

ВЗАИМОЗАВИСИМОСТЬ БОЗОННОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ И ОБЪЯСНЕНИЕ АСИМПТОТИЧЕСКИ ПЛОСКИХ КРИВЫХ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК

*Б. Э. Мейерович**

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва

Возможность равновесного статического состояния сколлапсировавшей черной дыры, окруженной темной материей, позволяет понять существование плоских кривых вращения звезд на периферии галактики. При доминирующей гравитации энергетически наиболее выгодным состоянием предельно сжатой черной дыры является конденсат Бозе–Эйнштейна. Волновой функцией, адекватно описывающей наблюдаемые проявления темной материи, оказалось продольное векторное поле. На примере конденсата бозонов Z , W и H Стандартной модели элементарных частиц (с энергиями покоя порядка 100 ГэВ) исследована зависимость кривых вращения звезд от массы черной дыры в центре галактики. При таком составе черной дыры с массой порядка солнечной ($2 \cdot 10^{33}$ г) вклад в гравитационное поле от темной материи преобладает. При этом плато на кривой вращения галактики явно выражено. С увеличением массы черной дыры вклад в гравитацию от темной материи падает, а от черной дыры растет. Масса черной дыры в центре галактики Млечный Путь на 7 порядков больше массы Солнца. Доминирует вклад в гравитацию от черной дыры. Поэтому в нашей Галактике скорость вращения звезд как функция радиуса $V(r)$ убывает пропорционально $1/\sqrt{r}$ по закону Ньютона.

The possibility of an equilibrium static state of a collapsed black hole, surrounded by dark matter, makes it possible to understand the existence of flat rotation curves of stars on the periphery of a galaxy. Under dominant gravity, the energetically most favourable state of an extremely compressed black hole is a Bose–Einstein condensate. It turned out that the longitudinal vector field, as a wave function, adequately describes the observed manifestations of dark matter. Considering as an example a condensate of Z , W , or H bosons of the Standard Model of elementary particles (with rest energies of the order of 100 GeV), the dependence of a galaxy rotation curve on the mass of a black hole was established. With the black hole mass of the order of the solar mass ($2 \cdot 10^{33}$ g), the contribution to the gravitational field from dark matter predominates. In this case, the plateau of the galaxy rotation curve is clear. As the mass of the black hole increases, the contribution to gravity from dark matter decreases, while the contribution from the black hole increases.

* E-mail: meierovich@mail.ru

The mass of the black hole in the centre of the Milky Way galaxy is 7 orders of magnitude greater than the Sun mass. The contribution to gravity from the black hole dominates. Therefore, in our galaxy, the rotation velocity of stars $V(r)$ as a function of radius decreases as $1/\sqrt{r}$ in accordance with Newton's law.

PACS: 97.60.Lf; 04.70.-s; 95.35.+d

ВВЕДЕНИЕ

Темная материя дает о себе знать только за счет гравитационного взаимодействия. Кванты обычной материи в плоском пространстве описываются векторными полями [1]. Предположим, что волновая функция квантов темной материи тоже является векторным полем φ_m . Тогда имеет смысл найти такое векторное поле в общей теории относительности (ОТО), которое проявляется исключительно в кривом пространстве [2, 3].

ПРОДОЛЬНОЕ ВЕКТОРНОЕ ПОЛЕ

В рамках минимальной ОТО (уравнения поля не выше второго порядка) лагранжиан L векторного поля φ_m — это скаляр S , состоящий из свертки билинейных комбинаций ковариантных производных $\varphi_{i;k}$ и скалярного потенциала $V(\varphi^k\varphi_k)$. Билинейная комбинация ковариантных производных $\varphi_{i;k}$ — это тензор

$$S_{iklm} = \varphi_{i;k}\varphi_{l;m}. \quad (1)$$

Общая форма лагранжиана L , образованного сверткой S тензора (1), имеет вид

$$L = a(\varphi_{;m}^m)^2 + b\varphi_{;m}^l\varphi_l^{;m} + c\varphi_{;m}^l\varphi_l^m - V(\varphi_m\varphi^m). \quad (2)$$

Здесь a , b и c — произвольные константы. В ОТО вторая производная вектора инвариантна относительно замены порядка дифференцирования:

$$\varphi_{;l;m}^l - \varphi_{;m;l}^l = R_{km}\varphi^k.$$

R_{km} — это тензор Риччи. В кривом пространстве все три кинетических члена в лагранжиане (2) равнозначны.

Ковариантную производную $\varphi_{i;k}$ можно представить в виде суммы $\varphi_{i;k} = G_{ik} + F_{ik}$ симметричного G_{ik} и антисимметричного F_{ik} тензоров:

$$G_{ik} = \frac{1}{2}(\varphi_{i;k} + \varphi_{k;i}), \quad F_{ik} = \frac{1}{2}(\varphi_{i;k} - \varphi_{k;i}).$$

Скаляр S может быть представлен в виде

$$S = a(G_k^k)^2 + (b+c)G_k^i G_i^k + (b-c)F_k^i F_i^k.$$

В плоском пространстве $R_{km} = 0$, и фактически независимыми являются только два кинетических члена из трех. Применительно к обычной материи в плоском пространстве эта градиентная (калибровочная) инвариантность позволяет принять $a = 0$. Тогда ковариантная дивергенция $\varphi_{;m}^m$ становится произвольной функцией, не влияющей на действие. В электродинамике $\varphi_{;m}^m = 0$ называется калибровкой Лоренца [4, с. 145].

Если принять $b = c = 0$, то при $a \neq 0$ получаем лагранжиан

$$L = a (\varphi_{;m}^m)^2 - V(\varphi_m \varphi^m)$$

продольного векторного поля, которое ввиду калибровочной инвариантности не влияет на обычную материю в плоском пространстве. Оказывается, что в кривом пространстве-времени продольное векторное поле φ_m адекватно описывает наблюдаемые свойства темной материи [2]. Из уравнения Эйлера–Лагранжа следует волновое уравнение

$$a \varphi_{;m,k}^m = -V' \varphi_k, \quad V' = \frac{dV}{d(\varphi_m \varphi^m)}. \quad (3)$$

В масштабах галактики гравитационное взаимодействие является доминирующим. В разложении потенциала

$$V(\varphi_m \varphi^m) = V_0 + V'(0) \varphi_m \varphi^m + \lambda (\varphi_m \varphi^m)^2 + \dots, \\ -\frac{V'(0)}{a} = \left(\frac{\mu c}{\hbar}\right)^2 \equiv \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2$$

первый член V_0 — это добавка к космологической постоянной, влияющей на расширение Вселенной [5]. В масштабе галактики роль V_0 ничтожна. Второй член разложения $V'(0) \varphi_m \varphi^m$ — это основной источник гравитационного взаимодействия, μ — масса покоя кванта продольного векторного поля, третий член $\lambda (\varphi_m \varphi^m)^2$ — поправка на взаимодействия негравитационной природы (включая упругость материи). Не надо путать коэффициент λ в третьем члене $\lambda (\varphi_m \varphi^m)^2$ с метрической функцией $\lambda(r) = \ln(-g_{rr})$ в (4) и с длиной волны де Бройля $\lambda = \hbar/\mu c$. Ограничиваясь только членом $V'(0) \varphi_m \varphi^m$, мы рассматриваем гравитирующую темную материю как идеальный газ. Масса покоя кванта продольного векторного поля обозначена μ , чтобы в дальнейшем не путать с массой m кванта бозонного скалярного поля черной дыры.

В пространстве-времени со статической центрально-симметричной метрикой Шварцшильда [6]

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = e^{\nu(r)} (dx^0)^2 - e^{\lambda(r)} dr^2 - r^2 d\Omega^2 \quad (4)$$

находим тензор энергии-импульса $T_{\text{dark } i}^k$ продольного векторного поля φ_m :

$$T_{\text{dark } i}^k = \delta_i^k \begin{cases} a (\varphi_{;m}^m)^2 - V_0' e^{\lambda} (\varphi^r)^2, & i = r, \\ a (\varphi_{;m}^m)^2 + V_0' e^{\lambda} (\varphi^r)^2, & i \neq r. \end{cases}$$

Гравитационные свойства продольного векторного поля описываются уравнениями Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \kappa T_{\text{dark} ik}.$$

По наблюдаемым кривым вращения галактик длина волны де Бройля $\lambda = \hbar/\mu c$ продольного векторного поля φ_m порядка 15 кпс (см. ниже рис. 4). Это намного порядков превышает размер черной дыры. Радиус поверхности черной дыры r_h в нашей галактике Млечный Путь меньше 0,0002 светового года [7]. Поэтому ковариантная дивергенция продольного поля $\varphi_{;m}^m(r_h)$ практически неотличима от $\varphi_{;m}^m(0)$. В асимптотической области $r \sim \lambda \gg r_h$ метрическая функция $\lambda(r) \ll 1$. Линеаризованные уравнения Эйнштейна для метрических функций $\nu(r)$, $\lambda(r)$

$$\nu' = \kappa r \left[\left(\frac{1}{\lambda} \varphi^r \right)^2 + (\varphi_{;m}^m)^2 \right] + \frac{\lambda}{r}, \quad \lambda' + \frac{\lambda}{r} = \kappa r \left[\left(\frac{1}{\lambda} \varphi^r \right)^2 - (\varphi_{;m}^m)^2 \right] \quad (5)$$

вместе с уравнением Клейна–Гордона для ковариантной дивергенции $\varphi_{;m}^m(r)$ продольного векторного поля

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\varphi_{;m}^m}{dr} + \frac{1}{\lambda^2} \varphi_{;m}^m = 0 \quad (6)$$

позволяют найти зависимость от радиуса скорости вращения звезды вокруг центра $V(r)$ в асимптотической области $r \gg r_h$ [8].

Регулярное в центре решение уравнения Клейна–Гордона (6) имеет вид

$$\varphi_{;m}^m(r) = \varphi_{;m}^m(0) \frac{\lambda}{r} \sin\left(\frac{r}{\lambda}\right). \quad (7)$$

Из волнового уравнения (3) получаем

$$\varphi^r(r) = -\varphi_{;m}^m(0) \frac{\lambda^3}{r^2} \left[\sin\left(\frac{r}{\lambda}\right) - \frac{r}{\lambda} \cos\left(\frac{r}{\lambda}\right) \right]. \quad (8)$$

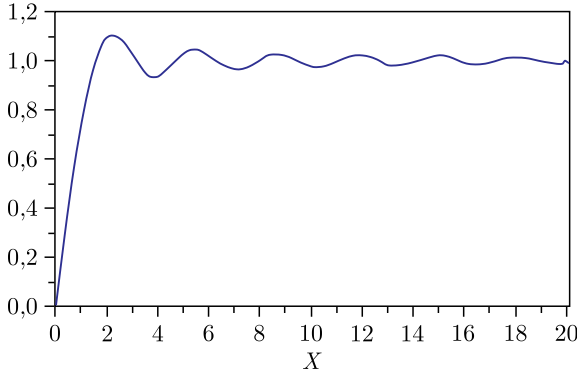
Подстановкой (7) и (8) в линеаризованные уравнения Эйнштейна (5) находим

$$r \frac{d\nu}{dr} = \kappa (\varphi_{;m}^m(0))^2 \lambda^2 \left[1 - \frac{\lambda}{r} \sin\left(\frac{2}{\lambda}r\right) + \left(\frac{\lambda}{r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{r}{\lambda}\right) \right] + \lambda, \quad (9)$$

$$\lambda(r) = \kappa (\varphi_{;m}^m(0))^2 \lambda^2 \left[\frac{\lambda}{2r} \sin\left(\frac{2}{\lambda}r\right) - \left(\frac{\lambda}{r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{r}{\lambda}\right) \right]. \quad (10)$$

При выводе $\lambda(r)$ (10) использовано тождество

$$\left(\frac{\sin(ar)}{ar} \right)^2 - \frac{\sin(2ar)}{ar} + \cos(2ar) = \frac{d}{dr} \left(\frac{\sin(2ar)}{2a} - \frac{\sin^2(ar)}{a^2r} \right).$$

Рис. 1. График функции $\sqrt{1 - (\sin(2x))/(2x)}$

При вращении звезды вокруг центра галактики центростремительное ускорение $c^2/2(d\nu/dr)$ уравновешено центробежным V^2/r . Из формул (9) и (10) получается, что скорость движения звезды $V(r)$ как функция радиуса r асимптотически выходит на плато с затухающими осцилляциями [3]:

$$V(r) = c\sqrt{\frac{1}{2}r\frac{d\nu}{dr}} = V_{\text{plat}}\sqrt{1 - \frac{\lambda}{2r}\sin\left(\frac{2}{\lambda}r\right)}, \quad r \gg r_h. \quad (11)$$

График функции $\sqrt{1 - (\sin(2x))/(2x)}$ показан на рис. 1.
Скорость на плато

$$V_{\text{plat}} = c\sqrt{\frac{\kappa}{2}}\lambda\varphi_{;m}^m(0) \quad (12)$$

зависит от ковариантной дивергенции $\varphi_{;m}^m(0)$ продольного поля в центре, неотличимой от дивергенции $\varphi_{;m}^m(r_h)$ на поверхности черной дыры при $\lambda \gg r_h$. Для каждой конкретной галактики значение $\varphi_{;m}^m(r_h)$ зависит от взаимодействия продольного векторного поля $\varphi^r(r)$ с черной дырой, находящейся в центре галактики.

О СТАТИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ В ЦЕНТРЕ ГАЛАКТИКИ

Здесь нужно отметить важнейшую роль темного сектора. В вакууме (без стабилизирующего действия темной материи) равновесное состояние сверхтяжелой черной дыры невозможно [8]. Согласно «нарезке пирога» (Pie Chart) в диаграмме НАСА [9] (рис. 2) обычная материя в составе Вселенной составляет всего лишь 4,6%.

Остальные 95% — это так называемые темная материя (23%) и темная энергия (72%).

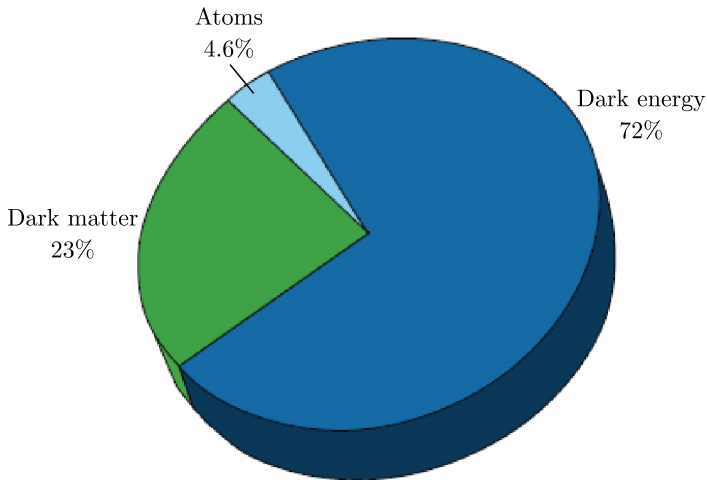


Рис. 2. Состав Вселенной [9]

Считается, что черная дыра — это процесс неограниченного сжатия (коллапс) материи под действием доминирующей силы собственного гравитационного поля [10]. Галактики с черными дырами в центре существуют столь же долго, что и Вселенная. При такой медленной эволюции черной дыры локально равновесная концентрация частиц, вступающих в химические реакции превращения одних в другие, зависит от температуры и давления и не зависит от конкретных каналов реакции [11]. Чтобы установить связь темной материи с черной дырой, нужно показать, что существует равновесное состояние, к которому может привести гравитационный коллапс.

В процессе коллапса с ростом давления на следующем шаге после нейтронов доминирующими могут стать элементарные частицы Стандартной модели (рис. 3).

Энергетически наиболее выгодным состоянием материи при низкой температуре является конденсат Бозе–Эйнштейна массивных бозонов. Это могут быть калибровочные бозоны Z и W , скалярный бозон Хиггса H , а также бозонные квазичастицы спаренных фермионов (эффект Купера [13]).

Волновой функцией конденсата Бозе–Эйнштейна является скалярное поле [14]. Лагранжиан комплексного скалярного поля ψ определяем по формуле

$$L = g^{ik} \psi_{,i}^* \psi_{,k} - U(|\psi|^2), \quad U(0) = 0. \quad (13)$$

В разложении потенциала

$$U(|\psi|^2) = \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 |\psi|^2 + \frac{1}{2} \lambda |\psi|^4 + \dots,$$

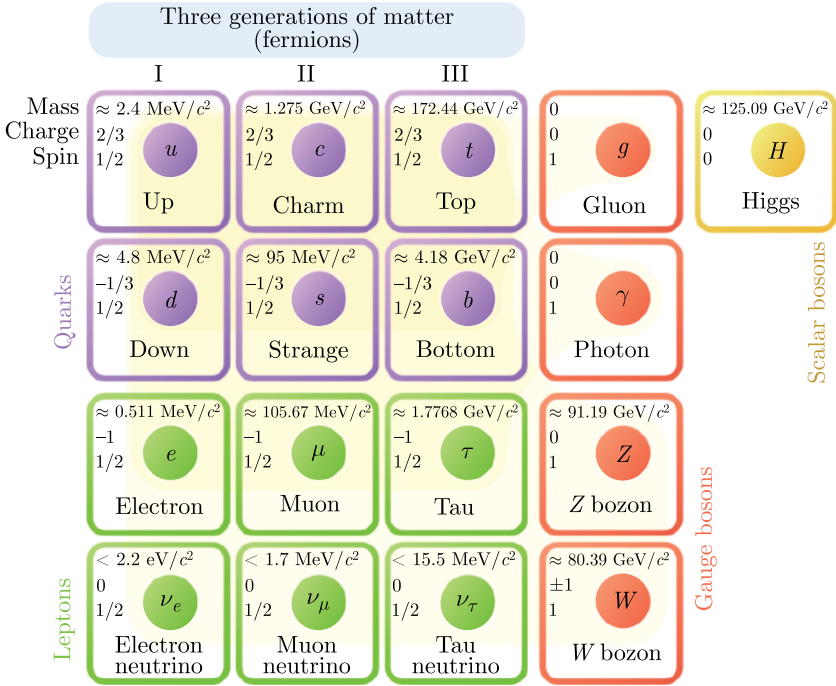


Рис. 3. Стандартная модель элементарных частиц [12]

где m — масса покоя бозона. Скалярные функции ψ и ψ^* удовлетворяют уравнению Клейна–Гордона:

$$\frac{1}{\sqrt{\det g_{ik}}} \left(\sqrt{\det g_{ik}} g^{lm} \psi_{,l} \right)_{,m} = -\frac{\partial U}{\partial |\psi|^2} \psi. \quad (14)$$

Уравнение (14) инвариантно относительно изменения знака $\det g_{ik}$: $\sqrt{-1}$ в числителе и знаменателе сокращаются. Статическое сферически-симметричное скалярное поле в состоянии с определенной энергией E на частицу

$$\psi_E(x^i) = e^{-iEx^0/\hbar c} \psi(r)$$

формально зависит от двух координат — x^0 и r . Но в статике в уравнениях Клейна–Гордона

$$\begin{aligned} g^{rr} \psi'' + \left((g^{rr})' + \frac{1}{2} (\ln(\det g_{ik}))' g^{rr} \right) \psi' = \\ = \left(\frac{1}{\hbar^2 c^2} (g^{00} E^2 - m^2 c^4) - \lambda |\psi|^2 \right) \psi \end{aligned} \quad (15)$$

и Эйнштейна

$$(g^{rr})' + \frac{1 + g^{rr}}{r} = \kappa r T_0^0, \quad (16)$$

$$g^{rr} \left(\frac{1}{r} - (\ln g^{00})' \right) + \frac{1}{r} = \kappa r T_r^r \quad (17)$$

время x^0 является циклической переменной. Координата x^0 не входит явно в компоненты тензора энергии-импульса T_0^0 и T_r^r , вытекающие из лагранжиана (13):

$$T_0^0 = \frac{1}{\hbar^2 c^2} (g^{00} E^2 + m^2 c^4) |\psi|^2 + \frac{1}{2} \lambda |\psi|^4 - g^{rr} |\psi'|^2,$$

$$T_r^r = \frac{1}{\hbar^2 c^2} (-g^{00} E^2 + m^2 c^4) |\psi|^2 + \frac{1}{2} \lambda |\psi|^4 + g^{rr} |\psi'|^2.$$

Три уравнения — одно Клейна–Гордона (15) и два Эйнштейна (16), (17) — для трех функций — $\psi(r)$, $g^{00}(r)$ и $g^{rr}(r)$ определяют статическое состояние гравитирующего конденсата Бозе–Эйнштейна.

Метрическая компонента $g^{rr}(r)$ является коэффициентом при старшей производной уравнения Клейна–Гордона (15). С точки зрения теоремы существования и единственности [15] на гравитационных радиусах $r = r_g$ и $r = r_h > r_g$ (на которых в метрике Шварцшильда $g^{rr}(r) = 0$) решение $\psi(r)$ существует, но не является единственным. При сколь угодно большой массе черной дыры наличие внутреннего гравитационного радиуса r_g обеспечивает существование статического решения, регулярного в центре [8]. Сфера с гравитационным радиусом r_h — это граница черной дыры с темной материей. Неединственность решений с граничными условиями на гравитационных радиусах r_g и r_h подтверждает возможность существования регулярного статического состояния массивной черной дыры в ореоле темной материи.

Из уравнений Эйнштейна (16) следует, что на границе $r = r_h$ компоненты тензора энергии-импульса равны $T_0^0(r_h) = 0$ и $T_r^r(r_h) = 1/\kappa r_h^2$. Ковариантная дивергенция векторного поля — это скаляр, удовлетворяющий уравнению Клейна–Гордона (6). Скалярная волновая функция бозе-конденсата тоже удовлетворяет уравнению Клейна–Гордона (15), но только с другой массой кванта. Можно пошутить, что дивергенция продольного поля темной материи в области $r > r_h$ — это как бы волновая функция бозе-конденсата внутри черной дыры $r < r_h$, «вывернутая наизнанку». Условие непрерывности давления на границе раздела позволяет определить зависимость скорости на плато вращения галактики от массы черной дыры [8]:

$$V_{\text{plat}} = c \frac{M_{\text{Пл}}^2}{4\sqrt{\mu m} M}. \quad (18)$$

Здесь $M_{\text{Пл}} = \sqrt{\hbar/k} = 2,177 \cdot 10^{-5}$ г — масса Планка, M — масса черной дыры, μ и m — массы покоя кванта продольного векторного поля темной

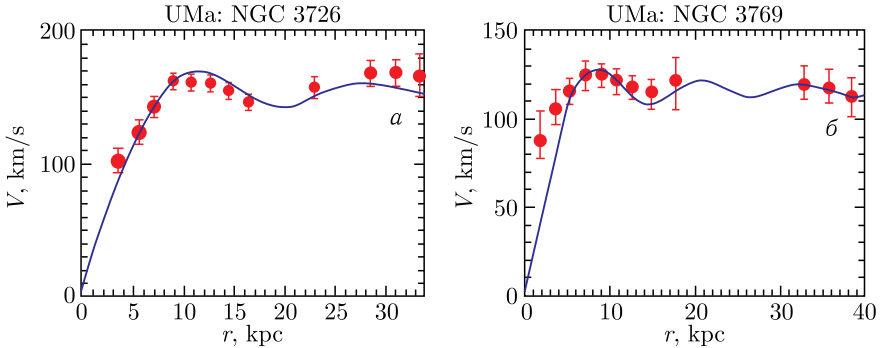


Рис. 4. Кривые вращения спиральных галактик № 3726 (а) и № 3769 (б) в скоплении Большой Медведицы [16]

материи и кванта бозонов волновой функции конденсата черной дыры. Гравитационная постоянная $k = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2$.

На рис. 4 показаны кривые вращения двух спиральных галактик — № 3726 (рис. а) и № 3769 (рис. б) в скоплении Большой Медведицы [16] (UMa — это Ursa Major cluster). Аббревиатура NGC означает «Новый общий каталог туманностей и скоплений звезд». Вертикальная ось — скорость V в км/с, а горизонтальная — расстояние r от центра галактики в килопарсеках. Точки с интервалами ошибок — это наблюдения. С учетом (18) сплошные кривые — аппроксимации по формуле

$$V(r) = c \frac{M_{\text{Пл}}^2}{4\sqrt{\mu m} M} \sqrt{1 - \frac{\lambda}{2r} \sin\left(\frac{2}{\lambda} r\right)}. \quad (19)$$

У галактики № 3726 (рис. 4, а) скорость на плато $V \approx 150$ км/с и длина волны де Бройля $\lambda \approx 16$ кпс. Масса покоя кванта темной материи этой галактики $\mu = \hbar/c\lambda \approx 0,76 \cdot 10^{-60}$ г. У галактики № 3769 на рис. 4, б скорость на плато $V \approx 120$ км/с и длина волны $\lambda \approx 13$ кпс. Энергия покоя массивных бозонов Стандартной модели элементарных частиц (см. рис. 3) в области 100 ГэВ. Для количественных оценок будем считать, что масса покоя бозонов черной дыры $m \approx 1,78 \cdot 10^{-22}$ г. Получается, что массы черных дыр в центрах этих галактик $M_{3726} \approx 2 \cdot 10^{34}$ г и $M_{3769} \approx 2,3 \times 10^{34}$ г. Точность оценки масс этих двух черных дыр невелика, пока неясно, какие именно бозоны составляют конденсат Бозе–Эйнштейна.

ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ В ОРЕОЛЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Вне черной дыры $r > r_h$ уравнение Эйнштейна (5)

$$\lambda' + \frac{\lambda}{r} = \kappa r \left[\left(\frac{1}{\lambda} \varphi^r \right)^2 - (\varphi_{,m}^m)^2 \right]$$

— это линейное неоднородное обыкновенное дифференциальное уравнение. Его полное решение состоит из суммы общего решения однородного уравнения (без правой части) и частного решения неоднородного уравнения. Частное решение неоднородного уравнения (10)

$$\lambda(r) = 2 \frac{V_{\text{plat}}^2}{c^2} \left[\frac{\lambda}{2r} \sin\left(\frac{2}{\lambda}r\right) - \left(\frac{\lambda}{r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{r}{\lambda}\right) \right], \quad r > r_h,$$

— это вклад темной материи в гравитацию. Общим решением однородного уравнения $\lambda' + (\lambda/r) = 0$ в нашем случае является решение Шварцшильда $\lambda(r) = r_h/r$ [6]. Это вклад черной дыры в гравитационное поле в области $r > r_h$, занятой темной материей. В целом, зависимость скорости звезды

$$V(r) = \sqrt{V_{\text{plat}}^2 \left(1 - \frac{\lambda}{2r} \sin\left(\frac{2}{\lambda}r\right)\right) + c^2 \frac{r_h}{2r}} \quad (20)$$

от массы M черной дыры, находящейся в центре галактики, проявляется двояко. Посредством только темной материи скорость на плато (18) убывала бы с ростом массы черной дыры как M^{-1} . А только из-за притяжения к черной дыре (ввиду $r_h = (2kM)/c^2$) скорость звезды $V(r)$ увеличивалась бы с ростом массы $\sim \sqrt{M}$. На расстояниях от центра $r \sim \lambda$ вклады в гравитацию совместно от черной дыры и темной материи (два слагаемых под корнем в (20)) оказываются одного порядка при массе черной дыры

$$M \sim \widetilde{M} \equiv \frac{M_{\text{Пл}}^2}{(16m\mu^2)^{1/3}}.$$

При $M \gg \widetilde{M}$ скорость звезды $V(r)$ убывает пропорционально $1/\sqrt{r}$, как по теории Ньютона. И наоборот, при массе черной дыры $M \ll \widetilde{M}$ кривая вращения звезд галактики $V(r)$ выходит на плато. С энергией покоя бозонов конденсата ~ 100 ГэВ (с массой $m \approx 1,78 \cdot 10^{-22}$ г) и с массой покоя квантов продольного векторного поля $\mu = \hbar/c\lambda \approx 0,76 \cdot 10^{-60}$ г получаем $\widetilde{M} \approx 4 \cdot 10^{37}$ г.

На рис.5 представлено сопоставление наблюдаемого (вертикальная ось) центростремительного ускорения с ньютоновским (горизонтальная ось) у 240 различных галактик [17]. Без темной материи все точки лежали бы на прямой линии под углом 45° от осей. Для звезд разных галактик, движущихся по окружности одного и того же радиуса, ускорения пропорциональны массам черных дыр в центрах своих галактик. Поэтому фактически по осям отложены логарифмы масс черных дыр.

Массы спиральных галактик NGC3726 и NGC3769 созвездия Большой Медведицы $M_{3726} \approx 2 \cdot 10^{34}$ г и $M_{3769} \approx 2,3 \cdot 10^{34}$ г намного меньше, чем $\widetilde{M} \approx 4 \cdot 10^{37}$ г. Их место внизу в левой стороне рис. 5. Масса черной

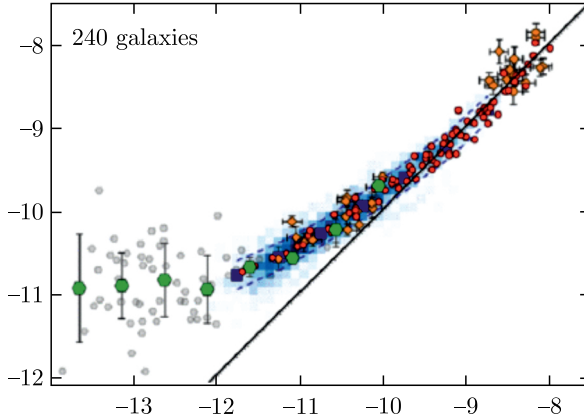


Рис. 5. Отклонение наблюдаемого центростремительного ускорения от ньютоновского у 240 различных галактик [17]

дыры в центре нашей галактики Млечный Путь $M_{МП} = 8,6 \cdot 10^{39}$ г на два порядка превышает \bar{M} . Среди 240 галактик на рис. 5 место нашего Млечного Пути находится в правом верхнем углу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Темная материя не играет существенной роли в галактике Млечный Путь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. IV. М.: Наука, 1980.
2. Meierovich B. E. Galaxy Rotation Curves Driven by Massive Vector Fields: Key to the Theory of Dark Sector // Phys. Rev. D. 2013. V. 87, No. 10. P. 103510.
3. Meierovich B. E. Macroscopic Theory of Dark Sector // J. Gravity. 2014. V. 2014. P. 586958.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973.
5. Meierovich B. E. Towards the Theory of the Evolution of the Universe // Phys. Rev. D. 2012. V. 85, No. 12. P. 123544.
6. Schwarzschild K. Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie; Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Academie der Wissenschaften. Berlin, 1916. P. 189–196.
7. Gillessen S., Eisenhauer F., Trippe S. Monitoring Stellar Orbits around the Massive Black Hole in the Galactic Center // Astrophys. J. 2009. V. 692. P. 1075.
8. Meierovich B. E. Static State of a Black Hole Supported by Dark Matter // Universe. 2019. V. 5, No. 9. P. 198; Guessing the Riddle of a Black Hole // Universe. 2020. V. 6, No. 8. P. 113.
9. <http://map.gsfc.nasa.gov/media/080998/index.html>

10. *Oppenheimer J. R., Snyder H.* On Continued Gravitational Contraction // *Phys. Rev.* 1939. V. 56. P. 455–459.
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука; Физматлит, 1995.
12. https://en.wikipedia.org/wiki/Elementary_particles
13. *Cooper L. N.* Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas // *Phys. Rev.* 1956. V. 104. P. 1189–1190.
14. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Теоретическая физика: В 10 т. Т. 9. Статистическая физика. Ч. 2. М.: Физматлит, 2002.
15. *Понтрягин Л. С. и др.* Математическая теория оптимальных процессов. М.: Физматлит, 1961.
16. *Brownstein J. R., Moffat J. W.* // *Astrophys. J.* 2006. V. 636. P. 721.
17. *Lelli F., McGaugh S. S., Schombert J. M., Pawlowski M. S.* One Law to Rule Them All: The Radial Acceleration Relation of Galaxies // *Astrophys. J.* 2017. V. 836. P. 152.