Двоичная модель распределения плотности вещества и природа гравитации

Константин СИНИЦЫН

1. Введение

Результаты последних экспериментов (COBE/FIRAS, MACHO' s, EROS), казалось бы подтверждают выводы теоретиков в отношении природы гравитации и методики обнаружения гравитационных волн, которые изложены в ряде космологических моделей [13...16, 19]. В планируемых фундаментальных экспериментах [7, 8, 21] заложена чувствительность гравитационных приемников, исходя из соотношения амплитуд гравитационной волны и полной Эйнштейновской энергии для наземных обсерваторий

$$\frac{\Delta l}{l} \approx 10^{-21} \div 10^{-23}, \frac{E_{gravity}}{Mc^2} \approx 10^{-26} \qquad (1)$$

В тоже время анализ [1, 2, 16, 19, 20, 23] позволяет вывести новое и более универсальное распределение плотности материи, используя которое все же можно говорить о необходимости увеличения чувствительности гравитационных детекторов для уверенного обнаружения гравитационных волн.

В основе нового распределения заложено разложение плотности вещества по степени числа 2 в диапазоне от Планковской шкалы единиц до значений, расположенных за пределами вычисленной средней плотности «размазанного» вещества в наблюдаемой Вселенной. В силу этого новое распределение плотности вещества включает в себя возможности моделирования некоторых других, уже известных распределений (Гаусса, «Мексиканская шляпа», полином 6-го порядка). Обнадеживающим является хорошее совпадение результатов расчета значений постоянной Ньютоновской гравитации, величины скорости распространения электромагнитного излучения в вакууме и некоторых Планковских характеристик с существующими результатами измерений и вычислений внутри фиксированного интервала плотностей вещества

$$\Delta\rho \approx 5{,}2 \cdot 10^{-30} \div 9{,}53 \quad (\mathrm{g} \times \mathrm{sm}^{-3}) \qquad (1.1)$$

Данный интервал фиксирован исходя из величины измеренной постоянной Ньютоновской гравитации (G). Поэтому за пределами (1.1) перечисленные выше величины, кроме Планковских характеристик, а также величина «красного смещения» (z), корректируются.

В конечном итоге это позволяет говорить об увеличении космологического горизонта Вселенной. А последние результаты, полученные для скорости ее расширения по тестам с использованием сверхновых типа *Ia*, могут быть непротиворечиво интерпретированы как наблюдение движения вещества в сторону сверхмассивного аттрактора, находящегося за пределами наблюдаемого космологического горизонта (14 ± 2 млрд световых лет).

Использование новой модели распределения позволяет представить гравитацию как свойство градиента плотности пространства-времени, возникающее за счет дисбаланса масс и энергий быстрых и медленных гравитонов.

С точки зрения эксперимента новое распределение позволяет объяснить, например, разность параметров сигма для кластерных данных и пекулярных скоростей,

$$\sigma_8^{cl} \approx (0{,}5 \div 0{,}6), \sigma_8^{pec} \approx (0{,}85 \pm 0{,}02) \ \ [16] \qquad (1.2)$$

за счет отношения верхней и нижней спектральных частот как 3 к 2;

наихудшее соотношение «сигнал/шум» на $\lambda \approx 240$ мкм в проекте DIRBE (David Leisawitz, 1998) за счет диффузии на границе наблюдаемого космологического горизонта (приложение, 8.1.1...8.1.2). В этом смысле использование нового распределения согласуется с рядом выводов в [2, 3, 5, 6, 10, 13...17, 19].

2. Оператор двоичной модели распределения плотности вещества

В качестве оператора пространства-времени в двоичной модели используется симметричная матрица 4-го порядка, термами которой являются функции производных параметров плотности, скорости, протяженности и времени пространства-времени

$$\begin{Vmatrix} 1 & -G_N R_N t_N & G_N R_N t_N^2 & \dfrac{-R_N^2 \lambda_N}{c_N V_{effM}} \\ \dfrac{-1}{G_N R_N t_N} & 1 & -t_N & \dfrac{R_N^{'}}{t_N} \\ \dfrac{1}{G_N R_N t_N^2} & -\nu_N & 1 & \dfrac{-1}{c_N} \\ \dfrac{-c_N V_{effM}}{R_N^2 \lambda_N} & \dfrac{t_N}{R_N^{'}} & -c_N & 1 \end{Vmatrix} \tag{2.0.1}$$

где t – время эволюции, λ – длина волны, R' – геодезическая кривизна, ν – частота, G – постоянная Ньютоновской гравитации, $V(effM)$– эффективный потенциал массы, R – протяженность, c – скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме, N – индекс «квазизамкнутой» одиночной Вселенной Фридмана.

$$\begin{gathered} R_N = \sqrt{\frac{V_{effM}}{\rho_{\min subN}}}, t_N = \frac{1}{\sqrt{G_N \rho_{\min subN}}}, \lambda_N = \frac{\upsilon_N}{\nu_N} = \frac{2R_N^{'}}{R_N^2}, c_N = \sqrt{G_N V_{effM}}, \\ \tau_N = \sqrt{G_N \rho_{\max subN}}, V_{effM} = \rho_{\min subN} R_{\max N}^2 = \frac{c_N^2}{G_N} = \frac{M_N}{KR_N}, R^{'} = \frac{\partial R_N}{\partial t_N} \approx -2\rho_N G_N t_N \end{gathered} \tag{2.0.2}$$

где τ – начальное время, M – суммарная масса, K – коэфициент формы для функции массы, $\rho(minsub)$ – минимальное значение плотности вещества, в пределе для Вселенной равное средней величине «размазанного» вещества [1, 91, 19].

Исследование (2.0.1) с учетом (2.0.2) приводит к «эффекту наблюдателя» из-за возможного несоответствия наблюдаемого и реального спектра частот.

3. Двоичная модель распределения плотности вещества в изотропной среде без учета и с учетом вращения последней рассеянной поверхности. Возникновение спина

В статической модели распределения произвольный интервал плотности может быть выражен в виде

$$\rho_{stat}^N = \sum_N \frac{\rho_{\max subN} + 2^{N-1}\rho_{\min subN}}{2^N} \tag{3.1}$$

где максимум соответствует первоначальной плотности (далее $\rho(r, n)$), а функция (3.1) близка к Гауссовскому распределению и поэтому является по распределению плотности аналогом космологической модели без учета Λ-члена. Сравнение (3.1) и $\rho(r, n)$ с учетом выводов в J.B. Zeldovich and L.P. Grishuk, Usp. Phys. Nauk 149, 695 (1986), [2, 3, 5] дает:

$$\begin{aligned}&\rho_{stat}^{N}=\rho(r,n)=\rho_{0}=\rho_{\max subN}:N=n=0;g(N,n)\sim n!\frac{\rho(r,n)}{\rho_{N}};\partial\tau_{N}^{2}=\frac{1}{\partial(G_{N}\rho_{\min subN})};\\&\frac{\rho_{stat}^{N}}{\rho(r,n)}=\sum_{\{N,n\}}\frac{(\rho_{\max subN}+2^{N-1}\rho_{\min subN})n!}{2^{N}\rho_{n}r^{n}}:N\neq n\neq 0;R^{'}=\frac{\partial R_{N}}{\partial t_{N}},\alpha_{R'}=\log_{2}\frac{\rho_{N}}{\rho_{N\pm1}}\end{aligned}\tag{3.2}$$

Из (3.2) параметр кривизны изменяется в интервале $\{0°;360°\}$ при $N = k\{1;6\}$, где $k \in Z$ и $k \neq 0$. С учетом перераспределения градиента плотности вещества на границах N возникает вращение. Поэтому, с учетом коэффициента спина *k(N)*

$$\rho_{dyn}^{N}=\sum_{N}\frac{\rho_{\max subN}+(k_{N}+1)\rho_{\min subN}\left(1+\sum\limits_{i=1,i<N}2^{i}\right)}{2^{N}}\tag{3.3}$$

(3.3) является по распределению плотности аналогом космологической модели с вращением [16], [6], имеющим 3 динамических компоненты:

$$\begin{aligned}&\left\{\frac{\rho_{\max subN}}{2^{N}},\frac{\rho_{\min subN}(k_{N}+1)}{2^{N}}\right\}\sim\frac{1}{N}:\forall k_{N};\\&\lim_{N\to\infty}\left[\frac{\rho_{\min subN}(k_{N}+1)}{2^{N}}\sum_{i=1,i<N}^{N-1}2^{i}\right]\sim\rho_{\min subN}(k_{N}+1):N\geq 5\end{aligned}\tag{3.4}$$

4. Возникновение анизотропии в двоичной модели

Из (3.4) для $k = 0$, $N \leq 3$ или $k \neq 0$, $N \leq 2$ и стремящейся к нулю плотности вещества, (3.3) близок к распределениям плотности в ранней Вселенной [13, 14, 15]. Для $N > 3$ (3.3) близок к распределениям плотности в более поздней Вселенной, что для, например, при соотношениях спинов вращения как 1 : 2 или как 1 : 1 для соседних границ N дает

$$\partial\rho_{N,dyn}^{k/2}\sim\frac{\rho_{\max subN}}{2^{N}}-\frac{\rho_{\min subN}(k_{N}+1)}{2}\approx 2\partial\rho_{stat}^{N}\tag{4.1}$$

и мы имеем последнюю рассеянную поверхность, для которой выполняется стандартное правило ([19], Kamernkowsky, 1994).

В общем случае (3.1) при $N \to \infty$ монотонно убывает и значение плотности вещества в последней рассеянной поверхности постоянно. Для (3.3) уже при $N > 5$, мы имеем в последней рассеянной поверхности пик распределения градиента плотности, определяемый компонентами

$$\begin{aligned}&\frac{\rho_{\max subN}}{2^{N}}\sim\Omega_{MN};(k_{N}+1)\rho_{\min subN}\sim\Omega_{\Lambda N};(k_{N}+1)\rho_{\min subN}\sum_{i=1,i<N}^{N-1}2^{i}\sim\Omega_{JN};\\&(2k_{N-1}-2k_{N})\rho_{\min subN}\sum_{i=1,i<N}^{N-2}2^{i}\sim\partial\Omega_{JN};\frac{\rho_{\min subN}(k_{N}+1)}{2^{N}}\sim\partial\Omega_{\Lambda N}\end{aligned}\tag{4.2}$$

Из (4.2) вращение для (3.3) приводит к изменению кривизны пространства-времени при следующих двух распределениях плотности вещества

$$\frac{\rho_{\max subN}}{2^{N}}<(k_{N}+1)\rho_{\min subN}\sum_{i=1,i<N}^{N-1}2^{i};\frac{\rho_{\max subN}}{2^{N}}<2(k_{N-1}-k_{N})\rho_{\min subN}\sum_{i=1,i<N}^{N-2}2^{i}\tag{4.3}$$

С учетом (3.1)...(4.3) в последней рассеянной поверхности возникает анизотропия для изначально изотропной и гомогенной Вселенной, что согласуется с выводами в [5], [10], [17], [19]. Но при этом градиент плотности меняется как функция времени в степени 2/3. В итоге, для любых индексов *N* концепция двоичной модели распределения плотности вещества согласована с современными космологическими моделями. А с учетом (3.3)...(4.3), появляется возможность моделирования других видов распределений плотности.

5. Гравитация как свойство градиента плотности вещества в последней рассеянной поверхности

В двоичной модели распределения плотности существует два типа носителей гравитационного взаимодействия. Поэтому оно в двоичной модели является двухкомпонентным:

Г+ компоненты – быстрые гравитоны (далее Г+) формируются в волне материи, отраженной от границ с индексом *N* и приводят к ускорению вещества в расширяющейся Вселенной (индекс НВ). Параметры локализации Г+ определяются соотношением плотности среды и вещества

$$\lambda_{loc} = R\sqrt{\frac{\rho_{inv}}{\rho_{sub}}};\upsilon^{ph}_{\Gamma+} = c\sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\rho_{\max sub}}} \tag{5.1}$$

откуда следует, что Г+ в веществе ускоряются. Суммарные энергия и масса Г+ равны

$$E_{\Gamma+} = M\upsilon^{ph}_{\Gamma+}\nu^{ph}_{\Gamma+}R = Mc^2R\frac{\rho^2_{sub}}{\sqrt{\rho^3_{\max sub}V_{effM}}};M_{\Gamma+} = \frac{E^{ph}_{\Gamma+}}{(\upsilon^{ph}_{\Gamma+})^2} = MR\frac{\rho_{sub}}{\sqrt{\rho_{\max sub}V_{effM}}} \tag{5.2}$$

$$\rho_{sub} \to \rho_{\min sub} : E^{OU}_{\Gamma+} \approx 4{,}03\cdot10^{-46}Mc^2, M^{OU}_{\Gamma+} \approx 7{,}39\cdot10^{-16}M \tag{5.2.1}$$

$$\upsilon^{sub}_{\Gamma+} = \upsilon^{ph}_{\Gamma+}\frac{M_{\Gamma+}}{M_{sub}},(1.1):\upsilon^{sub,OU}_{\Gamma+} \approx 1{,}64\cdot10^{-22}\left(m\times s^{-1}\right) \tag{5.2.2}$$

Рост средней плотности вещества приводит к росту (5.1) и (5.2). Но амплитуда Г+, при стремлении плотности вещества к минимуму (то есть для крупномасштабной структуры Вселенной), на 20 порядков ниже ожидаемой величины. Вне вещества Г+ полностью диссоциируют, формируя в пространстве-времени возмущение градиента плотности в виде отраженной волны.

Г– компоненты – медленные гравитоны (далее Г–) формируются в волне расширения вещества Вселенной и приводят к торможению вещества в ней. При одинаковой величине $\lambda_л$ (5.1), скорость распространения Г– в веществе равна

$$\upsilon^{ph}_{\Gamma-} = c\sqrt{\frac{\rho_{inv}}{\rho_{sub}}} \tag{5.3}$$

$$E_{\Gamma-} = M\upsilon^{ph}_{\Gamma-}\nu^{ph}_{\Gamma-} = Mc^2R\sqrt{\frac{\rho^3_{inv}}{\rho_{sub}\rho_{\max sub}V_{effM}}};M_{\Gamma-} = \frac{E_{\Gamma-}}{\left(\upsilon^{ph}_{\Gamma-}\right)^2} = MR\sqrt{\frac{\rho_{inv}\rho_{sub}}{\rho_{\max sub}V_{effM}}} \tag{5.4}$$

$$\begin{gathered}(1.1):\left\{\rho_{inv};\rho_{sub}\right\}\to\rho_{\min sub}, E^{OU}_{\Gamma-} \approx 7{,}39\cdot10^{-16}Mc^2, M^{OU}_{\Gamma-} \approx 7{,}39\cdot10^{-16}M;\\ (1.1):\rho_{inv}\to\rho_{\min sub},\rho_{sub}\to\rho_{\max sub}, E^{OU}_{\Gamma-} \approx E^{OU}_{\Gamma+}, M^{OU}_{\Gamma-} \approx 7{,}39\cdot10^{-16}M.\end{gathered} \tag{5.4.1}$$

$$\begin{gathered}\upsilon^{sub}_{\Gamma-} = \upsilon^{ph}_{\Gamma-}\frac{M_{\Gamma-}}{M},\\ (1.1):\left\{\rho_{inv};\rho_{sub}\right\}\to\rho_{\min sub},\upsilon^{sub,OU}_{\Gamma-} \approx 2{,}21\cdot10^{-7}\left(m\times s^{-1}\right)\\ (1.1):\rho_{inv}\to\rho_{\min sub},\rho_{sub}\to\rho_{\max sub},\upsilon^{OU}_{\Gamma-} \approx \upsilon^{OU}_{\Gamma+}\end{gathered} \tag{5.4.2}$$

Отсюда следует, что Г– в веществе замедляются. Для крупномасштабной структуры Вселенной суммарная масса Г– для граничных условий равна суммарной массе Г+, но при этом амплитуда Г– на 10 порядков превышает ожидаемую величину и на 30 порядков превышает амплитуду Г+. Рост средней плотности вещества уменьшает энергию Г– в (5.4) и скорость распространения Г– в (5.3). При этом величина массы Г– определяется только средним значением плотности среды. Вне вещества Г– полностью диссоциируют, создавая возмущение градиента плотности в виде волны расширения.

Для смешанных компонент анализ показывает, что их характеристики полностью совпадают с Г–, Г+. В предельном случае, когда и плотность среды и плотность вещества стремятся к максимуму, масса Г+ и Г– стремится к массе Вселенной (M).

В то же время из (5.2) и (5.4)

$$\frac{E_{\Gamma+}}{E_{\Gamma-}}=\sqrt{\frac{\rho_{sub}^{5}}{\rho_{\max sub}^{2}\rho_{inv}^{3}}},\frac{M_{\Gamma+}}{M_{\Gamma-}}=\sqrt{\frac{\rho_{sub}}{\rho_{inv}}} \tag{5.5}$$

Тогда для интервала (1.1)

$$\{\rho_{inv};\rho_{sub}\}\to\rho_{\min sub},\frac{E_{\Gamma+}}{E_{\Gamma-}}=\frac{\rho_{\min sub}}{\rho_{\max sub}}=5{,}46\cdot10^{-31},\frac{M_{\Gamma+}}{M_{\Gamma-}}=1 \tag{5.5.1}$$

$$\rho_{inv}\to\rho_{\min sub},\rho_{sub}\to\rho_{\max sub},\frac{E_{\Gamma+}}{E_{\Gamma-}}=\left(\sqrt{\frac{\rho_{\max sub}}{\rho_{inv}}}\right)^{3}\approx2{,}48\cdot10^{45},\frac{M_{\Gamma+}}{M_{\Gamma-}}\approx1{,}35\cdot10^{15} \tag{5.5.2}$$

$$\{\rho_{inv};\rho_{sub}\}\to\rho_{\max sub},\frac{E_{\Gamma+}}{E_{\Gamma-}}\approx1,\frac{M_{\Gamma+}}{M_{\Gamma-}}\approx1 \tag{5.5.3}$$

Из (5.5.1)...(5.5.3) следует, что в любом случае для крупномасштабной Вселенной величина относительной амплитуды двухкомпонентной гравитационной волны на 4...5 порядков ниже ожидаемой величины! В тоже время, для других условий (5.5.2), амплитуда компоненты Г+ существенно превышает амплитуду компоненты Г–, что также может объяснять наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной. Массы компонент Г+ и Г– для граничных условий (крупномасштабная Вселенная и ранняя Вселенная) равны. Это может служить объяснением того, что наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной является промежуточной стадией в ее эволюции.

6. Выводы

Итоги, в рамках поставленных целей, заключаются в следующем:

– рассматриваемая модель распределения плотности вещества по степени числа 2 является согласованной с современными космологическими моделями. На этом основании данная модель распределения плотности может быть использована как дополнительный инструмент при математическом анализе;
– природа гравитации, которая выведена в части 5, позволяет все же говорить о необходимости увеличения чувствительности детекторов гравитационных волн, используемых в планируемых фундаментальных экспериментах;
– исходя из природы двухкомпонентной гравитационной волны, наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной может рассматриваться как промежуточная стадия ее эволюции;
– анализ термов оператора пространства-времени приводит к возможности существования «эффекта наблюдателя», что в результате может привести к существенной корректировке космологического горизонта Вселенной;

– недостатком представленной модели возможно является необходимость привязки большего количества космологических параметров для получения большего числа количественных характеристик эволюции Вселенной.

7. Подтверждения

Специальное спасибо за предварительное обсуждение материалов, вошедших в данную статью, Абдильдину М.М. из Казахского ГУ, а также Dr. David Leisawitz, COBE Deputy Project Scientist.

8. Приложение

8.1. Сравнение отдельных термов оператора (2.0.1) по строкам и столбцам

Анализ оператора пространства-времени производится для нулевой суммы термов в строках или столбцах матрицы (2.0.1) и решением соответствующих квадратичных уравнений. В данном приложении приведены некоторые сравнения термов.

Вертикальное распределение по плотности материи (изобары – первый ряд)

$$t_{1,2}=\frac{-1\pm\sqrt{1\pm 4G_N R_N\left(1+\gamma_G\right)}}{2G_N R_N\left(1+\gamma_G\right)},\gamma_G=\frac{c_N V_{effM}}{R_N^2\lambda_N};$$
$$\gamma_G>>1\to\nu_N>>\left(\frac{R_N^2}{V_{effM}}\right),(1.1):\nu_{N\max}\approx 1{,}92\cdot 10^{26}\left(Hz\right) \tag{8.1}$$

$$t_1\approx-\gamma_{\tau N}+\sqrt{\gamma_{\tau N}^2+\gamma_{\tau N}},t_2\approx-\gamma_{\tau N}-\sqrt{\gamma_{\tau N}^2-\gamma_{\tau N}}:\tau_N>\sqrt{2c_N},\gamma_{\tau N}=\frac{0{,}5\tau_N^2}{c_N} \tag{8.2}$$

$$\gamma_G<<1,t_1\approx-\gamma_{\rho N}^{\min}\left(1-\sqrt{1+\frac{8}{\gamma_{\rho N}^{\min}}}\right),t_2\approx-\gamma_{\rho N}^{\min}\left(1+\sqrt{1-\frac{8}{\gamma_{\rho N}^{\min}}}\right):\gamma_{\rho N}^{\min}\geq 8,\gamma_{\rho N}^{\min}=\frac{\rho_{\min subN}}{2R_{\min N}} \tag{8.2.1}$$

Горизонтальное распределение по плотности материи (первая строка)

$$t_1\approx-0{,}5+\sqrt{0{,}25+2\gamma_{\rho N}},t_2\approx-0{,}5-\sqrt{0{,}25-2\gamma_{\rho N}}:\gamma_{\rho N}\leq 0{,}25,\gamma_{\rho N}=\frac{\rho_{\min subN}}{2R_N} \tag{8.3}$$

$$t_1\approx-0{,}5+\sqrt{0{,}25+\gamma_{obsN}},t_2\approx-0{,}5-\sqrt{0{,}25-\gamma_{obsN}}:\gamma_{obsN}<0{,}25,\gamma_{obsN}=\frac{R_{\min N}^2}{c_N^3} \tag{8.4}$$

Вертикальное распределение по скорости распространения (второй ряд)

$$t_{1,2}=-\frac{\left(1+\nu_N\right)}{2G_N R_N}\pm\sqrt{\frac{\left(1+\nu_N\right)^2}{2G_N R_N}\pm\frac{R_N^{'}}{G_N R_N}} \tag{8.5}$$

$$\nu_N>>1,t_1\approx\frac{R_{\max N}}{4\gamma_{\rho N}}-2\gamma_{\rho N}\sqrt{R_{\max N}^2+\frac{8\gamma_{\rho N}^3}{R_{\max N}}},$$
$$t_2\approx\frac{R_{\max N}}{4\gamma_{\rho N}}+2\gamma_{\rho N}\sqrt{R_{\max N}^2-\frac{8\gamma_{\rho N}^3}{R_{\max N}}}:\gamma_{\rho N}<2R_{\max N},\gamma_{\rho N}=\frac{\rho_N}{2R_N} \tag{8.5.1}$$

$$\nu_N << 1, R_N^{'} \approx 1 \to (8.1): \nu_N = \frac{c_N}{R_N}, \lambda_N = R_N \quad (8.5.2)$$

$$\nu_N << 1, R_N^{'} \neq 1, t_1 \approx \gamma_{\rho N}^{\min}\left(-1 + \sqrt{1 - \frac{\nu_N}{0{,}5\gamma_{\rho N}^{\min}}}\right): \nu_N > \left(0{,}5\gamma_{\rho N}^{\min}\right)^{-1},$$
$$t_2 \approx \gamma_{\rho N}^{\min}\left(-1 - \sqrt{1 + \frac{\nu_N}{0{,}5\gamma_{\rho N}^{\min}}}\right) \quad (8.6)$$

Горизонтальное распределение по скорости распространения (вторая строка)

$$t_{1,2} = -0{,}5 \pm \sqrt{0{,}25 \pm \left(1 + \frac{1}{G_N R_N R_N^{'}}\right)} \quad (8.7)$$

$$R_N^{'} << 1, R_N^{'} \approx \gamma_G, \lambda_N \approx -c_N t_N R_{\min N} \gamma_{\rho N}^{\min}, (1.1): \nu_N \approx 2{,}26 \cdot 10^8 (Hz) \quad (8.7.1)$$

Из (8,1), (8.2.1), (8.4) и (8.7.1) следует «эффект наблюдателя». А распределение по плотности материи тождественено распределению по скорости с отраженной волной на границе *N*, где (8.7.1) справедливо.

8.1.1. Вертикальное распределение плотности вещества по рассеянным поверхностям

При анализе (2.0.1) и учете выводов, сделанных в приложении 8.1, двоичная модель позволяет вывести параметры диффузии вещества, эффективного потенциала массы и скорости диффузии. Эффективный потенциал массы, с учетом (2.0.2), равен

$$V_{effM} \approx 1{,}35 \cdot 10^{27} \left(kg \times m^{-1}\right) \quad (8.1.1.1)$$

Тестовым является расчет частоты электрона для комптоновской длины волны, в предположении равенства энергий электромагнитного и гравитационного излучений, который дает ту же величину для (8.1.1.1). Поэтому эффективный потенциал массы является постоянной величиной и универсальной функцией начальной массы, характеризующей верхний предел, заключенный в единице протяженности пространства. Одним из выводов, следующих из (8.1.1.1) является предположение, что масса наблюдаемой Вселенной растет по мере ее расширения.

Для реальных астрофизических объектов учет только гравитирующей массы к протяженности дает величину, существенно меньшую (8.1.1.1). Но в переходе к крупномасштабным структурам такое отношение стремится к величине (8.1.1.1) и, например, для кластера VIRGO составляет уже около 0,003% от (8.1.1.1). А предельный переход к черным дырам [1, (234)] – дает величину отношения полной массы к радиусу Шварцшильда, равную (8.1.1.1) с точностью до коэффициента формы.

Величина массы диффундирующего вещества сравнима с Планковской единицей массы [1, (496)]

$$C_M = \sqrt{\frac{c_N h_N}{G_N}} \approx 5{,}45 \cdot 10^{-8} (kg) \quad (8.1.1.2)$$

где h – Планка постоянная, G – постоянная Ньютоновской гравитации.

Из (8.1.1.2) следует зависимость (2.0.2) от значения плотности вещества в последней рассеянной поверхности, а отношение (8.1.1.2) к (8.1.1.1) с точностью до коэффициента формы равно Планковской единице длины [1, (496)]. Это также свидетельствует и в пользу постоянства (8.1.1.2) как универсального параметра диффузии.

Сравнение [6], [19], White, Frenk & Davis, 1983; Dodelson et al, 1996; Fukuda et al, 1998, дает вывод, что и в современных космологических моделях масса Вселенной при расширении увеличивается, но в них эффект «скрытой массы» не описан через параметры (8.1.1.1) и (8.1.1.2). В этом смысле двоичная модель распределения плотности может существенно дополнить современные космологические модели. А из (1.1), (2.0.2) и (8.1.1.1) следует величина протяженности космологического горизонта наблюдаемой Вселенной, равная около 53,8 млрд световых лет. Это почти в 4 раза превышает принятую величину (14 ± 2 млрд световых лет)! При этом среднее значение постоянной Хаббла для всей расчетной области Вселенной может быть снижено до $H \approx 18{,}6$!

Скорость диффузии для (8.1.1.2) равна скорости распространения электромагнитного излучения в вакууме

$$c_N = \sqrt{V_{effM} G_N} \left(m \times s^{-1}\right) \tag{8.1.1.3}$$

Это должно означать, что на некоторых частотах (в частности для границ интервала (1.1)), во Вселенной может наблюдаться повышенный фон излучения. Возможно это и подтверждается совпадением с относительной погрешностью ~ 6,5% значений расчетной для верхнего его предела и экспериментально полученной в проекте DIRBE длины волны (David Leisawitz, 1998), где наблюдалось наихудшее соотношение «сигнал/шум» ($\lambda \approx 240$ мкм).

Из (2.0.2) и (8.1.1.1) также следует предельность (8.1.1.3) как характеристики распространения взаимодействий внутри интервалов, аналогичных (1.1) (далее групп вертикального распределения плотности). Следовательно, при скорости равной (8.1.1.3) и заданной величине G, предельная масса вещества не может превышать (8.1.1.1)!

Для интервала плотностей (1.1) величина (8.1.1.3) совпадает с экспериментально определенным ее значением, но за пределами (1.1) она коррелированна с величиной плотности вещества.

Так как большинство экспериментальных данных для наблюдаемой Вселенной получено сравнением изученных процессов, происходящих в веществе с плотностью внутри интервала (1.1), косвенным подтверждением коррелированности (8.1.1.3) с величиной плотности вещества может служить излучение Вавилова-Черенкова, наблюдаемое в астрофизических объектах [1, (714)].

Из (8.1.1.3) и (2.0.2) также должно следовать уменьшение скорости разлета вещества на границах рассчитанного космологического горизонта Вселенной по сравнению с последними данными, полученными для ее расширения, и исходя из протяженности в 14 ± 2 млрд световых лет. Отсюда возможны следующие выводы:

– методика калибровки по сверхновым *Ia* требует корректировки;
– стандартное правило для последней рассеянной поверхности не выполняется;
– мы наблюдаем расширение Вселенной как движение к аттрактору, расположенному за пределами наших нынешних возможностей наблюдения!

Поскольку в двоичной модели стандартное правило для последней рассеянной поверхности все же выполняется, то необходима либо корректировка методик калибровки, либо мы наблюдаем расширение Вселенной как движение к аттрактору.

Плотность в группах вертикального распределения двоичной модели начинается с Планковской характеристики. Таким образом

$$\rho_{Pl} = \frac{V_{effM}^3 K_{form}^2}{C_M^2} \approx 4{,}56 \cdot 10^{96} \left(kg \times m^{-3}\right) \tag{8.1.1.4}$$

Анализ спектра частот для наблюдаемой Вселенной [1, (91)], [19], (8.4) и (8.7.1), (смотри также (8.1.2.1)...(8.1.2.4) далее) показывает, что

$$\partial \nu\{\min, \max\} \propto \left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}\right)^{\frac{3}{2}}, \partial \upsilon\{\min, \max\} \propto \left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.1.1.4.1)$$

$$\rho\{obs, BM\} \approx \left[5{,}2 \cdot 10^{-27} \div 1{,}6 \cdot 10^{17}\right]\left(kg \times m^{-3}\right) \quad (8.1.1.4.2)$$

и, следовательно, реальный относительный градиент плотности составляет величину.

$$\frac{\rho_{\max}^{N}}{\rho_{\min}^{N}} = const = 2^{32\pi} \approx 1{,}83 \cdot 10^{30} \quad (8.1.1.4.3)$$

что приводит к «эффекту наблюдателя». А с учетом (8.1.1.4.1) – к соотношению градиента частот к квадрату градиента скоростей как 3 к 2. Это может объяснить разность значений в (1.2) без привлечения моделей, соответствующих обоим значениям.

С учетом (8.1.1.1)...(8.1.1.4.3) для Планковской шкалы

$$\begin{aligned} & t_{Pl} = t_{OU}\left(\frac{\rho_{\min subOU}}{\rho_{Pl}}\right)^{\frac{3}{2}} \approx 6{,}55 \cdot 10^{-167}(s), c_{Pl} = c_{OU}\left(\frac{\rho_{Pl}}{\rho_{\min subOU}}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 5{,}12 \cdot 10^{65}\left(m \times s^{-1}\right) \\ & G_{Pl} = \frac{c_{Pl}^2}{V_{effM}} \approx 1{,}95 \cdot 10^{104}\left(m^3 \times kg^{-1} \times s^{-2}\right), \frac{\pi \rho_{Pl} c_{Pl}^2 l_{Pl}^4}{G_{Pl} C_M^2} \approx 0{,}57 \end{aligned} \quad (8.1.1.5)$$

или (8.1.1.4) является верхним пределом параметров при гравитационном коллапсе Вселенной, с возможной ошибкой до коэффициента формы.

Минимальные параметры вертикального распределения плотности (индекс ls) определяются с учетом (3.3), (8.1.1.1)...(8.1.1.4.3) из уравнения

$$\frac{\rho_{\max ls} c_{ls}^2 + \rho_{ls}\left(k_{ls}+1\right) c_{ls}^2}{2^{N,ls}} + \rho_{ls} c_{ls}^2\left(k_{ls}+1\right) \approx \frac{G_{ls} M_{ls}^2}{\pi R_{ls}^4}, k_{ls} = \frac{c_{ls}}{R_{ls} \nu_{ls}} \quad (8.1.1.6)$$

С учетом (2.0.2), и природы гравитации получаем:

$$\begin{aligned} & \lambda_{ls} = R_{ls} : \rho_{ls}^{\Gamma+} = \sqrt{\frac{K_{form}^2}{4\pi k_{ls}^{\Gamma+}}} \approx 4{,}9 \cdot 10^{-16}, \rho_{ls}^{\Gamma-} = \sqrt{\frac{K_{form}^2}{4\pi k_{ls}^{\Gamma-}}} \approx 3{,}2 \cdot 10^{-8}; \quad \left(kg \times m^{-3}\right) \\ & \lambda_{ls} = \lambda_N \gamma_{G,ls} : \rho_{ls}^{\Gamma+} = \frac{2K_{form}^2}{\pi k_{ls}^{\Gamma+}} \sqrt{\frac{\rho_{\min sub}}{G}} \approx 1{,}7 \cdot 10^{-38}, \rho_{ls}^{\Gamma-} = \frac{2K_{form}^2}{\pi k_{ls}^{\Gamma-}} \sqrt{\frac{\rho_{\min sub}}{G}} \approx 7{,}2 \cdot 10^{-23} \end{aligned} \quad (8.1.1.7)$$

Выбирая меньшее значение в (8.1.1.7), получаем в индексе ls

$$\begin{aligned} & t_{ls} = t_{OU}\left(\frac{\rho_{\min subOU}}{\rho_{ls}^{\Gamma+}}\right)^{\frac{3}{2}} \approx 2{,}9 \cdot 10^{35}(s), c_{ls} = c_{OU}\left(\frac{\rho_{ls}^{\Gamma+}}{\rho_{\min subOU}}\right)^{\frac{3}{2}} \approx 5{,}4 \cdot 10^{2}\left(m \times s^{-1}\right), \\ & G_{ls} = \frac{c_{ls}^2}{V_{effM}} \approx 2{,}2 \cdot 10^{-22}\left(m^3 \times kg^{-1} \times s^{-2}\right), \frac{G_{ls} M_{ls}^2}{\pi \rho_{ls} c_{ls}^2 R_{ls}^4} \approx 1{,}77 \end{aligned} \quad (8.1.1.7.1)$$

что с ошибкой до коэффициента формы характеризует (8.1.1.7) как нижний предел параметров для расширяющейся Вселенной. При этом общее количество групп вертикального распределения равно 72.

В итоге мы имеем возможность рассчитывать параметры эволюции Вселенной, а хорошая согласованность расчетной величины нижнего предела для (1.1) с экспериментом по определению средней плотности барионов [19] также является дополнительным аргументом в пользу правомерности введения двоичной модели.

8.1.2. Матрица частоты в двоичной модели распределения плотности вещества

В рамках данной модели терм частоты вычисляется как интегрированный параметр

$$\nu_N = \int\limits_{\min}^{\max} \frac{\rho_N \upsilon_N R_N}{V_{effM}} \partial\nabla \to \qquad (8.1.2.1)$$

$$\nu_N^{str}, \nu_N^{gr}, \nu_N^{el}, \nu_N^{mag}$$

и является матрицей 2х4, где соответствующие частоты равны:

$$\nu_{str,\max} = \frac{c\rho_{\max sub}}{\sqrt{\rho_{\min sub} V_{effM}}}, \nu_{str,\min} = c\sqrt{\frac{\rho_{\max sub}}{V_{effM}}}, \upsilon_{\min} = c\sqrt{\frac{\rho_{\min sub}}{\rho_{\max sub}}} \qquad (8.1.2.2)$$

$$\nu_{el,\min} = \frac{c\rho_{\min sub}}{\sqrt{\rho_{\max sub} V_{effM}}}, \nu_{el,\max} = \nu_{str,\min} \qquad (8.1.2.2.1)$$

$$\nu_{mag,\min} = \nu_{el,\min}, \nu_{mag,\max} = \nu_{el,\max} \qquad (8.1.2.3)$$

$$\nu_{gr,\max} = \nu_{el,\min}, \nu_{gr,\min} = c\frac{\rho_{\min sub}}{\rho_{\max sub}}\sqrt{\frac{\rho_{\min sub}}{V_{effM}}} \qquad (8.1.2.4)$$

С учетом (8.1.2.1) мы получаем единство природы (8.1.2.2)...(8.1.2.4), а также разность их значений без учета и с учетом «эффекта наблюдателя». Соответственно

$$\begin{aligned} &\nu_{\max,str}^{ordinary} \div \nu_{gr,\min}^{ordinary} \approx 1{,}1\cdot 10^{12} \div 3{,}2\cdot 10^{-49}\,(Hz), \\ &\nu_{\max,str}^{eff-obs} \div \nu_{gr,\min}^{eff-obs} \approx 1{,}9\cdot 10^{25} \div 5{,}6\cdot 10^{-36}\,(Hz) \end{aligned} \qquad (8.1.2.5)$$

Значения (8.1.2.3) и z для астрофизических объектов со средней плотностью вещества, находящейся за пределами (1.1), должны быть скорректированы. Для верхней и нижней границ интервала (1.1) соответственно

$$c_{up-\lim}^{eff-obs} = c^{ordinary}\sqrt{\frac{\rho_{obs}}{9{,}53\cdot 10^{3}}\left(m\times s^{-1}\right)}, z_{up-\lim}^{eff-obs} = z_{obs}\frac{9{,}53\cdot 10^{3}}{\rho_{obs}} \qquad (8.1.2.6.1)$$

$$c_{bl-\lim}^{eff-obs} = c^{ordinary}\sqrt{\frac{\rho_{obs}}{9{,}53\cdot 10^{-27}}\left(m\times s^{-1}\right)}, z_{bl-\lim}^{eff-obs} = z_{obs}\frac{9{,}53\cdot 10^{-27}}{\rho_{obs}} \qquad (8.1.2.6.2)$$

В итоге, группы вертикального распределения являются «квазизамкнутыми» саморегулирующимися системами, представляющими собой одиночные Вселенные Фридмана и взаимосвязанными через (8.1.1.1) и (8.1.1.2). Но из (8.1.2.6.1), (8.1.2.6.2) может следовать, что реальная удаленность некоторых астрофизических объектов отличается от той, что принята в настоящее время!

Об авторе:

Синицын Константин Николаевич
e-mail: koscmp@kaluga.ru

Источники информации:

1. Физика космоса (маленькая энциклопедия, библиотечная серия, издание второе, переработанное и дополненное). Под редакцией А.Р. Сюняева, 1986 г.
2. Sukratu Barve, T.P. Singh; Celano Vaz; Louis Witten, 1999, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901054.

3. Hrvoje Nikolic, 1999, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901057.
4. Freidel, K. Kreasnov, R. Puzio, 1999, http://xxx.lanl.gov/hep-th v2/9901069.
5. Shinsuke Kawai; Masa-aki Sakagami, Jiro Soda, 1999, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901065.
6. E.I. Guendelman, 1999, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901067.
7. Jolien D.E. Creighton, 1999, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901075.
8. Serg Droz, Daniel J. Knapp, Eric Poisson; Benjamin J. Owen, 1999, http://xxx.lanl.gov/gr-qc/9901076.
9. V. Frolov; D. Fursaev; J. Gegenberg; G. Kunstatter, 1999, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901087.
10. Renata Kallosh, 1999, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901095.
11. F.T. Brandt, T. Frenkel, 1999, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901132.
12. Emil Martinec, Vatche Sahakian, 1999, http://xxx.lanl.gov/hep-th/9901135.
13. Anne M.Green; Andrew R. Liddle, 1999, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901268.
14. J.C. Niemeyer; K. Jedamzik, 1999, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901292.
15. K. Jedamzik; J.C. Niemeyer, 1999, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901293.
16. Allesandro Melchiorri; Michail Vasil'evich Sazhin, Vladimir V. Shulga; Nicola Vittorio, 1999, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901220.
17. Alexander Kusenko, 1999, http://xxx.lanl.gov/hep-ph/9901353.
18. Antonio Riotto; Mark Trodden,1999, http://xxx.lanl.gov/hep-ph/9901362 v2.
19. Michael S. Turner, 1999, http://xxx.lanl.gov/astro-ph/9901109.
20. Гравитационные поля вращающихся нейтронных звезд, Н.Р. Сибгатуллин, Р.А. Сюняев, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).
21. Проект SEE гравитационного эксперимента в космосе: статус и новые оценки, А.Д. Алексеев, К.А. Бронников, Н.И. Колосницын, М.Ю. Константинов, В.Н. Мельников, Алвин Дж. Сандерс, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).
22. Геодинамические процессы и вариации электрической составляющей электромагнитного поля Земли в крайне низкочастотном диапазоне, Л.В. Грунская, В.В. Дорожков, Д.В. Виноградов, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).
23. Gravitational waves in cosmological models with negative pressure, Julio C. Fabris, 1999 (материалы X Российской гравитационной конференции).

Дата публикации:

31 декабря 2000 года