Формализм двоичной модели распределения плотности вещества

Константин СИНИЦЫН

1. Введение

В настоящее время ученые все больше внимания уделяют возможности детектирования гравитационных волн, как одного из прямых доказательств предсказаний Эйнштейна, сделанного им еще в 1916 году.

Введенные в действие наземные детекторы с использованием лазерной интерферометрии, как ожидается, позволят обнаружить гравитационные волны в частотных диапазонах от нескольких десятых до нескольких тысячных долей Герца при превышении амплитуды сигнала над шумом не менее, чем в 2 раза [6, 10]. Но до сих пор остается не ясной до конца судьба наблюдаемой Вселенной: будет ли она расширяться вечно, если сил тяготения не хватит, чтобы остановить ее расширение, или все же расширение сменится сжатием. Последние измерения анизотропии фонового микроволнового излучения все же позволяют ученым надеяться на смену расширения сжатием в эволюции Вселенной потому, что вычисленная доля вещества составляет около 30% от общей величины космологического параметра *Omega*, а космологическая константа в этом случае положительна [*10, (No15, 2000)*].

В этом смысле особая надежда ученых возлагается на так называемую «темную материю», которая не рассеивает и не излучает в диапазоне доступного наблюдению электромагнитного излучения, но, тем не менее, вносит дополнительный вклад в суммарную гравитацию [19...32]. В этой же связи заметно возрос интерес ученых и к «черным дырам», эволюция которых, как ожидается, также влияет на судьбу наблюдаемой Вселенной и вносит свой «гравитационный» вклад в вопрос о ее эволюции [33, 34].

В существующей пространственно-временной параметризации Ньютоновская гравитация уже давно не может объяснить всю совокупность полученных экспериментальных данных, что привело к развитию теорий многомерной гравитации [34...37]. Но, с одной стороны, большая часть из них все может быть сведена к 4-х мерной гравитации, а, с другой стороны, в таких теориях даже для 4-х мерного пространства-времени все еще не ясны до конца механизм и условия нормализации [36, (20)]. И это является проблемой в выборе однозначной модели многомерной гравитации, способствующей развитию теорий с использованием Ньютоновской динамики с соответствующей релятивистской корректировкой [*10, (No3, 1994)*]. Такой подход, например, позволяет трактовать «темную материю» как некоторую модель «космической жидкости» (*Milgrom, Asrophys. J., 1983, Richard Hammond, Matters of Gravity, No3, 1994*).

В параметризации двоичной модели, в отличии от стандартного подхода, есть существенное отличие: состояния пространства-времени и вещества выражены в термах обобщенных параметров плотности вещества, скорости распространения (перемещения), протяженности и времени. Тем не менее это отличие не приводит к «новой физике» или к так называемой «модернизированной гравитации».

Двоичную модель можно рассматривать как некоторый шаг к усложнению исходного базиса, которое все же оправдано существенным упрощением механизма вычислений при одновременном хорошем согласии с данными ряда экспериментов. А в ряде случаев двоичная модель позволяет получить расчетным путем более точные значения, чем полученные экспериментально, и обладает предсказательной силой.

Все это позволяет надеяться на возможность применения двоичной модели в прикладных разделах, связанных с космологическими наблюдениями и изучением гравитации, для более точного объяснения существующей концепции.

2. Двоичная модель и природа гравитации. Общая формула Ньютоновской гравитации

В целях упрощения алгоритма вычислений, связанных с изучением ряда явлений и процессов, необходима более универсальная модель, которая позволяла бы более точно решать задачи и проводить теоретические исследования в рамках 4-х мерного пространства-времени.

Наиболее оптимальное представление 4-х мерного пространства-времени в этом случае, по мнению автора, предоставляет замена 3-х пространственных координат на обобщенные параметры плотности вещества, скорости и протяженности.

Общий вид оператора пространства-времени в этом случае может быть выражен в виде матрицы 4 ранга, симметричной относительно своей главной диагонали и с термами в виде производных от обобщенных параметров плотности, скорости, протяженности и времени

$$\begin{Vmatrix} +\frac{\partial\rho}{\partial\rho} & -\frac{\partial\rho}{\partial\upsilon} & +\frac{\partial\rho}{\partial r} & -\frac{\partial\rho}{\partial\tau} \\ -\frac{\partial\upsilon}{\partial\rho} & +\frac{\partial\upsilon}{\partial\upsilon} & -\frac{\partial\upsilon}{\partial r} & +\frac{\partial\upsilon}{\partial\tau} \\ +\frac{\partial r}{\partial\rho} & -\frac{\partial r}{\partial\upsilon} & +\frac{\partial r}{\partial r} & -\frac{\partial r}{\partial\tau} \\ -\frac{\partial\tau}{\partial\rho} & +\frac{\partial\tau}{\partial\upsilon} & -\frac{\partial\tau}{\partial r} & +\frac{\partial\tau}{\partial\tau} \end{Vmatrix} \tag{2.1}$$

Делая простейшие подстановки, мы можем получить матрицу следующего вида [54]

$$\begin{Vmatrix} +1 & -GR\tau & +GR\tau^2 & -\frac{R^2\lambda}{cV_{effM}} \\ -\frac{1}{GR\tau} & +1 & -\tau & +\frac{R'}{\tau} \\ +\frac{1}{GR\tau^2} & -\nu & +1 & -\frac{1}{c} \\ -\frac{cV_{effM}}{R^2\lambda} & +\frac{\tau}{R'} & -c & +1 \end{Vmatrix} \tag{2.1.1}$$

где в общем случае Ньютоновская константа гравитации равна

$$G = \frac{1}{\rho\tau^2} \tag{2.2}$$

параметр геодезической кривизны определен как

$$R' = \frac{\partial R}{\partial\tau} \approx -2\rho G\tau \tag{2.3}$$

а константа скорости распространения взаимодействий переопределена через константу Ньютоновской гравитации и эффективный потенциал массы и, в общем случае, является перемасштабируемым параметром

$$c = \sqrt{GV_{effM}} \tag{2.4}$$

В таком подходе состояние системы, для общего случая, можно выразить через среднюю величину плотности вещества и величину начальной фазы состояния *i* относительно состояния *j*

$$\eta = \theta \times \log \frac{\rho_i}{\rho_j} \tag{2.5}$$

Таким образом, для системы, где действие силы скомпенсировано, начальная фаза будет постоянной, а в системе, где действие силы не скомпенсировано, начальная фаза будет меняться. То же справедливо и для инерциальных (неинерциальных) систем отсчета. При этом в неинерциальных системах отсчета, в общем случае, начальная фаза в различных точках изменяется неодинаково. Обобщая, получаем следующие уравнения состояния:

– для системы, в которой действие силы скомпенсировано или равно нулю

$$\Sigma F = 0, \rho_{middle} = const, \eta = const, \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = 0 \tag{2.6}$$

– для системы, в которой действие не скомпенсировано, но система является инерциальной

$$\Sigma F \neq 0, \rho_{middle} \neq const, \eta \neq const, \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = 0 \tag{2.6.1}$$

– для системы, в которой действие силы не скомпенсировано и система не является инерциальной

$$\Sigma F \neq 0, \rho_{middle} \neq const, \eta \neq const, \frac{\partial \eta}{\partial \tau} \neq 0 \tag{2.6.2}$$

Из (2.6)...(2.6.2) становится видно, что введение двоичной параметризации на порядок снижает сложность уравнений состояния для системы в целом, поскольку достаточным условием является только первая производная от функции, а не вторая, как в общепринятой пространственно-временной параметризации.

Как показано в главе 5, одним из фундаментальных следствий двоичной параметризации является возможность более точного вычисления неопределенности Гейзенберга. В общем же случае двоичная параметризация дает еще лучший результат. Действительно, в общепринятом виде соотношение Гейзенберга для энергии выглядит

$$\Delta E \times \Delta \tau \geq h \tag{2.7}$$

Делая необходимые подстановки для случая двоичной параметризации, получаем в результате

$$\Delta E = \Delta m c^2, h = \frac{c \times C_M^2}{V_{effM}}, \Delta \nu = c\sqrt{\frac{\Delta \rho}{V_{effM}}} \to \Delta m \geq \sqrt{\Delta \rho} \times \frac{C_M^2}{V_{effM}^{3/2}} \tag{2.8}$$

В таком виде величина постоянной двоичной параметризации на 5 порядков! меньше общеизвестной постоянной для пространственно-временной параметризации

$$\frac{C_M^2}{V_{effM}^{3/2}} \approx 6 \cdot 10^{-56}, \frac{h}{c^2} \approx 7 \cdot 10^{-51} \tag{2.9}$$

Дополнительно к этому, мы получаем, что в параметризации двоичной модели погрешность определения плотности вещества существенно меньше влияет на погрешность вычисления массы, поскольку является подкоренным выражением. В силу такого обстоятельства порядок точности вычисления неопределенности Гейзенберга для энергии может вычисляться в двоичной параметризации для конкретных случаев с существенно большей точностью.

Подставляя для параметризации двоичной модели, мы получаем выражение неопределенности Гейзенберга для импульса

$$\Delta\rho = \frac{V_{effM}}{\Delta r^2} \to \Delta m \times \Delta r \geq \frac{C_M^2}{V_{effM}} \qquad (2.10)$$

Сравнивая постоянные величины для двоичной и общепринятой моделей, получаем

$$\frac{C_M^2}{V_{effM}} = \frac{h}{c} \approx 2{,}2 \cdot 10^{-42} \qquad (2.11)$$

Но в случае двоичной параметризации, как уже упоминалось, величина постоянной распространения взаимодействий является перемасштабируемой. В силу этой причины для сверхнизких плотностей (от критической до барионной), выигрыш в точности для неопределенности Гейзенберга по импульсу уменьшается до нуля. Тогда как для интервала плотностей вещества выше значения

$$\rho_{crit,1} \approx 9{,}53 \cdot 10^3 (kg \times m^{-3}) = \rho_{crit} \times 2^{32\pi} = \rho_{crit} \times 2^{\frac{\kappa^2}{G}} \qquad (2.12)$$

дополнительный выигрыш в точности для неопределенности в импульсе возрастает пропорционально квадратному корню из соотношения реальной плотности вещества к (2.12). Таким образом, уже для центральных областей Солнца этот выигрыш для двоичной параметризации может быть

$$\Delta k = \sqrt{\frac{1{,}6 \cdot 10^5}{9{,}53 \cdot 10^3}} \approx 4{,}1 \qquad (2.13)$$

Рассмотрим общий вид формулы Ньютоновской гравитации в параметризации двоичной модели. Согласно переопределению параметров Ньютоновской гравитации в термах двоичной модели [54], получаем

$$F_{gr} = G\frac{M_1 \times M_2}{R_{12}^2} = \frac{1}{\Delta\rho\Delta\tau^2} \times \gamma_1^M \times \gamma_2^M \times V_{effM}^2 \qquad (2.14)$$

В концепции двоичной модели, возникновение гравитации обязано разнице энергетических состояний быстрых (*qk*) и медленных (*sl*) гравитонов. При этом медленные гравитоны ответственны за собственно гравитационные взаимодействия, а быстрые гравитоны – за взаимодействие, компенсирующее действие медленных гравитонов. И быстрые и медленные гравитоны имеют, выражаясь общепринятыми понятиями, один и тот же знак гравитационного заряда. Разница воздействия на вещество определяется различным знаком «обменного» импульса между различными гравитонами и веществом. Медленные гравитоны формируются в волне расширения вещества в среде. Поэтому их суммарный импульс при взаимодействии направлен к центру масс или к геометрическому центру отдельного источника возмущения плотности вещества в среде. Быстрые гравитоны формируются в отраженной волне плотности вещества в среде. Поэтому их суммарный импульс при взаимодействии направлен от источника возмущения плотности вещества в среде или от геометрического центра масс.

В этом смысле двоичная параметризация открывает новый класс взаимодействий, результирующей которых и является наблюдаемое гравитационное взаимодействие.

Рассматривая Ньютоновскую постоянную гравитации в термах двоичной модели, получаем

$$\Delta\rho\Delta\tau^2 = (\rho_{sl,gr} - \rho_{qk,gr}) \times (\tau_{sl,gr} - \tau_{qk,gr})^2 \qquad (2.15)$$

Выполняя необходимые математические действия и группируя члены данного выражения, получаем

$$(\rho_{sl,gr}\tau_{sl,gr}^2 - \rho_{qk,gr}\tau_{qk,gr}^2) + 2\tau_{sl,gr}\tau_{qk,gr}(\rho_{qk,gr} - \rho_{sl,gr}) + (\rho_{sl,gr}\tau_{qk,gr}^2 - \rho_{qk,gr}\tau_{sl,gr}^2) \qquad (2.15.1)$$

$$\rho_{sl,gr} = \frac{V_{effM}}{\upsilon_{sl,gr}^2 \tau_{sl,gr}^2} = \frac{\rho_{sub}\rho_{sub,\min}^2}{\rho_{inv}\rho_{sub,\max}}, \rho_{qk,gr} = \frac{\rho_{sub,\min}^3}{\rho_{sub}\rho_{sub,\max}} \rightarrow \frac{\rho_{qk,gr}}{\rho_{sl,gr}} = \frac{\rho_{sub,\min}\rho_{inv}}{\rho_{sub}^2} \tag{2.15.2}$$

$$\tau_{sl,gr}^2 = \nu_{gr,\max}^{-2} = \frac{\rho_{sub,\max} V_{effM}}{\rho_{sub,\min}^2 c^2}, \tau_{qk,gr}^2 = \nu_{gr,\min}^{-2} = \frac{\rho_{sub,\max}^2 V_{effM}}{\rho_{sub,\min}^3 c^2} \rightarrow \frac{\tau_{qk,gr}^2}{\tau_{sl,gr}^2} = \frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}} \tag{2.15.3}$$

Тогда, из (2.15.2), (2.15.3) получаем

$$\begin{gathered}\rho_{sl,gr}\tau_{sl,gr}^2 = \frac{V_{effM}}{c^2}\frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}}, \rho_{qk,gr}\tau_{qk,gr}^2 = \frac{V_{effM}}{c^2}\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub}}, \\ \rho_{sl,gr}\tau_{sl,gr}^2 - \rho_{qk,gr}\tau_{qk,gr}^2 = \frac{V_{effM}}{c^2}\left(\frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}} - \frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub}}\right)\end{gathered} \tag{2.16}$$

$$\begin{gathered}\rho_{sl,gr}\tau_{qk,gr}^2 = \frac{V_{effM}}{c^2}\frac{\rho_{sub}\rho_{sub,\max}}{\rho_{inv}\rho_{sub,\min}}, \rho_{qk,gr}\tau_{sl,gr}^2 = \frac{V_{effM}}{c^2}\frac{\rho_{sub,\min}}{\rho_{sub}}, \\ \rho_{sl,gr}\tau_{qk,gr}^2 - \rho_{qk,gr}\tau_{sl,gr}^2 = \frac{V_{effM}}{c^2}\left(\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}}\frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}} - \frac{\rho_{sub,\min}}{\rho_{sub}}\right)\end{gathered} \tag{2.16.1}$$

$$2\tau_{sl,gr}\tau_{qk,gr}(\rho_{qk,gr} - \rho_{sl,gr}) = 2 \times \left(\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}}\right)^{5/2} \frac{V_{effM}}{c^2}\left(\frac{\rho_{sub,\min}}{\rho_{sub}} - \frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}}\right) \tag{2.16.2}$$

Из (2.16)...(2.16.2) видно, что все три компоненты, характеризующие константу Ньютоновской гравитации, в общем случае не нулевые. Применяя граничные условия для параметризации двоичной модели, мы можем исследовать поведение всех трех компонент.

а) для глобальной области пространства-времени

$$\{\rho_{sub}, \rho_{inv}\} \rightarrow \rho_{sub,\min} \tag{2.17}$$

И в предельном случае

$$\rho_{sl,gr}\tau_{sl,gr}^2 - \rho_{qk,gr}\tau_{qk,gr}^2 \approx -1{,}83 \cdot 10^{30} \frac{V_{effM}}{c^2} \tag{2.17.1}$$

$$\rho_{sl,gr}\tau_{qk,gr}^2 - \rho_{qk,gr}\tau_{sl,gr}^2 \approx +1{,}83 \cdot 10^{30} \frac{V_{effM}}{c^2} \tag{2.17.2}$$

$$2\tau_{sl,gr}\tau_{qk,gr}(\rho_{qk,gr} - \rho_{sl,gr}) \approx 0 \tag{2.17.3}$$

Для случая а) из (2.17.1)...(2.17.3) видно, что первая компонента (2.17.1) всегда отрицательна, вторая (2.17.2) – всегда положительна. При этом первая и вторая компонента по модулю отличаются тем меньше друг от друга, чем ближе плотность вещества и среды к минимальной величине плотности вещества. Знак третьей компоненты (2.17.3) определяется двойным значением флюктуации вещества по следующему правилу

$$\rho_{sub} > \sqrt{\rho_{sub,\min} \times \rho_{inv}} \rightarrow (2.17.3)-, \rho_{sub} < \sqrt{\rho_{sub,\min} \times \rho_{inv}} \rightarrow (2.17.3)+ \tag{2.17.4}$$

Сумма всех трех компонент для а) отрицательна, но по мере приближения к минимальной величине плотности вещества стремится к нулю с точностью до двойной величины флюктуации плотности вещества и, в предельном случае, определяется знаком и величиной третьей компоненты.

б) для коллапсирующей области пространства-времени

$$\{\rho_{sub},\rho_{inv}\}\to\rho_{sub,\max} \qquad (2.18)$$

И в предельном случае

$$\rho_{sl,gr}\tau^2_{sl,gr}-\rho_{qk,gr}\tau^2_{qk,gr}\approx 0 \qquad (2.18.1)$$

$$\rho_{sl,gr}\tau^2_{qk,gr}-\rho_{qk,gr}\tau^2_{sl,gr}\approx +1{,}83\cdot 10^{30}\frac{V_{effM}}{c^2} \qquad (2.18.2)$$

$$2\tau_{sl,gr}\tau_{qk,gr}(\rho_{qk,gr}-\rho_{sl,gr})\approx -2\cdot(1{,}83\cdot 10^{30})^{5/2}\frac{V_{effM}}{c^2} \qquad (2.18.3)$$

Для случая б) из (2.18.1)...(2.18.3) видно, что знак первой компоненты (2.18.1) Ньютоновской константы гравитации определяется с точностью до двойной величины флюктуации вещества по правилу

$$\rho_{sub}>\sqrt{\rho_{sub,\max}\times\rho_{inv}}\to(2.18.1)+,\rho_{sub}<\sqrt{\rho_{sub,\max}\times\rho_{inv}}\to(2.18.1)- \qquad (2.18.4)$$

и по мере приближения к максимальному значению плотности вещества стремится к нулю. Вторая компонента (2.18.2) всегда положительна, а третья компонента (2.18.3) – отрицательна.

Суммарная величина в б) определяется величинами второй и третьей компонент и всегда отрицательна вплоть до момента, когда положительное световое давление в центральной части коллапсирующей области пространства-времени превышает отрицательное давление гравитационных сил. В термах двоичной параметризации соответствующее условие находится из уравнения

$$\frac{V_{effM}}{r^2}\times\frac{\rho^{5/2}_{sub,\min}c^2}{2\rho^{5/2}_{sub,\max}V_{effM}}\le\rho_{sub,\max}c^2\to r^2\ge\frac{V_{effM}\rho^{5/2}_{sub,\min}}{2\rho^{7/2}_{sub,\max}} \qquad (2.18.5)$$

в) для фрактальной области пространства-времени

$$\rho_{sub}\to\rho_{sub,\max},\rho_{inv}\to\rho_{sub,\min} \qquad (2.19)$$

И в предельном случае

$$\rho_{sl,gr}\tau^2_{sl,gr}-\rho_{qk,gr}\tau^2_{qk,gr}\approx +(1{,}83\cdot 10^{30})\frac{V_{effM}}{c^2} \qquad (2.19.1)$$

$$\rho_{sl,gr}\tau^2_{qk,gr}-\rho_{qk,gr}\tau^2_{sl,gr}\approx +(1{,}83\cdot 10^{30})^2\frac{V_{effM}}{c^2} \qquad (2.19.2)$$

$$2\tau_{sl,gr}\tau_{qk,gr}(\rho_{qk,gr}-\rho_{sl,gr})\approx -2\cdot(1{,}83\cdot 10^{30})^{5/2}\frac{V_{effM}}{c^2} \qquad (2.19.3)$$

Для случая в) из (2.19.1)...(2.19.3) видно, что знак первой компоненты (2.19.1) константы Ньютоновской гравитации определяется по правилу (2.18.4) и в предельном случае величина (2.19.1) положительна. Вторая компонента (2.19.2) всегда положительна. Третья компонента (2.19.3) – отрицательна.

Суммарное значение всех трех компонент для в) определяется знаком и величиной второй и третьей компонент и в предельном случае отрицательно.

Рассматривая общий случай для постоянной Ньютоновской гравитации в параметризации двоичной модели (2.15), получаем наличие в этом уравнении как линейных, так и нелинейных составляющих, которые могут быть использованы для объяснения не Ньютоновской (например, эффект Казимира) и пост- Ньютоновской гравитации (квадрупольное излучение, эффект переноса масс и т.п.). Общий вид (2.15) выглядит следующим образом

$$\frac{1}{G} = \frac{V_{effM}}{c^2}\left[2\times\left(\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}}\right)^{5/2}\left(\frac{\rho_{sub,\min}}{\rho_{sub}} - \frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}}\right) - \frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub}}\right] \tag{2.20}$$

Откуда получаем, что в общем случае величина Ньютоновской постоянной гравитации отрицательна (гравитационное взаимодействие) и суммарное воздействие медленных гравитонов превышает суммарное воздействие быстрых гравитонов, если

$$\rho_{sub,\min} - \frac{\rho^2_{sub}}{\rho_{inv}} - \frac{\rho_{sub,\max}}{2\times\left(\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}}\right)^{5/2}} < 0 \to \rho^2_{sub} > \rho_{sub,\min}\rho_{inv}\left(1 - 0{,}5\rho^{3/2}_{sub,\min}\times\rho^{-3/2}_{sub,\max}\right) \tag{2.21}$$

В случае, если неравенство (2.21) не выполняется, величина Ньютоновской постоянной гравитации положительна («антигравитационное взаимодействие») и суммарное воздействие медленных гравитонов меньше суммарного воздействия быстрых гравитонов.

В частности, с учетом последних данных по измерению барионной плотности вещества в наблюдаемой области Вселенной [29] неравенство (2.21) имеет следующий вид

$$\rho_{sub} > \sqrt{\rho_{inv}}\times(1{,}83 \div 2{,}04)\cdot 10^{-14} \tag{2.21.1}$$

3. Модель гравитационного детектора в пространственно-временной и в двоичной параметризации

В принятой пространственно-временной параметризации под гравитационным излучением предполагается излучение гравитационных волн массами, движущимися с переменным ускорением. В общей теории относительности, созданной Эйнштейном в 1916 году, предсказывается существование возмущений гравитационного поля, имеющих характер гравитационных волн, распространяющихся в вакууме со скоростью света. При слабых возмущениях гравитационного поля, гравитационное излучение имеет характер поперечных волн с двумя независимыми компонентами, которые определяют два состояния поляризации волны.

Гравитационные волны переносят энергию и импульс. Воздействуя на тела они должны вызывать относительное смещение их частей (деформацию тел). На этом явлении основаны попытки обнаружения гравитационного излучения.

Однако, до настоящего времени, гравитационные волны не обнаружены. Как предполагается, это может быть объяснено чрезвычайно малой интенсивностью и (или) крайне слабым взаимодействием гравитационного излучения с веществом [1, (224)].

3.1. Трудности обнаружения гравитационных волн в общепринятом подходе

Согласно общепринятым представлениям, мощность гравитационного излучения, которая может быть создана в лабораторных условиях генератором гравитационных излучений, даже при его значительной массе, невелика. Согласно расчетам, при собственных колебаниях кварцевого бруса объемом в несколько кубических метров с максимальной амплитудой, ограниченной пределом прочности кварца, генерируемая мощность гравитационного излучения составит лишь примерно

$$\frac{\Delta E_{GW}}{\Delta t} \approx 10^{-20}(W),[1,(224)] \tag{3.1}$$

Существуют две основные причины низкой эффективности преобразования механической энергии в энергию гравитационного излучения.

Малая величина постоянной Ньютоновской гравитации и небольшие значения ускорений макротел, поскольку при больших ускорениях происходит их разрушение. Эксперименты с микрообъектами дают существенный выигрыш в ускорении. Однако, он компенсируется малостью величины массы и полная мощность гравитационного излучения опять оказывается малой величиной.

Все гравитационные заряды (массы), в отличии от зарядов электрических, имеют только один знак и величина гравитационной массы строго пропорциональна величине инертной массы согласно принципу эквивалентности, который неоднократно проверялся. Так, например, в экспериментах Брагинского пропорциональность инертной и гравитационной масс проверена с точностью до порядка

$$\frac{m_{gr}}{m_{iner}} \cong 10^{-12} \tag{3.1.1}$$

Аналогичные опыты проводились и ранее: венгерским физиком Р. Этвешом и американским физиком Р. Дикке [1, (671)].

Поэтому, если в системе массивных тел, с точки зрения пространственно-временной параметризации, движущихся с переменным ускорением, центр инертных масс этой системы не перемещается, то не перемещается и центр гравитационных масс системы. Это означает, что гравитационное излучение одной массы, движущейся с переменным ускорением, будет в значительной степени компенсироваться гравитационным излучением другой массы этой системы. Такой излучатель и генерируемое им излучение, называется квадрупольным. В противоположность гравитационному излучению, электромагнитное излучение является дипольным, поскольку электрические заряды имеют разные знаки. Поэтому электромагнитное излучение может быть интенсивным даже при колебаниях небольших зарядов.

Интенсивность гравитационного излучения, как и электромагнитного излучения, пропорциональна квадрату гравитационного заряда, то есть, квадрату массы. В тоже время, запас полной энергии пропорционален лишь гравитационному заряду в первой степени. Следовательно, при тех же амплитудах ускорения, рост массы приводит к росту амплитуды гравитационного излучения. Так, вычисления для масс порядка одной Солнечной, с частотой, соответствующей движению со скоростью света на орбите с радиусом, равным гравитационному (формула Шварцшильда), показывают, что за короткий интервал времени возможна потеря нескольких процентов от полной энергии за счет гравитационного излучения [1, (224)].

Такой процесс носит характер мощного всплеска и ученые полагают, что в природе существуют естественные импульсные генераторы гравитационного излучения высокой мощности, к которым относят взрывы сверхновых, столкновения нейтронных звезд и «черных дыр», а также несимметричный гравитационный коллапс звезд. При этом, если всплеск гравитационного излучения произойдет на расстоянии l от детектора, согласно общепринятому мнению, произойдет либо вариация этого расстояния между детектором и источником гравитационного излучения, либо деформация детектора, которые в общем виде можно выразить через общеизвестную формулу

$$\Delta l \approx l \times h \tag{3.1.2}$$

где h – амплитуда гравитационного излучения на расстоянии l от источника.

Ввиду малости амплитуды гравитационного излучения, которая сегодня оценивается для различных Галактических источников [6, 56]:

$$h_{GW}^{WD} \approx 10^{-23}, h_{GW}^{NS,(BH+BH)} \approx 10^{-27} \div 10^{-25} \tag{3.1.3}$$

требуется достаточно длительное накопление сигнала. Поэтому с учетом последних данных и имеющихся в пространственно-временной параметризации неопределенностей, скорее всего введенные в действие гравитационные детекторы «первой очереди», с использованием лазерной интерферометрии, будут регистрировать за год от 2 до 3 событий от сливающихся компактных систем с общей массой, порядка 30 масс Солнца, при соотношении «сигнал/шум» 2...3 [6, (15)].

При этом особый интерес вызывает несимметричный гравитационный коллапс для которого энергия гравитационной волны может достигать порядка

$$\Delta E_{GW} \approx 5 \cdot 10^{-6} \times M_{Sun} c^2 \tag{3.1.4}$$

[*Nazin S.N., Postnov K.A., Astron. Astrophys. 317 L79(1997)*] и такие сигналы относятся к категории импульсов с «памятью» [*Braginskii V.B., Thorne K.S., Nature 327 123(1987)*]. Однако, полученная оценка для пространственно-временной параметризации слишком мала, чтобы считать эти события реалистическими для детекторов «первой очереди» [6, (16...17)].

Стохастический гравитационный фон, порождаемый двойными «белыми карликами» в Галактике, по предварительным оценкам должен превышать инструментальный шум для космических антенн типа *LISA*, в интервале частот

$$\Delta f \approx 10^{-4} \div 10^{-3} (Hz) \tag{3.1.5}$$

а фон внегалактических источников на порядок меньше фона источников в Галактике [6, (20)].

Амплитуда гравитационного излучения рассчитывается по известным параметрам и, например, для двойных «белых карликов» на частотах порядка одной тысячной Герца при одновременном действии миллиона «двойных» составляет

$$h_1 = \frac{\sqrt{32}\pi^2 G^{5/3}}{\sqrt{5}c^4} \frac{1}{r} M^{5/3} f^{2/3} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-23} \left(\frac{10^4 Pc}{r} \right) \left(\frac{M}{0{,}52 M_{Sun}} \right)^{5/3} \left(\frac{f}{10^{-3}} \right)^{2/3} \tag{3.1.6}$$

где M – суммарная масса системы.

На частотах ниже четырех десятитысячных Герца гравитационно-волновой фон от двойных «белых карликов» сливается с фоном других «двойных», а в интервале частот

$$\Delta f \approx 10^{-3} \div 10^{-1} (Hz) \tag{3.1.7}$$

«не может быть никакого фона гравитационных волн галактического происхождения» [6, (23)].

3.2. Расчет спектра гравитационной волны и чувствительности детектора в пространственно-временной параметризации

Согласно общепринятым представлениям волновое поле не есть одиночный осциллятор и его состояние зависит от пространственных координат и времени [6,(24)]. Такое представление о поле гравитационной волны позволяет говорить о нескольких независимых компонентах, характеризующих различные поляризованные состояния этого поля.

Расчет амплитуды для космологических гравитационных волн в общепринятом подходе проводится на основе уравнения для параметрически возбужденного осциллятора [6,(25)], которое при условии для расширяющихся вселенных дает величину.

$$h_n = const \tag{3.2.1}$$

что можно рассматривать как уравнение Шредингера для частицы, движущейся в эффективном потенциале

$$U(\eta) = \frac{a''}{a} \tag{3.2.2}$$

с частотой.

$$\nu = c \times n \frac{1}{2a\pi} \tag{3.2.2.1}$$

имеющей обычный смысл частоты колебательного процесса для «коротковолнового» режима моды «*n*», то есть когда длина волны существенно меньше расстояния до источника.

С учетом роста параметра сжатия в «коротковолновом» режиме моды и определения начальной спектральной амплитуды квантовой нормировкой, а также более реалистичного уравнения для распределения спектра амплитуды гравитационной волны от частоты

$$\Omega_{GW}(\nu) \approx h^2(\nu)\frac{\nu^2}{\nu_n^2} \tag{3.2.3}$$

[*6,(31), Grishchuk L.P. Ann. N.Y. Acad. Sci. 302 439(1977)*, Грищук Л.П., УФН 156 297(1988)] с наложением теоретических и наблюдательных ограничений, получаем

$$h(\nu_1) = 8\sqrt{\pi}\frac{l_{Pl}}{l_n}\frac{\nu_1}{\nu_n} = 8\sqrt{\pi}\frac{l_{PL}}{\lambda_1}, \lambda_1 = \frac{c}{\nu_1}, \Omega_{GW}(\nu_1) \le 10^{-6}, \nu_1 \approx 3\cdot 10^{10}(Hz), [6,(31)] \tag{3.2.4}$$

Принимая, что для космологии

$$n = 2\beta + 5 \tag{3.2.5}$$

и вклад первичных гравитационных волн в квадрупольную анизотропию может в 2 раза превышать вклад от возмущений плотности [6,(32), *Melchiorri A., et al, Astrophys. J.* 518 562(1999)], получаем следующее распределение

$$\begin{gathered} h(\nu,t) \approx 10^{-7}\cos[2\pi\nu(t - t_\nu)]\left(\frac{\nu}{\nu_n}\right)^{\beta+1}, \nu_2 \le \nu \le \nu_{sign}; \\ h(\nu,t) \approx 10^{-7}\cos[2\pi\nu(t - t_\nu)]\left(\frac{\nu}{\nu_n}\right)^{1+\beta-\beta_2}, \nu_{sign} \le \nu \le \nu_1, \\ \frac{\nu_2}{\nu_n} = 10^2, \frac{\nu_1}{\nu_{sign}} \ge 1 \end{gathered} \tag{3.2.6}$$

Отсюда получаем для *LISA*, за исключением событий слияния двойных компактных

$$\Delta\nu_{LISA} \approx 10^{-4} \div 10^{-1}(Hz), h(\nu,\Delta\nu) = h(\nu)\sqrt{\frac{\Delta\nu}{\nu}} \tag{3.2.7}$$

а для двойных компактных и событий слияния «черных дыр» (поглощение нейтронных звезд сверхмассивными «черными дырами»)

$$\Delta\nu_{LISA} \approx 10^{-5} \div 5\cdot 10^{-5} \tag{3.2.7.1}$$

Гравитационно-волновая антенна имеет максимальную чувствительность к волнам, падающим перпендикулярно (под углом 90 градусов) к главной оси детектора, в случае твердотельного цилиндрического приемника, или к главной плоскости детектора, в случае интерферометра. Для волн, падающих под другим углом, отклик системы изменяется.

Соотношение «сигнал/шум» определяется суперпозицией многих колебаний сигнала от источника [6,(38)]. Поэтому для гравитационных волн соотношение «сигнал/шум» обратно пропорционально расстоянию от источника *r*.

При анализе данных используется техника оптимальной фильтрации для эффективного поиска сигнала с известной формой на фоне шума [*Helstrom C.W. Statistical Theory of Signal Detection, 2nd ed.(Oxford: Pergamon Press, 1968)*]. Отсюда

$$x(t) = h(t - t_a) + n(t) \tag{3.2.8}$$

где $t\{a\}$ – временная задержка относительно начала отсчета, а $n(t)$ – значение функции $x(t)$ при отсутствии сигнала.

Вычисляя оптимальное соотношение «сигнал/шум» на основе распределения Фурье [6,(40)], получаем

$$h^A(t) = h_0 \upsilon_A^2(t) \cos\phi_A[\upsilon_A(t)], h_0 \approx \frac{4\eta M}{r} C(i, \theta, \phi, \psi), M = M_1 + M_2 \tag{3.2.9}$$

Для соотношения «сигнал/шум» от источника на расстоянии *r* от Земли для системы с массами $M\{1\}, M\{2\}$

$$\rho_{rms} = \frac{M^{5/6}}{r\pi^{2/3}} \left(\frac{2\eta}{15}\right)^{1/2} \left[\int_{f_1}^{f_{LSO}} df \frac{f^{-7/3}}{S_n(f)}\right]^{1/2}, \rho_{ideal} \approx \frac{5}{2}\rho_{rms} \tag{3.2.9.1}$$

Однако, предположение, что не менее 0.01 доли данных должно пройти через систему анализа данных, накладывает очень жесткие условия к вычислительным мощностям [6,(45)]. А регистрация реликтовых гравитационных волн при

$$\Omega \approx 5 \cdot 10^{-6} \tag{3.2.10}$$

и отдельных звезд с

$$h \geq 10^{-26} \tag{3.2.10.1}$$

требует длительности сигнала в несколько месяцев.

3.3. Гравитационные волны в двоичной параметризации. Дополнительные возможности по регистрации гравитационных волн с точки зрения двоичной модели

В отличии от общепринятой точки зрения, обоснованной в общей теории относительности Эйнштейном в 1916 году, гравитационное излучение в двоичной модели образуется не только при знакопеременном ускорении, но и при любом ускоренном движении масс, в ходе которых появляется какое-либо излучение.

Наиболее хорошо изученным на сегодняшний день является электромагнитное излучение. На примере взаимосвязи гравитационного излучения с электромагнитным, можно продемонстрировать позицию двоичной параметризации относительно возникновения и взаимосвязи различного рода взаимодействий.

Как и в общепринятом подходе, в двоичной параметризации гравитационные волны переносят энергию и импульс. Это явным образом следует из ранее опубликованной работы по природе гравитации [54]. В тоже время двоичная параметризация позволяет более фундаментально показать квадрупольную природу гравитационного излучения, чем это сделано до настоящего времени в общепринятой трактовке [56]. В кратком обзоре, проведенном в разделе 3.1 указывается на квадрупольную природу гравитационного излучения лишь в случае неподвижного центра масс. В двоичной модели гравитационное излучение имеет квадрупольный характер в любом случае, поскольку гравитационная волна здесь является результирующей суммарного воздействия двух видов носителей гравитационного взаимодействия: быстрых и медленных гравитонов. При этом, независимо от того, являются ли возмущения гравитационного поля малыми (область глобального пространства-времени) или большими (области фрактального или коллапсирующего пространства-времени), результирующее воздействие определяется 6 компонентами.

При этом часть компонент учитывает разность энергии быстрых и медленных гравитонов (2.17.1),(2.18.1),(2.19.1), которая может менять знак. Другая часть компонент учитывает «обменную» разность энергий гравитонов, возникающую за счет их взаимного влияния (2.17.2),(2.18.2),(2.19.2), которая всегда положительна. И наконец, третья часть компонент учитывает «обменный» импульс (2.17.3),(2.18.3),(2.19.3), который всегда отрицателен.

Уравнения, характеризующие перенос гравитационным излучением энергии приведены в [54]. Перенос гравитационным излучением импульса становится понятным, если переписать закон тяготения Ньютона в следующем виде

$$F_{gr} = G\frac{M_1 \times M_2}{R_{12}^2} = M \times \upsilon_{gr} \times \nu_{gr} \tag{3.3.1}$$

где параметры массы, скорости и частоты являются общими для системы 2-х тел.

Постоянные Планка и Ньютоновской гравитации могут быть в этом случае выражены через одни и те же переменные

$$G = \frac{c^2}{V_{effM}}, h = \frac{c \times C_M^2}{V_{effM}} = \frac{G \times C_M^2}{c} \tag{3.3.2}$$

Отсюда «автоматически» следует вывод для частоты гравитационного и электромагнитного излучений в термах параметра плотности вещества [54]

$$\nu_{sl,gr} = c\frac{\rho_{sub,\min}}{\sqrt{\rho_{sub,\max} V_{effM}}} = \nu_{el,\min}; \nu_{qk,gr} = c\frac{\rho_{sub,\min}^{3/2}}{\rho_{sub,\max} V_{effM}^{1/2}}; \nu_{el,\max} = c\sqrt{\frac{\rho_{sub,\max}}{V_{effM}}} \tag{3.3.3}$$

Учет возникновения вращения и анизотропии в рамках двоичной параметризации позволяет говорить о флюктуациях гравитационного поля с собственными нулевыми модами и в отсутствии гравитонов, также как электромагнитное поле «физического вакуума» флюктуирует в отсутствии фотонов. В термах двоичной параметризации этот факт выражен следующими функциями

$$E_{el,0} = \frac{1}{2}h\nu_{el,\min}; E_{gr,0} = \frac{1}{2}M_{gr}c^2\frac{V_{effM}}{\rho_{sub,\min}}\frac{\rho_{sub,\min}^2}{\sqrt{\rho_{sub,\max}^3 V_{effM}}}, M_{gr} = \frac{V_{effM}^{3/2}}{\rho_{sub,\min}^{1/2}} \tag{3.3.4}$$

Таким образом, в двоичной параметризации гравитационное поле квантуется по состояниям быстрых и медленных гравитонов.

Кроме этого, в двоичной параметризации поле действия сил, независимо от природы, выражается в термах градиента плотности вещества. Отсюда следует, что гравитационная масса тела строго пропорциональна его инертной массе (принцип эквивалентности) с точностью до знака градиента плотности вещества системы, в которой данное тело находится. В частности из (2.21.1) следует, что в Солнечной системе принцип эквивалентности должен выполняться с точностью не менее, чем до величины множителя в (2.21.1), то есть на 2 порядка точнее, чем это установлено в экспериментах Брагинского.

Интересно также сравнить результаты вычислений для несимметричного коллапса масс в одну Солнечную, выполненных в стандартном подходе (3.1.2) и для двоичной модели. Согласно [54] в этом случае

$$E_{sl,gr} = V_{effM}^{3/2} \times \rho_{sl,gr}^{-1/2} \times \upsilon_{sl,gr} \times \nu_{sl,gr} \tag{3.3.5}$$

где масса коллапса в одну Солнечную массу и с радиусом, равным гравитационному, равна

$$M_{Sun} = V_{effM}^{3/2} \times \rho_{sl,gr}^{-1/2} = V_{effM} r_g \tag{3.3.6}$$

Подставляя значения для скорости и частоты медленных гравитонов, получаем

$$E_{sl,gr} = M_{Sun} c \sqrt{\frac{\rho_{inv}}{\rho_{sub}}} \times c \frac{\rho_{sub,\min}}{\sqrt{\rho_{sub,\max} V_{effM}}} \to \frac{E_{sl,gr}}{M_{Sun} c^2} = \sqrt{\frac{\rho_{inv} \rho_{sub,\min}^2}{\rho_{sub} \rho_{sub,\max} V_{effM}}} \tag{3.3.7}$$

где

$$\rho_{sub,\min} \approx 1{,}67 \cdot 10^{17} \left(kg \times m^{-3}\right), \rho_{sub,\max} = \frac{V_{effM}}{r_g^2}, [54], [56] \tag{3.3.8}$$

Учитывая, что в начальный момент коллапса плотность вещества не могла быть меньше, чем в (2.21.1), получаем

$$\frac{E_{sl,gr}}{M_{Sun} c^2} \approx 80 \times \rho_{inv}^{1/4} \approx 2{,}15 \cdot 10^{-5} \tag{3.3.9}$$

Этот результат с точностью до коэффициента формы совпадает с (3.1.2).

В тоже время в двоичной модели в качестве гравитационного детектора потенциально рассматривается любое вещество, способное реагировать на воздействие гравитационных волн. В таком подходе гравитационный детектор может быть рассмотрен как аналог колебательного контура в котором известны параметры изменения энергии и кривизны. Расчет для ряда веществ с различной концентрацией и скоростью распространения показывает, что определяющее значение имеет концентрация вещества, а вещество при рассмотрении взаимодействия с гравитационным излучением может рассматриваться как резонансный контур, рассчитанный по аналогу формулы Томпсона.

Подобный расчет, проведенный в рамках двоичной параметризации [56] дает 2 узкие резонансные полосы частот

$$\Delta f_1 \approx 10^{-3} \div 7 \cdot 10^{-3}, \Delta f_2 \approx 10^{-6} \div 8 \cdot 10^{-5} (Hz) \tag{3.3.10}$$

для концентраций вещества и скоростей разлета в диапазоне

$$\delta\rho_{sub} \approx 2 \cdot 10^5, \Delta\upsilon_{sub} \approx 4{,}64 \cdot 10^2 \div 10^4 \left(m \times s^{-1}\right) \tag{3.3.11}$$

Сравнивая предсказания двоичной модели с предсказаниями общепринятой концепции детектирования гравитационных волн [6,(22...37)] можно сказать, что для наземно-базированных лазерных интерферометров пик регистрации гравитационных сигналов, с учетом погрешности вычисления, должен приходиться на диапазон частот

$$\Delta f_{reg}^{gr-based} \approx 10^{-2} \div 10^{-3} (Hz) \tag{3.3.12}$$

и это будут сигналы от источников внегалактического происхождения.

Для событий слияния «черных дыр» и поглощения нейтронных звезд сверхмассивными «черным дырами» такой пик регистрации должен распространяться на частоты в окрестности одной стотысячной Герца.

Кроме этого, различие в амплитуде гравитационного излучения в двоичной параметризации рассматривается как результат детектирования нескольких типов сигналов:

– собственно гравитационные волны (*GW*);
– гравитационные волны, индуцированные магнитными полями астрофизических объектов (*GW, magn*);
– гравитационные волны, индуцированные электрическими полями астрофизических объектов (*GW, el*).

В этом плане общепринятая концепция не рассматривает подобные события, поскольку пространственно-временная параметризация не позволяет выделить такие разновидности гравитационных сигналов.

С точки зрения двоичной модели наиболее вероятными для детектирования являются гравитационные сигналы, которые «обязаны иметь» минимальную величину плотности вещества в источнике для того, чтобы быть зарегистрированными. В этом смысле вероятность детектирования гравитационных сигналов, исходя из ожидаемых оценок, распределена от максимума до минимума в следующем порядке:

– для отдельных звезд и компактных двойных систем:
– гравитационные волны, индуцированные электрическими полями астрофизических объектов;
– гравитационные волны, индуцированные магнитным полями астрофизических объектов;
– собственно гравитационные волны астрофизических объектов.

для событий слияний «черных дыр» или поглощения нейтронных звезд сверхмассивными «черными дырами»:

– гравитационные волны, индуцированные электрическими или магнитными полями астрофизических объектов;
– собственно гравитационные волны астрофизических объектов.

Внутри каждой группы приведенных вероятностей для отдельных звезд и компактных двойных систем можно выделить два подраздела, в которых обнаружение гравитационного сигнала от «белых карликов» имеет преимущество по плотности сигнала на 2...3 порядка в сравнении с вероятностью обнаружения гравитационного сигнала от одиночных или сливающихся нейтронных звезд.

Примечательным фактом является, что оценки для нейтронных звезд и «белых карликов» в двоичной параметризации и в общепринятой методике совпадают. Однако, как это следует из приведенной последовательности, собственно гравитационные волны имеют минимальную вероятность детектирования для любых событий. В этом смысле двоичная параметризация более точно оценивает вероятность события детектирования гравитационных сигналов.

3.4. Расчет спектра гравитационных волн и чувствительности детектора в двоичной параметризации

Как следует из анализа, приведенного в главе 2 и разделе 3.3., двоичная параметризация не меняет представления о гравитационном поле как о результирующей сложения колебаний различных осцилляторов. Однако, отличие двоичной параметризации от общепринятой концепции, в смысле представления природы гравитационного излучения, состоит в том, что состояние гравитационного поля, выраженное лишь через функции координат и времени, не полностью описывают все возможные его состояния.

Поэтому расчет амплитуды различных составляющих гравитационного сигнала в двоичной модели проводится на основе других уравнений, чем это сделано в общепринятом подходе. В том числе:

– для собственно гравитационных волн

$$E_{GW,qk} = M_{qk,gr}c^2 \frac{R_{qk,gr}\rho_{sub}^2}{\sqrt{\rho_{sub,\max}^3 V_{effM}}}, E_{GW,sl} = M_{sl,gr}c^2 \frac{R_{sl,gr}\sqrt{\rho_{inv}^3}}{\sqrt{\rho_{sub}\rho_{sub,\max}V_{effM}}} \quad (3.4.1)$$

– для гравитационных волн, индуцированных магнитными полями астрофизических объектов

$$-E_{GW,magn}^{qk,\tau} = M_{qk,gr}c^2\gamma_\rho\left[(c+2\tau)\frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,\max}} - c\sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}}\right], \tau = \sqrt{\frac{V_{effM}}{\rho_{sub}c^2}}, \gamma_\rho = \sqrt{\frac{1}{\rho_{sub}\rho_{sub,\max}}} \quad (3.4.2)$$

$$+E_{GW,magn}^{sl,\upsilon} = M_{sl,gr}c^2\gamma_\rho\left[\tau\frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,\max}} - (2c+\tau)\sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}}\right] \quad (3.4.2.1)$$

– для гравитационных волн, индуцированных электрическими полями астрофизических объектов

$$-E_{GW,el}^{qk,\upsilon,\tau} = M_{qk,gr}c^2\gamma_\rho\left[2c\sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} + \left(2c + 2\tau\rho_{sub,\max}\sqrt{\frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,\max}}}\right)\right] \quad (3.4.3)$$

$$+E_{GW,sl}^{sl,\upsilon^2} = M_{sl,gr}c^2\gamma_\rho\left[(2\tau + 6c\rho_{sub,\max})\sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} + 2\tau\frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,\max}}\right] \quad (3.4.3.1)$$

Распределение частот для всех типов детекторов вычисляется из следующей системы уравнений [56]

$$\cos\eta = A, tg\eta = B, W_4 = Mc^2, R_{gr-res} = A \times W_4 \frac{1}{Mgr_{har} + 0{,}5M\upsilon^2} \quad (3.4.4)$$

где A – параметр, характеризующий изменение кривизны пространства-времени в термах двоичной модели, а B – параметр, характеризующий скорость изменения кривизны.

$$-D = \frac{\log\left(Mgr_{har} + 0{,}5M\upsilon^2\right)}{\pi\tau \times \log(e)}, L_{gr-res} = \frac{R_{gr-res}}{2\pi D}, C_{gr-res} = \frac{B + D^{-1}}{2\pi R_{gr-res}} \quad (3.4.4.1)$$

$$\gamma_{LC} = \frac{1}{L_{gr-res} \times C_{gr-res}}, \gamma_{RL} = \frac{R_{gr-res}}{2L_{gr-res}}, \nu_{gr-res} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{\gamma_{LC}} - \gamma_{RL}^2} \quad (3.4.4.2)$$

$$\rho_{rms} \geq 2\rho_{sub,\min} \to \rho_{ideal,i,\theta,\phi,\psi} \quad (3.4.4.3)$$

Поскольку реальный гравитационный сигнал в двоичной параметризации такой же слабый, как и в случае пространственно-временной параметризации, то его детектирование в двоичной модели также осуществляется методом накопления. Однако, наличие полос резонансных частот является положительным фактором, который вскрывает двоичная параметризация. В этих полосах предсказывается усиление гравитационного сигнала, которое возможно перекроет потери в гравитационном детекторе за счет тепловых шумов. Особенно это существенно для гравитационных сигналов от источников внегалактического происхождения.

Однако, последнее предположение требует дополнительной проверки.

В дополнение к указанному преимуществу, простой алгоритм вычислений и обработки данных в двоичной параметризации существенно снижает жесткость условий к вычислительным мощностям.

3.5. Краткие выводы

Таким образом, несомненным преимуществом двоичной параметризации является возможность снижения требований к вычислительным мощностям, что, в конечном итоге, приводит к удешевлению всей последовательности экспериментов по обнаружению гравитационных волн.

При этом, как видно из приведенных расчетов и анализа, двоичная параметризация позволяет более точно оценить возможности детектирования реальных гравитационных сигналов по сравнению с общепринятой методикой. Результатом такого, более детального подхода к природе гравитационного взаимодействия вероятно является то, что так называемые «коротковолновые моды» гравитационного сигнала являются сигналами, индуцированными электрическими и магнитными полями, а не собственно гравитационными сигналами. Это, в свою очередь, как и предсказывает двоичная модель, потребует дальнейшего увеличения чувствительности гравитационных детекторов для обнаружения «истинных» гравитационных волн. Вероятно диапазон такого увеличения чувствительности для гравитационных детекторов составит 4...5 порядков по сравнению с чувствительностью детекторов первой очереди.

Дополнительно к этому двоичная параметризация вскрывает природу гравитационного взаимодействия как результирующей нескольких составляющих. Это более фундаментально демонстрирует квадрупольность гравитационного излучения. Тем не менее, непосредственное детектирование отдельных составляющих гравитационного сигнала пока еще не представляется возможным, поскольку их амплитуда на 1...2 порядка меньше самого гравитационного сигнала, как это следует из анализа, проведенного в главе 2.

Еще одним фундаментальным следствием двоичной параметризации является возможность более точного вычисления таких важных параметров, как, например, неопределенность Гейзенберга. Это позволит более глубоко объяснить природу явлений и процессов, которые на сегодняшний момент имеют лишь качественное объяснение. Вероятно, одним из следствий такой возможности может стать построение численной теории сильных взаимодействий и теории «великого объединения».

И, наконец, двоичная параметризация позволяет унифицировать описательные методы, существенно упростив алгоритм вычислений. При этом вовсе не требуется какого-либо пересмотра существующих фундаментальных законов физики.

4. Подтверждения

Автор выражает большую признательность за обсуждение идеи двоичной модели Родионову Б.У. из МИФИ (Москва, Россия), Колосницыну Н.И. из ВНИИМС (Москва, Россия) и Международной общественной организации «Наука и Техника» (Киев, Украина) за поддержку.

5. Дискуссия

В данной дискуссии рассматриваются подход к объяснению некоторых процессов и явлений релятивистской механики и космологических наблюдений. Этот подход изложен в рамках двоичной параметризации.

5.1. Неопределенность Гейзенберга и двоичная модель

Согласно положениям квантовой механики (принцип неопределенности Гейзенберга), каждая элементарная частица, двигаясь в направлении к телу и имея неопределенность импульса, при взаимодействии с телом сообщает ему импульс и вызывает неточность положения самого тела на некоторую величину

$$\Delta = \frac{h}{\Delta p} \tag{5.1.1}$$

Желая измерить импульс тела мы неизбежно совершаем ошибку в координате, причем тем большую, чем с большей точностью должны измерять импульс [2, (5...6)]. Эта проблема рассматривалась еще на Сольвеевском конгрессе в Брюсселе, в ходе возникшего между Эйнштейном и Бором спора о точности измерения в микромире, и опубликована в 1949 году в книге Бора, посвященной 70-летию Эйнштейна. Проблема состоит в том, что при возникновении интерференционной картинки при прохождении, например, электронов через щели экрана, смещение положения экрана на некоторую величину, в точности равную ширине щели экрана [2,(6)], светлые и темные полосы смешаются и не возникнет правильной системы чередования. Из-за этого мы не можем определить в какую из щелей полетел электрон и, следовательно, мы не можем уменьшить неопределенность в пространственно-временной параметризации, даже если одновременно измеряем составляющую импульса, переданную экрану в его плоскости.

Аналогичным образом в пространственно-временной параметризации обстоит дело и с неопределенностью энергии. Энергия тем точнее задана, чем больше время перехода из одного энергетического состояния в другое. То есть

$$\Delta E \times \Delta t \geq h \tag{5.1.2}$$

Другими словами, энергия короткоживущих состояний всегда задается с ошибкой [2, (6...7)].

Несколько иначе обстоит дело с неопределенностью Гейзенберга в двоичной модели. В частности, для двоичной модели распределения плотности вещества. Поскольку здесь частота в общем случае не является простым параметром времени [54].

$$\nu = c\sqrt{\frac{\rho_{sub}}{V_{effM}}}, V_{effM} = \frac{c^2}{G} \tag{5.1.3}$$

делая необходимые подстановки, получаем для общего случая

$$\nu = \frac{1}{\Delta t}\sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\rho_{sub,\min}}} \tag{5.1.3.1}$$

Подставляя в частном случае для наблюдаемой Вселенной

$$\rho_{sub,\min} = \rho_{crit} \tag{5.1.4}$$

мы получаем, что соотношение неопределенностей Гейзенберга для энергии системы выполняется только для случая, когда

$$\rho_{sub} = \rho_{crit} \tag{5.1.4.1}$$

Таким образом, для наблюдаемой Вселенной и с учетом последних измерений средней величины барионной плотности вещества [29], мы получаем, что неопределенность Гейзенберга может варьироваться по-крайней мере в несколько раз

$$\rho_b \approx (3{,}4 \div 4{,}2)\cdot 10^{-28}\left(kg \times m^{-3}\right) \to \Delta t \geq \frac{1}{\nu} \times (0{,}26 \div 0{,}28) \tag{5.1.5}$$

Поскольку неопределенность для импульса может быть выведена из соотношения неопределенности для энергии, то, вероятно, последние выводы справедливы и для этого вида неопределенности.

Распространяя данный формализм для общего случая, мы можем сказать, что неопределенность Гейзенберга для системы, с точки зрения двоичной модели, выполняется в общеизвестном смысле, только если средняя плотность вещества в системе равна минимальному граничному значению или

$$\rho_{sub}^{middle} \approx \rho_{sub,\min} \tag{5.1.6}$$

А поскольку, например, для двоичной модели распределения плотности вещества, изменение плотности вещества в системе эквивалентно действию импульса или внешней силы, то можно перефразировать, что неопределенность Гейзенберга выполняется в общеизвестном смысле только для систем, на которые внешние силы не действуют или их суммарное действие равно нулю. В обратном случае необходимо учитывать поправочный коэффициент, пропорциональный квадратному корню из величины относительного изменения средней плотности вещества в системе, за счет действия внешних сил. То есть

$$\Delta t \geq \frac{1}{\nu}\sqrt{\frac{\rho_{sub,\min,F\neq 0}}{\rho_{sub,\min,F=0}}} \tag{5.1.7}$$

5.2. Нарушение закона полного отражения в тонкой прослойке и двоичная модель

В этом смысле в двоичной модели становится возможным объяснение с корпускулярных позиций нарушение закона полного отражения волны при ее падении на тонкую и менее плотную прослойку (толщиной в одну длину волны) [2, (12...13)], тогда как в пространственно-временной параметризации это объясняется только через волновую природу света.

При попадании света в тонкую менее плотную прослойку, происходит перераспределение плотности вещества в направлении распространения света между прослойкой и фотоном. За счет такого перераспределения плотности вещества происходит апериодическое затухание амплитуды. А одинаковый наклон на границах различных сред объясняется не волновыми свойствами, а наличием и знаком обменного импульса для кванта света на границах раздела среды и прослойки. При прохождении светом границы раздела среды и прослойки, вектор суммарного импульса направлен против распространения света, а плотность вещества кванта света уменьшается. Такое перераспределение приводит к возникновению апериодического затухания и к уменьшению начальной фазы. При попадании света из прослойки в среду, суммарный вектор импульса и плотность фотона увеличиваются. В результате этого апериодическое затухание прекращается, а начальная фаза увеличивается.

5.3. Задача многих тел в квантовой механике (решение Хартри-Фока) и двоичная модель

Такой же подход позволяет идентифицировать состояние каждого «обменного» электрона и при решении задачи движения в многоуровневых атомах по методу Хартри-Фока [2, (43...44)], поскольку как и в оригинальной методе, действие всех остальных электронов на данный электрон заменяется средней силой. Но в параметризации двоичной модели действие на «обменный» электрон зависит не только от величины параметра плотности среды и самого электрона, но и от знака фазы волновой функции, а также от направления суммарного импульса, как это было рассмотрено в предыдущем примере.

Используя уравнение (2.5) в качестве начальной фазы волнового уравнения, задача многих тел может быть заменена задачей нахождения градиента плотности вещества в заданной точке пространства-времени с изменяющейся во времени фазой. При этом изменение фазы является характеристикой полного внутреннего момента движения системы N тел при изменении их взаимного положения в пространстве-времени.

Отсюда вытекает, что в момент «обмена» волновых функций двух электронов, начальная фаза суммарной волновой функции отличается от начальной фазы волновой функции каждого из электронов. Следовательно, до момента «обмена» электронов суммарная фаза изменяется в одном направлении, а после «обмена» – в противоположном.

С учетом того, что сам «обмен» становится возможным лишь при антипараллельных спинах электронов, параметризация двоичной модели в совокупности с принципом Паули позволяет считать, что каждый электрон находится лишь в одном состоянии, а не в двух, как это предписывает квантовое решение в случае пространственно-временной параметризации для решения Хартри-Фока.

5.4. Спин, магнитный момент элементарных частиц, проблема построения количественной теории ядерных сил и двоичная модель

Следующим проблемным моментом пространственно-временной параметризации является наглядное толкование проекции спина электрона. В двоичной модели полуцелочисленность спина возникает «автоматически», также как у Дирака «автоматически» выводится коэффициент пропорциональности между магнитным моментом и моментом движения (орбитальным моментом) в результате того, что закон перераспределения плотности вещества вычисляется как среднее арифметическое [54]. При этом перераспределение плотности вещества является причиной возникновения спина (внутреннего момента движения) при рассмотрении элементарных частиц как осцилляторов в духе Дирака [3, (57...63)]. Пространственно-временная параметризация не объясняет удовлетворительно и отношения магнитного момента к механическому для протона, которое в 2,8 раза больше предсказаний теории Дирака (для ядерного магнетона), и магнитного момента нейтрона, равного -1,9 в единицах магнитного момента протона и направленного обратно его спину (или -1,9 от величины ядерного магнетона)[2, (51)].

Формула ядерного магнетона дает величину

$$\mu_{nucl} = \frac{e \times h}{4\pi \times m_p c} \approx 5{,}05 \cdot 10^{-24} \left(\frac{erg}{Gs} \right) \qquad (5.4.1)$$

В то время как магнитон Бора (магнитный момент электрона) примерно в 1836 больше

$$\mu_e = \frac{e \times h}{4\pi \times m_e c} \approx 9{,}27 \cdot 10^{-21} \left(\frac{erg}{Gs} \right) \qquad (5.4.1.1)$$

Существующая теория объясняет это только качественно за счет привлечения действия ядерных сил когда протон и нейтрон нельзя рассматривать при взаимодействии с электромагнитным полем как самостоятельно существующие частицы.

С одной стороны это верно, поскольку указывает на сложную структуру элементарных частиц. И в этом смысле становится понятным высказывание, что «квантовая механика Гейзенберга и Шредингера не занимается вопросами строения элементарных частиц», а «магнитный момент спина принимается как некое дополнительное свойство частицы, которое нужно просто учитывать как опытный факт» [2, (51)]. С другой стороны, даже такое допущение в рамках пространственно-временной параметризации все еще не позволяет удовлетворительно объяснить существование «кора» или смены притягивающего характера ядерных сил на отталкивающий на расстоянии меньшим 1 Ферми [1, (765...766)].

В параметризации двоичной модели объяснение этих опытных фактов является достаточно простым. Постоянная Планка здесь является не просто общеизвестным опытным фактом, но и вычисляемой величиной, зависящей от Планковского масштаба единиц [1,(496)], (3.3.2).

Поскольку в двоичной модели распределения плотности вещества [54] на границах квазизамкнутых групп возникает диффузия, характеризуемая постоянной $C\{M\}$, то полная энергия частиц с массой, численно равной Планковской, составляет

$$E = C_M \times c^2 \tag{5.4.2}$$

Из общеизвестной формулы [2,(54)] мы можем записать

$$2\pi \times e^2 = \alpha \times h \times c \tag{5.4.3}$$

Откуда, делая все необходимые подстановки получаем

$$2\pi \times e^2 = \alpha \times C_M c^2 \times c \times \Delta\tau_1, \Delta\tau_1 = \frac{l_{Pl}}{c} \tag{5.4.3.1}$$

В двоичной модели распределения плотности вещества существует частотная матрица, позволяющая определить весь спектр масс, возникающий в результате диффузии на границах квазизамкнутых групп, через спектр частотных флюктуаций. Для барионной материи это интервал

$$\nu_b = \nu_{str,\max} \div \nu_{str,\min} \tag{5.4.4}$$

Соответственно для электромагнитных и гравитационных флюктуаций

$$\nu_{el-magn} = \nu_{str,\min} \div \nu_{el-magn,\min}, \nu_{gr} = \nu_{el-magn,\min} \div \nu_{gr,\min} \tag{5.4.4.1}$$

Тогда компонента энергии и спектр масс, формирующийся на границе квазизамкнутых групп распределения плотности вещества определяются из общеизвестных формул

$$E_i = h \times \nu, m_{spectra} = \frac{E_i}{c^2} \tag{5.4.5}$$

При этом мы не выходим из рамок принципа относительности Эйнштейна, поскольку максимальная скорость распространения взаимодействий в двоичной модели ограничена «сверху» и равна

$$c = \sqrt{G \times V_{effM}} \tag{5.4.6}$$

Отсюда мы получаем явную взаимосвязь природы заряда с процессами диффузии на Планковском масштабе и можем сделать несколько предварительных выводов. Во-первых, двоичная параметризация наглядно показывает, что природа возникновения спина и природа возникновения заряда не взаимосвязаны. Поэтому полуцелочисленность спина и наличие (отсутствие заряда) есть вещи вполне совместимые. Во-вторых, наличие или отсутствие заряда у элементарных частиц скорее всего вызвано наличием или отсутствием временной разницы в частоте флюктуации на уровне масштаба Планковских единиц.

Исходя из этого, а также с учетом более точного вычисления неопределенности Гейзенберга, различные направления магнитного момента спина протона и нейтрона, а также их отличие от значений предсказываемых теорией, соответственно в 2,8 и в -1,9 раза, можно истолковывать в рамках двоичной модели как результат флюктуаций барионной плотности вещества на уровне масштаба Планковских единиц. По крайней мере, и то и другое значение находится в рамках более точного вычисления неопределенности Гейзенберга, а для нейтрона модуль магнитного момента точно укладывается в половину интервала для уточненного значения этой неопределенности в рамках двоичной модели.

В зависимости от величины массы нуклонов мы можем вычислить значение комптоновской длины волны для них, характеризующее средний «радиус» нуклона в ядре. Учитывая уточненное значение неопределенности Гейзенберга для барионной плотности, вычисленное ранее, а также коэффициент формы, с позиций двоичной модели средний «радиус» нуклона в ядре может варьироваться от 0,06 до 0,35 Ферми. При этом плотность вещества в нуклоне достигает величины порядка

$$\rho_{sub,\max} \approx 1{,}67 \cdot 10^{17} \left(kg \times m^{-3}\right) \tag{5.4.7}$$

и является максимально возможной величиной для наблюдаемой области Вселенной в параметризации двоичной модели.

Таким образом, в параметризации двоичной модели и в уточненном значении неопределенности Гейзенберга нуклоны имеют комптоновскую длину волны от 2 до 20 раз меньшую граничного значения, когда возникает «кор».

Рассматривая в первом приближении нуклоны на таком расстоянии как отдельные частицы, мы можем объяснить возникновение «кора» на расстояниях менее 1 Ферми, как результат неупругих взаимодействий между ними. А рождение мезонов высоких энергий в такой интерпретации является следствием таких взаимодействий, как результат увеличения плотности вещества «межнуклонной жидкости» до величины, близкой к максимальной в (5.4.7). Из этих же соображений радиус ядерных сил в двоичной модели равен комптоновской длине волны для нейтрона при условии равенства барионной и критической плотностей вещества, что составляет порядка 1,32 Ферми.

Такой подход в пределах 6-процентной ошибки согласуется с моделью ядерных сил, предложенной в 1935 году японским физиком Х. Юкавой, исходя из которой радиус ядерных сил оказывается равным порядка 1,4 Ферми, как результат обмена пи – мезонами с массой около 140 Мэв и с последующим включением в этот механизм обнаруженных в 1960 году ро- и омега- мезонов [1,(766)].

5.5. Спектрометрические данные энергетического состояния *s* и *p* подуровней и двоичная модель

Подход двоичной параметризации позволяет объяснить и экспериментально обнаруженную разницу между *s* и *p* энергетическими состояниями в атоме водорода для полуцелочисленного спина [2,(78...79)]. Современная концепция в рамках пространственно-временной параметризации объясняет это с помощью метода Бете (вычитание бесконечности из бесконечности при строгом соблюдении предписаний теории относительности) и за счет 3-х процентной поправки на «поляризацию фона» за счет существования нулевых мод.

В параметризации двоичной модели такое отличие между *s* и *p* энергетическими подуровнями в атоме водорода с одинаковыми спинами является вычисляемой величиной. Объясняется это тем, что внутри каждого подуровня также существует перераспределение плотности вещества. А с учетом возможности более точного вычисления неопределенности Гейзенберга в двоичной модели, мы можем вычислить этот эффект с точностью до коэффициента формы, как разность энергий для нижней предельной частоты сильного взаимодействия. То есть

$$\nu_{str,\min} = \nu_{el,\max} = c \times \sqrt{\frac{\rho_{sub,\max}}{V_{effM}}} \tag{5.5.1}$$

Подставляя сюда предельную плотность вещества для двоичной модели (5.4.7) и уточненную величину неопределенности Гейзенберга (5.1.5), получаем

$$\nu_{el,\max} = 3{,}9 \cdot 10^{9} \div 3{,}7 \cdot 10^{9} \left(Hz\right) \rightarrow \Delta E \approx \left(15{,}3 \div 16{,}1\right) \cdot 10^{-6} \left(eV\right) \tag{5.5.2}$$

или, с точностью до коэффициента формы

$$\Delta E\left(K_{form}\right) \approx 3{,}1 \cdot 10^{-6} \div 2{,}5 \cdot 10^{-6}\left(eV\right) \tag{5.5.2.1}$$

что еще точнее, чем обнаружено экспериментально!

5.6. Симметрия различных взаимодействий и двоичная модель. Некоторые предварительные выводы

Как и в случае пространственно-временной параметризации, слабые взаимодействия в параметризации двоичной модели являются следствием нарушения симметрии взаимодействия. А сильные (ядерные), электромагнитные и гравитационные взаимодействия обладают симметрией. Однако, такие следствия получаются в параметризации двоичной модели «автоматически» из оператора пространства-времени, являющимся матрицей 4x4, симметричной относительно главной диагонали, а также из функций, являющихся аппроксимациями гармонической функции в термах двоичной модели [54].

Таким образом, в рамках двоичной параметризации мы имеем большую возможность для построения количественной теории сильных взаимодействий [2,(95...103)]. В этом смысле обнадеживает ряд идей, изложенных в общепринятом подходе:

- идея Гел-Мана о том, что нуклоны и все гипероны есть различные состояния ядерного поля [2, (103...104)];
- при энергиях больше нескольких Гигаэлектрон-вольт (Гэв) масштабная инвариантность выполняется лишь приближенно и вероятно в теории сильных и слабых взаимодействий должен быть введен новый энергетический масштаб, существенно превышающий 1 Гэв [3,(37...43)];
- предельность применимости теории Ферми, для которой уже для значений энергий порядка 300 Гэв возникает противоречие с соотношением унитарности [3,(44...45)];
- расходимости, возникающие в теории квантовой электродинамики и теории слабых взаимодействий (как концепция Ферми, так и концепция с промежуточным W – бозоном), при вычислении электромагнитной собственной массы частицы, радиационных поправок и поправок высших порядков теории возмущений по константе Ферми [3,(45...47)]. Но если в квантовой электродинамике массу возможно перенормировать (хотя при этом поправка оказывается бесконечной), то теории слабых взаимодействий (Ферми и с промежуточным W – бозоном) не перенормируемы. Хотя эмпирически возникновение таких расходимостей не подтверждается, поскольку все поправки являются величинами одного и того же порядка [3,(46)].

Простейшим выходом для решения перечисленных проблем, возникающих в случае пространственно-временной параметризации, является индефинитная (неопределенного знака) метрика. Однако, даже в этом случае все равно остается значительная неопределенность в масштабе энергии, когда существующие теории уже не будут адекватно описывать экспериментальные данные. Так по теории Ферми эта граница оценивается, как написано выше в 300 Гэв. А по единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий эта граница на порядок ниже и составляет около 30 Гэв.

В этом смысле, двоичная параметризация существенно выигрывает в сравнении со стандартной теорией, поскольку уже имеет единый энергетический масштаб на всем диапазоне распределения плотностей вещества: от Планковских масштабов до области сверхнизких плотностей. Этот масштаб основан на величине эффективного потенциала массы ($V\{effM\}$).

5.7. Эксперимент по измерению реликтового излучения в микроволновом диапазоне и двоичная модель

Анализ ряда современных работ также показывает некоторые интересные стороны применения алгоритма двоичной модели.

Так, например, один из диапазонов микроволнового фонового излучения, измеряемого в ходе эксперимента *COBE/DIRBE* [5] – 3,57 микрона – с хорошим приближением вычисляется с помощью термов частотной матрицы [54]

$$\nu_{str,\max}^{c_{n,\min}} = 2^{2\pi} \times c \times 2^{32\pi} \sqrt{\frac{\rho_{sub,\min}}{V_{effM}}} \approx 3{,}568 \cdot 10^{-6} (m) \qquad (5.7.1)$$

Здесь параметр частоты в параметризации двоичной модели вычислен без перемасштабированной величины скорости распространения электромагнитного взаимодействия в вакууме (или без «эффекта наблюдателя»). Значение «эффекта наблюдателя», который позволяет объяснять ряд экспериментальных данных и ввести перемасштабирование параметра скорости распространения электромагнитного взаимодействия в вакууме, рассмотрен в [54] и в главе 1, а также частично, в следующем разделе.

В тоже время для диапазона 3,57 микрона в ходе эксперимента *COBE/DIRBE* выявлен ряд интересных особенностей:

– коэффициенты поляризации имеют здесь минимальные значения [5, (67,tabl. 5.7...3)];

– порог яркости неба также является минимальным [5, (86)];

– в нормализованном спектре дополнительные коэффициенты отличны от нуля в диапазоне

$$\Delta\lambda \approx (2{,}96 \div 4{,}2) \cdot 10^{-6} \approx 3(,57 \pm 0{,}62) \cdot 10^{-6} (m) \qquad (5.7.2)$$

5.8. Некоторые аспекты масштабной теории гравитации Эйнштейна и двоичная модель. Космологические наблюдательные данные в разрезе двоичной модели

Подходя к введению «эффекта наблюдателя» в двоичной модели можно отметить, что здесь косвенно отмечается некоторая связь с Эйнштейновской теорией гравитации, в которой вводится лагранжиан плотности для гравитации [11]

$$L = \frac{2}{\kappa^2} \sqrt{-g} R, \frac{\kappa^2}{G} = 32\pi \qquad (5.8.1)$$

В двоичной модели величина (5.8.1) ограничивает верхнее значение плотности вещества в наблюдаемой области Вселенной для полного распределения квазизамкнутых групп, внутри которых начальная фаза изменяется в пределах коэффициента формы. Таким образом, для двоичной модели верхнее значение плотности вещества для полного распределения групп равно

$$\rho_{full,group} = 2^{32\pi} \times \rho_{sub,\min} \approx 9{,}53 \cdot 10^{3} (kg \times m^{-3}) \qquad (5.8.2)$$

Поскольку интервал плотности вещества в наблюдаемой области Вселенной от максимального значения до величины критической плотности составляет

$$\Delta\rho_{sub,\max}^{sub,\min} \approx 5{,}2 \cdot 10^{-27} \div 1{,}67 \cdot 10^{17} (kg \times m^{-3}) \qquad (5.8.3)$$

то соответствующие интервалы спектра частот и градиента скоростей, согласно параметризации двоичной модели, могут быть выражены как

$$\Delta\nu_{\max}^{\min} \propto \left(\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}}\right)^{3/2}, \Delta\upsilon_{\max}^{\min} \propto \left(\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}}\right)^{1/2} \qquad (5.8.4)$$

Отсюда видно, что логарифм отношения спектра частот к квадрату градиента скоростей для наблюдаемой области Вселенной в двоичной параметризации равен 3/2. Такое соотношение указывает на необходимость введения корректировки красного смещения и, как следствие, введение возможности перемасштабирования скорости распространения взаимодействий. Отчасти это подтверждается недавно полученными результатами по исследованию в рамках некоторых экспериментов:

– "Most Distant Objects Know" с использованием телескопа Хаббла, в ходе которого выдвинута идея о том, что эти объекты могут находиться к нам ближе, чем это считалось ранее [D. Stern et al, 2000];
– результатами исследования цефеид, в ходе которого выдвинуто предположение, что они могут быть на 15 процентов тусклее, чем это считается [S.Zepf, Nature(2000)] и т.п.

Указанное соотношение частот и скоростей, с одной стороны, позволяет объяснить разность величин космологического параметра спектральной плотности, полученных для кластерных данных и пекулярных скоростей [7], которые также примерно соотносятся как 3/2. С другой стороны, для относительного градиента плотностей вещества в квазизамкнутой области наблюдаемой Вселенной получается величина, равная

$$\frac{\rho_{sub,\max}}{\rho_{sub,\min}} = 2^{\frac{\kappa^2}{G}} \approx 1{,}83 \cdot 10^{30} \qquad (5.8.5)$$

В тоже время масштабная теория гравитации дает зависимость параметров гравитона от величины 14...11 независимых тензоров, а двоичная модель – всего от 6 составляющих, выраженных через относительный градиент плотности вещества и предельную скорость распространения взаимодействий (скорость света). Это существенно упрощает алгоритм вычислений.

Кроме этого в двоичной модели определена граница, за пределами которой величина скорости распространения взаимодействий перемасштабируется и, в общем случае, отличается от величины скорости распространения электромагнитных взаимодействий в вакууме. Тем не менее, введение «эффекта наблюдателя» позволяет объяснить и эмпирические формулы для распределения плотности вещества в галактиках [46...53].

Такой же подход позволяет в параметризации двоичной модели получить энергетический масштаб во всем диапазоне от Планковских единиц до области сверхнизких плотностей вещества через использование эффективного потенциала массы.

Двоичная параметризация наряду с Ньютоновской гравитацией позволяет качественно и количественно объяснить добавки, связанные с не- Ньютоновской гравитацией, каковым является, например, эффект Казимира, за счет наличия как линейных, так и нелинейных составляющих.

В общем случае добавки к Ньютоновской гравитации возникают за счет того, что в параметризации двоичной модели закон тяготения Ньютона для двух тел может быть записан в виде ранее рассмотренных формул (2.14), (2.15), в которых функции распределения эффективного потенциала массы в пространстве-времени могут, в частности, рассматриваться как аналоги функции масс двойной системы. Сам же эффективный потенциал масс является универсальной константой, величина которой начиная с Планковского масштаба и заканчивая областью сверхнизких плотностей вещества примерно одинакова и составляет

$$V_{effM} = \rho \times r^2 = \frac{M}{r \times K_{form}} = \frac{m_{Pl}}{l_{Pl}} = \frac{c^2}{G} = \lambda^2_{Comp} \frac{E^2}{h^2 G} \approx 1{,}35 \cdot 10^{27} \left(kg \times m^{-1}\right) \tag{5.8.6}$$

Интересной в этом смысле является недавняя работа по исследованию распределения «темной материи» в галактиках [21], в ходе которой авторы анонсируют выявленные ими закономерности.

Эффективный потенциал массы с точностью до коэффициента формы содержится и в общеизвестной формуле Шварцшильда для определения гравитационного радиуса [1,(234)], которая в термах двоичной модели имеет более ясный смысл и может быть записана

$$r_g = \frac{2G \times M}{c^2} = \frac{2M}{V_{effM}} \tag{5.8.7}$$

По этой причине параметризация двоичной модели пригодна для рассмотрения параметров «черных дыр» [55], хорошо согласуется с данными ряда экспериментов [33], [*10(No15,2000))*] и уже сейчас позволяет снять «проблему средневесовых черных дыр» [*10(No14,1999))*], заключающуюся в том, что современная теория «черных дыр» не объясняет их образование с конечной массой порядка 460 солнечных, как это обнаружено недавно сразу двумя группами ученых. В тоже время двоичная модель предсказывает новые образования на границах квазизамкнутых групп – «темные тоннели» – области пространства-времени, где вещество не излучает, даже продолжая ускоряться. Одним из классов астрофизических объектов, где это явление возможно наблюдать, согласно двоичной модели, являются «черные дыры», а вернее область пространства-времени на границе их горизонта и предела статичности. В частности, такие области пространства-времени, возможно могут являться претендентами на источники формирования «темной материи» [55].

Такой же подход в рамках двоичной модели позволяет использовать модель диффузии вещества на границах квазизамкнутых групп для объяснения природы гамма-всплесков [55], [56].

5.9. Монополь Дирака и двоичная модель

В общепринятой пространственно-временной параметризации идея существования монополей Дирака возникает из несимметричности уравнений Максвелла относительно электрических и магнитных явлений. Действительно, для вакуума уравнения Максвелла имеют следующий вид

$$\begin{aligned} rotH &= \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial \tau}, divE = 4\pi\rho \\ rotE &= -\frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial \tau} \end{aligned} \tag{5.9.1}$$

Отсюда мы видим, что во второе уравнение не входят аналогичные электрическому заряду «плотность магнитного заряда» и «плотность магнитного тока».

В этой связи, Дирак был первым кто показал отношение магнитного заряда монополя к электрическому

$$\frac{2\mu \times e}{c} = n\hbar \rightarrow \mu = n\frac{hc}{4\pi e} = 0{,}5\frac{hc}{2\pi e^2} \times ne = 0{,}5 \times \frac{n}{\alpha} e \approx 68{,}5 \times e \tag{5.9.2}$$

то есть минимальный магнитный заряд примерно в 69 раз больше минимального электрического заряда. А поскольку ионизирующая способность монополя не зависит от скорости (для заряженных частиц эта способность обратно пропорциональна квадрату скорости), то, двигаясь со скоростью, близкой к скорости света, монополь должен был бы ионизировать атомы окружающей среды сильнее, чем релятивистский электрон примерно в

4700 раз сильнее (68,5 в квадрате). Это, в свою очередь, должно было бы быть отчетливо видимым на фотопластине трековых детекторов, причем отличаться от аналогичных треков для тяжелых ядер с зарядом порядка $Z = 70$ равномерной толщиной по всей длине (следы тяжелых ядер утончаются к концу из-за обрастания ядер электронами).

Ориентировочные расчеты массы монополя Дирака в пространственно-временной параметризации, в расчете на электромагнитную природу монополя дают:

– при радиусе монополя, равным классическому радиусу электрона

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \approx 2 \cdot 10^{-13} (sm) \to m_\mu = \frac{\mu^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 \times \frac{e^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 \times m_e \approx (2{,}5 \div 2{,}6) m_p \qquad (5.9.3)$$

– при радиусе монополя, равным радиусу протона

$$r_p \approx 0{,}8 \cdot 10^{-13} (sm) \to m_\mu \approx (2{,}5 \div 2{,}6) m_p \times \frac{2}{0{,}8} \approx (6{,}3 \div 6{,}5) m_p \qquad (5.9.3.1)$$

и сами монополи должны быть устойчивыми образованиями.

Отсюда следует, что для ускорителей с энергией протонов порядка 30 Гэв в принципе должны были бы образовываться монополи с массой не менее двух с половиной масс протона. Однако, опыты, проведенные, например, в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН), опыты, поставленные И.И. Гуревичем на Серпуховском ускорителе, а также опыты с метеорным веществом дали отрицательные результаты.

Опыты, поставленные в расчете обнаружить магнитные монополи на магнитных полюсах Земли, исходя из возможности их притяжения магнитным полем Земли, также не дали положительных результатов.

В этом смысле единственным косвенным подтверждением возможности существования магнитных монополей в общепринятом подходе остается теоретическая предпосылка о квантовании электрического заряда, исходя из формулы

$$\frac{2\mu \times e}{c} = n\hbar \to e = n\frac{\hbar c}{2\mu} \qquad (5.9.4)$$

А поскольку квантование электрического заряда действительно существует, то это, на сегодняшний момент может быть косвенным подтверждением существования магнитных монополей.

В этой связи образование магнитных монополей в рамках пространственно-временной параметризации предсказывается на очень ранних стадиях эволюции Вселенной с массами не менее Планковской, а концентрация реликтовых магнитных монополей, не противоречащая ограничению, накладываемому наблюдательными данными, приведена в модели инфляционной Вселенной [1,(155,251)].

Тем не менее, зарегистрировать монополи, исходя из предпосылки о том, что носители магнитного заряда могут образовываться подобно носителям электрического заряда и находится в свободном состоянии, до настоящего времени не удалось. Такое положение дел может свидетельствовать либо о том, что свободных магнитных монополей вообще не существует, либо их вообще не может быть.

Согласно двоичной модели, возможное существование в природе и методы обнаружения магнитных монополей представлены иным образом, чем в случае для пространственно-временной параметризации.

Как это видно из (5.4.3), (5.4.3.1), квантование электрического заряда в двоичной модели представлено более фундаментально и связано с флюктуацией плотности вещества на Планковском масштабе.

В тоже время в частотной матрице частота магнитного составляющей электромагнитных взаимодействий в точности равна частоте электрической составляющей.

Уже это наводит на мысль о симметрии электрической и магнитной составляющей в рамках двоичной модели, а также на размышления о возможной связанности магнитных монополей в какие-либо структуры, которые имеют оба магнитных полюса.

Согласно [54], модуль частоты колебаний магнитной составляющей

$$\nu_{el,\min} = \nu_{magn,\min}, \nu_{el,\max} = \nu_{magn,\max} \tag{5.9.5}$$

В этом смысле в двоичной модели возникновение магнитного поля обязано поперечной составляющей волны расширения (отраженной волны) материи при рассмотрении распределения плотности вещества на границах квазизамкнутых групп с интервалом

$$\delta\rho \approx 77{,}8802 = 2^{2\pi} \tag{5.9.6}$$

Однако, в таком подходе магнитное поле (в частном случае магнитный заряд) может рассматриваться независимо от того, имеется или нет в данной точке пространства-времени электрический заряд. Действительно, даже если за счет флюктуации плотности вещества в продольной составляющей волны (расширения или отраженной) временная разность в (5.4.3.1) равна нулю, то это означает, что электрический заряд равен нулю.

Однако, поскольку начальная фаза волновой функции для магнитной составляющей электромагнитного взаимодействия имеет сдвиг на 90 градусов и осцилляции магнитной составляющей происходят в плоскости, перпендикулярной плоскости электрической составляющей, это означает что в общем случае магнитный заряд может быть отличным от нуля, даже если электрический заряд равен нулю. И, наоборот, для отличного от нуля электрического заряда, величина магнитного заряда может быть равна нулю. В этом смысле двоичная параметризация еще раз демонстрирует возможность существования ненулевых магнитных моментов у элементарных частиц с нулевым электрическим зарядом. И в случае для ненулевого магнитного момента спина нейтрона эта модель является моделью «подходящего примера», в которой магнитный заряд может рассматриваться как самостоятельный относительно электрического заряда. Но, как и в случае с электрическим зарядом, ненулевой магнитный заряда также обусловлен ненулевым интервалом времени для флюктуации плотности вещества на Планковском масштабе.

Таким образом, (5.4.3.1) в более общем случае, когда учитывается сдвиг фазы волновой функции, выглядит следующим образом

$$2\pi \times e^2 = \alpha c \times C_M c^2 \times \frac{l_{Pl}}{c} \times \sin^2\varphi \tag{5.9.7}$$

В этом смысле необходимые подстановки в частном случае позволяют получить тот же результат для величины магнитного заряда, что и в (5.9.2) для пространственно-временной параметризации.

$$\mu = n\frac{h \times c}{4\pi \times e} = n \times e\frac{h \times c}{4\pi \times e^2} = n \times \frac{e}{2\alpha} \tag{5.9.8}$$

Но, в более общем случае в термах двоичной модели из (5.4.3.1) мы получаем

$$\mu = \frac{n}{2}\sqrt{\frac{C_M c^2 l_{Pl}}{2\pi\alpha}} \times \cos\varphi \tag{5.9.8.1}$$

Отсюда мы можем видеть, что в параметризации двоичной модели и электрический и магнитный заряды являются функциями полной энергии процесса диффузии, происходящей на границах квазизамкнутых групп.

С другой стороны, для постоянной «тонкой структуры» в термах двоичной модели мв можем записать

$$\alpha = \frac{e^2}{2\pi \times h \times c} = \frac{e^2}{2\pi \times G \times C_M^2} \tag{5.9.9}$$

Или, другими словами, в двоичной параметризации постоянная «тонкой структуры» и есть удвоенная величина флюктуации плотности вещества, проявляющаяся на Планковском масштабе в процессе диффузии на границах квазизамкнутых групп.

Обобщая вышесказанное для магнитных монополей в рамках двоичной параметризации мы получаем, что магнитные заряды являются жестко связанными («вмороженными») с электрическими зарядами через распределение плотности вещества при возмущении среды движущимися элементарными частицами.

Следовательно, для высвобождения связанных магнитных монополей необходима операция аннигиляции. При этом электрические заряды будут взаимно уничтожатся (взаимно компенсироваться в термах двоичной параметризации), а магнитные заряды – высвобождаться.

Вычисляя отношение магнитного момента электрона (5.4.1.1) к магнитному (5.9.8) и электрическому (5.4.3.1) зарядам в термах двоичной параметризации, мы получаем

$$\frac{\mu_e}{\mu} = \frac{eh}{4\pi m_e c}\frac{2\alpha}{ne} = \frac{\alpha \times h}{2\pi n \times m_e c} = \frac{\alpha}{2\pi n}\frac{C_m}{m_e} l_{Pl} \times (\cos\varphi)^{-1} \tag{5.9.10}$$

$$\frac{\mu_e}{e} = \frac{eh}{4\pi m_e c}\frac{1}{e} = \frac{h}{4\pi \times m_e c} = \frac{1}{4\pi}\frac{C_M}{m_e} l_{Pl} \tag{5.9.10.1}$$

Откуда

$$\frac{\mu_e}{\mu} \times \left(\frac{\mu_e}{e}\right)^{-1} = \frac{e}{\mu} = \frac{2\alpha}{n} tg\varphi \tag{5.9.10.2}$$

Из (5.9.10)...(5.9.10.2) видно, что вклад «связанных» магнитных зарядов в магнитный момент электрона в двоичной параметризации несущественен по сравнению с вкладом в него электрического заряда электрона. При этом, чем ближе начальная фаза волновой функции к 90 градусам, тем больше значение величины в (5.9.10.2) и, как следует из (5.9.8.1), на Планковском масштабе длины, масса магнитных монополей может доходить до Планковской массы ($C\{M\}$).

Предварительная количественная оценка взаимосвязи промежуточной массы магнитного монополя в зависимости от его скорости, с учетом перемасштабирования постоянной скорости распространения взаимодействий в вакууме в рамках двоичной параметризации, может быть произведена из формулы

$$m_\mu \approx V_{effM} \times r_\mu \times \frac{\upsilon_\mu^2}{c^2} \tag{5.9.11}$$

Из (5.9.11) мы видим, что для масс магнитного монополя порядка 2,5 масс протона и радиуса, порядка классического радиуса электрона (5.9.3), скорость перемещения магнитного монополя не должна превышать нескольких сотых долей сантиметра в секунду.

Из такой предварительной оценки можно также говорить о том что:

– высвобожденные после аннигиляции магнитные заряды не могут привести к существенной компенсации величины магнитного момента электронов (позитронов) или других заряженных частиц (античастиц), не участвующих в процессе аннигиляции;

– высвобожденные после аннигиляции магнитные заряды различных знаков будут преимущественно взаимодействовать между собой, образуя различные структуры.

В этом смысле, свободных магнитных монополей в современную эпоху эволюции Вселенной вероятнее всего не существует. Они либо «вморожены» в электромагнитные поля элементарных частиц, либо связаны в структуры, образованные из монополей, имеющих различные знаки магнитного заряда (например, замкнутые или разомкнутые «нитевидные» образования). По этой причине становятся понятными отрицательные результаты всех экспериментов по обнаружению свободных магнитных монополей.

Об авторе:

Синицын Константин Николаевич
http://www.n-t.org/ac/skn/
e-mail: koscmp@kaluga.ru

Источники информации:

1. Р.А.Сюняев, «Физика Космоса», издание второе, переработанное и дополненное, 1986
2. А.С. Компанеец, Тяготение, кванты и ударные волны, выпуск 2, часть III, 1968
3. Элементарные частицы и физика ядра, сборник статей, 1974
4. Т.Эрдеи-Груз, Основы строения материи, пер. с нем. В.Ф.Смирнова, под редакцией Г.Б.Жданова, 1976
5. COBE Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) Explanatory Supplement, edited by M.G.Hauser, T.Kelsall, D.Leisawitz and J.Weiland., Version 2.3, 14 January 1998, http://www.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe$_$home.html
6. Л.П.Грищук, В.М.Липунов, К.А.Постнов, М.Е.Прохоров, Б.С.Сантьяпракаш, «Гравитационно-волновая астрономия: в ожидании первого зарегистрированного источника», Успехи физических наук, т.171, №1, 2001
7. Allesandro Melchiorri, Mikhail Vasil'evich Sazhin, Vladimir V.Shulga, Nicola Vittorio, The Gravitational-wave contribution to the CMB Anisitropies, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901220
8. Jolien D.E.Creighton, Data Analysis strategies for the detection of gravitational waves in non-Gaussian noise, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901075
9. Serge Droz, Daniel J.Knapp, Eric Poisson, Benjamin J.Owen, Gravitational waves from inspiraling compact binaries: Validity of the stationary-phase approximation to the Fourier transform, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901076
10. Matters of Gravity, el. ed., 1991(1), 1993(2), 1994(3), 1999(13,14), 2000(15,16), http://www.phys.psu.edu/$\~$pullin
11. F.T.Brandt and J.Frenkel, General structure of the graviton self-energy, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901132
12. Daniel Muller, Helio V. Fagundes, Reuven Opher, Casimir energy in a small volume multiply connected static hyberbolic pre-inflationary Universe, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/0103014
13. A.C.Brinkman, E.Behar, M.Gudel, M.Audard, A.J.F. den Boggende, G.Branduardi-Raymont, J.Cottam, C.Erd, J.W. den Herder, F.Jansen, J.S.Kaastra, S.M.Kahn, R.Mewe, F.B.S.Paerels, J.R.Peterson, A.P.Rasmussen, I.Sakelliou, and C. de Vries, First Light Measurements with the XMM-Newton Reflection Grating Spectrometers: Evidence for an Inverse First Ionisation Potential Effect and Anomalous Ne Abundance in the Coronae of HR 1099, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011018
14. Julian Leszek Zdunik, Eric Gourgoulhon, Small strange stars and marginally stable orbit in Newtonian theory, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011028
15. Sukratu Barve, T.P.Singh, Celano Vaz, Louis Witten, A Simple Derivation, of the Naked Singularity in Spherical Dust Collapse, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901054
16. Shinsuke Kawai, Masa-aki Sakagami and Jiro Soda, Perturbative analisys of non-singular cosmological model, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901065
17. Hvroje Nikolic, Some Remarks on a nongeometrical interpretation of gravity and the flatness problem, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901057
18. Н.Р. Сибгатуллин, Р.А. Сюняев, «Гравитационные поля нейтронных звезд», доклад на X Российской гравитационной конференции, Владимир, Россия, 25...27 июля 1999.
19. U.Gunther and A.Zhuk, Gravitaional Excitons as Dark Matter, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011017
20. Maurice H.P.M. van Putten, Gamma-ray bursts from black hole-winds, http://xxx.lanl.gov/0011067

21. Paolo Salucci and Annamaria Barriello, The Distribution of Dark Matter in Galaxies: Constant Dark Halos Envelop The Stellar Disks, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011079
22. Raymond J. Protheroe, Gamma Rays from Dark Matter, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011042
23. L.Baudis, A.Dietz, B.Majorovits, F.Schwamm, H.Strecker and H.V.Klapdor-Kleingrothaus, First Results from the Heidelberg Dark Matter Search Experiment, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0008339
24. C.Hanyu and A.Habe, The differential energy distribution of the universal density profile of dark halo, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011004 v2
25. Zoltan Haiman, Rennan Barkana and Jeremiah P.Ostriker, Warm Dark Matter, Small Scale Crisis, and the High Redshift Universe, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0103050
26. Alexander Kusenko, Dark Matter from Affleck-Dine baryogenesis, http://xxx.lanl.gov/hep-ph/9901353
27. Frank C. van den Bosch, Rob A.Swaters, Dwart Galaxy Rotation Curves and the Core Problem of Dark Matter Halos, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0006048
28. Jacek Guzik, Uros Seljak, Galaxy-dark matter correlations applied to galaxy-galaxy lensing: predictions from the semi-analytic galaxy formation models, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0007067 v2
29. Michael S.Turner, Dark Matter and Energy in the Universe, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901109
30. Annamaria Barriello \& Paolo Salucci, The dark matter distribution in disk galaxies, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0001082
31. David M.Wittman, J.Anthony Tyson, David Kirkman, Ian Dell'Antonio, and Gary Bernstein, Detection of weak gravitational lensing distortions of distant galaxies by cosmic dark matter at large scales, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0003014 v4
32. Julio F.Navarro and Matthiaz Steinmetz, Dark Halo and Disk Galaxy Scaling Laws in Hierarchical Universe, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0001003 v2
33. Anne M.Green, Andrew R.Liddle, Critical collapse and the primordial black hole initial mass function, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901268
34. J.M.Moran, L.J.Greenhill and J.R.Herrnstein, Observational Evidence for Massive Black Holes in the Centers of Active Galaxies, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0002085
35. Renata Kallosh, Black Holes, Branes and Superconformal Symmetry, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901095
36. V.Frolov, D.Fursaev, J.Gegenberg and G.Kunstatter, Thermodynamics and Statistical Mechanics of Induced Liouville Gravity, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901087
37. L.Freidel, K.Krasnov and R.Puzio, BF Description of Higher-Dimensional Gravity Theories, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901069 v2
38. Emil Martinec and Vatche Sahakian, Black Holes and Five-brane Thermodynamics, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901135
39. Cristopher J.Miller and Robert C.Nichol, David J.Batuski, Possible Detection of Baryonic Fluctuations in the Large-Scale Structure Power Spectrum, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0103018
40. Julian Candia, Luis N.Epele and Esteban Roulet, Cosmic ray protodisintegration and the knee of the spectrum, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011010
41. James E.Rhoads, Evidence For and Against Collimation of Gamma Ray Bursts, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0103028
42. Tina Kahniashvili, Arthur Kosowsky, Andrew Mack, and Ruth Durrer, CMB Signatures of a Primordial Magnetic Field, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011095
43. Martin Bucher, Kavilan Moodley and Neil Turok, Primordial Isocurvature Perturbations: Testing the Adiabaticity of CMB Anisotropy, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011025
44. T.R.Marsh, Doppler Tomography, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011020
45. E.I.Guendelman, Scale Invariance, Mass and Cosmology, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901067
46. James S.Dunlop, Sub-mm clues to elliptical galaxy formation, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011077
47. Harald Dimmelmeier, Jose A.Font and Ewald Muller, Gravitational waves from relativistic rotational core collapse, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0103088
48. Martin A.Zwaan and Frank H.Briggs, The Space Density of Primordial Gas Clouds near Galaxies and Groups and their Relation to Galactic HVCs, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0001016

49. R.Juszkiewicz, P.G.Ferreira, H.A.Feldman, A.H.Jaffe, M.Davis, Evidence for a low density Universe from the relative velocities of galaxies, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0001041 v2
50. J.A.Peacock, Clustering of mass and Galaxies, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0002013
51. Yutaka Fujita and Fumio Takahara, The Variation of Gas Mass Distribution in Galaxy Clusters: Effects of Preheating and Shocks, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0002042
52. I.F.Mirabel, D.B.Sanders,E. Le Flo'ch, Gamma-Ray Burtsts As a Cosmic Window For Galaxy Evolution, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0004022
53. E.J.Lloyd-Davies, T.J.Ponman and D.B.Cannon, The entropy and energy of intergalactic gas in galaxy clusters, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0002082
54. К.Н.Синицын, Двоичная модель распределения плотности вещества и природа гравитации, 2000, http:/www.n-t.org/tp/ns/dm.htm
55. К.Н.Синицын, Параметры «черных дыр» и природа «темной материи» в двоичной модели распределения плотности вещества, 2001, http:/www.n-t.org/tp/ns/chd.htm
56. К.Н.Синицын, На гравитационное экранирование материи в двоичной модели распределения плотности вещества, 2001, http://www.n-t.org/tp/ns/ge.htm

Дата публикации:

23 июня 2001 года

Электронная версия: