ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Т. 63, № 11 ФИЗИКА 2020

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

УДК 629.7 DOI: 10.17223/00213411/63/11/127

У.Н. ЗАКИРОВ

ОБ УЧЕТЕ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ В ПОТЕНЦИАЛЕ РОША ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК *

Впервые рассмотрено влияние модели темной энергии – нового невакуумного поля – в обобщенном (с учетом принципа эквивалентности) потенциале Роша для взаимодействующих галактик. Приведено уравнение термодинамики указанного поля и его возможные эволюции, влияющие на ускоренное расширение Вселенной.

Ключевые слова: *потенциал темной энергии, потенциал Роша, переменная масса, принцип эквивалентности, взаимодействующие галактики.*

Введение

В научной литературе уделено внимание результатам изучения потенциала Роша для взаимодействующих звезд [1, 2]. Собраны значительные материалы астрофизических наблюдений подобных пар. В настоящее время в астрофизике придается большое значение космическим исследованиям ядер активных галактик – источников рентгеновского излучения от 6 до 30 кэВ, а также источникам звездообразования. Известно, что гало галактик связаны с неизвестной физике темной материей и темной энергией. Поэтому в настоящей работе теоретически представлена модель темной энергии и ее влияние на потенциал Роша для взаимодействующих галактик.

1. Модель темной энергии

В 2014 г. автором предложено [3] выражение для пятого измерения, допустимого римановой геометрией как координаты, характеризующей субстанцию темной энергии, нового невакуумного поля, изменяющегося в процессе эволюции Вселенной (расширяющейся вечно согласно параметру $\Omega^* = 8\pi G\rho / 3H_0^2 = 0.1079 < 1$ [4]); пятое измерение имеет вид *нового* легкого *поля с распределением Ферми – Уолкера*) [3, 5, 6]:

$$x^5 = (m/m_0)\lambda . \tag{1}$$

Здесь m – элемент переменной массы этой субстанции, имеющей плотность энергии ρ_D = = 3.8 кэВ/см^3; λ – фундаментальная шкала гравитации, определяемая как экспериментально-теоретическое значение

$$\lambda_D = (hc/\rho_D)^{1/4} \ [7]. \tag{2}$$

При $\lambda < \lambda_D$ субстанция может носить антигравитационный характер [7]. Для случая $\lambda \geq \lambda_D$ внимание А. Эйнштейна в 1913 г. привлекла работа финского ученого Нордстрема, который попытался ввести в теорию относительности переменную массу. А. Эйнштейн в Вене в 1913 г. доложил критический обзор этой работы «Zum gegenwartigen Stande de Gravitations», поскольку сам в это время создавал общую теорию относительности. Он писал о недостатке теории: «…построена на априорном введении евклидова четырехмерного пространства» [8–10]. А. Эйнштейн при анализе этой работы ввел в решение Нордстрема параметр ψ: $\Phi = c^2 \ln\psi$, где Φ – скалярное поле, записанное Абрагамом, определяющее силу Ньютона; по Нордстрему имеем $m/m_0 = e^{\Phi/c^2}$. В нашем случае предполагаемого распада фермиона, определяющего гипотетическую частицу темной энергии, можно функцию ψ записать как $\psi = e^{\Phi/c^2} = e^{-\mu t} = m/m_0 = \rho V/\rho_0 V_0 = \rho V/\rho_0 3\pi\lambda_D^3$, μ – постоянная распада. В работе [11] пятая координата представлена пропорциональной изменяемому масштабу

$$x^5(t) = (m(t)/m_0)\lambda(t) = \psi\lambda(t) = W^{1/2}s, \ \ dx^5/ds = W^{1/2}, \tag{A}$$

* Работа выполнена по плану фундаментальных исследований КФУ и ИММ ФИЦ КАЗ НЦ РАН.

ds – элемент римановой геометрии; здесь коэффициент пропорциональности W суть *потенциал темной энергии*: $W = W$ (фиксированная скорость распада субстанции темной энергии – кварка (фермиона)), $(dm/dt)m_0 = -\mu e^{-\mu t}$. Тогда имеем

$$W = \{(d\psi/dt)\lambda(t)/c + \psi(d\lambda/dt)/c\}^2 \,|_{t=0} . \tag{3}$$

Заметим, что в случае (А) метрика Крамера переходит в 4-метрику пространства-времени. Далее, характер изменения масштаба λ под влиянием излучений небесных тел γ, эффекта Казимира f и частоты субстанции темной энергии k можно оценить из макроскопической модели, записывая функцию Лагранжа в виде $L = m(d\lambda/dt)^2 + k\lambda/2 + \lambda f\cos(\gamma t + \varphi)$ [11].

Рассмотрим теперь термодинамическое уравнение для потока темной энергии:

$$d\vartheta = vd\rho + \rho dv + TdS - pdv . \tag{4}$$

Слева $d\vartheta$ – флюктуация взаимодействий кварков, поток считаем адиабатическим, поэтому изменение энтропии потока станет равным нулю: $dS = 0$; тогда имеем уравнение состояния $p = -\rho/3$, что обеспечивает отрицательное давление; в этом случае

$$d\vartheta = vd\rho + \rho dv + \rho dv/3 = vd\rho + 4\rho dv/3 . \tag{5}$$

Разделим обе части на ρ: $d\vartheta/\rho = vd\rho/\rho + 4dv/3$; очевидно, что $d\vartheta/\rho << 1$ и поэтому

$$vd\rho/\rho + 4dv/3 = 0 . \tag{6}$$

Решая указанное уравнение, получим

$$\lambda = \lambda_D Z^{3/4}, \quad Z = \rho_0/\rho .$$

Для дальнейшей эволюции Z в работе [4] рассмотрен случай убывания темной энергии (для квинтэссенции [12]); указанному выше параметру ψ задается поверхность Бельтрами – многообразие постоянной отрицательной кривизны и аналогично инфляционному полю решается уравнение Клейна – Гордона:

$$\psi^2 = 1.5603[1 - 0.9954e^{-3H_0 t}], \quad H_0 = 2.378\cdot 10^{-18}\,1/\text{c} ,$$

для времени начала расширения Вселенной $t = 8.424\cdot 10^{15}$ с = 6.5 млд лет; параметр ψ = 0.3068.

Следует отметить, что в работах [3, 4] из решений пятимерного варианта метрики Робертсона – Уокера показано, что параметры Хаббла и красного смещения зависят от флюктуации $d\vartheta$.

2. О потенциале Роша модели двух взаимодействующих галактик с учетом темной энергии

В настоящей работе на базе работ Дж.Е. Прингля по формам звезд в тесных двойных системах и переносу в них масс [1] предлагается использование методов Роша по формам уже галактик в тесных двойных галактических системах и переносу в них масс с учетом темной энергии. При этом вводятся основные допущения.

В двойных галактиках имеет место закон гравитации Ньютона и теория Кеплера; содержание обеих галактик однородны, но отличаются от состава звездных моделей Роша; в частности, в модели входят гало темной энергии, расположенные на внешних областях галактических дисков; их масса примерно в 6 раз превосходит основную звездно-пылевую массу Галактик. Необходимость добавления массы темной энергии состоит в том, что суммарная масса звезд, газа и пыли недостаточна от гравитационного удержания формы (см. работы Цвикки, Гамова [12]). Размер первой сферической галактики превосходит размер второй, имеющей форму сплющенного сфероида; обе галактики вращаются относительно центра масс с постоянной угловой скоростью Ω. Наконец, галактики контактируют в начальный момент в точке либрации L1. Далее вводится прямоугольная система координат X, Y, Z. Определим масштаб координатной системы по аналогии с работой [1], поместив центр второй галактики в точку (a, 0, 0). Итак, полный потенциал в приближении Роша для рассматриваемых галактик есть

$$\Phi = -G\sum M_i'/[x^2 + y^2 + z^2]^{1/2} - G\sum M_i''/[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2} - \Omega^2[(x - \nu a)^2 + y^2]/2 + Wc^2 . \tag{7}$$

Здесь $\sum M_i'$ – сумма масс, входящих в полную энергию $\sum M_i' c^2$ первой галактики; $\sum M_i''$ – сумма масс, входящих в полную энергию $\sum M_i'' c^2$ второй галактики; $\nu = \left\{\sum M_i'' / \left(\sum M_i' + \sum M_i''\right)\right\}$. При $y = 0$, $z = 0$ $\Phi = -G\sum M_i'/x - G\sum M_i''/(x-a) - \Omega^2[(x-\nu a)^2]/2 + Wc^2$; тогда $\partial\Phi/\partial x = 0$ определяет положение точек либрации L1, L2, L3. Отметим объемный радиус полости Роша R_L: $R_L = 0.49aq^{2/3}/[0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3}]$; $q = \sum M_i'/\sum M_i''$. Нас интересует точка в орбитальной плоскости L1(x_1, 0, 0), которая является седловой точкой потенциала $\Phi^* = -G\sum M_i'/[x^2+y^2]^{1/2} - -G\sum M_i''/[(x-a)^2+y^2]^{1/2} - \Omega^2[(x-\nu a)^2+y^2]/2 + Wc^2$. Относительно потенциала Роша определим $\Delta = \Phi^* - \Phi = (\partial^2\Phi/\partial y^2)/2|_{L1}\, y^2$, представим (1) в виде $W \approx \{-\mu e^{-\mu t}x/c\}^2$, тогда $(\partial W/\partial x)c^2 = = 2\mu^2 e^{-2\mu t}x$, в итоге имеем

$$(\partial^2\Phi/\partial y^2)/2|_{L1} = \left\{G\sum M_i'/|x|^3 + G\sum M_i''/|x-a|^3 - \Omega^2 + 2\mu^2 e^{-2\mu t}\right\}/2,$$

$$\Delta\Phi = (\partial^2\Phi/\partial y^2)/2|_{L1} = \left\{G\sum M_i'/|x|^3 + G\sum M_i''/|x-a|^3 - \Omega^2 + 2\mu^2 e^{-2\mu t}\right\}/2]y^2. \tag{8}$$

Приравнивая (8) удельной кинетической энергии $\Delta\Phi = V_S^2$, где V_S – тепловая скорость частиц вблизи L1, получим величину ширины струи через точку L1

$$y \approx V_S/(\Omega^2 + 2\mu^2 e^{-2\mu t})^{1/2}. \tag{9}$$

Вблизи поверхности галактики радиуса R_1 структуру состояния материи определим уравнением гидростатического равновесия $(dp/dz)/\rho = -G\sum M_i' z/R_1^3 \sim V_S^2/H$, где H – граница галактики. Для галактики ширина струи равна $y \sim (H R_1)^{1/2}$. Уточним понятие галактики – это черная дыра, окруженная поясом дисковой аккреции, набором притянутых звездных взаимодействующих масс и массой газа.

Скорость переноса массы

$$d\sum M_i/dt \sim (\rho V_S y^2)|_{L1} \sim (\rho V_S^2)|_{L1}/(\Omega^2 + 2\mu^2 e^{-2\mu t}). \tag{10}$$

Пусть полость Роша переполняется на $\Delta R = R_1 - R_L$; для адиабатической среды $d\sum M_i/dt \sim (R_1 - R_L)^3$. Пусть динамическое время системы равно

$$t_{\text{дин}} \sim 1/(\Omega^2 + 2\mu^2 e^{-2\mu t})^{1/2}, \quad \text{тогда} \quad d\sum M_i'/dt \sim \sum M_i'/(\Omega^2 + 2\mu^2 e^{-2\mu t})^{1/2}. \tag{11}$$

Для галактики, расширяющейся в шкале $t_{\text{расш}} > t_{\text{дин}}$, степень переполнения, требуемая для поддержания темпа переноса массы, есть $\Delta R/R \sim (t_{\text{дин}}/t_{\text{расш}})^{1/3}$; динамическое время может быть $t_{\text{дин}} \sim 400\cdot 10^6$ лет; время расширения определится взаимодействием черных дыр галактик. Видно, что во всех оценках присутствует параметр $\mu^2 e^{-2\mu t}$, описывающий параметр распада темной энергии.

3. Численные значения параметров взаимодействующих галактик

Рассмотрим численные значения параметров взаимодействующих галактик (рис. 1).

Примем на основе научных публикаций усредненные числовые значения, характерные для исследуемых галактик: суммарную массу с учетом принципа эквивалентности первой галактики в форме сферы $\sum M_i' = 36\cdot 10^{46}$ г с радиусом $R_1 = 200$ кпс $= 6.168\cdot 10^{23}$ см и средней плотностью $\rho = 10^{-26}$ г/см^3; примем модель второй галактики, контактирующей с первой в точке L1 с гораздо меньшей массой $\sum M_i'' = 6\cdot 10^{40}$ г и одинаковой плотностью $\rho = 10^{-26}$ г/см^3. Отсюда следует радиус $R_2 = 1.42\cdot 10^{22}$ см; характеристики сфероида $b = R_2$, $c = R_2/2$. Из определения координат имеем $\nu = 0.166\cdot 10^{-6}$, $a = R_2/(1-\nu) = 1.42\cdot 10^{22}$ см; $R_L = 1.163\cdot 10^{22}$ см; далее расстояние центра сферы от центра масс $\xi_1 = 2.4\cdot 10^{11}$ см, второй галактики $\xi_2 = 1.42\cdot 10^{22}$ см.

Угловую скорость данной системы считаем постоянной и равной, исходя из уравнения Кеплера, $\Omega^2 \sim 10^{-34}$ 1/с^2. Полученные числовые данные позволяют уточнить значения точки либрации и построить стандартные графики перекачки материи [1] в интересах астрофизики уже с учетом темной энергии.

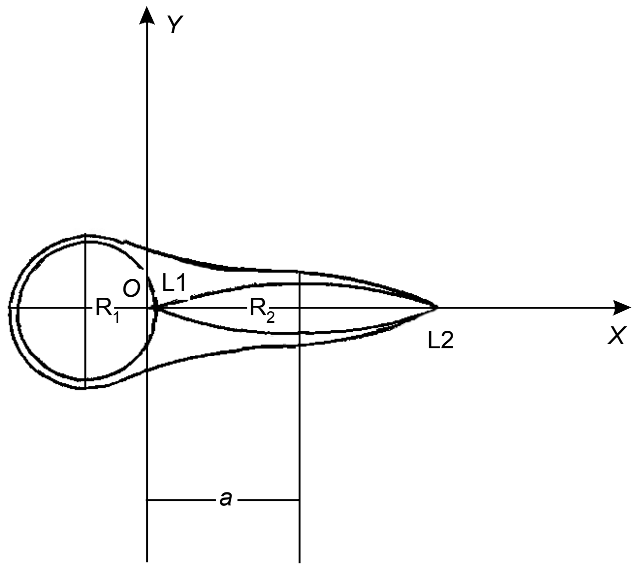

Рис. 1

4. О научных задачах, связанных с наблюдениями галактик

В настоящее время в точке L1 системы Земля – Луна работает аппарат «Спектр-РГ», на его основе опубликована самая детальная карта Вселенной в рентгеновских лучах; готовятся «Спектр-УФ», «Спектр-М». В поле зрения этих аппаратов, возможно, с рентгеновским излучением попадут взаимодействующие галактики, смоделированные в настоящей работе, что позволит уточнить физику темной энергии.

Заключение

Впервые представлен потенциал Роша для конкретного контактного варианта (схемы) двух взаимодействующих галактик с учетом модели темной энергии. Это позволит в дальнейшем изучить огромный потенциал физических процессов, происходящих с участием черных дыр. Открываются перспективы исследования иных исходных взаимных отношений двух галактик также с учетом темной энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Взаимодействующие двойные звезды: сб. – М.: Наука, 1993.
2. Kubiak M. Gwiazdy i material miedzygwiazdowa. Astrofizyka. – Warszawa: Wydawnictwo naukowe PWN, 1994.
3. Закиров У.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 3. – С. 39.
4. Крупномасштабная структура Вселенной: сб. – М.: Мир, 1981. – С. 74.
5. Закиров У.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 4. – С. 79.
6. Закиров У.Н // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 4. – С. 107.
7. Karpner D.J., Cook I.S., and Adelberger F.G. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 98. – P. 021101.
8. Пайс А. Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна. – М.: ГИФМЛ, 1982. – С. 224–227.
9. Einstein A. // Physikalishe Zeitschrift. – 1913. – N 14. – S. 1249–1266.
10. Einstein A. // Ann. Phys. – 1914. – V. 44. – P. 321–328.
11. Закиров У.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 9. – С. 90.
12. Rhatra B. and Peebles P.J.E. // Astrophys. J. – 1988. – V. 325. – P. L17.

Поступила в редакцию 06.07.2020.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия

Закиров Урал Нуриевич, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр., e-mail: zakirural@mail.ru.