

К вопросу о «едином взаимодействии» в двоичной модели распределения плотности вещества

Константин СИНИЦЫН

1. Введение

В настоящее время физики-теоретики все больше внимания уделяют созданию теорий единого взаимодействия и «супергравитации», как инструмента для возможного объяснения наблюдаемых явлений и предсказания новых эффектов в широком диапазоне существующих физических концепций, от квантовой физики и физики ядра до космологии.

Имеющиеся теоретические конструкции уже позволили объяснить целый ряд экспериментальных данных и предсказать целый ряд новых явлений, как, например, магнитные монополи, кванты взаимодействий, специфические фазовые переходы в веществе, доменные структуры во Вселенной [1, 3, 4, 5].

В тоже время современные экспериментальные данные в области высоких и сверхвысоких энергий доказывают, что для описания всех четырех известных типов взаимодействия в рамках одной модели, требуется доработка существующих теорий [9, 10].

В этом смысле одной из надежд ученых является так называемая «индефинитная метрика», которая позволила бы простейшим образом «избавиться» от многих несоответствий [1, 3].

В параметризации двоичной модели, в отличие от стандартного подхода, есть существенное отличие: состояния пространства-времени и вещества выражены в терминах обобщенных параметров плотности вещества, скорости распространения (перемещения), протяженности и времени. Это позволяет получать точные решения для ряда случаев и рассматривать природу единого взаимодействия с точки зрения распределения и динамики плотности вещества в пространстве-времени [18, 19].

2. Частотный спектр взаимодействий в двоичной модели распределения плотности вещества. Дополнительная гравитирующая масса

В соответствии с принятым в двоичной модели распределением частотного спектра в пространстве-времени [19]

$$\begin{aligned} v_{gr,min} &= c \frac{\rho_{sub,min}}{\rho_{sub,max}} \sqrt{\frac{\rho_{sub,min}}{V_{effM}}}, v_{gr,max} = v_{el-magn,min} = c \frac{\rho_{sub,min}}{\sqrt{V_{effM}} \times \rho_{sub,max}}, \\ v_{el-magn,max} &= v_{str,min} = c \sqrt{\frac{\rho_{sub,max}}{V_{effM}}}, v_{str,max} = c \frac{\rho_{sub,max}}{\sqrt{V_{effM}} \times \rho_{sub,min}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Двоичная модель предсказывает две «особые точки» в распределении плотности вещества, обуславливающие «эффект наблюдателя» [19]

$$\rho_{pec,sub,1} \approx 9,53 \times 10^3 \left[\frac{kg}{m^3} \right]; \rho_{pec,sub,2} \approx 1,65 \times 10^{17} \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (2.2)$$

«Первая особая» точка в (2.2) определяет начало интервала, в котором скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме становится перемасштабируемой. А сравнение ее значения с измеренными значениями плотности вещества [18] показывает, что слабые взаимодействия возможно начинают действовать в ее окрестности

$$\Delta\rho_{pec,sub,1} \approx \rho_{pec,sub,1} \pm 1,57 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (2.3)$$

«Вторая особая» точка в (2.2) показывает предельную плотность вещества (в том числе ядерные и субядерные взаимодействия), в окрестности которой происходит нарушение закона масштабной инвариантности и барионной симметрии в наблюдаемой области Вселенной [1, 9].

Рассматривая уравнения распределения частотного спектра (2.1), получаем

$$\begin{aligned} v_{gr,min}^2 &= c^2 \frac{\rho_{sub,min}^3}{\rho_{sub,max}^2} \times \frac{1}{V_{effM}} = G \times \frac{\rho_{sub,min}^3}{\rho_{sub,max}^2}; v_{gr,max}^2 = v_{el-magn,min}^2 = G \times \frac{\rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub,max}}; \\ v_{el-magn,max}^2 &= v_{str,min}^2 = G \times \rho_{sub,max}; v_{str,max}^2 = G \times \frac{\rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min}} \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

В области

$$\rho_{sub} \leq \rho_{pec,sub,1} \quad (2.3.2)$$

все компоненты (2.3.1) дают следующий результат

$$\begin{aligned} \frac{v_{gr,min}^2}{v^2} &= \frac{\rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub,max}^2}; \frac{v_{gr,max}^2}{v^2} = \frac{v_{el-magn,min}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,min}}{\rho_{sub,max}}; \\ \frac{v_{el-magn,max}^2}{v^2} &= \frac{v_{str,min}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}}; \frac{v_{str,max}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min}^2} \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

И, в частности, для условия

$$\rho_{sub} \leq \rho_{pec,sub,1} \quad (2.3.3.1)$$

$$\begin{aligned} v_{gr,min} &= 2,9979 \times 10^8 \frac{(5,202 \times 10^{-27})^{3/2}}{9,53 \times 10^3 \times \sqrt{V_{effM}}} \approx 3,21 \times 10^{-49} (Hz) \ll v_{Universe}^{obs}; \\ v_{gr,max} &= v_{el-magn,min} \approx 4,35 \times 10^{-34} (Hz); \\ v_{el-magn,max} &= v_{str,min} \approx 7,97 \times 10^{-4} (Hz); v_{str,max} \approx 1,08 \times 10^{12} (Hz) \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

Таким образом, для случая (2.3.1)...(2.3.4) двоичная модель предсказывает преобразование электромагнитного взаимодействия в гравитационное, а ядерного – в электромагнитное. В этой области значений плотности вещества, согласно двоичной модели, происходит наложение собственно гравитационного взаимодействия с индуцированными компонентами электромагнитного взаимодействия и появления, как следствие, дополнительной гравитирующей массы [18]. В частности, из проведенного в [18] анализа следуют два уравнения для дополнительной гравитирующей массы

$$\begin{aligned} -M_{gr} \times R_{sub} \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} \left[\frac{\left(2\tau + 6c \times \rho_{sub,max} - \sqrt{\frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub}}} \right) \sqrt{\frac{\rho_{sub}^3}{\rho_{sub}}}}{\left(2\tau \times \rho_{sub,max} + \sqrt{\frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub}}} \right) \rho_{sub,max}^2} \right] \approx \\ \approx K_f \times V_{effM}^2 \sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\Delta\rho_{sub}}} \left(\sqrt{\rho_{sub}} - \sqrt{\Delta\rho_{sub}} \right)^2, \rho_{sub} \ll 1,85 \times 10^{-8} \left[\frac{kg}{m^3} \right] \end{aligned} \quad (2.3.4.1)$$

и

$$\begin{aligned}
& -M_{gr} \times R_{sub} \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} \left[\left(6c \times \rho_{sub,max} - \sqrt{\frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub}}} \right) \sqrt{\frac{\rho_{inv}^3}{\rho_{sub}}} - \right. \\
& \left. - \left(2\tau \times \rho_{sub,max} + 3c + \sqrt{\frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub}}} \right) \frac{\rho_{sub}^2}{\rho_{sub,max}} \right] \approx \\
& \approx K_f \times V_{effM}^2 \sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\Delta\rho_{sub}}} \left(\sqrt{\Delta\rho_{sub}} - \sqrt{\rho_{sub}} \right)^2, \rho_{sub} \gg 1,85 \times 10^{-8} \left[\frac{kg}{m^3} \right]
\end{aligned} \tag{2.3.4.2}$$

где

$$\tau = \sqrt{\frac{V_{effM}}{\rho_{sub} \times c^2}} \tag{2.3.4.3}$$

Для области распределения плотностей вещества в интервале между окрестностями «первой» и «второй» точек

$$\rho_{pec,sub,1} < \rho_{sub} < \rho_{pec,sub,2} \tag{2.4}$$

получаем следующие уравнения для распределения частотного спектра

$$\begin{aligned}
v_{gr,min}^2 &= G \times \frac{\rho_{sub,min}^3}{\rho_{sub,max}^2} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}; v_{gr,max}^2 = v_{el-magn,min}^2 = G \times \frac{\rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub,max}} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}; \\
v_{el-magn,max}^2 &= v_{str,min}^2 = G \times \rho_{sub,max} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}; v_{str,max}^2 = G \times \frac{\rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min}} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}
\end{aligned} \tag{2.4.1}$$

С учетом дополнительного множителя, ответственного за возникновение «эффекта наблюдателя»

$$\begin{aligned}
\frac{v_{gr,min}^2}{v^2} &= \frac{\rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub,max}^2} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}; \frac{v_{gr,max}^2}{v^2} = \frac{v_{el-magn,min}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,min}}{\rho_{sub,max}} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}; \\
\frac{v_{el-magn,max}^2}{v^2} &= \frac{v_{str,min}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,max}}{\rho_{sub,min}} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}; \frac{v_{str,max}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min}^2} \times \frac{\rho_{sub}}{9,53 \times 10^3}
\end{aligned} \tag{2.4.2}$$

Из (2.4.2) видно, что вид кривой, характеризующей изменение частотного спектра для (2.4.1) имеет одинаковый с (2.3.3) характер поведения, но поднимается в область более высоких значений пропорционально превышению значения плотности вещества над значением «первой особой» точки в (2.3).

Характерным является также, что для случаев (2.3.3), (2.4.2) в области гравитационных и ядерных взаимодействий величины частотных характеристик меняются по квадратичному закону. Тогда как в области электромагнитных (слабых в области низких энергий) взаимодействий – линейно.

Из [18, 19] для распределений эффективного потенциала следует еще один интересный результат. Для области микромира такое распределение выражается уравнением

$$\frac{\Delta m_{sub}}{\Delta r_{sub}} = \Delta v^2 \times \frac{C_M^2}{c^2 \times V_{effM}}, \alpha \leq 2\pi^2 \times K_f \times \frac{r_{sub,max}^2}{l_{Pl}^2} \times \frac{\Delta m_{sub}^4}{C_M^4} \tag{2.5}$$

Следовательно, при отсутствии перемасштабирования, получаем

$$r_{sub,max} = \frac{\Delta r_{sub}}{\Delta m_{sub}} \times e \times K_f \times \sqrt{\frac{1}{\pi \times G}} \rightarrow \alpha = \frac{2\pi \times e^2}{G \times C_M^2} \tag{2.5.1}$$

Из (2.5.1) видно, что «постоянная электромагнитного взаимодействия» при оговоренных условиях в (2.3.4) является константой.

Если же расстояния меньше комптоновской длины волны для электрона, значение плотности вещества, сосредоточенного в «канале» реакции (взаимодействия) стремится к плотности вещества электрона, значение которой в двоичной модели составляет

$$\rho_{e^-} \approx \frac{m_{e^-}}{V_{e^-}} \approx 2,8 \times 10^4 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \approx \frac{\rho_{pec,sub,1}}{\pi} \quad (2.6)$$

Поэтому для условий

$$\Delta r < \lambda_{e^-} \approx 2,4 \times 10^{-12} [m] \quad (2.6.1)$$

в двоичной модели возникает условие перемасштабирования заряда, постоянной Ньютоновской гравитации и скорости распространения электромагнитного излучения в вакууме. А величина «постоянной электромагнитного взаимодействия» в (2.5.1) уменьшается по мере увеличения плотности вещества. Причем ее изменение согласно (2.3.3), (2.4.2) происходит по линейному закону. Это также имеет хорошее совпадение (с точностью до коэффициента формы) с принятыми концепциями физики.

Отсюда же следует, что величина «постоянной слабого взаимодействия», также является функцией распределения в пространстве-времени плотности вещества. Но в двоичной модели эмпирический закон ее изменения может быть заменен на регулярный закон.

Для окрестности «второй особой» точки распределение частотного спектра может быть выражено следующим образом

$$\frac{v_{gr,min}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,min}^2}{\rho_{sub,max} \times 9,53 \times 10^3}; \frac{v_{gr,max}^2}{v^2} = \frac{v_{el-magn,min}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,min}}{9,53 \times 10^3};$$

$$\frac{v_{el-magn,max}^2}{v^2} = \frac{v_{str,min}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,max}^2}{\rho_{sub,min} \times 9,53 \times 10^3}; \frac{v_{str,max}^2}{v^2} = \frac{\rho_{sub,max}^3}{\rho_{sub,min}^2 \times 9,53 \times 10^3} \quad (2.7)$$

Из (2.7) следует, что в окрестности «второй особой» точки

$$\Delta \rho_{pec,sub,2} \approx \rho_{pec,sub,2} \pm \rho_{pec,sub,1} \quad (2.8)$$

распределение частотного спектра существенным образом отличается от (2.3.3), (2.4.2). В (2.7) плотность вещества всегда изменяется линейно, но угол наклона прямых, характеризующих эти изменения, отличается для различных типов взаимодействия.

В частности, с учетом «эффекта наблюдателя» [19], получаем

$$v_{gr,min} \approx 5,58 \times 10^{-36} (Hz) \ll v_{Universe}^{obs}; v_{gr,max} = v_{el-magn,min} \approx 7,54 \times 10^{-21} (Hz);$$

$$v_{el-magn,max} = v_{str,min} \approx 1,38 \times 10^{10} (Hz); v_{str,max} \approx 1,87 \times 10^{25} (Hz) \quad (2.9)$$

Из (2.7)...(2.9) следует, что в окрестности «второй особой» точки происходит обратный сдвиг частот взаимодействий: гравитационного – в электромагнитную область, электромагнитного – в область ядерных (сильных) взаимодействий. А уравнения (2.3.4.1), (2.3.4.2) для дополнительной гравитирующей массы трансформируются в единое уравнение

$$M_{gr} \times R_{sub} \times 3\rho_{sub,max}^2 \times c \approx K_f \times V_{effM}^2 \sqrt{\frac{\rho_{sub,max}}{\Delta \rho_{pec,sub,2}}} \left(\sqrt{\rho_{sub,max}} - \sqrt{\Delta \rho_{pec,sub,2}} \right)^2 \quad (2.9.1)$$

3. Взаимодействия в двоичной модели распределения плотности вещества

В двоичной модели все типы взаимодействий представлены через совокупность четырех видов: гравитационного и магнитного – как реакция среды на возмущение вещества частицы (волновые составляющие); электрическое и ядерное – как возмущение вещества частицы (корпускулярные составляющие). В качестве модельного объекта рассматривается симметричный осциллятор, пространственно-временное распределение плотности вещества в котором имеет вышеприведенное деление на корпускулярное и волновое. Такому делению в двоичной модели соответствуют при графическом построении нулевые и первые гармоники осциллятора.

В двоичной модели выделяются несколько возможных сценариев, по которым возможна эволюция барионной (антибарионной) материи в течение одного осцилляционного цикла.

В каждый момент времени относительный интервал плотностей вещества [18] равен

$$\delta\rho_{\max,sub}^{\min,sub} = 2^{32\pi} \approx 1,83 \times 10^{30} \quad (3.1)$$

Относительный интервал плотностей для уровней плотности вещества, при которых «эффект наблюдателя» [19] является не нулевым

$$\delta\rho_{\max,sub}^{\sup er \max,sub} = 2^{14\pi} \approx 1,74 \times 10^{13} \quad (3.2)$$

Таким образом, полный относительный интервал в двоичной модели составляет

$$\delta\rho_{\min,sub}^{\sup er \max,sub} = 2^{46\pi} \approx 3,18 \times 10^{43} \quad (3.3)$$

и охватывает распределение плотности вещества в наблюдаемой Вселенной от критической плотности до плотности вещества в ядрах атомов [1]

$$\begin{aligned} \rho_{\min,sub} \approx \rho_{crit,sub} \approx 5,2 \times 10^{-27} \left[\frac{kg}{m^3} \right], \rho_{\sup er \max,sub} \approx \rho_{str-\max,sub} \approx \\ \approx \rho_{\min,sub} \times \delta\rho_{\min,sub}^{\sup er \max,sub} \approx 1,65 \times 10^{17} \left[\frac{kg}{m^3} \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

За «нулевую» отметку состояния в наблюдаемой области Вселенной в двоичной модели принимается плотность вещества

$$\rho_{14,EL} = \rho_0 \approx 1,57 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (3.5)$$

Закон симметрии в двоичной модели следует из симметричности относительно главной диагонали основной матрицы [18, 19]

$$\left\| \begin{array}{cccc} +\frac{\partial\rho}{\partial\rho} & -\frac{\partial\rho}{\partial\nu} & +\frac{\partial\rho}{\partial r} & -\frac{\partial\rho}{\partial\tau} \\ -\frac{\partial\rho}{\partial\nu} & +\frac{\partial\rho}{\partial\nu} & -\frac{\partial\rho}{\partial r} & +\frac{\partial\rho}{\partial\tau} \\ +\frac{\partial\rho}{\partial r} & -\frac{\partial\rho}{\partial r} & +\frac{\partial\rho}{\partial r} & -\frac{\partial\rho}{\partial\tau} \\ -\frac{\partial\rho}{\partial\tau} & +\frac{\partial\rho}{\partial\tau} & -\frac{\partial\rho}{\partial r} & +\frac{\partial\rho}{\partial\tau} \end{array} \right\| \equiv \left\| \begin{array}{cccc} +1 & -GR\tau & +GR\tau^2 & -\frac{R^2\lambda}{cV_{effM}} \\ -\frac{1}{GR\tau} & +1 & -\tau & +\frac{R'}{\tau} \\ +\frac{1}{GR\tau^2} & -\nu & +1 & -\frac{1}{c} \\ -\frac{cV_{effM}}{R^2\lambda} & +\frac{\tau}{R'} & -c & +1 \end{array} \right\| \quad (3.6)$$

В двоичной модели предсказывается, что эволюция вещества как на этапе движения, так и на этапе взаимодействия развивается по нескольким «каналам». При этом симметричными являются только те «каналы», параметры которых выражаются с помощью термов матрицы (3.6), расположенных симметрично относительно ее главной диагонали.

Несимметричность «каналов» в двоичной модели обуславливает нарушение закона барионной симметрии, а наличие в двоичной модели «эффекта наблюдателя» приводит к нарушению масштабной инвариантности.

Рассмотрим одно колебание симметричного осциллятора и реакцию вещества среды в соответствии с принятым делением. Для одного периода мы имеем 4 функции

$$\begin{aligned} \sin(\alpha), \sin(2\alpha), \cos(\alpha), \cos(2\alpha); \alpha = \log_2 \left(\frac{\rho[\tau]}{\rho_0} \right) &\approx 57,2978^\circ \times \frac{\lg \left(\frac{\rho[\tau]}{\rho_0} \right)}{\lg 2} \approx \\ &\approx 190,33917^\circ \times \lg \left(\frac{\rho[\tau]}{\rho_0} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Графически наложение всех четырех функций представлено в приложении на рисунке 7.1.

Значения распределения на рисунке 7.1, являющиеся положительными величинами, соответствуют в двоичной модели барионной материи, а отрицательные – антибарионной материи.

Решая графически уравнение наложения, представленное на рисунке 7.1, для случаев пересечения различных функций получаем:

– для барионной материи

$$\begin{aligned} \sin(2\alpha) = \cos(2\alpha) \rightarrow \alpha = 22,5^\circ; \sin(2\alpha) = \cos(\alpha) \rightarrow \alpha = 30^\circ; \sin(2\alpha) = \sin(\alpha) \rightarrow \alpha = 60^\circ; \\ \cos(2\alpha) = \sin(\alpha) \rightarrow \alpha = 150^\circ; \cos(2\alpha) = \sin(2\alpha) \rightarrow \alpha = 202,5^\circ \end{aligned} \quad (3.7.1)$$

– для антибарионной материи

$$\begin{aligned} \cos(2\alpha) = \sin(2\alpha) \rightarrow \alpha = 112,5^\circ; \cos(2\alpha) = \cos(\alpha) \rightarrow \alpha = 120^\circ; \cos(2\alpha) = \\ = \cos(\alpha) \rightarrow \alpha = 240^\circ; \sin(2\alpha) = \cos(2\alpha) \rightarrow \alpha = 292,5^\circ; \sin(2\alpha) = \sin(\alpha) \rightarrow 300^\circ; \sin(2\alpha) = \\ = \cos(\alpha) \rightarrow 150^\circ; \sin(\alpha) = \cos(\alpha) \rightarrow \alpha = 225^\circ \end{aligned} \quad (3.7.2)$$

Из (3.7.1), (3.7.2) уравнения для четырех «каналов» в относительных единицах:

– для барионной материи

1) симметричный «канал» для нулевой гармоники корпускулярной составляющей

$$[0,00;0,17]; [0,17;0,83]; [0,83;1,00] \quad (3.7.3)$$

2) симметричный «канал» для нулевой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[0,00;0,17]; [0,17;0,75]; [0,75;1,00] \quad (3.7.4)$$

3) несимметричный «канал» с одной избыточной точкой преобразования для первой гармоники корпускулярной составляющей

$$[0,00;0,25]; [0,25;0,33]; [0,33;0,67]; [0,67;1,00] \quad (3.7.5)$$

4) несимметричный «канал» для первой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[0,00;0,25]; [0,25;1,00] \quad (3.7.6)$$

– для антибарионной материи

1) симметричный «канал» для нулевой гармоники корпускулярной составляющей

$$[0,00;0,25]; [0,25;0,67]; [0,67;1,00] \quad (3.7.7)$$

2) несимметричный «канал» с двумя избыточными точками преобразования для нулевой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[0,00;0,17]; [0,17;0,33]; [0,33;0,75]; [0,75;0,83]; [0,83;1,00] \quad (3.7.8)$$

3) симметричный «канал» для первой гармоники корпускулярной составляющей

$$[0,00;0,25]; [0,25;0,67]; [0,67;1,00] \quad (3.7.9)$$

4) симметричный «канал» для первой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[0,00;0,17]; [0,17;0,75]; [0,75;1,00] \quad (3.7.10)$$

Графическое представление «каналов» для барионной и антибарионной материи изображено в приложении на рисунке 7.2.

Сравнение (3.7.3)...(3.7.6) с (3.7.7)...(3.7.10) показывает, что «каналы» эволюции барионной и антибарионной материи не являются симметричными. В этом смысле барионная асимметрия, нарушение масштабной инвариантности в области сверхвысоких энергий в двоичной модели показаны как следствие существования несимметричных «каналов».

В фазовом выражении (3.7.3)...(3.7.10) имеют следующий вид:

– для барионной материи

1) симметричный «канал» для нулевой гармоники корпускулярной составляющей

$$[0,0^\circ;30,0^\circ]; [30,0^\circ;150,0^\circ]; [150,0^\circ;180,0^\circ] \quad (3.7.3.1)$$

2) симметричный «канал» для нулевой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[135^\circ;0;150,0^\circ]; [150,0^\circ;202,5^\circ]; [202,5^\circ;225,0^\circ] \quad (3.7.4.1)$$

3) несимметричный «канал» с одной избыточной точкой преобразования для первой гармоники корпускулярной составляющей

$$[0,0^\circ;22,5^\circ]; [22,5^\circ;30,0^\circ]; [30,0^\circ;60,0^\circ]; [60,0^\circ;90,0^\circ] \quad (3.7.5.1)$$

4) несимметричный «канал» для первой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[180,0^\circ;202,5^\circ]; [202,5^\circ;270,0^\circ] \quad (3.7.6.1)$$

– для антибарионной материи

1) симметричный «канал» для нулевой гармоники корпускулярной составляющей

$$[180,0^\circ;225,0^\circ]; [225,0^\circ;300,0^\circ]; [300,0^\circ;360,0^\circ] \quad (3.7.7.1)$$

2) несимметричный «канал» с двумя избыточными точками преобразования для нулевой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[90,0^\circ;120,0^\circ]; [120,0^\circ;150,0^\circ]; [150,0^\circ;225,0^\circ]; [225,0^\circ;240,0^\circ]; [240,0^\circ;270,0^\circ] \quad (3.7.8.1)$$

3) симметричный «канал» для первой гармоники корпускулярной составляющей

$$[180,0^\circ;225,0^\circ]; [225,0^\circ;300,0^\circ]; [300,0^\circ;360,0^\circ] \quad (3.7.9.1)$$

4) симметричный «канал» для первой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[225,0^\circ;240,0^\circ]; [240,0^\circ;292,5^\circ]; [292,5^\circ;315,0^\circ] \quad (3.7.10.1)$$

Для относительного интервала плотностей вещества (3.7.3.1)...(3.7.10.1) соответствуют следующие уравнения:

– для барионной материи

1) симметричный «канал» для нулевой гармоники корпускулярной составляющей

$$[1,00;1,44];[1,44;6,14];[6,14;8,82] \quad (3.7.3.2)$$

2) симметричный «канал» для нулевой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[5,12;6,14];[6,14;11,58];[11,58;15,21] \quad (3.7.4.2)$$

3) несимметричный «канал» с одной избыточной точкой преобразования для первой гармоники корпускулярной составляющей

$$[1,00;1,31];[1,31;1,44];[1,44;2,07];[2,07;2,97] \quad (3.7.5.2)$$

4) несимметричный «канал» для первой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[8,82;11,58];[11,58;26,21] \quad (3.7.6.2)$$

– для антибарионной материи

1) симметричный «канал» для нулевой гармоники корпускулярной составляющей

$$[8,82;15,21];[15,21;37,68];[37,68;77,88] \quad (3.7.7.2)$$

2) несимметричный «канал» с двумя избыточными точками преобразования для нулевой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[2,97;6,14];[6,14;11,58];[11,58;15,21];[15,21;18,23];[18,23;26,21] \quad (3.7.8.2)$$

3) симметричный «канал» для первой гармоники корпускулярной составляющей

$$[8,82;15,21];[15,21;37,68];[37,68;77,88] \quad (3.7.9.2)$$

4) симметричный «канал» для первой гармоники волновой (полевой) составляющей

$$[15,21;18,23];[18,23;34,41];[34,41;45,18] \quad (3.7.10.2)$$

Из (3.7.3.2)...(3.7.10.2) и рисунков приложения 7.2, 7.3 видно, что для корпускулярной составляющей барионной материи увеличение полной энергии системы в симметричном «канале» происходит до больших значений относительного градиента плотностей вещества, чем в несимметричном «канале». В тоже время, для волновой компоненты, несимметричный «канал» имеет больший относительный градиент плотностей вещества и, соответственно, энергии поля, чем симметричный «канал».

Для корпускулярной составляющей антибарионной материи, в двоичной модели, предсказывается одинаковое увеличение полной энергии как для симметричного, так и для несимметричного «каналов». В то время, как для волновой составляющей симметричный «канал» имеет больший относительный градиент плотности вещества, чем несимметричный.

Дополнительная асимметрия в двоичной модели следует из неодинаковости начальных значений относительного градиента плотностей вещества для нулевых и первых гармоник осциллятора для барионной и антибарионной материи. В частности, это означает, что при увеличении относительного градиента вещества в барионной материи сначала формируются частицы, а потом – полевые взаимодействия; при увеличении относительного градиента вещества в антибарионной материи – сначала формируются полевые взаимодействия, а затем - частицы.

Характерным также является, что формирование корпускулярной составляющей антибарионной материи происходит при отсутствии в одном пространстве-времени корпускулярной составляющей барионной материи. Это полностью согласуется с данными экспериментов [1, 3, 4, 9] и исследованиями других авторов, приведенных для различных космологических масштабов [6...8, 11...14, 16].

В этом смысле для первых гармоник барионной материи существование корпускулярной и волновой составляющих всегда разделено градиентом плотности. При этом обе составляющих барионной материи формируются в несимметричном «канале». Для антибарионной материи обе состав-

ляющие формируются в симметричном «канале» и относительный интервал плотностей вещества для корпускулярной составляющей полностью включает в себя относительный интервал плотностей вещества для волновой составляющей.

Условное графическое изображение на оси относительного градиента плотностей вещества для (3.7.3.2)...(3.7.10.2) представлено в приложении на рисунке 7.3.

4. Основные следствия и проблемы существующих концепций «великого объединения»

Согласно современным представлениям, сильное, электромагнитное и слабое взаимодействие между частицами осуществляется за счет испускания и поглощения ими частиц – переносчиков взаимодействия [1].

Для электромагнитного поля таким переносчиком являются фотоны. А закон взаимодействия для частиц, несущих заряды (закон Кулона) позволяет ввести безразмерную константу, значение которой из экспериментов не зависит от расстояния, если оно больше комптоновской длины волны для электрона. То есть

$$\alpha = const \approx \frac{1}{137}, l \geq \lambda = \frac{\hbar}{m_{e^-} \times c} \approx 4 \times 10^{-13} [m] \quad (4.1)$$

Аналогично электромагнитному, слабое взаимодействие осуществляется за счет обмена тремя промежуточными бозонами $W(+)$, $W(-)$ и $Z(0)$. Постоянная слабого взаимодействия близка по величине к постоянной электромагнитного взаимодействия. Но в силу массивности переносчиков слабого взаимодействия, радиус действия этих сил ограничен длиной волны W -бозона и составляет порядок,

$$l_w \leq 10^{-18} [m] \quad (4.1.1)$$

что эквивалентно энергиям больше $100 GeV$, а масса переносчиков слабого взаимодействия, определенная экспериментально и совпадающая с предсказаниями теории, составляет

$$m_{W^\pm} \approx (81 \pm 2) GeV, m_{Z^0} \approx (93 \pm 2) GeV \quad (4.1.2)$$

В силу необходимости существования симметрии между электромагнитными и слабыми взаимодействиями, вводится понятие электрослабых сил, характеризующиеся двумя независимыми константами, через которые можно выразить и константы электромагнитного или слабого взаимодействия

$$\alpha_1, \alpha_2 : \alpha(r_2) = \frac{\alpha(r_1)}{1 + b \times \alpha(r_1) \times \ln\left(\frac{r_2^2}{r_1^2}\right)}, r \leq \lambda = \frac{\hbar}{m_{e^-} \times c} \quad (4.2)$$

Зависимость $a(r)$ имеет медленный логарифмический характер, который изучается в зависимости от энергии взаимодействующих частиц: чем больше энергия, тем меньше расстояние, на которое они сближаются. При этом величина и знак постоянной b в (4.2) зависит от характера взаимодействия. Изменения в (4.2) обусловлены «экранировкой» заряда виртуальными частицами, на короткое время рождающимися в вакууме [1].

Сильные взаимодействия обусловлены обменом еще одной разновидностью промежуточных бозонов – глюонами. Глюоны должны обладать «цветовыми» зарядами и, согласно существующим физическим концепциям, существуют три типа «цветовых» зарядов и восемь типов глюонов. Соответствующая константа сильного взаимодействия обозначается как $a(c)$ [1].

Теоретически, все три типа констант $a(1)$, $a(2)$, $a(c)$ становятся равными друг другу при энергиях порядка,

$$\varepsilon_{GU} > (10^{14} \div 10^{15}) GeV \quad (4.2.1)$$

что соответствует расстоянию

$$R \leq 10^{-31} (m) \quad (4.2.2)$$

на котором все три типа взаимодействий должны описываться единой константой и имеют общую природу.

Важнейшими следствиями существующих моделей «великого объединения» является барионная асимметрия Вселенной, сопровождающееся превращениями одних частиц в другие; доменная структура вакуума, когда области в различных состояниях вакуума отделены друг от друга доменными стенками – относительно тонкими образованиями с очень большой плотностью энергии; магнитные монополи – существование частиц, обладающих элементарным магнитным зарядом.

В тоже время, существующие модели «великого объединения» требуют введения дополнительных векторных частиц – переносчиков взаимодействия адронов с лептонами. Масса этих частиц представлена в (4.2.1) и находится далеко за пределами энергий, которые могут быть достигнуты в ближайшем будущем. При взаимодействии этих частиц барионный и лептонный заряды не сохраняются и число таких частиц, предсказываемых существующими теориями, уже достигло сотни. Такое требование «расширения» количества частиц является чисто теоретическим, но не экспериментальным. Поэтому не исключается теоретическая схема, которая позволила бы обойтись без особого расширения множества уже известных частиц. Одна из таких возможностей – поиск более фундаментальных объектов, из которых могли бы состоять все частицы: от лептонов до хиггсовских бозонов. Основной проблемой в этом направлении является отсутствие удовлетворительного решения уравнения квантовой механики для таких объектов, где

$$\left(\frac{h}{m \times c} \right) \times r \approx 1 \rightarrow \frac{h}{m \times c} \approx \frac{1}{r} \quad (4.2.3)$$

Кроме этого известной является проблема нарушения масштабной инвариантности. Форма уравнения масштабной инвариантности для сечения реакции (d / σ) и для энергий, больших нескольких GeV может быть записана в виде

$$d\sigma = f(s, q^2) \times \begin{cases} \alpha^2 \\ G_f^2 \end{cases} \quad (4.3)$$

где α - постоянная электромагнитного взаимодействия, $G(f)$ – постоянная Ферми для слабого взаимодействия [9].

Она предсказывает, что если величины квадрата полной энергии в системе центра инерции (s) и квадрата передаваемого лептоном четырехмерного импульса (q^2) существенно превышают квадрат массы лептона и квадрат массы адрона, участвующих в реакции, то массами лептона и адрона можно пренебречь. Это и отражено в (4.3). Однако, появляющиеся при высоких энергиях радиационные поправки, пропорциональные величине

$$\alpha \times \ln \left(\frac{s}{m_e^2} \right) \quad (4.3.1)$$

не дают оснований надеяться на точность гипотезы о масштабной инвариантности.

Следующей серьезной проблемой является предел применимости теории Ферми. Большинство известных реакций слабого взаимодействия можно описать с помощью эффективного лагранжиана с учетом постоянной Ферми, лептонного и адронного токов

$$L_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \times G_f \times (J_\lambda^+ + j_\lambda^+) \times (J_\lambda + j_\lambda) \quad (4.4)$$

Однако, уже при энергиях порядка 300 GeV это предсказание теории Ферми приходит в противоречие с соотношением унитарности и становится заведомо неудовлетворительным [9].

То же самое касается и так называемой проблемы расходимости массы, когда теоретически предсказываемая поправка к массе частиц, обусловленная электромагнитным взаимодействием, является бесконечной. Экспериментально же ничего подобного не установлено.

Одним из простейших методов устранения расходимостей служит введение индефинитной метрики. Суть решения состоит в том, что поле обычных фотонов с нулевой массой и метрикой одного знака заменяется комплексным полем с метрикой разных знаков [9].

5. Основные параметры концепции «великого объединения» в двоичной модели

Как видно из анализа, проведенного в предыдущих [18, 19] и в данной работах, в двоичной модели присутствуют все четыре известных типа взаимодействий. Они осуществляются через испускание и поглощение частиц – переносчиков взаимодействия. Но, в отличие от существующих концепций, рождение частиц – переносчиков взаимодействий происходит за счет изменения величины плотности вещества, сосредоточенного в «канале» реакции (взаимодействия) между взаимодействующими частицами.

Распределение частотного спектра взаимодействий представлено в (2.1). Согласно этому, в двоичной модели все четыре типа взаимодействий являются разделенными по времени.

Как показано ранее [18], для гравитационного и электромагнитного взаимодействия

$$E_{el,0} = \frac{1}{2} h \nu_{el,\min} = \frac{1}{2} C_M \times l_{Pl} \times c; E_{gr,0} = \frac{1}{2} M_{gr} \times c \times \nu_{gr,\min} \times \frac{V_{effM}}{\sqrt{\rho_{sub,\min} \times \rho_{sub,\max}}} \quad (5.1)$$

В двоичной модели показано [18], что природа этих двух видов взаимодействий определяется распределением в пространстве-времени градиента плотности вещества. Постоянная электромагнитного взаимодействия вплоть до окрестности первой «особой точки» является константой, поскольку отсутствует условие перенормировки. А при плотности вещества, сосредоточенного в «канале» реакции (взаимодействия), вплоть до окрестности первой «особой точки» в двоичной модели слабые и сильные взаимодействия отсутствуют. Электромагнитному и гравитационному взаимодействиям для барионной материи соответствуют симметричные «каналы» (3.7.3.2), (3.7.4.2), тогда как для анти- барионной материи электрической составляющей электромагнитного взаимодействия соответствует симметричный «канал» (3.7.7.2), а магнитной компоненте электромагнитного взаимодействия и гравитационному взаимодействию соответствует несимметричный «канал» (3.7.8.2). Поэтому в целом для анти- барионной материи двоичная модель предсказывает несимметричный «канал» эволюции взаимодействий в окрестности первой «особой точки».

Распределение спектра частот в этой области значений плотности вещества определяется уравнениями (2.3.3).

В интервале плотности вещества, между первой и второй «особыми точками», в двоичной модели начинает действовать «эффект наблюдателя», как следствие перемасштабирования (перенормирования) скорости распространения электромагнитного взаимодействия, постоянной Ньютоновской гравитации и других физических величин, являющихся в двоичной модели функциями распределения плотности вещества в пространстве-времени.

Как результат такого перемасштабирования возникает избыточное давление в группах вертикального распределения [19], что, в частности, должно проявляться в виде неустойчивости ядер атомов, плотность которых превышает величину первой «особой точки» и, как следствие, возникновении ненулевого слабого взаимодействия.

При этих условиях вместо (4.2) для общепринятых концепций «великого объединения» в двоичной модели появляется более регулярный закон изменения постоянных электромагнитного и слабого взаимодействия,

$$\alpha_{em} \approx \alpha_{weak} \approx \frac{2\pi \times e^2(r)}{C_M \times l_{Pl} \times c^2(r) \times \sin^2[\varphi(r)]}, e(r) = C_M \times l_{Pl} \times 2\pi \times V_{effM} \times \frac{\sqrt{G(r)}}{m(r)}, \quad (5.1.1)$$

$$m(r) = \rho_{sub} \times V[1], V[1] = 1[m^3]$$

в котором показано условие перемасштабирования заряда, как градиента плотности вещества в пространстве-времени.

В тоже время, в окрестности границ деления плотности вещества в группах вертикального распределения, когда плотность вещества в «канале» реакции (взаимодействия) точно кратна величине граничного значения плотности вещества

$$\frac{\rho_{sub}}{\rho_0} = 2^{\pm n \times \pi} \quad (5.2)$$

возникает дополнительная устойчивость ядер атомов за счет того, что такие величины в распределении плотности вещества в пространстве-времени являются барьерными.

Из (2.5) радиус и плотность вещества в ядре атома вычисляются в двоичной модели

$$r_{nuclear} \approx \frac{2,2 \times 10^{-42}}{m_{nuclear}} [m], \rho_{nuclear} \approx \frac{m_{nuclear}^4}{2,51 \times 10^{-125}} \left[\frac{kg}{m^3} \right], m_{nuclear} \approx \sum (m_p + m_N) \quad (5.3)$$

Сравнение с ранее вычисленными значениями в [18], (5.3) и (3.7.3.1)...(3.7.10.1) показывает, что в двоичной модели наличие «магических» ядер объясняется за счет фазового равновесия в них барионной и анти- барионной материи. Таким образом, двоичная модель предсказывает, что симметрия барионной и анти- материи сохраняется в веществе со структурой ядер, соответствующих последовательности «магических» чисел [1]. В тоже время, реакция аннигиляции не происходит в таком веществе за счет пространственно-временного разделения барионной и анти- барионной материи (приложение, рисунок 7.3).

За пределами окрестности первой «особой точки» происходит изменение в эволюции барионной и анти- барионной материи. Таким образом слабому и сильному взаимодействиям для барионной материи соответствуют несимметричные «каналы» (3.7.5.2), (3.7.6.2), тогда как для анти- барионной материи соответствуют симметричные «каналы» (3.7.9.2), (3.7.10.2).

Распределение спектра частот в этой области значений плотности вещества определяется уравнениями (2.4.2).

По мере приближения плотности вещества в интервале (2.4) к значению второй «особой точки» дополнительно к смене «каналов» реакции (взаимодействия) происходит изменение закона распределения частотного спектра, которое определяется уравнениями (2.7). Постоянная Ферми в двоичной модели в этих условиях может рассматриваться как функция перемасштабирования постоянной Ньютоновской гравитации в зависимости от распределения градиента плотности вещества в пространстве времени. То есть

$$G_f = func \left[G, \frac{\Delta \rho_{pec,sub,2}}{\Delta \rho_{pec,sub,1}} \right] \quad (5.5)$$

При этом энергетический масштаб, при котором все типы взаимодействий описываются с помощью единых констант не имеет такого специфического значения, как для существующих концепций «великого объединения». Это становится возможным в рамках двоичной модели в результате введения «эффекта наблюдателя» и, как следствие, перемасштабирования основных постоянных величин в области значений градиента плотности вещества, превышающих значение первой «особой точки» в (2.2).

Суммируя, мы можем сказать, что в рамках двоичной модели для каждого типа взаимодействия существует свой вид основной матрицы. Для гравитационного взаимодействия ее вид соответствует (3.6). Для электромагнитного взаимодействия она трансформируется в

$$\left| \begin{array}{cccc}
+1 & -\sqrt{\frac{h^3}{m_{sub}^2 \times C_M^2 \times \rho_{sub}}} & +\frac{h}{m_{sub} \times \rho_{sub} \times c} & -\frac{m_{sub}^3 \times c^8}{h^3 \times V_{effM}} \\
\sqrt{\frac{m_{sub}^2 \times C_M^2 \times \rho_{sub}}{h^3}} & +1 & -\frac{h}{m_{sub} \times c} & +\frac{2\rho_{sub} \times l_{Pl} \times c^2}{C_M} \\
+\frac{m_{sub} \times \rho_{sub} \times c}{h} & -\frac{m_{sub} \times c}{h} & +1 & -\frac{1}{c} \\
-\frac{h^3 \times V_{effM}}{m_{sub}^3 \times c^8} & +\frac{C_M}{2\rho_{sub} \times l_{Pl} \times c^2} & -c & +1
\end{array} \right| \quad (5.6)$$

Для слабого взаимодействия

$$\left| \begin{array}{cccc}
+1 & -\sqrt{\frac{h^3 \times \rho_{sub}^{1/2}}{m_{sub}^2 \times C_M^2 \times \rho_{pec,sub,1}}} & +\frac{h}{m_{sub} \times \rho_{sub} \times c} & -\frac{m_{sub}^3 \times c^8}{h^3 \times V_{effM}} \times \frac{\rho_{sub}^{5/2}}{\rho_{pec,sub,1}^{5/2}} \\
\sqrt{\frac{m_{sub}^2 \times C_M^2 \times \rho_{pec,sub,1}}{h^3 \times \rho_{sub}^{1/2}}} & +1 & -\frac{h}{m_{sub} \times c} & +\frac{2\rho_{sub}^2 \times l_{Pl} \times c^2}{C_M \times \rho_{pec,sub,1}} \\
+\frac{m_{sub} \times \rho_{sub} \times c}{h} & -\frac{m_{sub} \times c}{h} & +1 & -\frac{\rho_{pec,sub,1}^{1/2}}{c \times \rho_{sub}^{1/2}} \\
-\frac{h^3 \times V_{effM}}{m_{sub}^3 \times c^8} \times \frac{\rho_{pec,sub,1}^{5/2}}{\rho_{sub}^{5/2}} & +\frac{C_M \times \rho_{pec,sub,1}}{2\rho_{sub}^2 \times l_{Pl} \times c^2} & -c \times \frac{\rho_{sub}^{1/2}}{\rho_{pec,sub,1}^{1/2}} & +1
\end{array} \right| \quad (5.7)$$

Для сильного взаимодействия

$$\left| \begin{array}{cccc}
+1 & -G_f^{1/2} \frac{C_M^2}{V_{effM}^{3/2} m_{sub} \rho_{pec,sub,2}^{1/2}} & +\frac{C_M^2}{m_{sub} V_{effM} \rho_{pec,sub,2}} & -\frac{C_M^4}{G_f^{1/2} m_{sub}^2 V_{effM}^2 \rho_{pec,sub,2}^{1/2}} \\
-\frac{m_{sub} V_{effM}^{3/2} \rho_{pec,sub,2}^{1/2}}{G_f^{1/2} C_M^2} & +1 & -\sqrt{\frac{1}{G_f \rho_{pec,sub,2}}} & +\rho_{pec,sub,2} G_f \\
+\frac{m_{sub} V_{effM} \rho_{pec,sub,2}}{C_M^2} & -\sqrt{G_f \rho_{pec,sub,2}} & +1 & -\frac{1}{c} \\
-\frac{G_f^{1/2} m_{sub}^2 V_{effM}^2 \rho_{pec,sub,2}^{1/2}}{C_M^4} & +\frac{1}{G_f \rho_{pec,sub,2}} & -c & +1
\end{array} \right| \quad (5.8)$$

6. Краткие выводы

Проведенный анализ показывает, что двоичная модель может использоваться не только для ранее рассмотренных частных случаев моделирования поведения гравитационного поля, но и для более общих случаев, когда возможно моделирование в рамках концепций «великого объединения» и «супергравитации». Единым носителем всех известных типов взаимодействий в этом случае может быть представлен градиент плотности вещества, распределенный в пространстве-времени.

Как мы можем видеть из [18, 19] двоичная модель распределения плотности вещества обладает по сути такой же предсказательной силой, как и существующие концепции «великого объединения». Но в отличие от них, двоичная модель в этом смысле более близка к схемам «супергравитации», когда к единой природе электромагнитного, слабого и сильного взаимодействия добавляется и гравитационное взаимодействие. Все эти четыре типа взаимодействий описываются в двоичной модели с помощью универсальных функций, часть из которых перемасштабируется в интервале между окрестностями первой и второй «особых точек». В дополнение к этому, в двоичной модели

появляется четыре «канала», вместо одного симметричного «канала» для существующих физических концепций.

Показано, что в рамках двоичной модели возможно преобразование различных типов взаимодействий по мере увеличения значений плотности вещества, сосредоточенного в «канале» реакции (взаимодействия), что до настоящего времени не исследовано в существующих работах других авторов.

Кроме этого, в двоичной модели предсказывается, что в веществе со структурой ядер, соответствующих последовательности «магических» чисел, симметрия барионной и анти- барионной материи сохраняется и в настоящей эпохи эволюции наблюдаемой области Вселенной.

В этом смысле двоичная модель может рассматриваться как приложение квантовой механики, где показано поведение слабого взаимодействия в области высоких и сверхвысоких энергий, существенно отличающееся от поведения в области низких энергий, где теория хорошо согласуется с экспериментом [3, 9].

7. Приложения

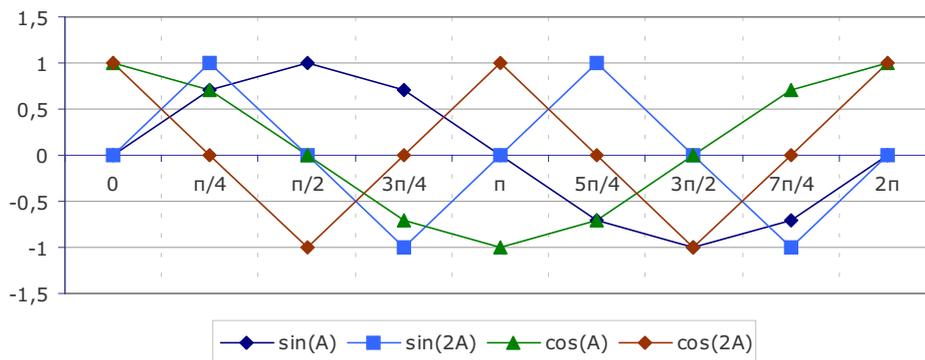


Рис. 7.1. Распределение гармонической функции в двоичной модели

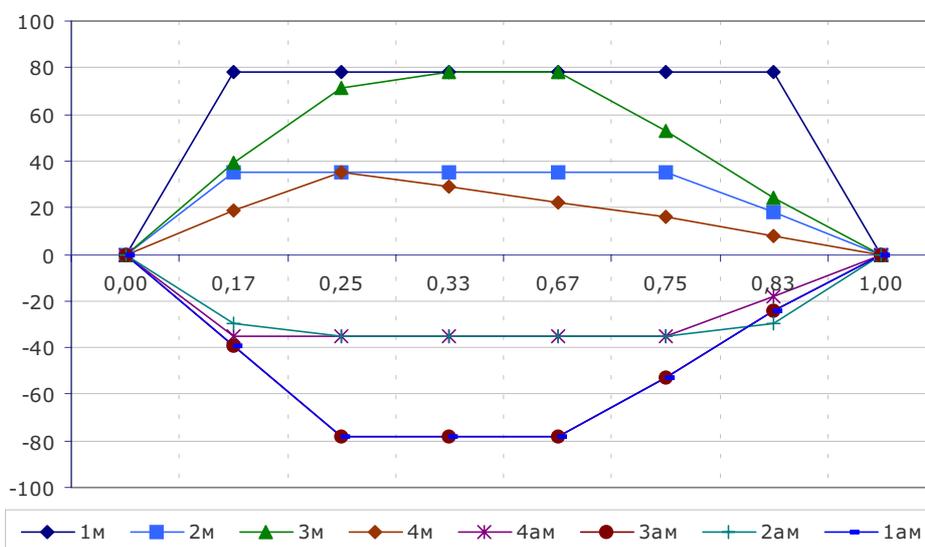


Рис. 7.2. «Каналы» эволюции материи (м) и антиматерии (ам) в двоичной модели

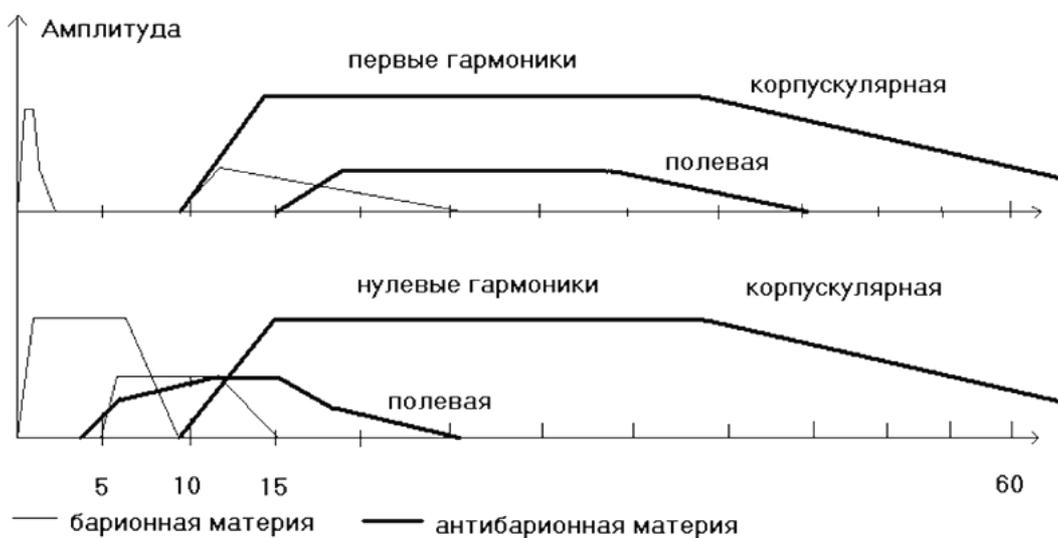


Рис. 7.3. Распределение «каналов» для барионной и антибарионной материи на оси относительного градиента плотности вещества

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. Компанеев, 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. Matters of Gravity, ed. ed., 1991(1), 1993(2), 1994(3), 1999(13,14), 2000(15,16), <http://www.phys.psu.edu/~pullin>
6. 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>
7. Paolo Salucci and Annamaria Borriello, The Distribution of Dark Matter in Galaxies: Constant-Density Dark Halos Envelop the Stellar Disks, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011079>
8. 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>
9. T.D. Li, Scale invariancy and search of heavy particles, Physics Today, 1972.
10. Х. Джорджи, Единая теория элементарных частиц и сил, «УФН», 1982, т.136, в.2, с.286.
11. U.Gunther and A. Zhuk, Gravitational Exitons as Dark Matter, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011017>
12. Martin Bucher, Kavilan Moodley and Neil Turok, Primordial Isocurvature Perturbations: Testing the Adiabaticity of the CMB Anisotropy, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011025>
13. Raymond J. Protheroe, Gamma Rays from Dark Matter, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011042>
14. Luca Amendola and Domenico Tocchini-Valentini, Stationary dark energy: the present universe as a global attractor, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0011243> v2
15. Z. Perjez, Perturbed Fridmann Cosmologies Filled with Dust and Radiation, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0102187>
16. C.S. Kochanek and Martin White, Global Probes of the Impact of Baryons on Dark Matter Halos, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0102334>
17. Peter Coles, Large-Scale Structure, Theory and Statistics, <http://xxx.lanl.gov/astro-ph/0103017>
18. К.Н. Синицын, Формализм двоичной модели распределения плотности вещества, <http://www.n-t.org/tp/ns/fdm.htm>
19. К.Н. Синицын, Двоичная модель распределения плотности вещества, <http://www.n-t.org/tp/ns/dm.htm>

Дата публикации:

6 марта 2002 года

Электронная версия:

© «Наука и Техника», www.n-t.org