирующихся в ходе преобразования в пространстве-времени электромагнитного излучения на сверхнизких частотах [40, 42]. Ранее такой анализ проводился лишь для частных решений [42, 43].

### 3.1. Исследование неиндуцированных компонент

Падающая и отраженная волны «первичной материи», как показано в ранних работах, являются двух- компонентными и состоят из «быстрых» и «медленных» гравитонов. В рамках такого построения мы получаем [42, (2.16), (2.16.1)]

$$\begin{aligned} (\rho_{sl,gr} \times \tau_{sl,gr}^2 - \rho_{qk,gr} \times \tau_{qk,gr}^2) &= \frac{V_{eff}}{c^2} \times \left( \frac{\rho_{sub}^2 - \rho_{sub,max} \times \rho_{inv}}{\rho_{sub} \times \rho_{inv}} \right) \\ (\rho_{sl,gr} \times \tau_{qk,gr}^2 - \rho_{qk,gr} \times \tau_{sl,gr}^2) &= \frac{V_{eff}}{c^2} \times \left( \frac{\rho_{sub,max} \times \rho_{sub}^2 - \rho_{inv} \times \rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub} \times \rho_{inv} \times \rho_{sub,min}} \right) \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

Делая необходимые преобразования в (3.1) для общего случая

$$\frac{1}{\Delta G} \times \frac{c^2}{V_{eff}} = \frac{1}{\rho_{inv} \times \rho_{sub}} \times \left[ (\rho_{sub}^2 - \rho_{sub,max} \times \rho_{inv}) - \left( \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \times \rho_{sub}^2 - \rho_{inv} \times \rho_{sub,min} \right) \right] \quad (3.1.1.1)$$

или

$$\frac{1}{\Delta G} \times \frac{c^2}{V_{eff}} = \frac{1}{\rho_{inv} \times \rho_{sub}} \times \left[ \rho_{sub}^2 \times \left( 1 - \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \right) - \rho_{inv} \times (\rho_{sub,min} - \rho_{sub,max}) \right] \quad (3.1.1.2)$$

Из (3.1.1.2) следует

$$\frac{1}{\Delta G} \times \frac{c^2}{V_{eff}} = \frac{1}{\rho_{inv} \times \rho_{sub}} \times \left[ (\rho_{sub}^2 - \rho_{inv} \times \rho_{sub,min}) \times \left( 1 - \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \right) \right] \quad (3.1.2)$$

Частным решением для (3.1.2) является случай для Ньютоновской постоянной гравитации, когда

$$\frac{1}{\Delta G} = \frac{V_{eff}}{c^2} \left[ \begin{array}{l} \rho_{inv} = \frac{1}{\rho_{sub}}; \rho_{inv} \times \rho_{sub,min} \gg 1; \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} = \{1; 2; \gg 2\}; \rho_{sub,min} \gg \rho_{sub}; \rho_{sub} = \sqrt[3]{\rho_{sub,min}} \\ \rho_{inv} = \frac{1}{\rho_{sub}}; \rho_{inv} \times \rho_{sub,min} \ll 1; \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} = 2; \rho_{sub,min} \ll \rho_{sub}; \rho_{sub}^2 = -1 \\ \rho_{inv} = \frac{1}{\rho_{sub}}; \rho_{inv} \times \rho_{sub,min} \ll 1; \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \gg 2; \rho_{sub}^2 = -\frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \end{array} \right] \quad (3.1.3)$$

Верхнее уравнение в (3.1.3) показывает условия применимости Ньютоновской гравитации для «антибарионной материи», а два последних – для «барионной материи».

Для областей решения (3.1.2) отличных от (3.1.3) в двоичной модели появляется не Ньютоновская гравитация.

Для «антибарионной материи» область решений находится в диапазоне, удовлетворяющему условию

$$\rho_{inv} > \rho_{sub} \quad (3.1.3.1)$$

Для «барионной материи» область решений должна удовлетворять условию

$$\rho_{inv} < \rho_{sub} \quad (3.1.3.2)$$

Для (3.1.3.1) и (3.1.3.2) в двоичной модели гравитация отклоняется от Ньютоновского закона на поправочный коэффициент

$$K_{non-Newtonian,gr} = \frac{1}{\rho_{inv} \times \rho_{sub}} \times \left[ (\rho_{sub}^2 - \rho_{inv} \times \rho_{sub,min}) \times \left( 1 - \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \right) \right] \quad (3.1.3.3)$$

Для области высоких и сверхвысоких плотностей в наблюдаемой области Вселенной (3.1.3.3) трансформируется для «барионной материи»

$$K_{non-Newtonian,gr} \approx -\frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}} \times \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \quad (3.1.3.3.1)$$

для «антибарионной материи»

$$K_{non-Newtonian,gr} \approx +\frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub}} \quad (3.1.3.3.1.1)$$

И с учетом (3.1.3.3) общий вид для (3.1.2) можно записать

$$\Delta G = \frac{c^2}{V_{eff}} \times \frac{1}{K_{non-Newtonian,gr}} \quad (3.1.3.3.2)$$

Из (3.1.3) также следует, что «барионная материя» может формироваться в любом диапазоне плотностей, начиная от сверхвысоких и заканчивая плотностями, лежащими в области существенно меньшей критической плотности для наблюдаемой области Вселенной. «Антибарионная материя» может формироваться в таких диапазонах плотностей, при которых справедливо дополнительное условие

$$\rho_{sub,min} \gg \rho_{sub} \quad (3.1.3.4)$$

что для наблюдаемой области Вселенной равносильно условию

$$\rho_{sub,min} \geq 9,53 \times 10^3 \text{ kg} \times \text{m}^{-3} \quad (3.1.3.5)$$

Из (3.1.3.5) в двоичной модели распределения плотности вещества предсказывается эффект «барионной асимметрии».

В существующих моделях «барионная асимметрия» является результатом разности плотностей масс частиц и античастиц, которая должна была возникнуть на начальном этапе эволюции Вселенной. В двоичной модели «барионная симметрия» нарушается на определенном временном интервале эволюции Вселенной и такой подход не требует дополнительных условий или ограничений.

Следовательно на настоящем этапе эволюции наблюдаемой области Вселенной «антибарионная материя» может образовываться в звездах, средняя плотность которых удовлетворяет условию (3.1.3.5), что в солнечных массах составляет

$$M \geq 0,4 \times M_{Sun} \quad (3.1.3.6)$$

Третий вывод из (3.1.3) интересен тем, что для области «барионной материи» гравитация имеет квадратичную зависимость от параметра распределения плотности. Тогда как для области «антибарионной материи» эта зависимость является кубической. То есть в «барионной материи» отклонение от Ньютоновской константы происходит медленнее, чем в «антибарионной материи». Этот аспект в двоичной модели также влияет на процесс нарушения «барионной симметрии» за границей условий, определенных в (3.1.3.5). Другими словами, «барионная асимметрия», согласно двоичной модели распределения плотности вещества должна увеличиваться и в настоящую эпоху эволюции наблюдаемой области Вселенной.

В астрофизических наблюдениях данное предположение можно было бы проверить по интенсивности светимости кластеров, активных ядер галактик и других космологических объектов, расположенных на различных космологических масштабах. Интенсивность светимости космологических объектов должна быть обратно пропорциональна «красному смещению». При этом амплитуда вариаций светимости, приведенная к «красному смещению» должна также уменьшаться. Для молодых космологических объектов, где активность звездообразования высока и «барионная асимметрия» меньше, такое изменение должно проис-

ходить по кубической зависимости, а для более «старых», где «барионная асимметрия» должна быть более заметна – по квадратичной зависимости.

Другими косвенными подтверждениями справедливости такого предположения, могут служить наблюдения за сверхновыми звездами, объектами-кандидатами в «черные дыры» и за гамма-вспышками.

В рамках данной гипотезы, вспышки сверхновых должны быть более интенсивными на меньших космологических масштабах, так как большая интенсивность в спектре гамма-излучения должна быть в том случае, когда число рекомбинировавших протон-антипротонных и электрон-позитронных пар больше за счет аннигиляции.

Образование «черных дыр» в более удаленных космологических объектах должно быть более интенсивным, а удельное количество массивных и сверхмассивных «черных дыр» должно расти с увеличением космологического масштаба. Такие наблюдения свидетельствовали бы и в пользу еще одного важного параметра двоичной модели – эффективного потенциала массы ( $V_{eff}$ ). Более подробно формирование «черных дыр» освещено в [41]. Трактовка этого аспекта эволюции Вселенной в существующих моделях изложена в [23, 37, 39].

Энергетический порог гамма-вспышек на больших космологических масштабах должен снижаться и, в пределе, должен стремиться к верхней границе интенсивности рентгеновского излучения.

В этом смысле интересны результаты, представленные в [8, 12, 19, 21, 23, 27, 37], которые являются подтверждением, хотя и косвенным, сделанных предположений.

### 3.2. Исследование индуцированных компонент

Поведение гравитационных компонент, индуцированных составляющими электромагнитного поля является более сложным, чем для неиндуцированных. Это обусловлено дополнительными составляющими, формируемыми в ходе пространственно-временного преобразования электромагнитного излучения. Приведенный вид уравнений для индуцированной гравитации в [42] имеет следующий вид:

для магнитной компоненты  $H$  [42, (3.4.2), (3.4.2.1)]

$$\begin{aligned} -\frac{E_{GW,magn}^{qk,\tau}}{M_{gr,qk} \times c^2} &= \gamma_\rho \times \left( \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} - \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) - \gamma_\rho \times v_{el-magn} \times 2 \times \tau \times \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}}; \\ +\frac{E_{GW,magn}^{sl,v}}{M_{gr,sl} \times c^2} &= -2\gamma_\rho \times \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} + \gamma_\rho \times v_{el-magn} \times \tau \times \left( \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} - \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) \end{aligned} \quad (3.2.1.1)$$

для электрической компоненты  $E$  [42, (3.4.3), (3.4.3.1)]

$$\begin{aligned} -\frac{E_{GW,el}^{qk,v,\tau}}{M_{gr,qk} \times c^2} &= 2\gamma_\rho \times \left( 1 + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) - 2\gamma_\rho \times v_{el-magn} \times \tau \times \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \times \sqrt{\rho_{sub}^2}; \\ +\frac{E_{GW,el}^{sl,v^2}}{M_{gr,sl} \times c^2} &= 2\gamma_\rho \times \tau \times v_{el-magn} \times \left( \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} + \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} \right) + 6\gamma_\rho \times \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \times \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \end{aligned} \quad (3.2.1.2)$$

где

$$v_{el-magn} = \left[ c \times \frac{\rho_{sub,min}}{\sqrt{\rho_{sub,max} \times V_{eff}}}; c \times \sqrt{\frac{\rho_{sub,max}}{V_{eff}}} \right]; \tau = \sqrt{\frac{V_{eff}}{\rho_{sub} \times c^2}}; \gamma_\rho = \frac{1}{\sqrt{\rho_{sub} \times \rho_{sub,max}}} \quad (3.2.1.3)$$

С учетом (3.2.1.1), (3.2.1.2) получаем:

для суммарной функции быстрых гравитонов

$$-\sum_{\nu, \tau} \frac{E_{GW, el-magn}^{qk}}{M_{gr, qk}} \times c^2 = \gamma_\rho \times \left( \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub, max}} + 2 + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) - 2\gamma_\rho \times v_{el-magn} \times \tau \times \rho_{sub} \times \left( \frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub, max}} + \frac{\rho_{sub, max}}{\rho_{sub, min}} \right) \quad (3.2.2)$$

для суммарной функции медленных гравитонов

$$+\sum_{\nu} \frac{E_{GW, el-magn}^{sl}}{M_{gr, sl}} \times c^2 = \gamma_\rho \times \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \times \left( 6 \times \frac{\rho_{sub, max}}{\rho_{sub, min}} - 2 \right) + \gamma_\rho \times v_{el-magn} \times \tau \times \left( 3 \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub, max}} + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) \quad (3.2.3)$$

В [45] приведено предварительное исследование возможного воздействия индуцированного гравитационного излучения на неиндуцированные компоненты. Результатом этого является различное поведение суммарной результирующей: увеличение или уменьшение энергии гравитационного взаимодействия, нулевое гравитационное воздействие [45, (3.1.1, 3.2.1, 3.3.1, 3.4.1)]. Рассмотрен и случай усиления суммарной гравитационной энергии, когда в терминах (3.2.2) и (3.2.3) этой главы для области наблюдаемой Вселенной

$$-\sum_{\frac{M_{gr, qk} \times c^2}{M_{gr, sl} \times c^2}} E_{gr, full} \gg 1 \quad (3.2.4)$$

Такой результат исследования в двоичной модели возникает, когда имеет место модуляция неиндуцированного гравитационного поля индуцированными компонентами в верхнем частотном диапазоне жесткого гамма-излучения, то есть когда

$$V_{el-magn, max} \rightarrow V_{str, min} \quad (3.2.5)$$

В астрофизическом плане такие эффекты могли бы наблюдаться во внутренних областях сверхплотных звезд в период их эволюции, соответствующий быстрому сжатию их остаточной массы после взрыва. Другими словами такие сценарии развития должны соответствовать начальному этапу формирования «черных дыр». Если наблюдение такого сценария возможно, то его отличительными чертами должны быть две особенности:

наличие вторичного всплеска гамма- и жесткого рентгеновского излучения в период формирования «горизонта черной дыры»;

существенное присутствие в спектре вторичного всплеска спектральных линий сильно ионизированных атомов химических элементов, соответствующих «металлической группе».

В этом смысле интересными являются результаты обследований, опубликованных в [6, 8].

Для более общего случая значение (3.2.4) для (3.2.2), (3.2.3) не должно превышать единицы. Тогда в двоичной модели мы имеем следующие частные решения

$$\begin{aligned} -\sum_{\nu, \tau} \frac{E_{GW, el-magn}^{qk}}{M_{gr, qk}} \times c^2 &\ll 1 \\ \gamma_\rho \times \left( \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub, max}} + 2 + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) &\approx 2\gamma_\rho \times v_{el-magn} \times \tau \times \rho_{sub} \times \left( \frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub, max}} + \frac{\rho_{sub, max}}{\rho_{sub, min}} \right) \\ 1 \ll \gamma_\rho \times \left( \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub, max}} + 2 + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) &< 2\gamma_\rho \times v_{el-magn} \times \tau \times \rho_{sub} \times \left( \frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub, max}} + \frac{\rho_{sub, max}}{\rho_{sub, min}} \right) \\ 2\gamma_\rho \times v_{el-magn} \times \tau \times \rho_{sub} \times \left( \frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub, max}} + \frac{\rho_{sub, max}}{\rho_{sub, min}} \right) &\ll 1 \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\nu} \frac{E_{GW,el-magn}^{sl}}{v^2} M_{gr,sl} \times c^2 \ll 1 \\
& \gamma_{\rho} \times \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \times \left( 6 \times \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} - 2 \right) \approx \gamma_{\rho} \times v_{el-magn} \times \tau \times \left( 3 \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) \\
& 1 \ll \gamma_{\rho} \times \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \times \left( 6 \times \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} - 2 \right) < \gamma_{\rho} \times v_{el-magn} \times \tau \times \left( 3 \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) \\
& \gamma_{\rho} \times v_{el-magn} \times \tau \times \left( 3 \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} + \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} \right) \ll 1
\end{aligned} \tag{3.2.7}$$

Рассмотрим (3.2.6), (3.2.7) для стандартных в двоичной модели условий эволюции «барионной материи», когда

$$\frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} \gg 2 \gg \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}}; \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \gg \frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub,max}} \tag{3.2.8}$$

и для стандартных в двоичной модели условий эволюции «антибарионной материи», когда

$$\frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} \ll 2 \ll \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}}; \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \gg \frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub,max}} \tag{3.2.9}$$

Учитывая (3.2.1.3), получаем

$$\tau \times \rho_{sub} = \sqrt{\frac{\rho_{sub}}{G}} \tag{3.2.10}$$

Тогда для (3.2.6) и (3.2.8)

$$\begin{aligned}
& - \sum_{\nu, \tau} \frac{E_{GW,el-magn}^{qk}}{M_{gr,qk}} \times c^2 \ll 1 \\
& G \approx -4 \frac{c^2}{V_{eff}} \times K_{non-Newtonian,gr} \times \left[ \frac{\rho_{sub} \times \rho_{sub,min}}{\rho_{inv}^2}; \frac{\rho_{sub} \times \rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min} \times \rho_{inv}^2} \right] \\
& 1 \ll \sqrt{\frac{\rho_{sub}^3}{\rho_{sub,min}}} < -2 \left[ K_{non-Newtonian,gr}^{reduce}; \rho_{sub,max} \times \rho_{sub,min} \times K_{non-Newtonian,gr} \right] \\
& \left[ K_{non-Newtonian,gr}^{reduce}; \rho_{sub,max} \times \rho_{sub,min} \times K_{non-Newtonian,gr} \right] \ll -0,5 \\
& K_{non-Newtonian,gr}^{reduce} = K_{non-Newtonian,gr} \times \rho_{inv} \times \rho_{sub,min}
\end{aligned} \tag{3.2.11}$$

Для (3.2.7) и (3.2.8), делая аналогичные подстановки получаем

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\nu} \frac{E_{GW,el-magn}^{sl}}{v^2} M_{gr,sl} \times c^2 \ll 1 \\
& G \approx -0,25 \frac{c^2}{V_{eff}} \times K_{non-Newtonian,gr} \times \frac{\rho_{sub}^5}{\rho_{inv}^4} \left[ \frac{\rho_{sub,min}^3}{\rho_{sub,max}}; \rho_{sub,min} \right] \\
& \frac{1}{3} \ll 2 \times \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3 \times \rho_{sub,max}}{\rho_{sub}^2 \times \rho_{sub,min}^2}} < -K_{non-Newtonian,gr} \times \left[ \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max} \times \rho_{inv}}; \frac{\rho_{inv} \times \rho_{sub,min}}{\rho_{sub,max}^2} \right] \\
& - K_{non-Newtonian,gr} \times \left[ \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max} \times \rho_{inv}}; \frac{\rho_{inv} \times \rho_{sub,min}}{\rho_{sub,max}^2} \right] \ll \frac{1}{3}
\end{aligned} \tag{3.2.12}$$

Для «антибарионной материи» с учетом (3.2.6) и (3.2.9)

$$\begin{aligned}
& - \sum_{\nu, \tau} \frac{E_{GW, el-magn}^{gk}}{M_{gr, gk} \times c^2} \lll 1 \\
& G \approx +4 \frac{c^2}{V_{eff}} \times K_{non-Newtonian, gr}^2 \times \left[ \frac{\rho_{sub, min}^2}{\rho_{sub, max} \times \rho_{inv}} ; \frac{\rho_{sub, max}}{\rho_{inv}} \right] \\
& 1 \lll \sqrt{\rho_{inv}^3 \times \rho_{sub, max}} \lll 2 \times \rho_{sub} \times \left[ \sqrt{K_{non-Newtonian, gr}} ; \sqrt{\frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub, min}} \times K_{non-Newtonian, gr}^3} \right] \\
& \left[ 1 ; \frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub, min}} \times K_{non-Newtonian, gr} \right] \lll 0,5
\end{aligned} \tag{3.2.13}$$

для (3.2.7) и (3.2.9) соответственно

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\nu} \frac{E_{GW, el-magn}^{sl}}{M_{gr, sl} \times c^2} \lll 1 \\
& \frac{\rho_{sub, min}^2}{\rho_{sub, max}^2} \left[ \frac{\rho_{sub, min}^2}{\rho_{sub, max}^2} \times K_{non-Newtonian, gr} ; K_{non-Newtonian, gr} \right] \approx \frac{1}{36} \\
& \sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub, min} \times 36 K_{non-Newtonian, gr}}} \lll 1 < \frac{\rho_{sub, min}}{6 \rho_{sub}} \left[ \sqrt{\frac{\rho_{sub, min}^2}{\rho_{sub}^2 \times K_{non-Newtonian, gr}^3}} ; \sqrt{\frac{1}{K_{non-Newtonian, gr}}} \right] \\
& \left[ \sqrt{\frac{\rho_{sub, min}^5}{\rho_{sub}^5 \times K_{non-Newtonian, gr}^2}} ; \sqrt{\frac{\rho_{sub, min}^3}{\rho_{sub}^3}} \right] \lll 1
\end{aligned} \tag{3.2.14}$$

Аналогичные исследования можно привести и для случаев, когда

$$- \sum_{M_{gr, gk} \times c^2} E_{gr, full} < 1; - \sum_{M_{gr, sl} \times c^2} E_{gr, full} = 1$$

Из (3.2.11)... (3.2.14) следует два основных вывода:

- для «барионной материи» характер поведения константы гравитационного взаимодействия таков, что она всегда находится в области отрицательных значений, независимо от того, какой составляющей индуцированной гравитации она образуется; напротив, для «антибарионной материи» характер поведения константы гравитационного взаимодействия таков, что она всегда находится в области положительных значений, независимо от того, какой составляющей индуцированной гравитации она образуется;
- диапазон вариаций константы гравитационного взаимодействия для «барионной материи» существенно больше, чем для «антибарионной материи»; это означает, что для естественных условий эволюции суммарная составляющая индуцированного гравитационного излучения, независимо от образующих фракций, всегда должна находиться в области отрицательных значений.

Исходя из этих предположений гравитационное излучение в рамках двоичной модели является детектируемым. Наиболее детектируемой составляющей являются «быстрые индуцированные гравитоны».

Для суммарной составляющей индуцированных «быстрых гравитонов» в общем случае согласно (3.2.11), (3.2.13), получаем



$$-\sum_{gr,qk} G \approx -4 \frac{c^2}{V_{eff}} \times K_{non-Newtonian,gr} \times \left\{ \begin{array}{l} \left[ \frac{\rho_{sub} \times \rho_{sub,min}}{\rho_{inv}^2}; \frac{\rho_{sub} \times \rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min} \times \rho_{inv}^2} \right]; \\ -K_{non-Newtonian,gr} \times \left[ \frac{\rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub,max} \times \rho_{inv}}; \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{inv}} \right] \end{array} \right\} \quad (3.2.15)$$

Из (3.2.15) максимально приближенный в Ньютонской гравитации случай получается, если

$$\frac{\rho_{sub} \times \rho_{sub,min}}{\rho_{inv}^2} = \frac{\rho_{sub} \times \rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min} \times \rho_{inv}^2} = \frac{1}{4K_{non-Newtonian,gr}} \quad (3.2.16.1)$$

для высоких и сверхвысоких плотностей «барионной материи» и

$$\frac{\rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub,max} \times \rho_{inv}} = \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{inv}} = \frac{1}{4K_{non-Newtonian,gr}^2} \quad (3.2.16.2)$$

для высоких и сверхвысоких плотностей «антибарионной материи».

Что аналогично выражению для «барионной материи»

$$\rho_{sub} = 0,5 \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub,max}}} \quad (3.2.16.3)$$

и для «антибарионной материи».

$$\rho_{sub} = 0,5 \rho_{sub,max} \quad (3.2.16.4)$$

При выполнении (3.2.16.3), (3.2.16.4) согласно двоичной модели должны возникать резонансы за счет взаимодействия индуцированного гравитационного излучения и вещества. Подставляя (3.2.16.3), (3.2.16.4) в (3.2.1.3) можно вычислить соответствующие частоты электромагнитного излучения, при котором для лазерных детекторов должна наблюдаться наибольшая регистрируемость сигналов гравитационных волн в наблюдаемой области Вселенной. Так для «барионной материи»

$$\begin{aligned} \nu_{el-magn,1} &\approx [7,48 \times 10^2 \text{ Hz}; 7,49 \times 10^2 \text{ Hz}] \\ \nu_{el-magn,2} &\approx [1,22 \times 10^{-12} \text{ Hz}; 1,23 \times 10^{-12} \text{ Hz}] \\ \nu_{el-magn,3} &\approx [2,19 \times 10^{-23} \text{ Hz}] \\ \nu_{el-magn,4} &\approx [5,65 \times 10^{-35} \text{ Hz}; 5,66 \times 10^{-35} \text{ Hz}] \end{aligned} \quad (3.2.17.1)$$

и для «антибарионной материи»

$$\begin{aligned} \nu_{el-magn,1} &\approx [1,1 \times 10^{-3} \text{ Hz}] \\ \nu_{el-magn,2} &\approx [1,44 \times 10^{-5} \text{ Hz}; 1,45 \times 10^{-5} \text{ Hz}] \\ \nu_{el-magn,3} &\approx [2,38 \times 10^{-32} \text{ Hz}; 2,39 \times 10^{-32} \text{ Hz}] \\ \nu_{el-magn,4} &\approx [2,39 \times 10^{-32} \text{ Hz}] \end{aligned} \quad (3.2.17.2)$$

Диапазоны (3.2.17.1) и (3.2.17.2) являются несовпадающими ни по одному из значений. Такое обстоятельство позволяет не только определить наилучшие частоты для детектирования гравитационных волн с помощью лазерных детекторов, но и произвести селекцию источника индуцированного гравитационного излучения по «барионной» или «антибарионной материи».

Как было показано ранее в [43], диапазоны для детектирования гравитационных волн, предсказываемые существующими моделями составляют величины порядка

$$\Delta f_{DGW} \approx [10^{-1}; 10^{-3}] \text{ Hz} \quad (3.2.17.3)$$

для наземных детекторов,

$$\Delta f_{DGW} \approx [10^{-4}] \text{ Hz} \quad (3.2.17.4)$$

для космических антенн и

$$\Delta f_{DGW} \approx [5 \times 10^{-5}; 10^{-5}] \text{ Hz} \quad (3.2.17.5)$$

для сверхмассивных «черных дыр».

Более ранние пресказания в двоичной модели составляли диапазон

$$\Delta f_{DGW} \approx [10^{-2}; 10^{-3}] \text{ Hz} \quad (3.2.17.6)$$

Как можно видеть, расчеты выполненные в рамках данной работы не только хорошо согласуются с приведенными в (3.2.17.3)... (3.2.17.6) результатами, но и определяют некоторые дополнительные условия для возможной селекции источника индуцированных гравитационных волн.

Из (3.2.11)... (3.2.14) также видно, что поведение индуцированных гравитационных волн как для случая «барионной материи», так и для случая «антибарионной материи» в двоичной модели распределения плотности вещества не является линейным или Гауссовским распределением.

Ранее показано, что индуцированные гравитоны, в отличие от неиндуцированных, являются поляризованными [45, (4.4.1), (4.4.2)]. Поэтому возможным является развитие сценария, в котором гравитационное поле воздействует на «барионную» и «антибарионную материю», но не взаимодействует с ней. Индуцированное же гравитационное излучение и воздействует на оба типа материи в двоичной модели и взаимодействует с ней.

Такая предпосылка делает возможным наблюдение этого взаимодействия. Наиболее интересным в этом плане является аспект взаимодействия гравитационного излучения и микроволнового фонового излучения. Согласно (3.2.11)... (3.2.14) такое влияние гравитационных волн также не является линейным или гауссовым распределением.

Интерпретация факта влияния гравитационного излучения на микроволновый фон в рамках существующих моделей и с учетом полученных экспериментальных данных изложена в [5, 10, 16, 28, 31]. А факт существования негауссовского сигнала в микроволновом фоновом излучении, показанный в [28, 31], свидетельствует в пользу справедливости сделанного в рамках двоичной модели предположения.

Таким образом, анализ поведения гравитации в рамках двоичной модели распределения плотности вещества позволяет не только предсказывать параметры детектирования гравитационных волн, но и указывает на новые аспекты астрофизических наблюдений. Дополнительные затраты на их реализацию не требуются. В то же время, образование «черных дыр» в рамках данной модели переводится из феноменологического ряда в разряд «более стандартных» объектов. Возможно, что сами «черные дыры» являются одним из «недостающих звеньев» эволюции Вселенной, с помощью которых такие проблемные вопросы как дефицит «барионной материи» в кластерных образованиях, гравитационная устойчивость на больших космологических масштабах, как и вопрос о судьбе Вселенной удастся решить окончательно.

#### 4. Флюктуации Глобальной Вселенной и фазировка пространства-времени

Проведенные расчеты показывают, что не только наблюдаемая область Вселенной, но и более широкодиапазонная пространственно-временная модель, называемая в рамках двоичной модели распределения плотности вещества Глобальной Вселенной, неоднократно в ходе своей эволюции была подвержена воздействию волн «небарионной материи». Эти волны являются механизмом образования флюктуаций плотности.

Причиной таких флуктуаций прежде всего в двоичной модели являются знакопеременные ускорения, воздействию которых Вселенная подверглась практически сразу после «Большого взрыва». Этот же механизм ответственен за окончательную судьбу Вселенной, когда произойдет полное замедление расширения и начнется эпоха сжатия в дальнейшем. Такой сценарий в современной науке называется «Большим Треском».

Современные модели эволюции Вселенной построены на наблюдательных данных Нашей локальной вселенной. В этой связи некоторые отличия и предсказания двоичной модели не могут рассматриваться как противоречивые.

#### 4.1. Механизм возникновения флуктуаций

Как показано в [40, 42... 45] природа гравитации заключается в балансе «быстрых» и «медленных» гравитонов в неиндуцированном гравитационном поле и индуцированном гравитационном излучении. В двоичной модели на этапе эволюции Глобальной Вселенной, когда плотность излучения доминирует над плотностью материи, основную роль играют неиндуцированные компоненты гравитации.

Суммарное давление в этом случае может быть вычислено исходя из следующих формул

$$\begin{aligned}\Delta p_{gr} &= (\rho_{sl,gr} - \rho_{qk,gr}) \times (v_{L+1,gr}^2 - v_{L-1,gr}^2) \\ \Delta p_{rad} &= \rho_L \times c^2 \\ \sum_{rad}^{gr} \Delta p &= \Delta p_{gr} + \Delta p_{rad}\end{aligned}\tag{4.1.1}$$

В результате из (4.1.1) следует появление отраженной волны сразу после начала расширения Вселенной. Суммарное давление в (4.1.1) меняет знак с положительного на отрицательный несколько раз. При рассмотрении механизма гравитационной устойчивости сценарий эволюции «небарионной материи» рассматривается в двоичной модели отдельно от эволюции «барионной» или «антибарионной материи» в течение всего периода эволюции Вселенной. Такой подход в двоичной модели, когда на протяжении всего периода эволюции Вселенной «небарионная» составляющая рассматривается отдельно от «барионной», называется эволюцией «первичной материи». Дополнительная функция гравитационной устойчивости, формирующаяся за счет эволюции «барионной» и «антибарионной материи» накладывается на гравитационную функцию «небарионной материи». Такой подход в двоичной модели называется эволюцией «вторичной материи».

В главе 3 данной работы показано, что гравитационная функция «вторичной материи» всегда является отрицательной. Поэтому в двоичной модели возникновение флуктуаций, как и решение вопроса расширения Вселенной, зависит от характера поведения гравитационной функции «первичной материи». Расчеты показывают, что пространственно-временные характеристики «небарионной материи» с учетом (4.1.1) распределяются в двоичной модели как показано ниже

$$\rho_0 \approx 4,56 \times 10^{+96} \text{ kg} \times m^{-3}; \tau_0 \approx 6,16 \times 10^{-62} \text{ s}; p_0 \approx +3,50 \times 10^{+149} \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2};$$

$$\Delta\rho_1 \approx [4,56 \times 10^{+96}; 1,59 \times 10^{+87}] \text{ kg} \times m^{-3}; \Delta\tau_1 \approx [4,8 \times 10^{-60}; 1,77 \times 10^{-52}] \text{ s};$$

$$\Delta p_1 \approx -[4,49 \times 10^{+147}; 3,28 \times 10^{+132}] \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2};$$

$$\Delta\rho_2 \approx [1,59 \times 10^{+87}; 8,69 \times 10^{+56}] \text{ kg} \times m^{-3}; \Delta\tau_2 \approx [1,77 \times 10^{-52}; 2,11 \times 10^{-36}] \text{ s};$$

$$\Delta p_2 \approx +[5,55 \times 10^{+128}; 2,36 \times 10^{+100}] \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2};$$

$$\Delta\rho_3 \approx [8,69 \times 10^{+56}; 3,89 \times 10^{+45}] \text{ kg} \times m^{-3}; \Delta\tau_3 \approx [2,11 \times 10^{-36}; 4,71 \times 10^{-25}] \text{ s};$$

$$\Delta p_3 \approx -[2,33 \times 10^{+100}; 4,62 \times 10^{+77}] \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2};$$

$$\Delta\rho_4 \approx [3,89 \times 10^{+45}; 1,66 \times 10^{+17}] \text{ kg} \times m^{-3}; \Delta\tau_4 \approx [4,71 \times 10^{-25}; 7,24 \times 10^{-11}] \text{ s};$$

$$\Delta p_4 \approx +[7,77 \times 10^{+73}; 3,30 \times 10^{+45}] \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2};$$

$$\Delta\rho_5 \approx [1,66 \times 10^{+17}; 9,53 \times 10^{+3}] \text{ kg} \times m^{-3}; \Delta\tau_5 \approx [7,24 \times 10^{-11}; 1,26 \times 10^{+3}] \text{ s}^{-2};$$

$$\Delta p_5 \approx -[3,26 \times 10^{+45}; -6,46 \times 10^{+22}] \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2};$$

$$\Delta\rho_6 \approx [9,53 \times 10^{+3}; 5,20 \times 10^{-27}] \text{ kg} \times m^{-3}; \Delta\tau_6 \approx [1,26 \times 10^{+3}; 1,70 \times 10^{+18}] \text{ s};$$

(4.1.2)

$$\Delta p_6 \approx +[1,09 \times 10^{+19}; 1,20 \times 10^{-11}] \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2};$$

$$\Delta\rho_7 \approx [5,20 \times 10^{-27}; 2,33 \times 10^{-38}] \text{ kg} \times m^{-3}; \Delta\tau_7 \approx [1,70 \times 10^{+18}; 3,80 \times 10^{+29}] \text{ s};$$

$$\Delta p_7 \approx -[1,05 \times 10^{-10}; 6,74 \times 10^{-25}] \text{ kg} \times m^{-1} \times s^{-2}$$

Как видно из (4.1.2) в области наблюдаемой Вселенной в современную эпоху эволюции имеется период расширения, что и отмечается в астрофизических наблюдениях. Но последний этап эволюции Глобальной Вселенной соответствует отрицательному суммарному давлению «небарионной материи» и «Большой Взрыв» должен смениться «Большим Треском».

С другой стороны, последний этап эволюции Глобальной Вселенной в настоящее время лежит за границей области наблюдаемой Вселенной. Во временных рамках этот этап отстоит на 53...54 миллиарда лет с начала «Большого Взрыва». Учитывая современные оценки возраста Вселенной, время начала «переходного» этапа эволюции Глобальной Вселенной, когда расширение сменится сжатием, значительно отдалено.

Вместе с тем (4.1.2) показывает, что даже в области наблюдаемой Вселенной функция суммарного давления «небарионной материи» уменьшается во времени. Поэтому наблюдаемая Вселенная, как и Глобальная Вселенная расширяется с замедлением.

Такое несоответствие с выводами, общепринятыми в современном научном мире, имеет непротиворечивое объяснение в двоичной модели. Современные представления трактуют Вселенную как незамкнутую или «плоскую» систему.

В двоичной же модели Глобальная Вселенная в целом является замкнутой структурой. Благодаря этому и возможно выполнение основных законов в области наблюдаемой Вселенной. Замедление расширения замкнутой системы «первичной материи» является источником относительного ускорения для расширения «вторичной» материи, движущейся в замкнутом пространстве-времени. В современных моделях ускоренное расширение Вселенной трактуется как результат воздействия «темной энергии».

Так имеющаяся усредненная оценка ускоренного расширения отражена в современных моделях в постоянной Хаббла, значение которой для различных измерений составляет с учетом погрешностей

$$H_0 \approx (42 \div 100) km \times s^{-1} \times Mpc \quad (4.1.3)$$

при усредненном значении

$$H_{0,middle} \approx (70 \div 71) km \times s^{-1} \times Mpc \quad (4.1.3.1)$$

Сценарий эволюции «небарионной материи» в двоичной модели с учетом (4.1.2) дает оценочное значение постоянной Хаббла

$$H = \frac{1}{\pi} \times \frac{c}{v} \times \frac{R_1}{R_{OUniverse}} \times v; v = \sqrt{\frac{\pi \times \Delta p_{OUniverse} \times R_{OUniverse}^2}{V_{eff}}} \quad (4.1.4)$$

что для наблюдаемой области Вселенной на тех же космологических масштабах находится в интервале

$$H \approx (76 \div 77) km \times s^{-1} \times Mpc \quad (4.1.4.1)$$

Как и в существующих моделях эволюции Вселенной, в двоичной модели на малых и сверхдальних космологических масштабах постоянная Хаббла не постоянна и ее значение зависит от разбегания «барионной материи» и «антибарионной материи». Суммарный вклад зависит от дополнительной гравитационной устойчивости. Одним из факторов, определяющих скорость разбегания в современных моделях, является сближение массивных и сверхмассивных кластерных образований с учетом гравитационного взаимодействия сверхмассивных «черных дыр», находящихся в них. Параметры сверхмассивных «черных дыр» в двоичной модели рассмотрены ранее [41].

Из (4.1.4.1) следует, что «небарионная материя» является основным фактором, влияющим на эволюцию Вселенной. От ее поведения зависит будет ли Вселенная расширяться бесконечно или нет. В двоичной модели Вселенная не безгранична и ее расширение должно смениться сжатием. В этом смысле также интересны выводы, сделанные в рамках исследования карты Уилкинсона, полученной при нанесении данных по микроволновому фоновому излучению [Колдвелл, Штейнхардт, *Physical Review*, 2003].

Поскольку в двоичной модели ускорение для «небарионной материи» является знакопеременной функцией, то в результате этого на границах групп вертикального распределения плотности [40] образуются продольные и поперечные волны. Распространение этих волн происходит со скоростями, определяемыми следующими распределениями

$$v_{iv}^2 \approx v_{gr,sl}^2 - v_{gr,qk}^2$$

$$v_{iw}^2 \approx \frac{R_L}{\rho_{sub,min}} \times \left[ v_{gr,sl}^2 \times \frac{\rho_{sub,min,L}}{\rho_{sub,min,L+1}} - v_{gr,qk}^2 \right] \quad (4.1.5)$$

Распределение (4.1.5) совместно с (4.1.2) дает механизм, ответственный за возникновение флуктуаций «вторичной материи», и, как следствие, за механизм вращения. Первичные флуктуации возникают практически сразу после «Большого Взрыва» в период эволюции Вселенной

$$T_{ev,Universe} \geq 3,7 \times 10^{-58} \text{ sec} \quad (4.1.5.1)$$

и продолжают нарастать вплоть до окончания эпохи расширения Вселенной за счет увеличения относительной разницы между составляющими продольных волн. В тоже время, абсолютная амплитуда этих волн в ходе эволюции Вселенной падает.

Такие флуктуации являются источникам формирования «вторичной материи», начиная от элементарных частиц и заканчивая «черными дырами».

Еще одним интересным выводом, следанным Колдвеллом [Колдвелл, Штейнхардт, *Physical Review*, 2003], является возможность существования туннелей пространства-времени в отдаленном будущем эволюции Вселенной. Согласно Колдвеллу эти туннели, возможное существование которых предсказывала еще в 1916 году теория тяготения Эйнштейна образованы «черными дырами».

В рамках двоичной модели такие образования могут существовать в настоящую эпоху эволюции Вселенной в виде «темных тоннелей», что показано ранее [41]. Такие образования могут не только вносить свой дополнительный вклад в гравитационную устойчивость космологических объектов на различных космологических масштабах, но и частично решать проблему «дефицита массы» за счет переноса «барионной» или «антибарионной материи» из областей пространства-времени с большей средней плотностью вещества в области пространства-времени с меньшей плотностью вещества.

#### 4.2. Формирование замкнутой структуры Глобальной Вселенной как результат фазировки пространства-времени

Рассмотренная в рамках двоичной модели фазировка пространства-времени также в рамках образования групп вертикального распределения плотности вещества [40].

С учетом этого выполнено двоичное разбиение параметра плотности, начиная от момента «Большого Взрыва» и заканчивая последним этапом эволюции Глобальной Вселенной. На полученном ряде выполнено вычисление начальной фазы искривления пространства-времени, соответствующей каждой группе вертикального распределения [41, (6.1.4.1)]. Откуда

$$\alpha = \frac{360^\circ}{2\pi} \times \log_2 \frac{\rho_L}{\rho_{L-1}} \quad (4.2.1)$$

Полученная начальная фаза для последней группы вертикального распределения аппроксимирована на все остальные группы.

В ходе такого вычисления получено, что согласно двоичной модели наименьшим отклонением от полностью замкнутых структур с погрешностью не более двух градусов обладают группы вертикального распределения с порядковыми номерами 7, 14, 45, 53, 60, 67.

Первые две из них соответствуют величинам параметров плотности, которые рассматриваются в модели инфляционной Вселенной, когда период времени от начала «Большого Взрыва» не превышал

$$T_{ev, Universe} \leq 10^{-44} \text{ sec} \quad (4.2.2)$$

Следующие три группы вертикального распределения с максимальной фазировкой к замкнутой структуре соответствуют области наблюдаемой Вселенной, начиная от суб-ядерной плотности вещества и заканчивая величинами, близкими к значению «критической плотности». При этом время эволюции Вселенной находилось в интервале от нескольких миллисекунд до примерно одного миллиона лет

$$2 \times 10^{-3} \text{ sec} \leq T_{ev, Universe} \leq 3 \times 10^{+13} \text{ sec} \quad (4.2.2.1)$$

Последняя группа вертикального распределения лежит за пределами наблюдаемой области Вселенной и соответствует времени эволюции, определяемому величиной порядка 326 триллиона лет или

$$T_{ev, Universe} \leq 10^{+22} \text{ sec} \quad (4.2.2.2)$$

При этом образование замкнутых структур внутри Глобальной Вселенной вплоть до периода времени

$$T_{ev, Universe} \leq 10^{-30} \text{ sec} \quad (4.2.2.3)$$

могли согласно двоичной модели включать до 24 групп вертикального распределения плотности вещества.

Следующий период их формирования происходит на интервале времени

$$10^{-30} \text{ sec} \leq T_{ev, Universe} \leq 3 \times 10^{-5} \text{ sec} \quad (4.2.2.4)$$

Крайнее верхнее значение в (4.2.2.4) соответствует параметру плотности на 5 порядков ниже ядерной, где замкнутые структуры могли включать до 21 группы.

В последний период эволюции, вплоть до окончания расширения Глобальной Вселенной, такие замкнутые структуры могут включать до 22 групп вертикального распределения.

Все замкнутые структуры, которые в рамках двоичной модели можно назвать «локальными вселенными» должны существовать в пространстве-времени Глобальной Вселенной вплоть до последнего ее периода эволюции, когда расширение должно смениться сжатием.

Процесс смены знака ускорения, согласно рассматриваемому алгоритму фазировки пространства-времени, не захватывает последние четыре группы вертикального распределения плотности вещества, поскольку начиная с 67 группы замкнутые структуры в Глобальной Вселенной не образуются, а погрешность фазировки составляет более 10 градусов.

Поэтому сценарий бесконечного расширения в рамках двоичной модели справедлив для последних четырех групп, время эволюции которых в структуре Глобальной Вселенной находится в интервале

$$8 \times 10^{+23} \text{ sec} \leq T_{ev, Universe} \leq 3,8 \times 10^{+29} \text{ sec} \quad (4.2.2.5)$$

Таким образом, в рамках двоичной модели Глобальная Вселенная, включающая в себя наблюдаемую область Вселенной, является замкнутой структурой, исключая последние четыре группы вертикального распределения. В целом для Глобальной Вселенной в рамках двоичной модели, не противоречащей современным наблюдательным данным, сценарий эволюции является замкнутым циклом во времени, когда ее расширение должно смениться сжатием.

## 5. Краткие выводы

Суммируя предлагаемый сценарий поведения гравитации и эволюции Вселенной можно видеть, что гравитационное взаимодействие состоит из ряда компонент, поведение которых различно. В общем случае это приводит к тому, что гравитационные волны являются индуцированными электромагнитным излучением и их детектирование в частотном диапазоне ограничено, по крайней мере для лазерных детекторов.

Поведение компонент гравитационных волн для «вторичной материи» различно, что не только позволяет предложить методику регистрации гравитационных волн, но и селектировать их источник. При этом индуцированное гравитационное излучение, в отличие от неиндуцированной гравитации может взаимодействовать с веществом и электромагнитным излучением. В частности, такое взаимодействие отмечается в наличии негауссовской компоненты в микроволновом фоновом космическом излучении.

Вселенная в рамках двоичной модели является замкнутой структурой. В современную эпоху ее эволюции, которую мы можем видеть посредством наблюдаемой области, Вселенная расширяется. Но сценарий ее окончательной эволюции – смена расширения на сжатие.

Вместе с тем, рассмотренные особенности двоичной модели могут быть использованы не только для совершенствования проектов по детектированию гравитационных волн, но и по обнаружению «черных дыр». Модель позволяет рассматривать существование «черных дыр» и «темных тоннелей» как дополнительный источник гравитационной стабилизации в широких диапазонах космологических масштабов уже в наблюдаемую эпоху эволюции Вселенной, а также как один из дополнительных ключей к разгадке эффекта «дефицита масс».

В целом же из данной работы следует, что структура Глобальной Вселенной, также как и наблюдаемой ее области, имеет более сложную природу. А механизм образования «барионной

материи» и «антибарионной материи» может являться не только следствием поведения гравитационных сил и флуктуаций, но и результатом наложения переноса материи из различных локальных вселенных посредством «темных тоннелей».

#### Об авторе:

Синицын Константин Николаевич

<http://n-t.org/ac/skn/>

e-mail: [koscmp@yahoo.com](mailto:koscmp@yahoo.com)

#### Источники информации:

1. [Matters of Gravity](#). el. ed., 2004(23).
2. [Matters of Gravity](#). el. ed., 2004(24).
3. Michael S. Turner. [Ten Things Everyone Should Know About Inflation](#).
4. P. J. E. Peebles. [The Standard Cosmological Model](#).
5. Amir Hajian and Tarun Souradeep. [The Cosmic Microwave Background Bipolar Power Spectrum: Basic Formalism and Applications](#).
6. D.K. Nadyozhin and V.S. Imshennik. [Physics of Supernovae](#).
7. M. Massi. [Radio-loud and Radio-quiet X-ray Binaries: LSI+61°303 in Context](#).
8. Miguel A. Pérez-Torres, A. Alberdi, and J.M. Marcaide. [VLBI observations of young type II supernovae](#).
9. Saul Barshay and Georg Kreyerhoff. [Long-range interactions between dark-matter particles in a model with a cosmological, spontaneously-broken chiral symmetry](#).
10. J.S. Alkaniz, Abha Dev, Deepak Jain. [Constraints on the Cardassian Expansion from the Cosmic Lens All-Sky Survey Gravitational Lens Statistics](#).
11. Jeremy L. Tinker, David H. Weinberg, & Zheng Zheng. [Redshift-Space Distortions with the Halo Occupation Distribution I: Numerical Simulations](#).
12. Lei Hao, Michael A. Strauss, Xiaohui Fan, Christy A. Tremonti, David J. Schlegel, Timothy M. Heckman, Guinevere Kauffmann, Michael R. Blanton, James E. Gunn, Patrick B. Hall, Željko Ivezić, Gillian R. Knapp, Julian H. Krolik, Robert H. Lupton, Gordon T. Richards, Donald P. Schneider, Iskra V. Strateva, Nadia L. Zakamska, J. Brinkmann, Gyula P. Szokoly, [Active Galactic Nuclei in the Sloan Digital Sky Survey: II. Emission-Line Luminosity Function](#).
13. Burkhard Fuchs. [Wakes in Dark Matter Halos](#).
14. Matts Roos. [Are two kinds of dark matter seen in Galactic gamma rays](#).
15. Scott Dodelson and Pengjie Zhang. [The Weak Lensing Bispectrum](#).
16. Óscar J.C. Dias, Paulo M. Sá. [The r-mode instability: Analytical solution with gravitational radiation reaction](#).
17. N.W. Evans and J. An. [Hypervirial Models of Stellar Systems](#).
18. Jin H. An and N. Win Evans. [Cusped Spherical Stellar Systems with Anisotropic Velocities](#).
19. Alan Peel. [Mass Selection Bias in Galaxy Cluster Peculiar Velocities from the Kinetic Sunyaev-Zel'dovich Effect](#).
20. Jordi Gutiérrez, Ramon Canal and Enrique García-Berro. [The gravitational collapse of One electron-degenerate cores and white dwarfs: the role of 24M<sub>⊙</sub> and 12C revisited](#).
21. Tommaso Treu, Richard S. Ellis, Ting X. Liao, Pieter G. van Dokkum. [Keck Spectroscopy of Distant GOODS Spheroidal Galaxies: Downsizing in a Hierarchical Universe](#).
22. Varun Sahni. [Cosmological Surprises from Braneworld models of Dark Energy](#).
23. S. Pellegrini. [Nuclear Accretion in Galaxies of the Local Universe: Clues from Chandra Observations](#).
24. Ortwin Gerhard. [Modelling Kinematics and Dark Matter: The Halos of Elliptical Galaxies](#).
25. Francesco Palla and Isabel Baraffe. [Pulsating young brown dwarfs](#).
26. Jorge Cuadra, Sergei Nayakshin, Volker Springel & Tiziana Di Matteo. [Accretion of cool stellar winds on Sgr A\\*: another puzzle of the Galactic Centre](#).



27. Ehud Nakar, Tsvi Piran and Re'em Sari. [Giant Flares as Mini Gamma Ray Bursts.](#)
28. Naoki Seto and Asantha Cooray. [Cosmological Constraintson the Very Low Frequency Gravitational-Wave Background.](#)
29. David Eichler and Eli Waxman. [The Efficiency of Electron Acceleration in Collisionless Shocks and Grb Energetics.](#)
30. Davide Lazzati and Mitchell C. Begelman. [Universal Grb Jets from Jet-Cocoon Interaction in Massive Stars.](#)
31. Asantha Cooray, Marc Kamionkowski, and Robert R. Caldwell. [Cosmic Shear of the Microwave Background: The Curl Diagnostic.](#)
32. L. Gao, S. D. M. White, A. Jenkins, C. S. Frenk. [Volker Springel, Early structure in  \$\Lambda\$ CDM.](#)
33. A.K. Ganguly. [Neutrino Absorption: In The Magnetic Field of GRB In The Fireball Model.](#)
34. A. Eigenbrod, F. Courbin, C. Vuissoz, G. Meylan, P. Saha, and S. Dye. [Cosmograil: the Cosmological Monitoring of Gravitational Lenses](#) I. How to sample the light curves of gravitationally lensed quasars to measure accurate time delays.
35. Richard A. Battye and Adam Moss. [Constraints of the solid dark universe model.](#)
36. Xin Zhang. [Coupled Quintessence in a Power-Law Case and the Cosmic Coincidence Problem.](#)
37. Thomas J. MacCarone. [Using radio emission to detect isolated and quiescent accreting black holes.](#)
38. José Carlos N. de Araujo. [The dark energy-dominated Universe.](#)
39. I M McHardy, K F Gunn, P. Uttley, M R Goad. [MCG-6-30-15: Long Timescale X-Ray Variability, Black Hole Mass and AGN High States.](#)
40. Синицын К.Н. [Двоичная модель распределения плотности вещества и природа гравитации.](#) [НиТ](#), 2000.
41. Синицын К.Н. [Параметры «черных дыр» и природа «темной материи» в двоичной модели распределения плотности вещества.](#) [НиТ](#), 2001.
42. Синицын К.Н. [Формализм двоичной модели распределения плотности вещества.](#) [НиТ](#), 2001.
43. Синицын К.Н. [На гравитационное экранирование материи в двоичной модели распределения плотности вещества.](#) [НиТ](#), 2001.
44. Синицын К.Н. [К вопросу о «едином взаимодействии» в двоичной модели распределения плотности вещества.](#) [НиТ](#), 2002.
45. Синицын К.Н. [Исследование гравитации с учетом индуцированных компонент и «магические ядра» в двоичной модели распределения плотности вещества.](#) [НиТ](#), 2002.

**Дата публикации:**

14 февраля 2006 года

**Электронная версия:**

© [МОО «Наука и техника»](#), 2006. <http://n-t.org/>