

Гравитационные волны и метрика Папапетру в шестимерной трактовке тяготения

И. А. Урусовский

Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева,

Россия, 117036, Москва, ул. Шверника 4

E-mail: urusovskii_ia@mail.ru

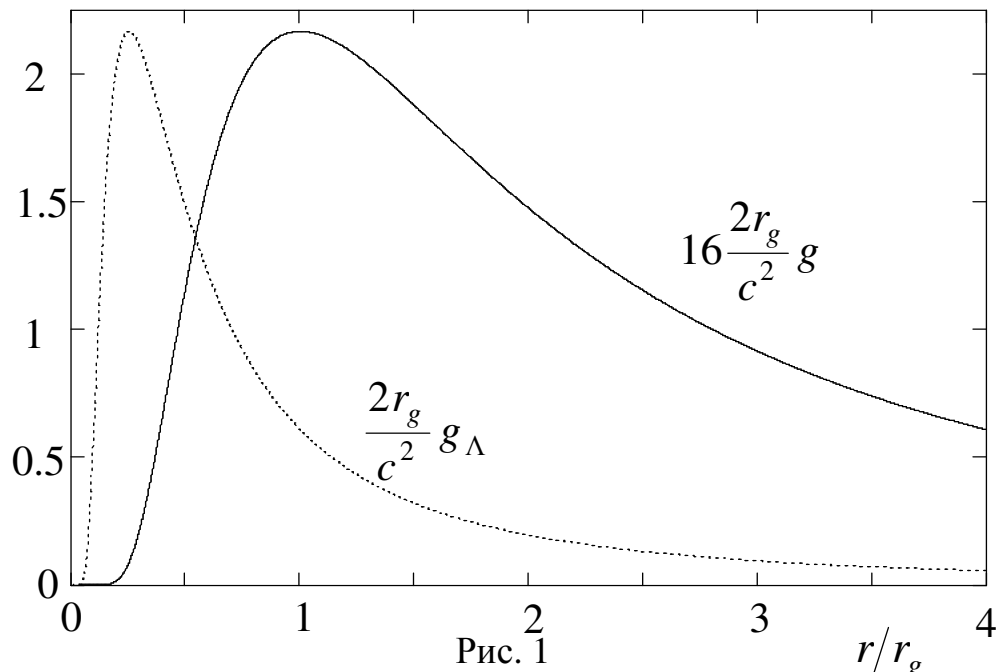
Дана шестимерная трактовка метрики Папапетру и гравитационных волн, основанная на принципе простоты, чему соответствует движение частиц со скоростью света в комптоновской окрестности трёхмерного пространства по геодезическим, удовлетворяющим принципу Ферма. Огибающая геодезических имеет вид трубкообразной поверхности комptonовских поперечных размеров в дополнительном подпространстве с изменяющимися вдоль трубки радиусом и скоростью света. Гравитационные волны – возмущения этих радиусов и скорости света – здесь оказываются экспоненциально затухающими. Рассмотрены их амплитуды в ближней зоне вращающегося ротора с n «лепестками» типа мальтийского креста с приведением количественных результатов для случая $n = 4$.

ВВЕДЕНИЕ: СТАТУС МЕТРИКИ ПАПАПЕТРУ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Принято считать, что гравитационное поле невращающегося сферически симметричного тела определяется лишь одним фактором – массой притягивающего тела. Это убеждение можно трактовать как философский принцип, поскольку логически доказать отсутствие других определяющих факторов невозможно. Такой принцип принуждает считать «нефизическими» теории тяготения, в которых гравитационное притяжение меняется немонотонно по мере приближения точки наблюдения к притягивающему телу. Тем не менее, А. Папапетру в своей скалярной теории тяготения [1-3] для статического сферически симметричного поля в изотропных пространственных координатах и точечной притягивающей массы в предположении, что произведение коэффициентов метрики при временной и пространственной частях равно единице, приравняв компоненты тензора Риччи нулю, получил замечательную метрику. В постньютоновом приближении она совпадает с метрикой Шварцшильда в изотропных координатах и не имеет особенности потенциала (отсутствие черных дыр) при $r/r_g \rightarrow 0$. Но для неё гравитационное ускорение и сила притяжения меняются немонотонно по радиальной координате r . Здесь $r_g = 2GM/c^2$ – гравитационный радиус, G – гравитационная постоянная, M – притягивающая масса, c – скорость света на бесконечности, координата r есть расстояние от центра тяготения с точки зрения удаленного наблюдателя. При этом по мере уменьшения r гравитационное ускорение и сила притяжения сначала возрастают, достигая максимума, а затем плавно стре-

мятся к нулю (на Рис. 1 сплошная кривая представляет гравитационное ускорение с точки зрения удаленного наблюдателя; пунктирная кривая – с точки зрения местного наблюдателя и величину, пропорциональную силе притяжения). Немонотонная зависимость силы притяжения от радиальной координаты для метрики Папапетру и то, что в его работах ничего не говорится о возможности существования второго фактора, также определяющего поле тяготения, явились причиной признания этой метрики «нефизической». Однако шестимерная трактовка тяготения при совсем других предположениях приводит в сферически симметричном случае как раз к метрике Папапетру, к двум факторам, определяющим поле тяготения, и даёт им простое физическое объяснение.

В этой метрике радиусы реальных тел должны быть больше четверти их гравитационных радиусов, иначе силы тяготения внутри тела были бы меньше, чем при его меньшем сжатии, и тогда внутреннее давление его расширило бы. Поэтому вне массивного тела эта метрика обеспечивает монотонность силы тяжести по радиальной координате, так что нет оснований считать её нефизической.



Сплошная кривая представляет гравитационное ускорение с точки зрения удаленного наблюдателя; пунктирная кривая – с точки зрения местного наблюдателя и величину, пропорциональную силе притяжения

Далее гравитационные волны трактуются как изменения во времени и пространстве радиусов трубнообразной огибающей (комптоновских поперечных размеров в дополнительном подпространстве) траекторий элементарных частиц в шестимерном пространстве (назовём её трубкой движения). Показано, что применение к этой огибающей принципа Ферма приводит к метрике Папапетру. Дан расчёт эксперимента с гравитационными волнами в ближнем поле вращающегося ротора.

Заметим, что дисперсионное уравнение одинаково как для акустического и электромагнитного волновода, так и для волн де Бройля: $v_{ph}v_g = c^2$, где v_{ph} – фазовая скорость волн, v_g – групповая скорость, для волн де Бройля равная скорости частицы, c – скорость волн в безграничной среде. Конечные поперечные размеры волновода обуславливают дисперсию волн. Это указывает на то, что та часть пространства, с которой мы имеем дело в опыте, является трёхмерной лишь приближенно и имеет весьма малые (комптоновские) размеры в дополнительном подпространстве.

ШЕСТИМЕРНАЯ ТРАКТОВКА ТЯГОТЕНИЯ

Шестимерная трактовка физики и космологии [4-9], в том числе тяготения, основана на принципе простоты [10]. В него вписывается утверждение Эйнштейна, что «природа экономит на принципах», и предположение об одинаковости основных свойств вещества и света, примерами чего являются дифракция электронов и фотоэффект. Это предположение восходит к идее Ф. Клейна [11,12] о движении частиц со скоростью света в многомерном пространстве, в котором механика представлена как квазиоптика. Первое обоснование шестимерности пространства было дано ди Бартини в [13], где вычислены фундаментальные физические постоянные.

Основным свойством света является то, что в отсутствие тяготения он распространяется с одинаковой скоростью в любой системе отсчета. Если основные свойства вещества и света одинаковы, то и частицы вещества должны двигаться со скоростью света, что возможно только в многомерном пространстве. При этом формулы Ньютона, отнесенные к шестимерному евклидову пространству (R_6), при проецировании событий на трёхмерное подпространство (X) дают формулы релятивистской механики, преобразования Лоренца, интервал теории относительности, спин и изоспин, собственный магнитный момент, волны де Бройля, формулу тонкой структуры, уравнение Клейна – Гордона, СРТ-симметрию, кварковую модель всех частиц, составленных из u - и d -кварков [5-8].

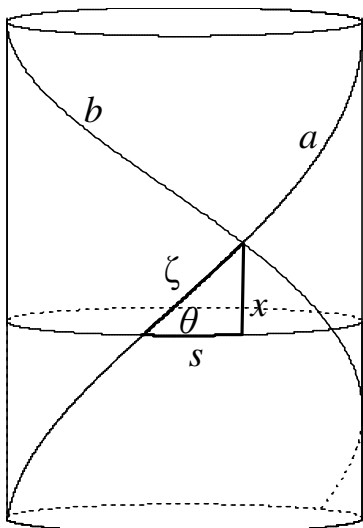


Рис.2

a – винтовая траектория частицы, движущейся со скоростью света c в шестимерном пространстве по поверхности цилиндра комптоновского радиуса $a = \hbar/(mc)$ с осью в подпространстве X и направляющей в дополнительном подпространстве Y . Все точки поверхности цилиндра находятся на расстоянии a от X .

b – пересекающая траекторию под прямым углом и проходящая через частицу винтовая линия одинакового собственного времени частицы, движущаяся вдоль цилиндра со скоростью волн де Бройля; её шаг равен длине волны де Бройля.

Полное пространство полагаем шестимерным, поскольку, в отличие от пространств меньшего числа измерений, в нём возможна простая интерпретация спина и изоспина. Частицы должны удерживаться в нём в малой окрестности трёхмерной Вселенной ортогональными ей силами (космологической природы), иначе не было бы макроскопических тел. Считаем малый участок Вселенной, представляющий интерес при описании поля тяготения, евклидовым подпространством X , пренебрегая кривизной Вселенной на этом участке. Полагаем, что для движущихся в полном пространстве R_6 частиц применимы формулы механики Ньютона при подходящем выборе времени, указанном ниже, и что положение частиц фиксируется наблюдателем в проекции на подпространство X .

Частица, неподвижная в проекции на X в инерциальной системе отсчёта K «неподвижного» наблюдателя, движется со скоростью света c в простейшем случае по окружности, расположенной в трёхмерном подпространстве Y , дополняющем X до R_6 , с центром окружности в X . В любой другой инерциальной системе отсчёта эта частица движется по винтовой линии (кривой a на Рис. 2, расположенной на цилиндрической поверхности (трубке движения) в R_6 с осью, принадлежащей X . Собственное время частицы считаем пропорциональным длине её пути в Y . Эта длина пропорциональна $|\cos\theta|$, где θ – угол наклона винтовой линии к направляющей трубки. Если частица совершает один оборот за собственное время τ , то по часам «неподвижного» наблюдателя, относительно которого частица движется вдоль трубки со скоростью $v = c \sin\theta$, это произойдет за время $t = \tau / |\cos\theta|$, где

$$\sin\theta = v/c, \quad \cos\theta = \pm\sqrt{1-(v/c)^2}. \quad (1)$$

В (1) и далее положительный знак относится к частице, вращающейся вокруг оси трубки в положительном направлении, отрицательный – к античастице, вращающейся в противоположном направлении. Промежутки собственного времени частицы (или античастицы) $d\tau$ и времени неподвижного наблюдателя dt связаны соотношением

$$dt = \pm d\tau / \cos\theta = d\tau / \sqrt{1-(v/c)^2}. \quad (2)$$

В неподвижной системе отсчёта K частица имеет составляющую скорости по направляющей, равную $c \cdot \cos\theta$. Собственное время частицы с точки зрения неподвижного наблюдателя согласно (2) тоже пропорционально $\cos\theta$, так что частица и в собственной системе отсчёта K' движется со скоростью c . Перемещение частицы на интервал ds по направляющей трубки движения и соответственный ему поворот на угол $d\alpha = ds/a$ вокруг оси трубки, где a – радиус трубки, одинаковы в любой системе отсчёта. Обозначив через dx в системе K проекцию перемещения $d\zeta$ частицы по поверхности трубки на её образующую и применив теорему

Пифагора, получаем, что $ds^2 = (cdt)^2 - dx^2$. Если же рассматривать это соотношение как исходное, то из него следует $d\zeta = cdt$, т.е. что частица движется в R_6 со скоростью c .

Частица, находящаяся в покое в X , движется в Y со скоростью света. Поэтому она обладает в Y импульсом покоя $p_y = mc$, где m – масса частицы, и энергией покоя $E = p_y \cdot c = mc^2$.

В силу принципа одинаковости основных свойств вещества и света энергия покоя mc^2 должна также равняться $h\nu$, где ν – частота вращения частицы вокруг оси трубки движения. Отсюда следует, что радиус трубки равен $a = h/mc$, а длина направляющей – комптоновской длине волны, что соответствует периоду h координаты действия в 5-оптике [14].

В поле тяготения радиус трубки движения a и скорость перемещения по трубке c_ζ зависят от положения частицы относительно массивных тел. При этом метрические коэффициенты зависят от координат подпространства X . Связь между a и c_ζ накладывается условием, что частица движется по геодезической, удовлетворяющей принципу Ферма. По определению $c_\zeta = d\zeta / dt$, где $d\zeta$ – длина участка траектории на трубке, который частица проходит за время dt по часам удаленного наблюдателя (Рис. 3). Считаем, что c_ζ и a не зависят от угла θ . В [4] показано, что

$$(a/c_\zeta) \cos \theta = const. \quad (3)$$

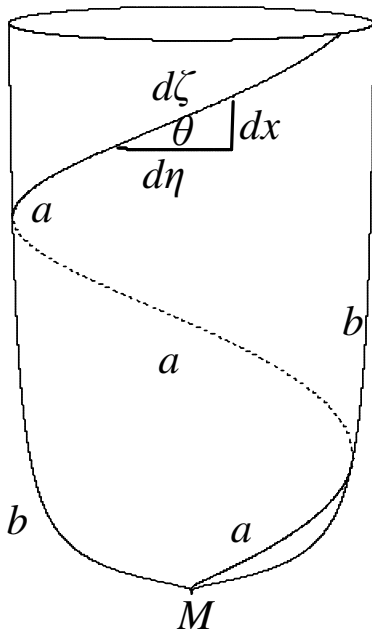


Рис. 3

a – траектория частицы, движущейся со скоростью света c_ζ в шестимерном пространстве вблизи точечной массы M .

b – огибающая геодезических – трубка движения комптоновских поперечных размеров.

Заметим, что в любом нормальном сечении трубки движения все радиальные направления, будучи перпендикулярными подпространству X , равноправны даже в случае криволинейной её оси. Поэтому метрика на трубке не зависит от угловой координаты в нормальном сечении и внутренняя геометрия [15]

на поверхности трубки такая же, как на соответственной поверхности вращения в трёхмерном пространстве.

Данная трактовка является внешней геометрией трубки движения, не предполагающей искривления пространства (деформируется не пространство, а трубка). Метрическую теорию тяготения можно трактовать как внутреннюю геометрию этой трубки.

Проекция скорости c_ζ на касательную к меридиану равна $v_\zeta = c_\zeta \sin \theta$. Координатная скорость частицы v , регистрируемая удаленным наблюдателем, равна

$$v = \frac{d\sigma}{dt} = v_\zeta \frac{d\sigma}{d\xi} = c_\zeta \sin \theta \frac{d\sigma}{d\xi} = c_\zeta \sin \theta \left[1 + (\nabla a \cdot \cos \beta)^2\right]^{1/2}, \quad (4)$$

где ξ и σ – соответственно длины дуг вдоль меридиана и оси трубки, β – угол между ∇a и касательной к оси. Координатную скорость света получим, устремляя в (4) θ к $\pi/2$:

$$c_k = c_\zeta \frac{d\sigma}{d\xi} = c_\zeta \left[1 + (\nabla a \cdot \cos \beta)^2\right]^{1/2}. \quad (5)$$

При перемещении по трубке на длину $d\zeta$ частица поворачивается на угол $d\alpha = d\eta/a$, где $d\eta = \cos \theta d\zeta$ – проекция этого перемещения на направляющую трубки. Угол $d\alpha$ – один и тот же для любого наблюдателя – инвариант, поскольку число оборотов вокруг оси трубки одинаково для любого наблюдателя. Величина $ds = a_\infty d\alpha$, где a_∞ – значение радиуса трубки на бесконечности, также является инвариантом. Это интервал в метрической теории тяготения. По теореме Пифагора $d\eta^2 = d\zeta^2 - d\xi^2$. Подставляя сюда $d\zeta = c_\zeta dt$, умножая обе части равенства на $(a_\infty/a)^2$ и учитывая (5) и что $d\alpha = d\eta/a$, $ds = a_\infty d\alpha$, найдем

$$ds^2 = \gamma (cdt)^2 - \gamma [(c/c_k)d\sigma]^2, \quad (6)$$

где c – предельное значение скорости c_ζ на бесконечности,

$$\gamma = (c_\zeta a_\infty / ca)^2. \quad (7)$$

Из (6) следует, что собственное время частицы τ связано со временем t удаленного на бесконечность наблюдателя соотношением

$$d\tau/dt = \sqrt{\gamma}, \quad (8)$$

а элементы пространственных расстояний dl и $d\sigma$ соответственно для местного и удаленного наблюдателей – соотношением

$$dl = \sqrt{\gamma} (c/c_k) d\sigma, \quad (9)$$

причем $ds^2 = (cd\tau)^2 - dl^2$. Соотношения (8) и (9) можно получить и так. Местному наблюдателю масштабом длины служит радиус трубки a (или равная $2\pi a$ комптоновская длина волны, которую он может измерить). Длины он отсчитывает вдоль меридиана, следовательно

$$dl = \frac{a_\infty}{a} d\xi = \frac{a_\infty}{a} \frac{d\xi}{d\sigma} d\sigma = \frac{a_\infty c_\zeta}{ac_k} d\sigma \quad (10)$$

Отсюда, учитывая обозначение (7), получим соотношение (9). Местному наблюдателю период обращения в Y неподвижной (в X) относительно него частицы служит масштабом времени.

Этот период пропорционален a/c_ζ , откуда и вытекает формула (8). Локальная скорость частицы согласно (7), (8) и (10) равна $v_\Lambda = \frac{dl}{d\tau} = \frac{a_\infty}{a} \frac{d\xi}{dt} \frac{dt}{d\tau} = \frac{a_\infty}{a} c_\zeta \sin \theta \frac{1}{\sqrt{\gamma}} = c \sin \theta$. При этом

$$v/c_k = v_\zeta/c_\zeta = v_\Lambda/c = \sin \theta. \quad (11)$$

Предельная (при $\sin \theta \rightarrow 1$) локальная скорость равна скорости света на бесконечности.

Формулы (3) и (8) с учетом обозначения (7) можно представить как

$$\left(1/\sqrt{\gamma}\right) \cos \theta = const., \quad (dt/d\tau) \cos \theta = const. \quad (12)$$

Формулы (11) и (12) позволяют выразить скорость частицы через функцию γ :

$$(v/c_k)^2 = (v_\zeta/c_\zeta)^2 = (v_\Lambda/c)^2 = 1 - (\gamma/\gamma_0) \cos^2 \theta_0 = 1 - (\gamma/\gamma_0) \left\{ 1 - [(v_\Lambda)_0/c]^2 \right\}, \quad (13)$$

где индексом нуль помечены значения величин в начальный момент времени.

Для местного наблюдателя ускорение частицы равно dv_Λ/dt . Учитывая (13), найдем

$$\frac{dv_\Lambda}{d\tau} = \frac{dv_\Lambda}{dl} \frac{dl}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dv_\Lambda^2}{dl} = -\frac{c^2 \cos^2 \theta_0}{2 \gamma_0} \frac{d\gamma}{dl}. \quad \text{Отсюда ускорение силы тяжести для него будет}$$

$g_\Lambda = (c^2/2) d\nu/dl_\parallel$, где $\nu = \ln \gamma$, dl_\parallel – элемент пространственного расстояния вдоль градиента функции γ с точки зрения местного наблюдателя. Введя сюда гравитационный потенциал Φ_Λ посредством равенства $g_\Lambda = d\Phi_\Lambda/dl_\parallel$ и интегрируя, получим

$$\sqrt{\gamma} = \exp\left[-\frac{1}{c^2} \int_{l_\parallel}^\infty g_\Lambda dl_\parallel\right] = \exp\left(\frac{1}{c^2} \Phi_\Lambda\right) = \frac{d\tau}{dt}, \quad \nu = 2\Phi_\Lambda/c^2. \quad (14)$$

Формула (14) описывает замедление течения времени в поле тяготения. Исключив в ней $\sqrt{\gamma}$ посредством (12) и учтя (11), получим, что вдоль геодезической

$$\left[1 - (v_\Lambda/c)^2\right] \exp\left[-(2/c^2)\Phi_\Lambda\right] = const. \quad (15)$$

В слабом поле формулы (14) и (15) сводятся к виду $d\tau/dt = 1 + (\Phi_\Lambda/c^2)$, $(v_\Lambda^2/2) + \Phi_\Lambda = const$. Последняя формула есть закон сохранения энергии в механике Ньютона.

Аналогично, ускорение силы тяжести с точки зрения далёкого наблюдателя равно

$$g = c_\parallel^2 \frac{1}{2} \frac{d\nu}{d\sigma_\parallel}, \quad d/d\sigma_\parallel \text{ означает дифференцирование вдоль градиента функции } \gamma, \quad c_\parallel - \text{ величина}$$

на c_k в этом направлении.

Неподвижная в X частица вращается в Y с частотой $\nu_0 = c_\zeta/(2\pi a)$, обладая энергией покоя $E_0 = h\nu_0 = \hbar c_\zeta/a = \hbar\sqrt{\gamma}c/a_\infty = mc^2\sqrt{\gamma}$. Полная энергия движущейся в X частицы равна $E = E_0/|\cos \theta|$. То же даёт и формализм Лагранжа. Действие S определяется с точ-

ностью до постоянного множителя как интеграл от скаляра. Скаляром здесь является угол поворота частицы вокруг оси трубки движения. Постоянный множитель выберем таким, чтобы в отсутствие тяготения функция Лагранжа была равна $L = -mc^2 \cos \theta$, как в релятивистской механике. Тогда $S = -\hbar \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} d\alpha = \int_{t_1}^{t_2} L dt$. Отсюда найдем $L = -\hbar \dot{\alpha}$. Из (6) имеем

$\dot{\alpha} = (1/a) \sqrt{c_\zeta^2 - v_\zeta^2}$, так что $L = -(\hbar/a) \sqrt{c_\zeta^2 - v_\zeta^2} = -(\hbar c/a_\infty) \sqrt{\gamma} \cos \theta$. При этом энергия

и проекция импульса частицы на меридиан трубки равны

$$E = p_\xi v_\zeta - L = \frac{\hbar c_\zeta}{a \cdot \cos \theta} = \frac{\hbar c}{a_\infty} \frac{\sqrt{\gamma}}{\cos \theta} = \frac{mc^2 \sqrt{\gamma}}{\cos \theta}, \quad p_\xi = \frac{\partial L}{\partial v_\zeta} = \frac{\hbar v_\zeta}{a \sqrt{c_\zeta^2 - v_\zeta^2}} = \frac{\hbar}{a} \tan \theta, \quad \text{так что}$$

$p_\xi = E v_\zeta / c_\zeta^2$, а полный импульс частицы $p = \partial L / \partial c_\zeta$ равен $p = E / c_\zeta = \hbar / (a \cdot \cos \theta)$. Отсюда и из (12) видно, что вдоль геодезической $E = const$. При этом происходит лишь перетекание энергии движения из её скрытой формы в подпространстве Y в явную форму в подпространстве X или наоборот. Потенциальная энергия и есть запасенная энергия движения в Y .

В отсутствие тяготения неподвижная в X частица вращается по окружности радиуса a_∞ со скоростью света c . Соответствующая такому вращению центростремительная космологическая сила равна $F = p_y c / a_\infty = \hbar c / a_\infty^2 = mc^2 / a_\infty$, в c^2 / ag раз превышая вес самой частицы у земной поверхности, что для электрона равно $2.38 \cdot 10^{28}$. Тот же результат получается и при движении частицы по винтовой линии: $F = pcK / \cos \theta$, где $K = \cos^2 \theta / a_\infty$ – кривизна винтовой линии. Отсюда видно, что $F = \hbar c / a_\infty^2$ при любом θ .

Космологическая сила имеет вид силы Лоренца, действующей на движущуюся в дополнительном подпространстве заряженную частицу в магнитном поле, ориентированном по радиусам Вселенной – расширяющейся трёхмерной сферы [9], где в роли заряда выступает масса элементарной частицы. Таким образом, масса элементарной частицы есть её заряд по отношению к этому магнитному полю, а присутствие этого поля является условием существования как микрочастиц, так и макроскопических тел в трёхмерной Вселенной.

Основное отличие рассматриваемого подхода от других многомерных теорий [16-20], трактующих трёхмерную Вселенную как 3-брану в пространстве более высокого числа измерений, состоит в наличии космологической силы, удерживающей частицы в комптоновской окрестности трёхмерного подпространства. Существование этой силы не постулируется, а следует из принципа простоты, который здесь конкретизируется в виде его частного случая – принципа одинаковости основных свойств вещества и света, согласно чему $mc^2 = h\nu$ (откуда величина этой силы равна $p_y c / a_\infty = m^2 c^3 / \hbar$) и из факта существования трёхмерных тел. Если бы та-

кой силы не существовало, элементарные частицы не удерживались в окрестности трёхмерного подпространства. В данном подходе компактификацию дополнительных измерений пространства заменяет наличие космологической силы, удерживающей частицы в комптоновской окрестности трёхмерного подпространства. Здесь компактифицированы не дополнительные измерения, а траектории элементарных частиц в дополнительном пространстве.

В поле тяготения угол наклона меридиана к оси трубки χ определяется соотношениями:

$$\sin \chi = da/d\xi, \quad \cos \chi = \sqrt{1 - (da/d\xi)^2} = 1/\sqrt{1 + (da/d\sigma)^2}, \quad \tan \chi = da/d\sigma.$$

Перпендикулярная геодезической и соприкасающейся плоскости компонента космологической силы равна центростремительной силе, пропорциональной кривизне K :

$$pc_{\zeta}K/\cos\theta = F \cos \chi, \quad (16)$$

где $K = \sqrt{K_{\perp}^2 + (\sigma'')^2}$, $K_{\perp}^2 = (y_1'')^2 + (y_2'')^2$, y_1 и y_2 – координаты частицы в двух взаимно перпендикулярных направлениях в сечении трубки, штрих означает производную вдоль траектории. Эти координаты можно написать в виде $y_1 = a \cdot \cos \alpha$, $y_2 = a \cdot \sin \alpha$. Тогда из формул $ada\alpha = \cos \theta d\zeta$, $d\xi = \sin \theta d\zeta$, $\sigma' = \cos \chi \sin \theta$ и (12) найдём:

$$\sigma'' = -\cos \chi \cos^2 \theta_0 \frac{1}{2\gamma_0} \frac{d\gamma}{d\xi} - \frac{1}{\cos \chi} \left(1 - \cos^2 \theta_0 \frac{1}{\gamma_0} \gamma \right) \frac{da}{d\xi} \frac{d^2 a}{d\xi^2},$$

$$K_{\perp}^2 = (a\alpha'^2 - a'')^2 + (a\alpha'' + 2a'\alpha')^2. \quad (17)$$

Подстановка найденных выражений p и F в (16) даёт: $a_{\infty} \sqrt{\gamma} K / \cos^2 \theta = \cos \chi$, откуда и из (17) с точностью до величины $a_{\infty}^2 \left[(d\sqrt{\gamma}/d\xi)^2 + |d^2\sqrt{\gamma}/d\xi^2| \right]$ получим $\sqrt{\gamma} a_{\infty}/a \approx 1$.

При этом в силу (7) имеем:

$$a/a_{\infty} = \sqrt{\gamma}, \quad c_{\zeta}/c = c_{\parallel}/c = c_{\perp}/c = \gamma, \quad (18)$$

где c_{\perp} – скорость света в направлении, перпендикулярном градиенту поля.

Функция Лагранжа $L = -\hbar \sqrt{1 - (\dot{r}/c_{\parallel})^2 - (\dot{r}/c_{\perp})^2}$ в полярных координатах r , φ не зависит явно от φ , так что $\partial L / \partial \dot{\varphi} = const.$, откуда получаем закон сохранения момента импульса: $(c/c_{\perp})^2 r v \sin \beta = const.$ Подстановка сюда (18) даёт $v(r/\gamma) \sin \theta \sin \beta = const.$

В шестимерной трактовке тяготения массивные тела сами по себе тяготения не создают, они лишь уменьшают скорость света в своей окрестности. Это приводит к уменьшению радиуса орбиты в Y при равенстве величин центробежной силы и космологической. При этом трубка движения частицы отличается от цилиндрической поверхности, меридианы её приобретают наклон к оси, в результате чего проекция космологической силы на меридиан становится от-

личной от нуля. Она равна $F_\xi = -F \sin \chi = -F da/d\xi$ и представляет силу тяготения, как это видно из равенства $p_\xi = p \sin \theta = p v_\xi / c_\xi$ и соотношений для производных по времени проекций скорости и импульса частицы на меридиан при $v = 0$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} v_\xi &= -c_\xi^2 \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{d}{d\xi} \sqrt{\gamma}, & \frac{d}{dt} p_\xi &= \frac{\hbar}{ac_\xi} \frac{dv_\xi}{dt} = -\frac{\hbar c_\xi}{a\sqrt{\gamma}} \frac{d}{d\xi} \sqrt{\gamma} = -\frac{\hbar c}{a_\infty} \frac{d}{d\xi} \sqrt{\gamma} = \\ &= -Fa_\infty \frac{d}{d\xi} \sqrt{\gamma}, \text{ что согласно (18) равно } F_\xi. \end{aligned}$$

В сферически симметричном поле асимптотическое разложение функции γ по степеням $1/r$, где r – радиальная координата (расстояние от центра тяготения с точки зрения удаленного наблюдателя), имеет вид

$$\gamma = 1 - (r_g/r) + b_2 (r_g/r)^2 + b_3 (r_g/r)^3 + \dots \quad (19)$$

Здесь $r_g = 2GM/c^2$ – гравитационный радиус, G – гравитационная постоянная, M – масса притягивающего тела. В (19) коэффициент при первой степени r_g/r , как и в метрической теории тяготения, выбран равным -1 , чтобы вдали от центра тяготения гравитационный потенциал был ньютоновым [21,22].

Тяготение действует на световые лучи так же, как и соответствующая анизотропная среда, причем скорость света c_k описывается формулой для лучевой скорости [23]:

$$\frac{1}{c_k^2} = \left(\frac{\sin \beta}{c_\perp} \right)^2 + \left(\frac{\cos \beta}{c_\parallel} \right)^2, \quad (20)$$

где β – угол между направлением распространения света и градиентом поля. Обозначив через $d\sigma_\parallel$ и $d\sigma_\perp$ соответственно проекции элемента $d\sigma$ траектории в X на направления градиента поля и в перпендикулярном к нему направлении и подставив (20) в (6), получим

$$ds^2 = \gamma(cdt)^2 - \gamma \left(\frac{c}{c_\parallel} d\sigma_\parallel \right)^2 - \gamma \left(\frac{c}{c_\perp} d\sigma_\perp \right)^2.$$

Отсюда в пренебрежении квантовыми поправками при условиях (18) найдем

$$ds^2 = \gamma(cdt)^2 - (1/\gamma)d\sigma_\parallel^2 - (1/\gamma)d\sigma_\perp^2. \quad (21)$$

Метрика (21) описывается только одной функцией координат – функцией γ .

Центробежная сила $p_\xi v_\xi / R \cos \theta$, где R – радиус кривизны траектории в X , уравновешивается компонентой силы тяжести $-F_\xi \sin \beta$. Отсюда $\tan^2 \theta = (R/\sqrt{\gamma})(d\sqrt{\gamma}/d\xi) \sin \beta$.

Для введения координат применительно к метрике (21) воспользуемся уравнением Эйнштейна для компоненты тензора Риччи R_{00} . В вакууме $R_{00} = 0$. В статическом сферически симметричном поле это уравнение при $\gamma = \exp(\nu)$ сводится к виду $\nu'' + \nu'(2/r) = 0$ [21]. Его решение, удовлетворяющее асимптотике (19), есть $\nu = -r_g/r$, $b_2 = 1/2$ [4]. Подстановка его в вышеприведенные выражения для ускорения силы тяжести в пустом пространстве с точки зрения удалённого и местного наблюдателей даёт:

$$g = \frac{c^2 r_g}{2r^2} \exp\left(-2\frac{r_g}{r}\right) = \frac{GM}{r^2} \exp\left(-2\frac{r_g}{r}\right), \quad g_\Lambda = \frac{c^2 r_g}{2r^2} \exp\left(-\frac{r_g}{r}\right) = \frac{GM}{r^2} \exp\left(-\frac{r_g}{r}\right) \quad (\text{Рис. 1}).$$

При $r = r_g$ g достигает максимума, равного $g = c^2/2r_g e^2 = c^4/4GM e^2$. Функции g и g_Λ стремятся к нулю при $r/r_g \rightarrow 0$, поскольку радиус трубки движения a , а следовательно, и проекция F_ξ космологической силы на меридиан трубки при этом также стремятся к нулю.

Местный наблюдатель по измерению длины окружности $2\pi l$, проведенной из центра тяготения и на которой он находится, из формулы $l = r/\sqrt{\gamma} = r \exp(r_g/2r)$ может найти r . При $l = r_g e^2/4$, что соответствует радиальной координате $r = r_g/4$, g_Λ достигает максимума, равного $g_\Lambda = 8c^2/r_g e^2 = 4c^4/GM e^2$. Существенно, что l имеет минимум при $r = r_g/2$, равный $l = r_g e/2$. В случае точечной массы, если бы таковая существовала, длина l неограниченно возрастает не только с увеличением r , но и при стремлении r к нулю, поскольку при этом радиус трубки движения и линейный масштаб местного наблюдателя стремятся к нулю.

Метрика (21) в сферически симметричном поле, где $\gamma = \exp(\nu)$, $\nu = -r_g/r$, оказывается метрикой Папаетру и совпадает в постньютоновом приближении с метрикой Шварцшильда в изотропных координатах [21,22] и с метрикой релятивистской теории гравитации [24], но отличается от них в следующем приближении. Однако в статике радиус массивного тела не может быть меньше четверти его гравитационного радиуса с точки зрения далёкого наблюдателя.

Данное решение получается также и при суммировании парциальных локальных гравитационных потенциалов ν_j для любых, в том числе бесконечно малых, составных частей M_j полной массы M , так что $\nu = \sum_j \nu_j$. Действительно, для $M_j = M/n$ ($r_{gj} = r_g/n$) имеем: $\nu_j = -r_{gj}/r$, $\nu = \lim_{n \rightarrow \infty} (n\nu_j) = -r_g/r$. Принципу простоты соответствует такое суммирование и при пространственном распределении масс. Во всяком случае, для такого

статического распределения масс замена экспоненты $\gamma = \exp\left[-\sum_j (r_{gj}/r_j)\right]$ тремя первыми членами разложения в ряд даёт метрику, совпадающую с главными членами разложения в приведённой в [22] постньютоновой метрике.

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ШЕСТИМЕРНОЙ ТРАКТОВКЕ ТЯГОТЕНИЯ

Для описания переменного во времени поля воспользуемся уравнением Эйнштейна [21] с нулевыми индексами применительно к метрике (21). В обычном представлении

$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$, где $x^0 = ct$, в декартовых координатах x^1, x^2, x^3 метрика (21) имеет ненулевые ковариантные коэффициенты, равные $g_{00} = \gamma$, $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1/\gamma$, и это уравнение при малых v^2/c^2 принимает вид

$$R_{00} = -4\pi \frac{G}{c^2} \gamma \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right). \quad (22)$$

Здесь ρ — плотность массы покоя, p — давление,

$$R_{00} = \frac{\partial}{\partial x^0} \Gamma_{\alpha 0}^\alpha + \Gamma_{0\beta}^\alpha \Gamma_{\alpha 0}^\beta - \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \Gamma_{00}^\alpha - \Gamma_{\alpha\beta}^\alpha \Gamma_{00}^\beta, \quad (23)$$

а ненулевые контравариантные коэффициенты g^{ik} и символы Кристоффеля

$$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{kl} \left(\frac{\partial}{\partial x^j} g_{li} + \frac{\partial}{\partial x^i} g_{lj} - \frac{\partial}{\partial x^l} g_{ij} \right) \text{ таковы: } g^{00} = 1/\gamma, \quad g^{11} = g^{22} = g^{33} = -\gamma,$$

$$\Gamma_{11}^0 = \Gamma_{22}^0 = \Gamma_{33}^0 = -\gamma^{-2} v_0/2, \quad \Gamma_{00}^0 = -\Gamma_{01}^1 = -\Gamma_{02}^2 = -\Gamma_{03}^3 = v_0/2, \quad \Gamma_{00}^1 = \gamma^2 v_1/2,$$

$$\Gamma_{20}^0 = \Gamma_{11}^2 = \Gamma_{33}^2 = -\Gamma_{21}^1 = -\Gamma_{22}^2 = -\Gamma_{23}^3 = v_2/2, \quad \Gamma_{00}^2 = \gamma^2 v_2/2, \quad \Gamma_{00}^3 = \gamma^2 v_3/2,$$

$$\Gamma_{30}^0 = \Gamma_{11}^3 = \Gamma_{22}^3 = -\Gamma_{31}^1 = -\Gamma_{32}^2 = -\Gamma_{33}^3 = \Gamma_{30}^0 = v_3/2, \text{ где } \mathcal{V} \text{ связано с } \gamma \text{ соотношением}$$

$\gamma = \exp(\mathcal{V})$, нижний индекс при \mathcal{V} означает дифференцирование по соответствующей координате. Отсюда найдём $\Gamma_{\alpha\beta}^\alpha = -\mathcal{V}_\beta$, и (23) сводится к виду

$$R_{00} = \frac{1}{2} (3v_0^2 - 3v_{00} - \gamma^2 \Delta v) = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{c^2} \dot{v}^2 - \frac{3}{c^2} \ddot{v} - \gamma^2 \Delta v \right). \text{ В пустом пространстве}$$

$$\left(\frac{3}{c^2} \right) \dot{v}^2 - \left(\frac{3}{c^2} \right) \ddot{v} - \gamma^2 \Delta v = 0, \text{ причём в линейном приближении}$$

$$\left(\frac{3}{c^2} \right) \ddot{v} + \gamma^2 \Delta v = 0. \quad (24)$$

Отсюда и из (7) видно, что гравитационные волны – это возмущения скорости света и радиусов трубки движения. Уравнение (24) отличается от волнового уравнения только знаком перед лапласианом. Это означает, что скорость распространения слабых гравитационных волн равна

мнимой величине $-i c/\sqrt{3}$. Такие волны аналогичны экспоненциально затухающим с расстоянием неоднородным волнам в волноводе. Решениями уравнения (24) в слабом гравитационном поле являются сферические волны вида $v = -(r_g/r)\exp(-kr - i\omega t)$, где $k = \omega\sqrt{3}/c$. На частоте $1\Gamma\mu$ волны затухают в e раз на расстоянии 27565 км, а на частоте $1\kappa\Gamma\mu$ – на расстоянии 27.6 км. Такое затухание исключает возможность приема гравитационных волн от небесных тел даже с расстояния Луны.

Распределенным источником сферических волн является пространственно-временная спектральная плотность правой части уравнения (22), которое для слабых полей в пренебрежении давлением по сравнению с собственной энергией массы единицы объёма сводится к виду

$$\left(3/c^2\right)\ddot{v} + \Delta v = 8\pi\rho G/c^2. \quad (25)$$

При равномерном вращении твердого тела с угловой скоростью ω имеем

$$\rho = \bar{\rho} + \sum_{n \geq 1} [\rho_{cn} \cos(n\varphi) + \rho_{sn} \sin(n\varphi)],$$

где $\bar{\rho}$ – среднее по времени значение плотности тела, $\varphi = \omega t$,

$$\rho_{cn}(\vec{r}') = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \rho(\vec{r}', t) \cos n\varphi d\varphi, \quad \rho_{sn}(\vec{r}') = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \rho(\vec{r}', t) \sin n\varphi d\varphi. \quad (26)$$

Решение уравнения (25), исчезающее на бесконечности, имеет вид

$$v = \bar{v} + \sum_{n \geq 1} [v_{cn} \cos(n\omega t) + v_{sn} \sin(n\omega t)], \quad \text{где} \quad v_{cn} = -\frac{2G}{c^2} \iiint_V \frac{\exp(-nkR')}{R'} \rho_{cn}(\vec{r}') dV',$$

$$v_{sn} = -\frac{2G}{c^2} \iiint_V \frac{\exp(-nkR')}{R'} \rho_{sn}(\vec{r}') dV', \quad R' - \text{расстояние от элемента интегрирования до}$$

точки наблюдения, интегрирование проводится по объёму тела. В качестве источника гравитационных волн рассмотрим ротор с n «лепестками», ось вращения которого является осью симметрии n -го порядка, в виде части диска радиуса L и толщины h_\perp с равномерным распределением материала плотности ρ по области $0 \leq r' \leq \ell$, $0 \leq z' \leq h_\perp$ и областям $\ell \leq r' \leq L$, $-\varphi_0 \leq \varphi' - 2\pi m/n \leq \varphi_0$ при $m = 0, 1, 2, \dots, n-1$, где r' , z' и φ' – цилиндрические координаты по диску. Для такого ротора $\rho(\vec{r}', t)$ не зависит от радиальной координаты в области $\ell \leq r' \leq L$. При $n = 4$ ротор имеет вид мальтийского креста. При этом интегрирование в (26) даёт $\rho_{cn}(\varphi') = \rho \frac{2}{\pi} \sin n\varphi_0 \cos n\varphi'$, $\rho_{sn}(\varphi') = \rho \frac{2}{\pi} \sin n\varphi_0 \sin n\varphi'$,

$$v_{cn} = -8G \frac{\rho}{c^2 \pi} \sin n\varphi_0 \int_0^{h_\perp} dz' \int_0^\pi \cos n\varphi' d\varphi' \int_\ell^L \frac{\exp(-nkR')}{R'} r' dr', \quad v_{sn} = 0,$$

где $R' = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2r'r \cos \varphi' + z'^2}$, r – расстояние от оси до точки наблюдения. Ускорение силы тяжести в n – ой гармонике равно

$$g_n = \frac{c^2}{2} \frac{dV_n}{dr} = \frac{4}{\pi} G\rho \sin n\varphi_0 \int_0^\pi \cos n\varphi' d\varphi' \int_0^{h_\perp} dz' \int_\ell^L \frac{\exp(-nkR')}{R'} \left(nk + \frac{1}{R'} \right) \frac{r - r' \cos \varphi'}{R'} r' dr'.$$

Разлагая подынтегральную функцию в ряд по степеням nk , найдём при $(nkr)^4 \ll 1$ разность между величиной g_n и её квазистационарным значением, соответствующим $k = 0$:

$$\delta g_n = -\frac{2n^2 k^2}{\pi} G\rho \sin n\varphi_0 \int_0^\pi \cos n\varphi' d\varphi' \int_0^{h_\perp} dz' \int_\ell^L \left(\frac{1}{R'} - \frac{2}{3} nk \right) (r - r' \cos \varphi') r' dr'.$$

Проведя здесь интегрирование сначала по r' , а затем по z' , отсюда получим

$$\delta g_n = -\frac{n^2 \omega^2 G\rho}{\pi c^2} \sin n\varphi_0 \int_0^\pi [h_\perp r \chi(\varphi') + \psi_b(\varphi') + \psi_L(\varphi') - \psi_l(\varphi') - \psi_a(\varphi')] \cos n\varphi' d\varphi',$$

$$\text{где } \chi(\varphi') = \left(5 \sin^2 \varphi' - 2 - \frac{L}{r} \cos \varphi' \right) R_L(\varphi') - \left(5 \sin^2 \varphi' - 2 - \frac{l}{r} \cos \varphi' \right) R_l(\varphi'),$$

$$\psi_b(\varphi') = h_\perp \cos \varphi' (9r^2 \sin^2 \varphi' + h_\perp^2) \ln \left(\frac{R_L(\varphi') + L - r \cos \varphi'}{R_l(\varphi') + l - r \cos \varphi'} \right),$$

$$\psi_a(\varphi') = 4r^3 \sin^2 \varphi' \sin 2\varphi' [\psi_{aL}(\varphi') - \psi_{al}(\varphi')],$$

$$\psi_L(\varphi') = \left\{ r^3 [4 \sin^2 \varphi' (2 \sin^2 \varphi' - 1) - 1] + 3rL^2 - 2L^3 \cos \varphi' \right\} \ln \left(\frac{R_L(\varphi') + h_\perp}{R_{L0}(\varphi')} \right),$$

$$\psi_l(\varphi') = \left\{ r^3 [4 \sin^2 \varphi' (2 \sin^2 \varphi' - 1) - 1] + 3rl^2 - 2l^3 \cos \varphi' \right\} \ln \left(\frac{R_l(\varphi') + h_\perp}{R_{l0}(\varphi')} \right),$$

$$\psi_{aL}(\varphi') = \arctg \frac{r^2 + L^2 - 2Lr \cos \varphi' + R_L(\varphi')(L - r \cos \varphi')}{h_\perp r \sin \varphi'},$$

$$R_L(\varphi') = \sqrt{h_\perp^2 + r^2 + L^2 - 2Lr \cos \varphi'}, \quad R_l(\varphi') = \sqrt{h_\perp^2 + r^2 + l^2 - 2lr \cos \varphi'},$$

$$\psi_{al}(\varphi') = \arctg \frac{r^2 + l^2 - 2lr \cos \varphi' + R_l(\varphi')(l - r \cos \varphi')}{h_\perp r \sin \varphi'},$$

$$R_{L0}(\varphi') = \sqrt{r^2 + L^2 - 2Lr \cos \varphi'}, \quad R_{l0}(\varphi') = \sqrt{r^2 + l^2 - 2lr \cos \varphi'}.$$

Резонансным приемником гравитационных волн может служить, например, изгибно колеблющийся горизонтальный стержень, ориентированный перпендикулярно оси системы, свободный конец которого расположен вблизи ротора.

Для амплитуды колебаний $A_n(\omega)$ линейного резонатора, соответствующей ускорению силы тяжести $g_n(\omega)$, на резонансной круговой частоте $n\omega$ имеем: $A_n(\omega) = \frac{g_n(\omega)}{2\beta\sqrt{n^2\omega^2 + \beta^2}}$, где

β – коэффициент затухания. Учитывая, что $\delta g_n(\omega)/\delta g_n(\omega_1) = \omega^2/\omega_1^2$, где ω_1 – ещё одна резонансная частота, найдём

$$\delta g_n(\omega) = \frac{g_n(\omega) - g_n(\omega_1)}{1 - (\omega_1/\omega)^2} = 2 \frac{A_n(\omega)\beta\sqrt{n^2\omega^2 + \beta^2} - A_n(\omega_1)\beta_1\sqrt{n^2\omega_1^2 + \beta_1^2}}{1 - (\omega_1/\omega)^2}.$$

Измерение амплитуд колебаний на двух резонансных частотах позволяет найти δg_n и δA_n .

Если приемники гравитационных сигналов расположены периодически по азимуту с периодом $2\pi/n$, то при параллельном их соединении на электрической стороне приемной системы суммарная амплитуда колебаний принимаемого сигнала для n -ой гармоники увеличивается в n раз. Присоединение к ним в противофазе ещё одной группы приемников, расположенных по азимутальным углам посередине между приемниками первой группы, увеличивает суммарный сигнал ещё вдвое. При $\rho = 3z/cm^3$, $L = 2m$, $\ell = 0.3L$, $n\varphi_0 = \pi/3$, $h_{\perp} = 0.7L$, $r = 2.4m$, $f = \omega/2\pi = 40Гц$, $\beta = \pi 10^{-5} Гц$, получим при такой схеме регистрации сигналов:

$8\delta A_4(\omega) = -2.06 \cdot 10^{-15} см$, $8\delta g_4(\omega) = -1.301 \cdot 10^{-16} см/с^2$ (указанной величине коэффициента β соответствует добротность резонатора 10^8 на частоте $1кГц$). Вообще, целесообразно использовать много приемников, суммируя их сигналы на электрической стороне приемной системы со сдвигом по фазе на $-n\varphi_m$, где φ_m – азимутальный угол m -го приемника. При этом амплитуды сигналов складываются в фазе, а помехи – со случайными фазами.

Альтернативно, если гравитационные волны считать распространяющимися со скоростью света и также использовать суперпозицию локальных гравитационных потенциалов, то получим, что δg_n и δA_n уменьшатся в 3 раза и будут и иметь противоположный знак.

В гравитационной волне есть восстанавливающая упругая сила, линейная при малых колебаниях. Здесь она равна разности центробежной и космологической сил

$$\delta F = F - m(c_{\zeta}^2/a) = (1 - \gamma\sqrt{\gamma})F = \left[1 - (a/a_{\infty})^3\right]F \cong 3\epsilon F, \text{ где } \epsilon = 1 - (a/a_{\infty}).$$

Затухание гравитационных волн обусловлено тем, что на частотах, представляющих интерес для эксперимента, радиус трубки изменяется квазистационарно, в то время как для распространения волны кинетическая и потенциальная энергии в ней должны быть равны. Для оценки то-

го, на каких частотах инерция проявится, исходим из уравнения радиальной составляющей движения частицы: $m\ddot{a} = \delta F$. Это уравнение с учётом (18) сводится к виду

$$\ddot{\varepsilon} = -2(c/a_\infty)^2(1 + \varepsilon)^2 \varepsilon. \text{ В линейном приближении его решение есть } \varepsilon = \varepsilon_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

где ε_0 и φ – соответственно амплитуда и фаза колебаний, $\omega = \sqrt{2} c/a_\infty = \sqrt{2} mc^2/\hbar$ – круговая частота колебаний, на много порядков превышающая частоты приема гравитационных волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на основе шестимерной трактовки тяготения получено простое физическое обоснование метрики Папапетру (21): она является следствием применения принципа Ферма к траекториям элементарных частиц, движущихся в полном пространстве со скоростью света в соответствие с принципом простоты. Применением уравнения Эйнштейна с двумя нулевыми индексами к метрике (21) коэффициенты метрики выражены через элементарные функции в частном случае сферически симметричного статического поля. При этом как гравитационное ускорение с точки зрения удаленного наблюдателя, так и гравитационное ускорение с точки зрения местного наблюдателя всюду конечны и стремятся к нулю с приближением к центру тяготения. Это означает отсутствие черных дыр.

В этой метрике радиусы реальных тел должны быть больше четверти их гравитационных радиусов, иначе силы тяготения всюду внутри тела были бы меньше, чем при его меньшем сжатии, и тогда внутреннее давление его расширило бы. Поэтому вне массивного тела эта метрика обеспечивает монотонность силы тяжести по радиальной координате, так что нет оснований считать её нефизической. С другой стороны, радиусы нейтронных звёзд равны по порядку величины их гравитационным радиусам. Поэтому метрика Папапетру не противоречит существованию аккреционных дисков у плотных достаточно массивных звёзд.

В шестимерной трактовке сила тяготения есть проекция космологической силы, удерживающей частицы в комптоновской окрестности трёхмерного пространства, на меридиан трубнообразной огибающей геодезических траекторий элементарных частиц. Массивные тела уменьшают скорость света в своей окрестности, а значит, и радиус трубки движения, чтобы центробежная сила могла противостоять космологической силе. Тем самым огибающая приобретает бутылкообразную форму, что и создаёт наклон меридиана к оси трубки.

Тяготение изменяет радиусы трубки движения и скорость света на ней, тем самым искажая метрические пространственные и временные коэффициенты, но не искривляет само пространство с точки зрения далёкого наблюдателя.

Гравитационные волны рассматриваются как возмущения в пространстве и во времени радиусов трубки движения и скорости света на ней. Уравнение для гравитационных волн получается также применением уравнения Эйнштейна с двумя нулевыми индексами к метрике (21).

При этом эти волны оказываются неоднородными (аналогичными неоднородным волнам волновода), экспоненциально затухающими по мере удаления от источника возмущений. Это делает невозможным непосредственный прием гравитационных волн от небесных тел даже с расстояний от Луны. Однако же возможен прием гравитационных волн в ближнем поле равномерно вращающегося ротора с n «лепестками» типа мальтийского креста в случае $n = 4$.

Предпочтительно регистрацию гравитационных волн следует вести на гармониках частоты вращения ротора.

Список литературы

1. Papapetrou A., Eine Theorie des Gravitationsfeldes mit einer Feldfunktion. // *Zeitschrift für Physik*, 1954, Bd. **139**, S. 518-532.
2. Papapetrou A., Eine neue Theorie des Gravitationsfeldes. I // *Mathematische Nachrichten*, 1954, **12**, S. 129-141.
3. Papapetrou A., Eine neue Theorie des Gravitationsfeldes. II // *Mathematische Nachrichten*, 1954, **12**, S. 143-154.
4. Urusovskii I. A. Gravity as a projection of the cosmological force/ Proceedings of International Scientific Meeting PIRT-2003. Moscow, Liverpool, Sunderland. Bauman University, 30 June – 03 July 2003. P. 359-367.
5. Урусовский И.А. Шестимерная трактовка релятивистской механики и спина, метрической теории тяготения и расширения Вселенной // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996. № 3. С. 3-21.
(Urusovskii I. A. *Six-dimensional treatment of the relativistic mechanic and spin, metric gravitational theory, and the expanding Universe.*// *Zarubezhnaja radioelektronika. Uspekhi sovremennoi radioelektroniki*. 1996. No. 3. P. 3-21)
6. Урусовский И. А. Шестимерная трактовка кварковой модели нуклонов// *ibid.*, 1999. № 6. С. 64-74.
(Urusovskii, I. A. *Six-Dimensional treatment of the quark model of nucleons.*// *ibid.*, 1999. No. 6. P. 64-74. *In Russian*)
7. Urusovskii I. A. Dirac matrices in the light of six-dimensional treatment of spin and isospin. /Proceedings of International scientific meeting “Number, Time, Relativity”. Bauman MSTU, Moscow: August 10– 13, 2004. P. 53-55.
8. I. A. Urusovskii. *Six-Dimensional Treatment of CPT-symmetry*// Proc. Int. sci. meeting ‘Physical Interpretations of Relativity Theory’. P. 318-326. Moscow: 4-7 July, 2005. Bauman Moscow State Tech. Univ. & Univ. Sanderland, Great Britain. Moscow, Liverpool, Sanderland. http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/urusovsky_six.pdf

9. *Урусовский И. А.* Камни преткновения стандартной космологии в свете шестимерной космологии. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2007. Т. 4. № 2(8). С. 146-166. (*I.A. Urusovskii.* Stumbling blocks for standard cosmology in the light of six-dimensional one. // Hypercomplex Numbers in Geometry and Physics. 2007. Vol. 4. No. 2(8), pp. 146-166)
10. *Марголин А. А.* Принцип простоты // Химия и жизнь. 1981.
(Margolin, A. A. Principle of simplicity // *Khimia i zhizn (Chemistry and life)*. 1981. No. 9. P. 79. *In Russian*)
11. *F. Klein,* *Über neuere englische Arbeiten zur Gesammelte matematishe Abhandlungen, B.2,* Springer, Berlin, 1922, 601 S// *Zeit. f. Math. u. Phys.* 1901. S. 375.
12. *F. Klein,* *Vorlezungen über die höhere Geometrie, 3. Aufl.* Berlin, 1926. 219 s.
13. *Роберт Орос ду Бартину*// ДАН СССР. 1965. Т. 163. № 4. С. 861.
(di Bartini, R. O. *Doklady of Academy of science of USSR.* 1965. V. 163, No. 4, 861-865. *In Russian*)
14. *Румер Ю. Б.,* *Исследования по 5-оптике.* Гостехиздат, Москва, 1956. 192 с.
(Rumer Yu. B. *Investigacion in Optics.* Gostekhizdat, Moscow, 1956. 192 p. *In Russian*)
15. *Каган В. Ф.,* *Основы теории поверхностей, ч. 1.* М.-Л.: Гостехиздат, 1947. 512 с.
(Kagan, V. F. *Principle of the Theory of Surfaces,* Чап. 1. Gostekhizdat, Moscow – Leningrad, 1947. *In Russian*)
16. *J. Lykken, L. Randall.* The shape of gravity. /arXiv: hep-th/9908076 v1
17. *Cs. Csaki, M. Graesser, Ch. Kolda, J. Terning.* Cosmology of one extra dimension with localized gravity. /arXiv: hep-ph/9906513 v2
18. *R. Gregory, V. A. Rubakov, S. M. Sibiryakov.* Opening up extra dimensions at ultra large scales.// *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. P. 5928-5931. / arXiv: hep-th/0002072 v2
19. *G. Dvali, G. Gabadadze, M. Porraty.* 4D gravity on a brane in 5D Minkowski space.
/arXiv: hep-th/0005016 v2
20. *A. Karch, L. Randall.* Locally localized gravity. /arXiv: hep-th/00011156 v2
21. *A.S. Eddington,* *The mathematical theory of relativity.* Cambridge University Press. Ch.3. 1923. 247 p.
22. *Брумберг В. А.,* *Релятивистская небесная механика.* М.: Наука, 1972. 382 с.
(Brumberg, V.A., *Relativistic celestial mechanics.* М.: Наука, 1972, Чап. 5. 382 p. *In Russian*)
23. *M. Born, E. Wolf.* *Principle of optics.* Pergamon Press, Oxford, London, etc.1964.
24. *Логунов А. А., Мествиришвили М. А.* *Основы релятивистской теории гравитации.* Издательство Московского университета, 1986. 307 с.
(Logunov, A. A., Mestvirishvily, M. A. 1986. *Principle of the Relativistic Theory of Gravitation.* Publishing house of the Moscow University, 1986. 307 p. *In Russian*)

I.A. Urusovskii. Gravitational Waves and Papapetru Metric in the Six-Dimensional Treatment of Gravitation // Physics of Wave Phenomena, 2010, Vol. 18, No. 3, pp.185-195. © Allerton Press, Inc., 2010.