

Скалярная модель гравитации.
Шестаков Ю.И.,
Российский научный центр «Курчатовский институт»
Москва, Россия.

e-mail yurshestak@yandex.ru

Скалярная модель гравитации разработана как альтернатива ОТО (GTR) С единой точки зрения, на основе трех постулатов, получили объяснение: природа ярких радиоисточников с «тепловым» спектром; возможные источники темной материи; ускоренное разбегание галактик; причина длительного существования звезд – спутников массивных «черных» дыр. В слабых полях все расчеты совпадают с результатами GTR. Коллапс в рамках модели заканчивается стационарным состоянием и не обращает ни одной физической величины в бесконечность. Модель не нуждается в привлечении гипотезы о темной энергии и дает ряд проверяемых прогнозов. PACS: 52, 53

Содержание

1. Введение. Исходные постулаты.
2. Потенциал
3. Коллапс
4. Инфинитные траектории фотонов
5. «Черные дыры» и их спутники.
6. Гравитационные волны
7. Приведенные потоки
8. Вероятный источник темной материи
9. Кандидат на роль гравитона.
10. Основные итоги
11. Приложения.
12. Список литературы.

Введение.

С момента создания Общей теории относительности уже столетие физики испытывают самые сильные и разнообразные эмоции. Но познание мира не знает остановок, и новые факты сначала триумфально подтверждают теорию, а затем заставляют строить более универсальную теорию, способную включить в себя объяснение новых фактов. Важно при этом не растратить способность объяснять уже известные факты. Из таких работ наибольшее впечатление на меня произвела релятивистская теория гравитации А.А. Логунова.[1]

Для создания новой, альтернативной теории, конечно же, нужен очень мощный побудительный мотив. Среди астрономических открытий, не нашедших пока объяснения в рамках ОТО и альтернативных теорий, наиболее интересным для меня являются

яркие радиоисточники с «тепловым» спектром. Спектр этих источников условно назван «тепловым» за сходство со спектром теплового источника, смещенным в радиодиапазон. Смещение при этом составляет колоссальную величину $z \approx 10^8$. Яркостная температура типичного радиоисточника составляет $10^{16} K^0$. Спектр смещается в дециметровый - метровый диапазон, если допустить, что фотоны, излученные звездой с температурой прозрачного слоя T , получили красное смещение $z \approx 100T(K^0)$ (Приложение 3). А, чтобы попасть в радиодиапазон и получить при этом яркостную температуру $T_{Br} \approx 10^{16} K$ нужно иметь $T \approx 10^7 K^0$, $z \approx 10^9$. В данной модели фотоны получают столь большое красное смещение, преодолевая огромную разность потенциалов в поле сколлапсировавшей до стационарного состояния звезды - **коллапсара**. В определенных условиях коллапсар представляет собой яркий радиоисточник с «тепловым» спектром. В рамках предлагаемой модели безразмерный потенциал $\Phi = \varphi / c^2$ на поверхности коллапсара должен составлять $\Phi = -\ln z \approx -20.7$. Эффективный радиус коллапсара близок, но не меньше половины гравитационного радиуса.

Энергетический запас коллапсаров постоянно пополняется внешним излучением, мощность которого во время падения в потенциальную яму возрастает в z^2 раз. При этом, в z раз за счет фиолетового смещения, растет энергия фотонов и в z раз сокращается время поглощения потока, потому, что время в потенциальной яме идет медленнее в z раз. Для радиоисточников имеющих $z \approx 10^9$ коэффициент усиления мощности падающего излучения составляет колоссальную величину $z^2 \sim 10^{18}$. **Под воздействием столь мощного потока излучения звезда нагревается до температуры, при которой радиационное давление уравнивает гравитационное давление и коллапс останавливается. Этот мощнейший поток излучения не учитывается в других теориях, что и обуславливает кардинальное различие итогов в сильных полях.** Точно такое же ослабление мощности получает **выходящее** наружу излучение. Таким образом, коллапсар преобразует падающее на него коротковолновое излучение в длинноволновое. Максимум смещенного спектра, достигающего Земли, зависит от массы коллапсара $\lambda_{\max}^{dis} = \lambda_{\max} z = 0.63 * 10^{10} / \sqrt{N_{\oplus}}$. Здесь N_{\oplus} - безразмерная масса коллапсара, выраженная в массах Солнца. В большинстве случаев, поэтому, максимум спектра излучения лежит в области $\lambda_{\max} \approx 10^9 m$. Такие коллапсары и воспринимаются как черные дыры.

Полученное объяснение спектра радиоисточников является, на мой взгляд, сильным аргументом в пользу предлагаемой теории. Помимо этого основного результата, теория дает независимое объяснение источникам темной материи, не нуждается в привлечении

темной энергии и гипотезы большого взрыва для объяснения ускоренного разбегания галактик, объясняет длительное существование звезд – спутников вблизи массивных «черных дыр».

В основу теории положены следующие три постулата:

Первый постулат: скорость света постоянна, и является предельной скоростью движения любых материальных объектов, исключая пекулярное изменение расстояния, обусловленное свойством пространства менять масштаб в зависимости от гравитационного потенциала. Вблизи коллапсирующего объекта масштабный фактор меняется очень значительно, и пекулярное движение нельзя не учитывать. Исключительное свойство пекулярного движения ограничивает применимость модели пространства Минковского. Так интервал для двух событий (r_1, t_1) и (r_2, t_2) , характеризующих положение одного и того же небесного тела, на большом расстоянии от начала координат, таком, что $Hr_i > c$. H - постоянная Хаббла

$$s = \sqrt{c^2 \Delta t^2 - \Delta r^2} \quad (1-1)$$

имеет мнимое значение. При перенесении начала координат ближе к небесному телу интервал изменится и станет действительным.

Второй постулат.

Не зная заранее метрику пространства, можно все же предположить, что **напряженность поля отдельного точечного неподвижного заряда равна заряду, деленному на поверхность эквипотенциальной сферы.**

$$\vec{g} = \frac{4\pi GM}{S} \quad (1-2)$$

Поверхность эквипотенциальной сферы может произвольным образом зависеть от радиуса. $S = S(R)$

Учитывая условие нормировки и формулу Эйнштейна для полной массы $M = E/c^2$, запишем плотность заряда в виде

$$\rho = -4\pi G \frac{u}{c^2} \quad \text{в}$$

котором u - плотность полной энергии за исключением энергии поля гравитации. (Вопрос об энергии поля гравитации обсуждается в п. 9). В соответствии с (1-2) напряженность поля точечного источника с полной энергией E_s при любой зависимости $S = S(R)$ получает вид.

$$g = -\frac{4\pi G(E_s/c^2)}{S} \approx -\frac{4\pi GM}{S} \quad (1-3)$$

Сила взаимодействия с пробным зарядом

$$\vec{F} = (E/c^2) \vec{g} \quad (1-4)$$

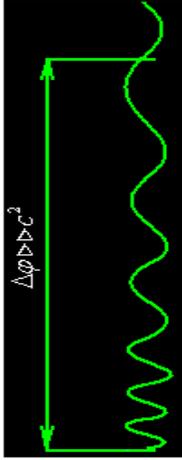
$E/c^2 = m_g$ - гравитационная масса пробного тела.

Умножая скалярно (1-4) на $d\vec{R}$, получим $\vec{F}d\vec{R} = (E/c^2) \vec{g}d\vec{R}$ или

$$dE / E = \vec{g}d\vec{R} / c^2 \quad (1-5)$$

Интегрирование выражения (1-5) в пределах от ∞ до \vec{R} дает

$$\ln \frac{E_\infty}{E(\vec{R})} = \frac{1}{c^2} \int_\infty^{\vec{R}} \vec{g}d\vec{R} = \frac{\varphi(\vec{R})}{c^2} = \Phi(\vec{R}) \quad (1-6)$$



Запишем полученное выражение в скалярной форме.

$$E = E_\infty e^{-\Phi} \quad (1-7)$$

Φ - безразмерный потенциал.

Выражение (1-5) записано для произвольной частицы и, в частности, для фотона. Поэтому решение (1-7) означает также, что частота фотона меняется в зависимости от потенциала в соответствии с (1-8)

$$\nu / \nu_\infty = e^{-\Phi} = z \quad (1-8)$$

Фотон может преодолеть любую разность потенциалов потому, что экспонента не обращается в нуль. (Рис. 1.)

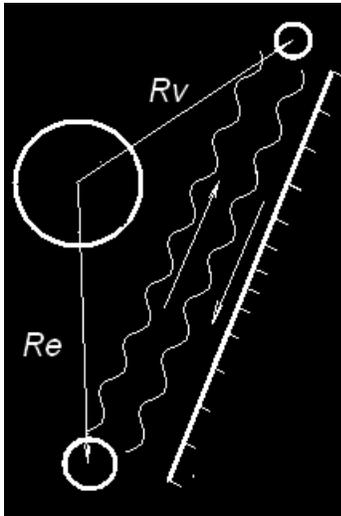
Рис.1. В соответствии с (1-8) ход времени зависит от потенциала

$$dt_\infty / dt = e^{-\Phi} \quad (1-9)$$

Представим, например, что на башне расположен источник монохроматического излучения, а на поверхности Земли приемник. За каждый оборот Земли число испущенных волн должно равняться числу принятых $N_{Rad} = N_{Acc}$, потому что волны не могут стационарно накапливаться между приемником и источником. Рост частоты $\nu_{Acc} > \nu_{Rad}$ означает замедление времени у приемника.

$$\frac{t_{Rad}}{t_{Acc}} = \frac{N_{Rad} / \nu_{Rad}}{N_{Acc} / \nu_{Acc}} = \frac{\nu_{Acc}}{\nu_{Rad}}$$

Для формулировки **третьего постулата (о метрике пространства)**, воспользуемся экспериментальным материалом. Электромагнитный



сигнал, проходя вблизи Солнца (рис.2.) в известном эксперименте [2] испытывает задержку. Расчет задержки, учитывающий только эффект замедления времени дает результат ровно вдвое меньше экспериментального (Приложение 1). Поэтому не трудно было предположить, что не только время замедляет свой ход, но в такой же пропорции удлиняется траектория, за счет сокращения эталона длины.

$$\frac{dx}{dx_0} = \frac{dy}{dy_0} = \frac{dz}{dz_0} = \frac{dt_0}{dt} = e^{-\Phi} = z \quad (1-10)$$

или
$$\frac{d\vec{R}}{d\vec{R}_0} = \frac{dt_0}{dt} = e^{-\Phi} \quad (1-11)$$

Рис. 2. x, y, z, t - координаты в реальном пространстве;

x_0, y_0, z_0, t_0 - координаты в условно наложенном плоском пространстве.

Из (1-10) следует, что якобиан преобразования имеет вид

$$J = \begin{vmatrix} z^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & z \end{vmatrix} = z^2 \quad (1-12)$$

Соответственно, метрический тензор плоского пространства преобразуется в следующий

$$g^{ik} = \frac{dx^i}{dx^{0i}} \frac{dx^k}{dx^{0m}} g^{lm0} = \begin{vmatrix} z^{-2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -z^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -z^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -z^2 \end{vmatrix} \quad (1-13)$$

Поскольку векторы преобразуются в коллинеарные векторы, то якобианы преобразования для поверхностей и объемов имеют диагональную форму и равны соответственно для поверхности

$$\frac{D(x, y)}{D(x_0, y_0)} = e^{-2\Phi} \quad (1-14)$$

и для объема
$$\frac{D(x, y, z)}{D(x_0, y_0, z_0)} = e^{-3\Phi} \quad (1-15)$$

Иначе говоря, эталон длины, в гравитационном поле сжимается, а время замедляется (как и при преобразовании Лоренца) но в зависимости от безразмерного потенциала Φ . Все материальные объекты сжимаются изотропно. Образно говоря, все происходит так как в романе Стругацких «Понедельник начинается в субботу». Помещение НИИЧАВО снаружи представляет небольшой бокс. Однако, входящие в него сотрудники, оказываются в огромном многоэтажном помещении. Можно представить, что сотрудники проходят по волшебному коридору, который уменьшает размеры любых материальных объектов при движении внутрь здания, а при движении обратно восстанавливает их размеры.

Уменьшение эталона длины $l/l_0 = e^\Phi$ приводит к тому, что размеры здания, измеренные с помощью такого эталона, увеличиваются $d\vec{R}/d\vec{R}_0 = e^{-\Phi} > 1$. В природе роль такого здания выполняет окрестность коллапсара, а роль волшебного коридора выполняет любая траектория, соединяющая точки с разным гравитационным потенциалом. Координаты (\vec{R}_0, t_0) не характеризуют реальное пространство в присутствии поля, а возникают лишь при удалении источника поля. Величину $z = e^{-\Phi}$ назовем **масштабным фактором**, так как космологический масштабный фактор имеет ту же природу и обусловлен усредненным потенциалом Вселенной. Определим **расстояние** между точками $M_1(x_1, y_1, z_1)$ и $M_2(x_2, y_2, z_2)$, неподвижными относительно источника поля, как произведение скорости света на интеграл локального времени прохождения светового сигнала от

точки M_1 до точки M_2 вдоль «геодезической линии», соединяющей эти точки на которой этот интеграл имеет минимальное значение.

$$d(M_1, M_2) = c \int_{M_1}^{M_2} d\tau \quad (1-16)$$

Понятно, что в переменном поле ход времени меняется, и расстояние тоже меняется, происходит пекулярное движение.

В разных точках деформированного пространства время идет по-разному. Удобно ввести всеобщее время, измеряемое числом оборотов массивного источника гравитации. Рассмотрим подвижную систему координат. За один оборот небесного тела все точки оси координат, вдоль которой она движется должны смещаться на одинаковое число метров. Иначе между двумя фиксированными в пространстве точками будет удлиняться отрезок оси координат. Поскольку один оборот небесного тела будет происходить за разное локальное время, то скорости разных точек на осях подвижной системы координат будут разные. $V_1/V_2 = e^{\Phi_1 - \Phi_2}$ Разные точки проходят одинаковое расстояние за разное время. Соответственно Лоренцево сокращение тоже разное $\gamma = \gamma(\Phi)$. В малых областях пространства, когда можно считать потенциал постоянным, события происходят в пространстве **Минковского**. Но, строго говоря, только неподвижная относительно источника гравитации система координат в гравитационном поле является инерциальной. Неоднородное преобразование масштаба соответствует переходу от пространства Минковского, (вдали от источника) к Риманову пространству (вблизи источника).

Третий постулат, (подтверждаемый дальнейшей проверкой), утверждает, что в гравитационном поле эталон длины уменьшается, а время замедляется в $e^{-\Phi}$ раз.

При рассмотрении центрально симметричной задачи потенциал зависит только от радиуса. Поэтому круговые орбиты являются эквипотенциальными. Орбита, имеющая относительно плоского пространства длину $L_0 = 2\pi R_0$ в реальном пространстве измеряется укороченным эталоном и потому имеет длину

$$L = 2\pi R_0 e^{-\Phi} \quad (1-17)$$

В этом уравнении R_0 - выступает в качестве прицельного параметра орбиты. Соответственно поверхность эквипотенциальной сферы в реальном пространстве получает значение в соответствии с (1-14).

$$S = 4\pi R_0^2 e^{-2\Phi} \quad (1-18)$$

На рис.3 показаны эквидистантные орбиты в плоском и реальном пространствах с позиции внешнего наблюдателя. Введем обозначение

$$R_{eff} = R_0 e^{-\Phi} \quad (1-19)$$

и перепишем (1-17) и (1-18) в виде

$$L = 2\pi R_{Eff} \quad (1-20)$$

$$S = 4\pi R_{Eff}^2 \quad (1-21)$$

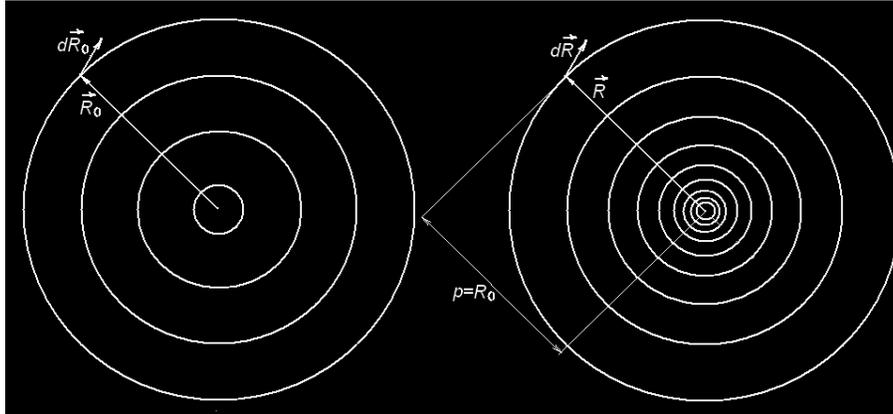


Рис.3. Эквидистантные орбиты в плоском и реальном пространстве.

2. Потенциал.

Напряженность поля с учетом (1-18)

$$g = -\frac{MG}{R_0^2 e^{-2\Phi}} \quad (2-1)$$

Учитывая, что

$$g = -\frac{c^2 d\Phi}{dR_0} \frac{dR_0}{dR} = -c^2 \frac{d\Phi}{dR_0 e^{-\Phi}} \quad (2-2)$$

и приравнивая правые части (2-1) и (2-2) получим уравнение

$$e^{-\Phi} d\Phi = \frac{MG}{c^2} \frac{dR_0}{R_0^2} = r_m \frac{dR_0}{R_0^2} \quad (2-3)$$

$r_m = \frac{MG}{c^2}$ - удобно назвать массовым или минимальным радиусом.

Интегрируя (2-3), получим

$$\Phi = -\ln\left(1 + \frac{MG}{R_0 c^2}\right) = -\ln\left(1 + \frac{r_m}{R_0}\right) \quad (2-4)$$

$$e^{-\Phi} = 1 + \frac{r_m}{R_0} \quad (2-5)$$

Из (2-5) и (1-19) видно, что

$$R_{Eff} = R_0 e^{-\Phi} = R_0 + r_m \quad (2-6)$$

Формула (2-1) может быть переписана в виде

$$g = -\frac{MG}{R_{Eff}^2}$$

Можно предположить, что совокупность пространственно разнесенных зарядов создает поле, описываемое системой уравнений

$$\vec{g}_\Sigma = e^{2\Phi_\Sigma} \sum_i \frac{-\vec{R}_{0i} M_i G \sqrt{1 - V_i^2 / c^2}}{R_{0i}^3 \left(1 - \frac{V_i \vec{R}_{0i} \vec{V}_i}{c R_{0i} V_i}\right)} \quad (2-7)$$

$$\Phi_{\Sigma} = \frac{1}{c^2} \int_0^{\infty} \vec{g}_{\Sigma} e^{-\Phi_{\Sigma}} d\vec{R}_0 \quad (2-8)$$

в которых $\vec{R}_{0i} = \vec{R}_i - \vec{V}_i \Delta t_i$ - радиус вектор нахождения i -го источника в момент, учитывающий задержку сигнала от этого источника;

Множитель $\frac{\sqrt{1-V_i^2/c^2}}{1 - \frac{V_i \vec{R}_{0i} \vec{V}_i}{c R_{0i} V_i}}$ учитывает увеличение градиента

потенциала из за эффекта Доплера; $\cos \alpha = \frac{\vec{R}_0 \vec{V}}{R_0 V}$. (Рис. 4)

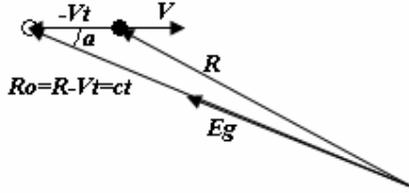


Рис. 4

Такое предположение согласуется с полученными выражениями для напряженности и потенциала поля единичного неподвижного точечного источника, но требует дополнительной проверки.

Напишем теперь **функцию Лагранжа** для частицы в поле точечного источника.

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - U = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - (E - E_{\infty}) \quad (2-9)$$

с учетом (1-7)
$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - E_{\infty} (e^{-\Phi} - 1) \quad (2-10)$$

Еще раз перепишем функцию Лагранжа с учетом (2-5)

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - E_{\infty} \frac{r_m}{R_0} \quad (2-11)$$

Теперь по стандартной процедуре

$$\frac{d}{dt} \frac{dL}{dv} = \frac{dL}{dR} = e^{\Phi} \frac{dL}{dR_0}$$

получим уравнение движения.

$$\frac{dP}{dt} = -e^{\Phi} \frac{E_{\infty} r_m}{R_0^2} = -e^{2\Phi} \frac{MGE}{R_0^2 c^2} = -\frac{MG(E/c^2)}{R_{Eff}^2} \quad (2-12)$$

С учетом направления действия силы **уравнение движения**

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = -\frac{MG(E/c^2)}{R_{Eff}^2} \frac{\vec{R}}{R} \quad (2-13)$$

Подробный анализ уравнения движения приводит к известному соотношению [7] (Приложение 7).

$$\vec{F} - (\vec{F} \vec{\beta}) \vec{\beta} = m \gamma \vec{a}$$

Обратим внимание, что в соответствии с (1-7) интегралом движения частицы в поле является величина

$$E_{\infty} = E \exp\left(\frac{\varphi}{c^2}\right) = \gamma mc^2 \exp\left(\frac{\varphi}{c^2}\right) \approx \gamma mc^2 \left(1 + \frac{\varphi}{c^2}\right)$$

Сравнивая с интегралом движения в ОТО [3] (формула (88-9))

$$E_{\infty} = \gamma mc^2 \sqrt{g_{00}} \quad \text{и учитывая, что} \quad \sqrt{g_{00}} = \sqrt{1 + \frac{2\varphi}{c^2}} \approx 1 + \frac{\varphi}{c^2}$$

приходим к выводу, что в слабых полях интегралы движения частиц совпадают. Соответственно совпадают решения о задержке сигнала, проходящего вблизи Солнца и отклонении луча. (Приложение 1)

$$\delta t = \frac{2r_g}{c} \ln \frac{R_e R_v}{\rho^2} \quad (2-14)$$

$$\text{Отклонение луча} \quad \beta = -c \frac{d\delta t}{2d\rho} = \frac{2r_g}{\rho} \quad (2-15)$$

3. Коллапс

Выпишем для удобства основные полученные формулы

$$\text{Длина орбиты} \quad L = 2\pi R_{\text{eff}} \quad (3-1)$$

$$\text{Поверхность сферы} \quad S = 4\pi R_{\text{eff}}^2 \quad (3-2)$$

$$\text{Напряженность поля} \quad g = -\frac{MG}{R_{\text{eff}}^2} \quad (3-3)$$

$$R_{\text{eff}} = R_0 + r_m; \quad r_m = \frac{MG}{c^2}; \quad R_0 - \text{прицельный параметр орбиты} \quad (3-4)$$

Присутствие величины r_m в выражении для эффективного радиуса приводит к конечным предельным значениям всех характеристик коллапсирующего объекта. Когда прицельный параметр R_0 стремится к нулю, все геометрические и физические характеристики объекта стремятся к конечным пределам. Объем стремится к величине.

$$V > \frac{4}{3}\pi r_m^3 \quad (3-5)$$

Отметим, что объем не пропорционален массе коллапсирующего объекта, а растет пропорционально массе в третьей степени. Поэтому достижимая при коллапсе средняя плотность (3-6) обратно пропорциональна квадрату массы.

$$\mu_{\text{av}} = \frac{M}{V} < \frac{3c^2}{4\pi G r_m^2} \quad (3-6)$$

Изменение масштабного фактора $e^{-\Phi} = z$ при коллапсе приводит к тому, что средняя плотность Вселенной в соответствии с (3-6) не может быть большой. Поэтому гипотеза большого взрыва не совместима с предлагаемой моделью.

Разбегание галактик находит в рамках модели иное объяснение. Оценим состояние Вселенной исходя из современной оценки ее массы $M_U = 2.4 * 10^{53} \text{ kg}$. В соответствии с (2-4) $r_m = 1.8 * 10^{26}$ метров. Если

предположить, что вселенная коллапсирует то ее средняя плотность стремится в соответствии с (3-2) к $\mu_{av} \approx 10^{-26} \text{ kg} / \text{m}^3$. Интересно то, что современная оценка средней плотности Вселенной $\Omega = 10^{-26} \text{ kg} / \text{m}^3$ совпадает с полученным значением **предельной** плотности. Поэтому можно предположить, что Вселенная находится на поздней стадии коллапса, когда все ее геометрические и физические параметры приблизились к своим пределам. При этом масштабный фактор продолжает расти и обуславливает наблюдаемое разбегание галактик.

Рассчитаем скорости движения галактик к центру вселенной без учета вращения Вселенной.

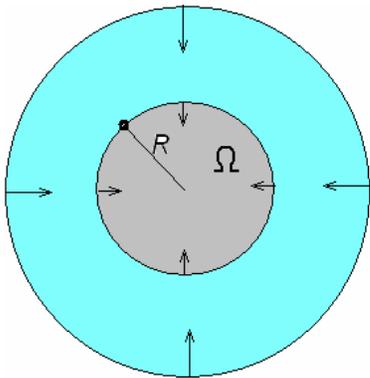


Рис.5.

радиусом R (Рис.5) не границе которого находится галактика

$$\varphi \approx -\frac{MG}{R} \approx -\frac{4\Omega R^3 G}{R} \approx -4\Omega G R^2 \quad (3-8)$$

$$v = -\sqrt{-2\varphi} = -\sqrt{8\Omega G R} \quad (3-9)$$

Подставляя известную величину, $\Omega = 10^{-26} \text{ kg} / \text{m}^3$ получим выражение.

$$v = -\sqrt{8\Omega G R} = -2.26 * 10^{-18} R \quad (3-10)$$

Новую константу

$$H_v = -\sqrt{8\Omega G} = -2.26 * 10^{-18} \text{ s}^{-1} \quad (3-11)$$

назовем **постоянной сжатия**. Результирующее разбегание галактик связано с изменением z . Запишем постоянную Хаббла как сумму - H_v и **масштабной постоянной** - H_z .

$$H = H_z + H_v = 2.3 * 10^{-18} \text{ c}^{-1} \quad (3-12)$$

Отсюда

$$H_z = (2.3 + 2.26) 10^{-18} = 4.56 * 10^{-18} \text{ c}^{-1} \quad (3-13)$$

Релятивистское возрастание гравитационной массы $m_g = \gamma m$ периферийных слоев Вселенной, скорость которых приближается к скорости света, приводит к росту $r_m \sim E_U$. При этом эффективный радиус Вселенной растет. $R_{\text{eff}} = R_0^0 + r_m$ Это и объясняет разбегание галактик. R_0^0 - прицельный параметр внешней границы Вселенной. При $R_0^0 \approx 0$ $R_{\text{eff}} \approx r_m$. На более ранней стадии сжатия Вселенной, когда скорость периферийных слоев была существенно меньше скорости

света, релятивистский фактор не существенно влиял на полную массу Вселенной, и скорость разбегания была меньше. Поэтому для объяснения ускоренного разбегания галактик не нужно вводить экзотическую **темную энергию**.

Рассмотрим следствия, вытекающие из существования конечного предела гравитационного давления (Приложение 2).

$$P_{g_{\max}}(r_m) \approx \mu_{av} c^2 \quad (3-14)$$

Как показывает расчет (Приложение 2) существуют условия, для того, чтобы в процессе коллапса противодействие, обусловленное нагревом коллапсирующего объекта, превысило гравитационное давление. Нагрев объекта обусловлен поглощением внешнего излучения, мощность которого увеличивается в z^2 раз. При этом в z раз увеличивается энергия фотонов и в z раз уменьшается время поглощения в потенциальной яме. Сечение поглощения при коллапсе стремится к $s \approx r_m^2 / 3$. (Приложение 6) Поскольку при коллапсе z растет неограниченно, то соседние звезды способны разогреть объект до температуры, при которой давление излучения остановит коллапс.

$$P_v \approx \frac{\sigma T^4}{c} = \mu_{av} c^2 \quad (3-15)$$

С учетом (3-6) температура остановки составит

$$T_{Bal} = 1.61 * 10^{13} / \sqrt{N_{\oplus}} \quad (3-16)$$

Здесь $N_{\oplus} = M / M_{\oplus}$ безразмерная масса.

Для достижения такой температуры потребуется

$$z = \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \approx \frac{1}{N_{\oplus}} \left(\frac{1.61 * 10^{13}}{300} \right)^2 = \frac{3 * 10^{21}}{N_{\oplus}}$$

Здесь $T_0 = 300K$ - ориентировочная температура, до которой нагрелся бы коллапсирующий объект звездами спутниками без учета усиления мощности.

По закону Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{2.9 * 10^{-3}}{1.61 * 10^{13} / \sqrt{N_{\oplus}}} = 1.8 * 10^{-16} \sqrt{N_{\oplus}}$$

Смещенное излучение, приходящее к Земле, будет иметь

$$\lambda_m = z \lambda_{\max} = \frac{3 * 10^{21}}{N_{\oplus}} 1.8 * 10^{-16} \sqrt{N_{\oplus}} = 5.4 * 10^5 / \sqrt{N_{\oplus}} \quad (3-17)$$

Максимум смещенного спектра окажется в радиодиапазоне если $N_{\oplus} \approx 3 * 10^{11}$.

Интенсивность спектра в радиодиапазоне (Приложение 3) соответствует яркостной температуре $T_{br} = 10^{16} K^0$ в соответствии с тем, что наблюдают астрономы. (рис.6) Рассмотренный механизм лишь показывает принципиальную возможность остановки коллапса. В реальности, действует совокупность сложных механизмов.

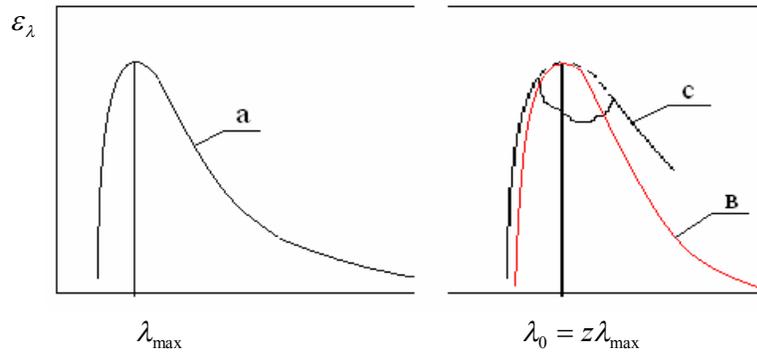


Рис.6

а – тепловой спектр; в – тепловой спектр, смещенный в радиодиапазон; с – характерный спектр радиоисточника.

Отличие экспериментальных спектров от расчетного объясняется присутствующими механизмами уширения и поглощением в окружающей среде.

Обратим внимание на переменные звезды. Их спектральные, динамические и яркостные характеристики хорошо согласуются с картиной обратимого коллапса. Действительно, при сжатии Цефеиды ее спектр получает красное смещение, а при расширении – фиолетовое и это согласуется с соответствующими изменениями потенциала поверхности. Длительность погружения в потенциальную яму соответствует накоплению энергии и объясняет корреляцию яркости вспышек с периодом между вспышками. Для детального объяснения механизма обратимого коллапса, видимо нужно включить в рассмотрение вращение звезды.

4. Инфинитные траектории фотонов.

Большое значение для понимания природы ярких радиоисточников имеет факт существования инфинитных траекторий фотонов в сильных полях. Для движения по круговой орбите, центростремительное ускорение должно равняться напряженности поля

$$\frac{c^2}{R_0 + r_m} = \frac{MG}{(R_0 + r_m)^2} \quad (4-1)$$

после преобразований получаем соотношение,

$$1 = \frac{r_m}{R_0 + r_m} \quad (4-2)$$

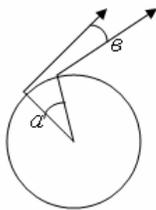


Рис 7

которое выполняется только если прицельный параметр орбиты $R_0 = 0$. Это значит, что круговых орбит для фотонов в центральном поле не существует.

Форму траекторий можно понять при рассмотрении

угла поворота импульса при движении фотона по короткому участку круговой траектории. (Рис.7)

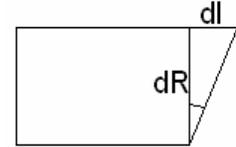
Приращение радиального импульса равно произведению силы действующей на фотон на время движения по отрезку дуги

$$\Delta P = \frac{h\nu}{c^2} \frac{MG}{R_{\text{Eff}}^2} \frac{R_{\text{Eff}}}{c} \alpha \quad (4-3)$$

$$\beta = \frac{\Delta P}{P} = \alpha \frac{r_m}{R_{\text{Eff}}} \quad (4-4)$$

Рассмотрение в волновом описании приводит к тому же результату, что подтверждает корректность модели (рис. 8).

$$\frac{dl}{dR_0} = c \frac{d\tau}{dR_0} = c \frac{d}{dR_0} \left(t \left(1 + \frac{r_m}{R_0} \right)^{-1} \right) = ct \frac{1}{z^2} \frac{r_m}{R_0^2} = \frac{ct r_m}{z R_0^2} = \frac{ct}{R_0 + r_m} \frac{r_m}{R_0} = \alpha \frac{r_m}{R_0}$$



$$\beta = \frac{dl}{dR} = \frac{dl}{dR_0} \frac{dR_0}{dR} = \alpha \frac{r_m}{R_0} \left(1 + \frac{r_m}{R_0} \right)^{-1} = \alpha \frac{r_m}{R_{\text{Eff}}}$$

Рис.8

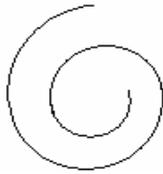


Рис.9

Из (4-4) видно, что траектория фотона имеет вид расходящейся спирали. (рис.9)

Любая орбита фотона вылетевшего с поверхности звезды инфинитна. Из – за красного смещения

$$z = \frac{v}{v_\infty} = e^{-\Phi} \quad (4-5)$$

звезды с глубоким потенциалом воспринимаются как «черные дыры».

5. «Черные дыры» и их спутники.

Дополнительным подтверждением модели является объяснение длительного существования звезд – спутников вблизи массивных «черных дыр» - коллапсаров [4]. Градиент поля в области их нахождения не слишком велик.

$$\frac{dE_G}{dR} = \frac{dE_G}{dR_0} \frac{dR_0}{dR} = \frac{2MG}{(R_0 + r_m)^3 (1 + r_m/R_0)} \quad (5-1)$$

В области, где $R_0 \gg r_m$

$$\frac{dE_G}{dR} \approx \frac{2MG}{R_0^3} \quad (5-2)$$

В области, где $R_0 \ll r_m$

$$\frac{dE_G}{dR} = \frac{2MGR_0}{r_m^4} \quad (5-3)$$

Значит при $R_0 \Rightarrow 0$ поле практически однородно, особенно для массивных черных дыр. Поэтому приливный механизм не мешает длительному существованию звезд спутников на глубоких орбитах.

Излучение гравитационных волн интереснее рассмотреть для спутников, орбита которых имеет прицельный параметр $R_0 \ll r_m$, так как интенсивность гравитационного излучения пропорциональна ω^6 .

На круговой орбите центростремительное ускорение равно напряженности поля $\frac{v_{sat}^2}{R_{Eff}} = \frac{MG}{R_{Eff}^2}$ следовательно, $v_{sat}^2 = c^2 \frac{r_m}{R_{Eff}}$ поэтому при $R_0 \ll r_m$ отношение $\frac{r_m}{R_{Eff}} \approx 1$ и мы получим $v_{sat} \approx c$

Период обращения спутника T для всех орбит

$$T \approx \frac{2\pi r_m}{c} = 2\pi \frac{GM}{c^3} \quad (5-4)$$

$$\omega = c/r_m \quad (5-5)$$

Так для черной дыры в соседней галактике $T \approx 4.3 * 10^3 \text{ sec}$ $\omega = 1,5 * 10^{-3}$
 Гравитационное излучение при такой частоте позволяет просуществовать спутнику около $\tau \sim 30$ миллионов лет в локальном времени или $\tau_0 = z\tau$ для земного наблюдателя. Поскольку это очень большое время то велика вероятность обнаружения спутников. Полученные значения для частоты и периода являются локальными. Для наблюдателя на Земле частота уменьшится в z раз. Признаком для идентификации спутника является **равенство смещений**: частоты обращения $\omega_0 = \omega/z$ и частоты излучения $\nu_0 = \nu/z$.

6. Гравитационные волны

В случаях, когда пекулярным движением можно пренебречь $Rdz/dt \ll V$ и вдали от источников 4-градиент поля не меняется при преобразованиях Лоренца.

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = const$$

Для переменного поля в пустоте получим волновое уравнение.

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \Delta\varphi$$

Расчет интенсивности гравитационных волн (Приложение 5) дает

$$I \approx \kappa \frac{GM^2 \omega^6 r_1^4}{c^5} \quad (6-1)$$

что совпадает с результатом ОТО.

7. Приведенные потоки

Интересно отметить, что дивергенция вектора в формуле Остроградского $\oint_V \text{div} \vec{A} dV = \oint_S \vec{A} d\vec{S}$ не характеризует плотность источников или стоков в сильных полях. Например, для стационарного потока жидкости по вертикальной трубе, число молей, протекающих за секунду в разных сечениях будет разным из за разности хода времени. При этом источники или стоки в привычном понимании отсутствуют. По той же причине, в длинном вертикальном соленоиде, ток в нижних витках больше, чем в верхних. Соответственно магнитная индукция различна в разных сечениях соленоида. Соответствующие особенности движения в сильных полях

иллюстрирует рисунок 10. На рисунке показано также, что связанные нерастяжимой нитью грузы, движутся по вертикали с разными скоростями. Однако формула Остроградского сохраняет прежний смысл для **приведенного потока равного обычному потоку, деленному на масштабный фактор**. Аналогичный вывод справедлив и для формул Грина и Стокса. Для приведенного потока

$$\oint_V \operatorname{div} \frac{\vec{A}}{z} dV = \oint_S \frac{\vec{A}}{z} d\vec{S} \quad (7-1)$$

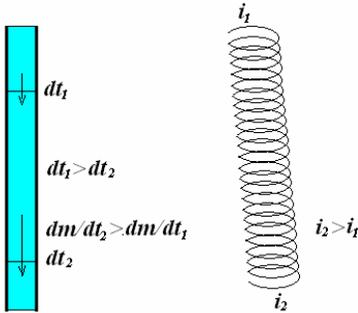


Рис. 10

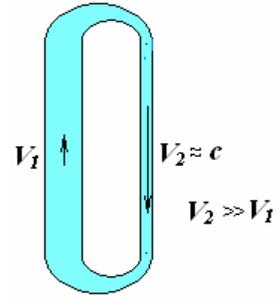
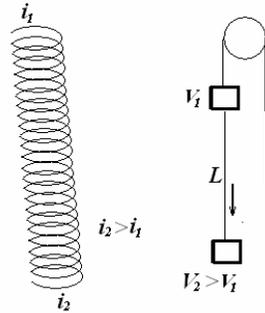


Рис. 11

Рисунок 11 иллюстрирует развитие конвективного потока на примере движения жидкости по замкнутому контуру составленному из труб разного сечения. Релятивистская зависимость силы тяжести от скорости приводит к тому, что работа гравитационного поля на замкнутом пути отлична от нуля. Кинетическая энергия возрастает за счет уменьшения энергии поля. Практического значения такие конвективные потоки не имеют потому, что минимальная вязкость будет непреодолимым препятствием для их развития. Однако, если на коллапсар падает небесное тело, то выделенная энергия в сотни раз превышает работу, необходимую для выброса сравнимого количества вещества – «темной материи» в космос.

8. Вероятный источник темной материи

Для многих спиральных галактик скорость галактических объектов $v(r)$ остается почти постоянной на значительном расстоянии r , превышающем радиус области, включающей основную видимую массу галактики.

Орбитальная скорость галактических объектов определяется формулой

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$$

Независимость скорости от радиуса означает, что $M(r) \sim r$

Примерно таким распределением массы обладает стационарный изотропный поток частиц из центра галактики движущихся с почти постоянной скоростью $V_r \gg \sqrt{\varphi(r)}$.

Какова причина возникновения такого потока?

Работа силы тяготения зависит от скорости движения тела.

Если тело массой m свободно падает в область с потенциалом $\Phi = \frac{\varphi}{c^2}$, то полная энергия тела составит $E = mc^2 \exp(-\Phi)$. В то же время, плавно снижающийся спутник приобретет энергию $E_{sat} = mc^2 \sqrt{\exp(-\Phi)}$ (Приложение 4). Еще меньшая работа будет совершена полем над телом, опущенным со скоростью $v \ll c$, когда гравитационная масса равна массе покоя тела. В рамках рассматриваемой модели потенциал на поверхности сколлапсировавшего объекта таков, что $\exp(-\Phi)$ может достигать гигантской величины $\sim 10^8$ и больше. В этих условиях работа поля может отличаться в $\sim 10^4$ и более раз в зависимости от скорости движения небесного тела. С этой точки зрения рассмотрим возможные последствия от падения небесного тела в «черную дыру». Допустим, что энергия тела в момент столкновения превысит энергию покоя тела в 10^4 раз (с такой энергией упадет спутник). Температура в области столкновения должна достичь без учета потерь на излучение величины порядка $10^4 m_e c^2 \approx 10^{12}$ электрон-вольт. Плазма при такой температуре прозрачна, и излучение сразу остудит ее. Масса упавшего вещества приблизится к массе покоя, т.е. уменьшится в 10^4 раз. Для выталкивания этого вещества в область нулевого потенциала потребуется энергия в сотни раз меньше той, которая выделилась при падении спутника.

Невозможно предположить, какие частицы будут образовываться в столь необычных условиях, однако ясно, что основная масса вещества будет выброшена в область слабого поля $\varphi(r) \ll c^2$ со скоростью $V_r \gg \sqrt{\varphi(r)}$. При этом достаточно, чтобы $V_r \ll c$ и соответственно гравитационная масса при подъеме вещества радиационным давлением была много меньше гравитационной массы того же вещества при быстром свободном падении тела. Энергия, выделяемая при быстром падении небесного тела, многократно превысит энергию необходимую для медленного выноса того же количества вещества в область низкого потенциала.

Таким образом, «черная дыра» окруженная большим количеством поглощаемых ею спутников, может стать источником всевозможных экзотических частиц, которые и создадут распределение массы $M(r) \sim r$.

Столь мощный источник вещества может получить и равный встречный поток частиц.

С момента возникновения такого источника область, охваченная потоком частиц будет расти до тех пор пока не наступит условие $V_r = \sqrt{\varphi(r)}$. При достижении данного условия поток развернется и дойдя до источника удвоит распределение массы $2M(r) \sim r$.

В связи с уменьшением скорости частиц по мере приближения к границе зоны охваченной стационарным потоком их плотность будет спадать не так быстро, как при равномерном движении и скорость звезд тоже возрастет, что видно на графике распределения скоростей [5]. Свойства частиц, конечно, предстоит установить, но вероятным источником их можно считать центральную «черную дыру» галактики.

9. Кандидат на роль гравитона.

Как мы уже убедились, течение времени в разных точках пространства связано с потенциалом. Рассмотрим тело конечных размеров. Разные части тела обмениваются между собой импульсом. Для наглядности представим интерферометр Фабри – Перро. Ось интерферометра направим вдоль градиента потенциала. Время у «нижнего» зеркала течет медленнее, чем у «верхнего». Импульс фотона у нижнего зеркала, по модулю больше чем у верхнего зеркала

$$\frac{h\nu_{Low}}{c} = -\frac{h\nu_{Upp}e^{-\Delta\Phi}}{c}.$$

$$P_{Low} = -P_{Upp}e^{-\delta\Phi} \quad (9-1)$$

При отражении от зеркал фотон передает интерферометру импульсы.

$$\delta P_{Upp} = 2P_{Upp} \quad (9-2)$$

$$\delta P_{Low} = 2P_{Low} \quad (9-3)$$

$$\delta P = 2P_{Upp}e^{-\delta\Phi} - 2P_{Upp} = 2P_{Upp}(e^{-\delta\Phi} - 1) = -2P_{Upp}\delta\Phi \sim \nabla\Phi$$

Кроме того, передача совокупности импульсов верхнему и нижнему зеркалам происходит за разное время

$$\Delta t_{Upp} = \Delta t_{Low}e^{-\Phi}$$

Поэтому

$$F_{Upp} = \frac{dP_{Upp}}{dt_{Upp}} = 2n_{Upp}P_{Upp} \quad (9-4)$$

$$F_{Low} = \frac{dP_{Low}}{dt_{Low}} = 2n_{Low}P_{Low} \quad (9-5)$$

Где n_{Upp} - частота отражений в верхней точке.

Частота отражений в нижней точке больше чем в верхней из за разницы хода времени

$$n_{Low} = n_{Upp}e^{-\delta\Phi} \quad (9-6)$$

Однако силы действуют также разное время, так что для наблюдателя

$$F_{Upp} dt_{Upp} = \frac{dP_{Upp}}{dt_{Upp}} dt_{Upp} = 2n_{Upp} P_{Upp} dt_{Upp} \quad (9-7)$$

$$F_{Low} dt_{Low} = \frac{dP_{Low}}{dt_{Low}} dt_{Low} = 2n_{Low} P_{Low} dt_{Low} \quad (9-8)$$

При этом

$$n_{Low} dt_{Low} = n_{Upp} dt_{Upp} \quad (9-9)$$

С учетом (9-1) $P_{Low} = -P_{Upp} e^{-\delta\Phi}$ и (9-9)

$$F_{Low} dt_{Low} = 2n_{Low} P_{Low} dt_{Low} = -2n_{Upp} dt_{Upp} P_{Upp} e^{-\delta\Phi} = -F_{Upp} dt_{Upp} e^{-\delta\Phi} \quad (9-10)$$

Результирующая сила

$$F_{\Sigma} = F_{Low} + F_{Upp} = -F_{Upp} (e^{-\delta\Phi} - 1) = -F_{Upp} \delta\Phi = -2Pn\delta\Phi \quad (9-11)$$

Свяжем импульс с волной Де Бройля. $P = h/\lambda$ (9-12)

Область распространения l .

Частота волны $\nu = \frac{E}{h}$ (9-13)

Скорость распространения $v_B = \lambda\nu = \frac{\lambda E}{h}$ (9-14)

Число пар отражений в секунду $n = \frac{v_B}{2l} = \frac{\lambda E}{2lh}$ (9-15)

Подставляя (9-12) и (9-15) в (9-11) получим

$$F_{\Sigma} = 2Pn\delta\Phi = 2P \frac{\lambda E}{2lh} \delta\Phi = \frac{\delta\Phi}{l} E = E\nabla\Phi = m\nabla\varphi \quad (9-16)$$

При более строгом рассмотрении учтем, что волновой вектор $|\vec{k}| = \frac{h}{\lambda}$ направлен под произвольным углом α к вертикали. Вертикальную силу создает проекция $|\vec{k}| \cos\alpha = \frac{h}{\lambda} \cos\alpha$. Она соответствует проекции импульса на вертикаль $P \cos\alpha = h/\lambda \cos\alpha$. Эффективная длина волны в вертикальном направлении становится равной $\lambda_{eff} = \frac{\lambda}{\cos\alpha}$.

Соответственно получим

$$n = \frac{v_B}{2l} = \frac{\lambda\nu}{2l \cos\alpha} = \frac{\lambda E}{2lh \cos\alpha}$$

$$F_{\Sigma} = 2P \cos\alpha (n\delta\Phi) = 2P \cos\alpha \frac{\lambda E}{2lh \cos\alpha} \delta\Phi = m\nabla\varphi$$

Таким образом, если ход времени зависит от пространственных координат, то волна де Бройля сообщает частице соответствующее силовое воздействие.

$$F = m\nabla\varphi \quad (9-17)$$

Важное следствие: Такое представление позволяет считать гравитационное поле невесомым. Именно невесомость поля позволяет получать сколько угодно глубокие потенциалы, и делает реальным предложенное описание ярких радиоисточников с «тепловым» спектром.

10. Основные итоги

В изложенной скалярной модели гравитации

- Нет горизонта событий
- В центральном поле траектории фотонов инфинитные.
- Яркие радиоисточники – продукт коллапса.
- Разбегание галактик – релятивистский результат коллапса Вселенной.
- Коллапс характеризуется конечными пределами всех геометрических и физических величин и не противоречит квантовой механике.
- Сколлапсировавший объект нагревается звездами – спутниками до температуры, превышающей температуру источника.
- Сечение поглощения излучения при коллапсе стремится к конечной величине.
- Мощность поглощенного излучения растет пропорционально z^2
- Спутники массивных черных дыр – долгожители.
- Гравитационные волны – продольные.
- Вероятным источником темной материи является центральная черная дыра галактики.
- Взаимодействие частицы с полем может осуществлять волна де Бройля.

Краткое изложение данной работы содержится в [6].

11. Приложения

Приложение 1

Задержка радиосигнала в поле Солнца.(Эффект Шапиро)

Известный эксперимент по прохождению радиосигнала от Земли к Венере и обратно вблизи Солнца зарегистрировал задержку сигнала, вызванную влиянием гравитационного поля Солнца в соответствии с ОТО.

$$\delta t = \frac{2r_{gO}}{c} \ln \frac{R_e R_v}{\rho^2}$$

Рассчитаем тот же эффект в нашей модели. Расположим начало координат в центре звезды и сопоставим произвольной точке М радиус R в реальном пространстве (Рис.1) и радиус R_0 в плоском пространстве.

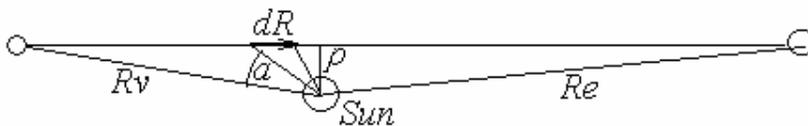


Рис. 1

В соответствии с гипотезой об изотропном сжатии пространства, элементы длины связаны соотношением

$$dR = dR_0 \exp(-\Phi)$$

Для фотона на каждом участке имеет место соотношение

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - \exp(-2\Phi)(dR_0)^2 = 0 \quad (1)$$

В сопровождающей системе координат поэтому

$$d\tau = \frac{1}{c} \exp(-\Phi) dR_0$$

Для внешнего наблюдателя

$$dt = \frac{1}{c} \exp(-2\Phi) dR_0$$

ρ - прицельный параметр луча. Точке с радиус – вектором \bar{R} поставим в соответствие угол

$$\alpha = \arccos \frac{\rho}{R}$$

при этом получим

$$dR_0 = \rho \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha}; \quad dR = \rho \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha} \exp(-\Phi)$$

В сопровождающей системе координат прохождение этого участка длится

$$d\tau = \frac{dR}{c} = \frac{\rho}{c} \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha} \exp(-\Phi)$$

Для земного наблюдателя прохождение этого участка длится

$$dt = d\tau \exp(-\Phi) = \frac{\rho}{c} \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha} \exp(-2\Phi)$$

Подставляя

$$\Phi = -\ln \left(\frac{MG \cos \alpha}{\rho c^2} + 1 \right)$$

получаем

$$dt = \frac{\rho}{c} \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha} \left(\frac{MG \cos \alpha}{\rho c^2} + 1 \right)^2 \approx \frac{\rho}{c} \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha} \left(1 + \frac{2MG \cos \alpha}{\rho c^2} \right)$$

В отсутствии гравитационного поля

$$dt_0 = \frac{\rho}{c} \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha}$$

Задержка сигнала

$$\delta t = \frac{\rho}{c} \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha} \frac{2MG \cos \alpha}{\rho c^2} = \frac{2MG}{c^2 c} \frac{d\alpha}{\cos \alpha} = \frac{r_{g*}}{c} \frac{d\alpha}{\cos \alpha}$$

Учитывая, что

$$\int_0^{\alpha_i} \frac{d\alpha}{\cos \alpha} = \ln \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha_i}{2} \right) \right|$$

Где $\alpha_i \approx \frac{\pi}{2} - \frac{\rho}{R_i}$ $\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha_i}{2} \right) \approx \frac{R_i}{\rho}$

Учитывая двойной проход сигнала, окончательно получаем

$$\delta t = \frac{2r_g}{c} \ln \frac{R_e R_v}{\rho^2} \quad (2)$$

в полном соответствии с ОТО

Отклонение луча гравитационным полем.(эффект Эйнштейна)

Пользуясь формулой (2) легко получить угол отклонения луча из соотношения

$$\alpha = -c \frac{d\delta t}{2d\rho} = \frac{2r_g}{\rho} \quad (3)$$

Здесь учтена задержка $\frac{\delta t}{2}$ за один проход.

Это еще одно очевидное соответствие с ОТО.

Получим то же соотношение в корпускулярном представлении. Для этого вычислим в первом приближении дополнительный поперечный импульс.

$$P_{\perp} = \int F_{\perp} dt$$

$$\text{где } F_{\perp} = \frac{MGhv}{\left(\frac{\rho}{\cos \alpha}\right)^2 c^2} \cos \alpha = \frac{MGhv}{\rho^2 c^2} \cos^3 \alpha ; \quad dt = \frac{\rho}{c} \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha}$$

$$P_{\perp} = 2 \frac{MGhv}{\rho c^3} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha * d\alpha = \frac{4MGhv}{\rho c^3} = \frac{2r_g}{\rho} \frac{hv}{c}$$

откуда

$$\alpha = \frac{P_{\perp}}{P} = \frac{2r_g}{\rho}$$

Таким образом, одинаковый результат получен и в волновом и в корпускулярном представлении.

Приложение 2

Условия остановки коллапса.

Максимальное давление в центре звезды оценим по формуле

$$P_g = \mu GM / r_m = \frac{c^2}{4Gr_m^2} GM / r_m = \frac{Mc^2}{4r_m^3} \approx \mu_{av} c^2$$

$$P_g \approx \mu_{av} c^2 \quad (4)$$

$$P_g \approx \mu_{av} c^2 \approx \frac{c^4}{4Gr_m^2} \quad (5)$$

Следовательно, предельное давление обратно пропорционально квадрату массы

Световое давление $P_v \approx \frac{\sigma}{c} T^4$ при высоких температурах превосходит

тепловое давление $P_T = nkT$. Оценим условие остановки коллапса световым давлением.

$$\mu c^2 = \frac{\sigma}{c} T_{Bal}^4 \quad (6)$$

$$T_{Bal} = \sqrt[4]{\frac{\mu c^3}{\sigma}} \quad (7)$$

Средняя плотность μ коллапсирующих звезд не превышает

$$\mu_{av} \leq \frac{c^2}{4Gr_m^2} = \frac{9 * 10^{16}}{4 * 6,67 * 10^{-11} 2,25 * 10^6 N_{\otimes}^2} = \frac{1.43 * 10^{20}}{N_{\otimes}^2}$$

Температура, при которой световое давление остановит коллапс

$$T_{Bal} = \sqrt[4]{\frac{\mu c^3}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{1.43 * 10^{20} c^3}{N_{\otimes}^2 \sigma}} = \sqrt[4]{\frac{1.43 * 10^{20} 27 * 10^{24}}{N_{\otimes}^2 5.7 * 10^{-8}}} = 1,61 * 10^{13} / \sqrt{N} \quad (8)$$

Если при этом звездное окружение способно нагреть небесное тело в нулевом потенциале до $T_0 = 300K^0$, то для нагрева до требуемой температуры $T = 1.61 * 10^{13} / \sqrt{N_{\oplus}} = 10^7 K^0$ потребуется

$$z = \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 = \frac{1}{N_{\oplus}} \left(\frac{1.61 * 10^{13}}{300}\right)^2 = \frac{3 * 10^{21}}{N_{\oplus}}$$

По закону Вина

$$\lambda_{max} = \frac{2.9 * 10^{-3}}{1.61 * 10^{13} / \sqrt{N_{\oplus}}} = 1.8 * 10^{-16} \sqrt{N_{\oplus}}$$

Смещенное излучение, приходящее к Земле, будет иметь

$$\lambda_m = z \lambda_{max} = \frac{3 * 10^{21}}{N_{\oplus}} 1.8 * 10^{-16} \sqrt{N_{\oplus}} = 5.4 * 10^5 / \sqrt{N_{\oplus}} \quad (9)$$

Таким образом, максимум смещенного спектра окажется в радиодиапазоне если $N_{\otimes} \approx 3 * 10^{11}$.

При этом температура баланса составит

$$T = 1.61 * 10^{13} / \sqrt{N_{\oplus}} = 3 * 10^7 K^0$$

Максимум несмещенного спектра окажется на

$$\lambda_{max} = 1.8 * 10^{-16} 5.4 * 10^5 = 9.7 * 10^{-11} m$$

Интенсивность спектра в радиодиапазоне (Приложение 3) соответствует яркостной температуре $T_{br} = 10^{16} K^0$ в соответствии с тем, что наблюдают астрономы. Видно из (9), что более легкие «черные дыры» светят на более длинных волнах.

Коллапс одинокой звезды.

Из условия равновесия с радиационным давлением температура остановки

$$T_{Bal} = 1.61 * 10^{13} / \sqrt{N}$$

Мощность реликтового излучения поглощаемого звездой растет пропорционально z^2 и температура эквивалентной печи растет как $\sqrt[4]{z^2} = \sqrt{z}$. Так что температура звезды не меньше $T_{min} = 2.725 \sqrt{z}$

Для достижения температуры баланса необходимо иметь

$$z = \left(\frac{T_{bal}}{2.725} \right)^2 = \left(\frac{1.61 * 10^{13}}{2.725 \sqrt{N_{\oplus}}} \right)^2 = 0.35 * 10^{26} / N_{\oplus}$$

По закону Вина

$$\lambda_{max} = \frac{2.9 * 10^{-3}}{T} = \frac{2.9 * 10^{-3} \sqrt{N_{\oplus}}}{1.61 * 10^{13}} = 1.8 * 10^{-16} \sqrt{N_{\oplus}}$$

С учетом красного смещения

$$\lambda_{max} z = 1.8 * 10^{-16} \sqrt{N_{\oplus}} * 0.35 * 10^{26} / N_{\oplus} = 0.63 * 10^{10} / \sqrt{N_{\oplus}} \quad (11)$$

Таким образом, к земному наблюдателю приходят волны слишком большой для регистрации длины. Поэтому черные дыры, не имеющие звезд спутников, не удастся наблюдать в собственном излучении.

Приложение.3

Яркие источники радиоизлучения с тепловым спектром.

Интенсивность излучения, выраженная через число фотонов

$$N_{T,\nu} = 2\pi\nu^2 c^{-2} \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (1)$$

Красное смещение z приводит к тому, что такое число фотонов наблюдается на частоте $\nu_{dis} = \nu/z$. Поэтому для получения смещенного спектра в приведенной формуле необходимо заменить $\nu \Rightarrow z\nu_{dis}$

Учитывая, что интервал частот $\Delta\nu$ при смещении равном z сократится в z раз, плотность фотонов на интервал частот увеличится в z раз и формула распределения фотонов приобретет вид

$$N_{T,\nu_{dis}} = 2\pi z^3 \nu_{dis}^2 c^{-2} \left(\exp\left(\frac{hz\nu_{dis}}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (2)$$

Здесь смещение z возведено в третью степень.

Учитывая также, что время вдали от поверхности источника идет быстрее в z раз, плотность фотонов будет описываться

формулой
$$N_{T,\nu_{dis}} = 2\pi z^2 \nu_{dis}^2 c^{-2} \left(\exp\left(\frac{hz\nu_{dis}}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (3)$$

в которой z снова во второй степени.

Если предположить, $T = 10^7 K$, то для попадания максимума спектра в радиодиапазон, необходимо чтобы $z = 10^9$

Для радиочастот $h\nu \ll kT$, и формула (1) для области радиодиапазона принимает вид

$$N_{T,\nu} = 2\pi\nu^2 c^{-2} \frac{kT}{h\nu}$$

При этом в формуле смещенного спектра в области радиодиапазона $10^9 h\nu_{dis} \approx kT$ и формула (3) для радиодиапазона получит вид

$$N_{T,\nu_{dis}} \approx 2\pi z^2 \nu_{dis}^2 c^{-2}$$

Для получения на радиочастоте $\nu = \nu_{dis}$ в несмещенном спектре такой же плотности фотонов на единичный интервал частоты как в

смещенном спектре, пришлось бы поднять температуру до величины T_{Br} исходя из равенства $z^2 = \frac{kT_{Br}}{h\nu_{dis}}$

$$T_{Br} = \frac{z^2 h\nu_{dis}}{k} = \frac{zh\nu}{k} = zT \approx 10^{16} K \quad (4)$$

Именно такую яркостную температуру имеют наблюдаемые радиоисточники.

Для попадания в радиодиапазон нужно, чтобы смещенная частота

$$\frac{2.9 \cdot 10^{-3}}{T} z \approx 0.29m$$

или $z \approx 100T \quad (5)$

А чтобы попасть в радиодиапазон и получить яркостную температуру $T_{Br} \approx 10^{16} K$ нужно иметь $z \approx 10^9$ $T \approx 10^7$. Как показано в Приложении 2, это достижимо.

Приложение 4. Энергия спутников.

Определим энергию спутника на круговой орбите. Центостремительное ускорение равно напряженности поля

$$\frac{v^2}{R_{Eff}} = \frac{MG}{R_{Eff}^2} \text{ следовательно, } v^2 = c^2 \frac{r_m}{R_{Eff}} \text{ или } \frac{v^2}{c^2} = \frac{r_m}{R_0 + r_m}. \text{ Для энергии}$$

$$\text{спутника получаем выражение } E_{sat} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{\frac{R_0}{R_0 + r_m}}}.$$

Учитывая, что $\exp(-\Phi) = 1 + \frac{r_m}{R_0} = \frac{R_0 + r_m}{R_0}$ получим

$$E_{sat} = mc^2 \sqrt{\exp(-\Phi)} = mc^2 \sqrt{z}$$

Для больших z , поэтому, скорости спутников близки к c .

Интересно рассмотреть следствия, вытекающие из естественного предположения, что черная дыра образуется из протозвезды обладающей моментом количества движения. Все оседающее на звезду вещество на поздней стадии формирования черной дыры это спутники. Момент количества движения спутников обеспечивает их невесомость. Звезда, основная масса которой накоплена за счет поглощения спутников, вращается со скоростью, которая компенсирует силу тяжести. Коллапс такой звезды будет неглубоким. Возможно, что переменные звезды способны выходить из коллапса благодаря вращению и возрастанию температуры.

Приложение 5. Мощность гравитационного излучения

Пусть два тела равной массы M вращаются вокруг общего центра тяжести по круговой орбите радиусом $r_1 = r/2$. где r - расстояние

между телами. На расстоянии $R \gg r_1$ имеем $\sqrt{R^2 + r_1^2} \approx R$ суммарный потенциал в приближении слабого поля будет

$$\varphi = -MG \left(\frac{1}{R + r_1 \sin \alpha \sin \omega(t - R/c)} + \frac{1}{R - r_1 \sin \alpha \sin \omega(t - R/c)} \right)$$

или после преобразований

$$\varphi \approx -\frac{2MG}{R} \left(1 + \frac{r_1^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \omega(t - R/c)}{R^2} \right) \quad (1)$$

где α - угол между направлением момента системы двух небесных тел и направлением излучения. Постоянная часть потенциала

$$\bar{\varphi} = -\frac{2MG}{R} \quad (2)$$

представляет собой обычное поле неподвижного источника на большом расстоянии.

Переменная часть потенциала

$$\tilde{\varphi} \approx \bar{\varphi} \frac{r_1^2}{R^2} \sin^2 \alpha \sin^2 \omega(t - R/c) \quad (3)$$

Вычислим поле в волновой зоне где

$$R \approx cnT = cn \frac{2\pi}{\omega} \quad (4)$$

$$\tilde{\varphi} \approx \bar{\varphi} \frac{r_1^2 \omega^2}{4\pi^2 n^2 c^2} \sin^2 \alpha \sin^2 \omega(t - R/c) \quad (5)$$

Напряженность на большом расстоянии

$$E_G \approx -\frac{d\tilde{\varphi}}{dR} \approx \frac{\bar{\varphi} r_1^2 \omega^3}{4\pi^2 n^2 c^3} \sin^2 \alpha \sin 2\omega(t - R/c) \quad (6)$$

Плотность энергии

$$W \approx kE_G^2 = k \frac{\bar{\varphi}^2 r_1^4 \omega^6}{16\pi^4 n^4 c^6} \sin^4 \alpha \sin^2 2\omega(t - R/c) \quad (7)$$

Для усреднения по времени учтем, что среднее

$$\langle \sin^2 x \rangle_{Avt} = 0.5$$

Плотность потока

$$S = \bar{W}c \approx k \frac{\bar{\varphi}^2 r_1^4 \omega^6}{32\pi^4 n^4 c^5} \sin^4 \alpha$$

с подстановкой

$$k = -\frac{1}{8\pi G} \text{ и } \bar{\varphi} = -\frac{2MG}{R}$$

$$S \approx -\frac{1}{8\pi G} \frac{4M^2 G^2}{R^2} \frac{\bar{\varphi}^2 r_1^4 \omega^6}{32\pi^4 n^4 c^5} \sin^4 \alpha$$

окончательно

$$S \approx -\frac{M^2 G \omega^6 r_1^4}{R^2 64\pi^5 n^4 c^5} \sin^4 \alpha \quad (8)$$

где

$$\omega = \sqrt{\frac{MG}{4r_1^3}} \quad (9)$$

Проинтегрируем (8) по сфере радиусом R , где элемент сферического пояса $ds = 2\pi R^2 \sin \alpha d\alpha$

$$I \approx -\frac{GM^2 \omega^6 r_1^4}{32\pi^4 n^4 c^5} 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^5 \alpha d\alpha = -\frac{1}{30\pi^4 n^4} \frac{GM^2 \omega^6 r_1^4}{c^5} \quad (10)$$

или подставляя $r_1 = r/2$, получим

$$I \approx \kappa \frac{GM^2 \omega^6 r_1^4}{c^5}$$

Полученное выражение отличается от соответствующего выражения приведенного в [3]

(стр.455 задача 1.) постоянным коэффициентом,

$$\kappa = -\frac{1}{480\pi^4 n^4}$$

который содержит свободный параметр n и может быть отнормирован в соответствии с наблюдаемыми данными.

Интересно оценить интенсивность излучения для спутников черной дыры в МЗ1.

Положим $r \approx r_m = 2 * 10^{11} m$, массу спутника положим $M \approx 10^{30} kg$

$$I \approx -6,4 \frac{6,67 * 10^{-11} * 10^{60} (1,5 * 10^{-3})^6 (2 * 10^{11})^4}{243 * 10^{40}} = -3,2 * 10^{36}$$

Приложение 6. Сечение поглощения фотонов черной дырой

Как показано в п. 4, все испущенные с поверхности звезды фотоны имеют спиральные, инфинитные траектории.

$$\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{GM}{c^2 R_{Eff}} = \frac{r_m}{R_{Eff}} = \frac{r_m}{R_0 + r_m}$$

При больших углах $\gamma = \alpha - \beta$ приведенное равенство выполняется приблизительно. В пределе $\gamma \Rightarrow \pi/2$

Для определения прицельного параметра, при котором фотон уходит в область низких потенциалов, ограничимся оценкой

$$\frac{d\gamma}{d\alpha} = 1 - \frac{r_m}{R_0 + r_m} = \frac{R_0}{R_0 + r_m} = \frac{1}{z} = \frac{\pi/2}{2\pi} = \frac{1}{4} \quad z(R_0) = 4 = 1 + \frac{r_m}{R_0} \quad R_0 = r_m / 3 \quad \sigma \approx r_m^2 / 3$$

Приложение 7

Связь силы и ускорения

$$\vec{F} - (\vec{F} \vec{\beta}) \vec{\beta} = m \gamma \vec{a} \quad (1)$$

Действительно

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= \frac{d}{dt} m \vec{v} \gamma = m \left(\vec{v} \frac{d}{dt} \gamma + \gamma \frac{d}{dt} \vec{v} \right) = m \left(\vec{v} \frac{d}{dt} \gamma + \gamma \vec{a} \right) = m \left(\vec{v} \gamma^3 \frac{v}{c^2} \frac{d|v|}{dt} + \gamma \vec{a} \right) = \\ &= m \left(\vec{v} \gamma^3 \frac{v}{c^2} a \frac{(\vec{v} \vec{a})}{va} + \gamma \vec{a} \right) = m \left(\gamma^3 \frac{\vec{v}}{c} \frac{(\vec{v} \vec{a})}{c} + \gamma \vec{a} \right) = m \left(\gamma^3 \vec{\beta} (\vec{\beta} \vec{a}) + \gamma \vec{a} \right) \end{aligned}$$

Короче

$$\vec{F} = m \left(\gamma^3 \vec{\beta} (\vec{\beta} \vec{a}) + \gamma \vec{a} \right) \quad (2)$$

Помножим полученное равенство на \vec{v}

$$\begin{aligned}\vec{F}\vec{v} &= m(\gamma^3\vec{\beta}(\vec{\beta}\vec{a}) + \gamma\vec{a})\vec{v} = m(\gamma^3\vec{\beta}\vec{v}(\vec{\beta}\vec{a}) + \gamma\vec{a}\vec{v}) \\ &= m(\gamma^3\vec{\beta}\vec{\beta}(\vec{v}\vec{a}) + \gamma(\vec{a}\vec{v})) = (\vec{a}\vec{v})m(\gamma^3\vec{\beta}^2 + \gamma) \\ (\vec{a}\vec{v}) &= \frac{\vec{F}\vec{v}}{m(\gamma^3\vec{\beta}^2 + \gamma)} = \frac{\vec{F}\vec{v}}{m\gamma^3}\end{aligned}\quad (3)$$

Подставим

$$\begin{aligned}m\gamma^3 &= (\vec{F}\vec{v})/(\vec{a}\vec{v}) \text{ в (2)} \\ \vec{F} &= m(\gamma^3\vec{\beta}(\vec{\beta}\vec{a}) + \gamma\vec{a}) = (\vec{F}\vec{v})/(\vec{a}\vec{v})\vec{\beta}(\vec{\beta}\vec{a}) + m\gamma\vec{a} = (\vec{F}\vec{\beta})\vec{\beta} + m\gamma\vec{a} \\ \vec{F} - (\vec{F}\vec{\beta})\vec{\beta} &= m\gamma\vec{a}\end{aligned}\quad (4)$$

12. Список литературы:

- [1] Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Релятивистская теория гравитации. М.: Наука, 1989.
- [2] <http://lib.ru/TEXTBOOKS/TEACH/Physics/node4.html>
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц, т.2, Теория поля, Москва, «Наука», 1988.
- [4] <http://elementy.ru/news/164824>
- [5] <http://elementy.ru/lib/25560/25564>
- [6] Physical Interpretations of Relativity Theory. Proceedings of XV International Scientific Meeting PIRT-2009 Moscow 6-9 July 2009
- SHestakov Yu. I. The Scalar Model of The field of The Gravity. pp.462-466
- [7] Окунь Л.Б. *Июль 1989 г. Том 158, вып. 3*
УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК
ПОНЯТИЕ МАССЫ