**И. А. Урусовский**

## МЕТРИКА ПАПАПЕТРУ В ШЕСТИМЕРНОЙ ТРАКТОВКЕ ТЯГОТЕНИЯ

ГНЦ РФ ФГУП «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева»
Россия, 117036, Москва, ул. Шверника 4
Тел. (499)723-61-60; E-mail: urusovskii_ia@mail.ru

*Дана шестимерная геометрическая трактовка метрики Папапетру в его скалярной теории тяготения. Трактовка основана на принципе одинаковости основных свойств вещества и света, чему соответствует движение частиц только со скоростью света в комптоновской окрестности трёхмерного подпространства* $(X)$. *В этой трактовке полное пространство полагается шестимерным евклидовым, частицы движутся в нём по геодезическим, удовлетворяющим принципу Ферма. Геодезическая проходит по трубкообразной поверхности в полном пространстве с изменяющимися вдоль неё радиусом и скоростью света. Ось трубки расположена в* $X$. *Метрика определяется принципом Ферма и уравнением Эйнштейна с двумя нулевыми индексами. Альтернативно эта же метрика получается при суммировании локальных гравитационных потенциалов парциальных бесконечно малых масс. Для сферически симметричного поля эта метрика оказывается метрикой Папапетру. Показано, что поле тяготения определяется не только массой тела, но и ещё одним фактором.*

Ньютон и Эйнштейн считали, что гравитационное поле определяется лишь одним фактором – массой притягивающего тела. Это убеждение, общепринятое и ныне, 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, не имеет особенности потенциала (отсутствие черых дыр) при $r/r_g \to 0$, 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 стремятся 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 отсутствие даже упоминания о существовании второго фактора 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. Она отличается от метрики Шварцшильда уже в постпостньютоновом приближении.

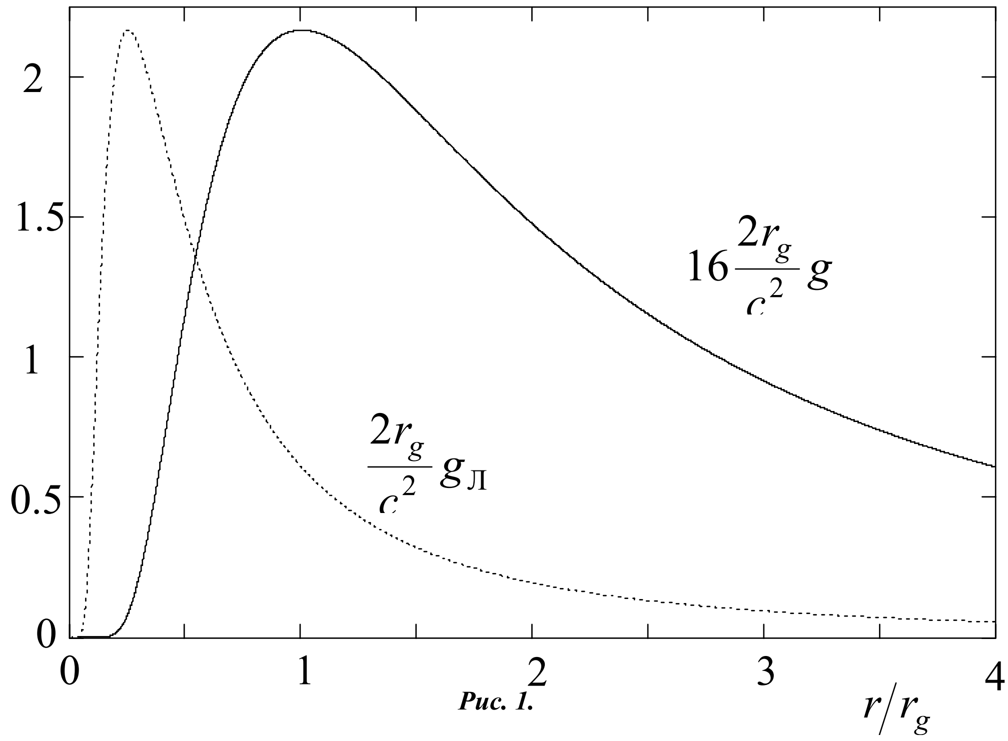


***Рис. 1.***

Заметим, что уравнение дисперсии 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 обусловливают 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 физики [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, CPT-симметрию, кварковую модель всех частиц, составленных из u- и d-кварков [4,5,9].

Полное пространство полагаем шестимерным, поскольку только для него 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. Полагаем, что в полном пространстве $R_6$ применимы формулы механики Ньютона при подходящем выборе времени, указанном ниже, и что положение частиц фиксируется наблюдателем в проекции на $X$.

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, 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 $\theta-$ угол наклона винтовой линии к направляющей трубки. Если частица совершает один оборот за собственное время $\tau$, 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 $\sin\theta = v/c$, $\cos\theta = \pm\sqrt{1-(v/c)^2}$. Здесь 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

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

В неподвижной системе отсчета $K$ частица имеет составляющую скорости по направляющей, равную $c \cdot \cos\theta$. Собственное время частицы с точки зрения неподвижного наблюдателя согласно (1) тоже пропорционально $\cos\theta$, так что частица и в собственной системе отсчета $K'$ 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 отсчета. Обозначив через $dx$ в системе $K$ проекцию перемещения $d\varsigma$ 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 $d\varsigma = cdt$, т.е. что частица движется в $R_6$ со скоростью $c$. Частица, неподвижная 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 должна также равняться $h\nu$, где $\nu -$ частота вращения частицы вокруг оси трубки движения. Отсюда следует, что радиус трубки равен $a = \eta / mc$, а длина направляющей – комптоновской длине волны, что соответствует периоду $h$ координаты действия в 5-оптике [14]. Пересекающая винтовую траекторию под прямым углом и проходящая через частицу винтовая линия – это линия одинакового собственного времени частицы, движущаяся вдоль трубки со скоростью волн де Бройля; её шаг равен длине волны де Бройля.

Считаем малый участок Вселенной, представляющий интерес при описании поля тяготения, евклидовым подпространством $X$, пренебрегая кривизной Вселенной на этом участке. В поле тяготения радиус трубки движения $a$ и скорость перемещения по трубке $c_\varsigma$ зависят от положения частицы относительно массивных тел. При этом метрические коэффициенты зависят от координат подпространства $X$. Связь между $a$ и $c_\varsigma$ накладывается условием, что частица движется по геодезической, удовлетворяющей принципу Ферма. По определению $c_\varsigma = d\varsigma / dt$, где $d\varsigma -$ длина участка траектории на трубке, который частица проходит за время $dt$ по часам удаленного наблюдателя (Рис. 2). Считаем, что $c_\varsigma$ и $a$ не зависят от угла $\theta$. В [7] показано, что

$$(a/c_\varsigma)\cos\theta = const. \tag{2}$$

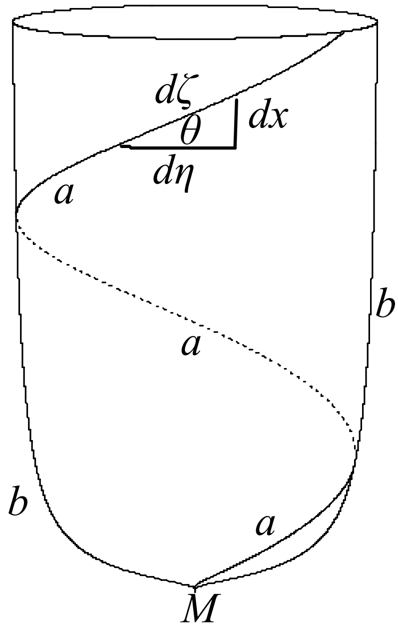


***Рис.2.*** *a* – траектория частицы, движущейся со скоростью света $c_m$ в шестимерном пространстве вблизи точечной массы $M$, $b$ – огибающая геодезических – трубка движения комптоновских поперечных размеров

Заметим, что в любом нормальном сечении трубки движения все радиальные направления, будучи ортогональными 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 частицы, не предполагающей искривления пространства (деформируется не пространство, а трубка), в отличие от метрической теории тяготения, которую можно трактовать как внутреннюю геометрию этой трубки.

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

$$v = \frac{d\sigma}{dt} = v_\varsigma \frac{d\sigma}{d\xi} = c_\varsigma \sin\theta \frac{d\sigma}{d\xi} = c_\varsigma \sin\theta \left[1 + (\nabla a \cdot \cos\beta)^2\right]^{-1/2}, \tag{3}$$

где $\xi$ и $\sigma -$ соответственно длины дуг вдоль меридиана и оси трубки, $\beta -$ угол между $\nabla a$ и касательной к оси. Координатную скорость света найдём, полагая в (3) $\theta = \pi/2$:

$$c_k = c_\varsigma\, d\sigma/d\xi = c_\varsigma \left[1 + (\nabla a \cdot \cos\beta)^2\right]^{-1/2}. \tag{4}$$

При перемещении по трубке на длину $d\varsigma$ частица поворачивается на угол $d\alpha = d\eta/a$, где $\mathrm{d}\eta = \cos\theta \mathrm{d}\varsigma -$ 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 $a_\infty -$ значение радиуса трубки на бесконечности, также является инвариантом. Это интервал в метрической теории тяготения. По теореме Пифагора

$d\eta^2 = d\varsigma^2 - d\xi^2$. Подставляя сюда $d\varsigma = c_\varsigma dt$, умножая обе части равенства на $(a_\infty/a)^2$ и учитывая (4) и что $d\alpha = d\eta/a$, $ds = a_\infty d\alpha$, найдем

$$ds^2 = \gamma(cdt)^2 - \gamma[(c/c_k)d\sigma]^2, \qquad (5)$$

где $c -$ предельное значение скорости $c_\varsigma$ на бесконечности,

$$\gamma = (c_\varsigma a_\infty/ca)^2. \qquad (6)$$

Из (5) следует, что собственное время частицы $\tau$ связано со временем $t$ удаленного на бесконечность наблюдателя соотношением

$$d\tau/dt = \sqrt{\gamma}, \qquad (7)$$

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

$$dl = \sqrt{\gamma}\,(c/c_k)d\sigma, \qquad (8)$$

причем $ds^2 = (cd\tau)^2 - dl^2$. Соотношения (7) и (8) можно получить и так. Местному наблюдателю масштабом длины служит радиус трубки $a$. Длины он отсчитывает вдоль меридиана, следовательно

$$dl = \frac{a_\infty}{a}d\xi = \frac{a_\infty}{a}\frac{d\xi}{d\sigma}d\sigma = \frac{a_\infty c_\varsigma}{ac_k}d\sigma. \qquad (9)$$

Отсюда, учитывая обозначение (6), получим соотношение (8). Местному наблюдателю период обращения в $Y$ неподвижной (в $X$) относительно него частицы служит масштабом времени. Этот период пропорционален $a/c_\varsigma$, откуда и вытекает формула (7). Локальная скорость частицы согласно (6), (7) и (9) равна $v_Л = \dfrac{dl}{d\tau} = \dfrac{a_\infty}{a}\dfrac{d\xi}{dt}\dfrac{dt}{d\tau} = \dfrac{a_\infty}{a}c_\varsigma \sin\theta\dfrac{1}{\sqrt{\gamma}} = c\sin\theta$. При этом

$$v/c_k = v_\varsigma/c_\varsigma = v_\Lambda/c = \sin\theta. \qquad (10)$$

Предельная (при $\theta = \pi/2$) локальная скорость равна скорости света на бесконечности.

Формулы (2) и (7) с учетом обозначения (6) можно представить как

$$\left(1/\sqrt{\gamma}\right)\cos\theta = const., \quad \left(dt/d\tau\right)\cos\theta = const. \qquad (11)$$

Формулы (10) и (11) позволяют выразить скорость частицы через функцию $\gamma$:

$$(v/c_k)^2 = \left(v_\varsigma/c_\varsigma\right)^2 = (v_Л/c)^2 = 1 - (\gamma/\gamma_0)\cos^2\theta_0 = 1 - (\gamma/\gamma_0)\left\{1 - [(v_Л)_0/c]^2\right\}, \quad (12)$$

где индексом нуль помечены значения величин в начальный момент времени.

Для местного наблюдателя ускорение частицы равно $dv_Л/d\phi$. Учитывая (12), найдем $\dfrac{dv_\Lambda}{d\tau} = \dfrac{dv_\Lambda}{dl}\dfrac{dl}{d\tau} = \dfrac{1}{2}\dfrac{dv_\Lambda^2}{dl} = -c^2\dfrac{\cos^2\theta}{2\gamma}\dfrac{d\gamma}{dl}$. Отсюда ускорение силы тяжести для него будет $g_\Lambda = \left(c^2/2\right)d\nu/dl_\|$, где $\nu = \ln\gamma$, $dl_\| -$ элемент длины вдоль градиента функции $\gamma$ с точки зрения местного наблюдателя. Введя сюда гравитационный потенциал $Ц_Л$ формулой $g_Л = dЦ_Л/dl_\|$ и интегрируя, получим

$$\sqrt{г} = \exp\left[-\frac{1}{c^2}\int_{l_\|}^{\infty} g_Л dl_\|\right] = \exp\left(\frac{1}{c^2}Ц_Л\right) = \frac{d\phi}{dt}, \qquad \nu = 2\Phi_\Lambda/c^2.$$

(13)

Формула (13) описывает замедление течения времени в поле тяготения. Исключив в ней $\sqrt{\gamma}$ посредством (11) и учтя (10), получим, что вдоль геодезической

$$\left[1-(v_{Л}/c)^2\right]\exp\left[-\left(2/c^2\right)Ц_{Л}\right]=const. \qquad (14)$$

В слабом поле формулы (13) и (14) сводятся к виду $d\tau/dt=1+\left(\Phi_{\Lambda}/c^2\right)$, $\left(v_{Л}^2/2\right)+Ц_{Л}=const$. Последняя формула есть закон сохранения энергии в механике Ньютона. Аналогично, ускорение силы тяжести с точки зрения далёкого наблюдателя равно $g=\dfrac{c_{\|}^2}{2\gamma}\dfrac{d\gamma}{d\sigma_{\|}}=\dfrac{c_{\|}^2}{2}\dfrac{d\nu}{d\sigma_{\|}}$, $d/d\sigma_{\|}$ означает дифференцирование вдоль градиента $\gamma$, $c_{\|}-$ величина $c_k$ в этом направлении.

Неподвижная в $X$ частица вращается в $Y$ с частотой $\nu_0=c_{\varsigma}/(2\pi a)$, обладая энергией покоя $E_0=h\nu_0=\eta c_{\varsigma}/a=\eta\sqrt{\gamma}\,c/a_{\infty}=mc^2\sqrt{\gamma}$. Полная энергия движущейся в $X$ частицы равна $E=E_0/|\cos\theta|$. То же даёт и формализм Лагранжа. Действие $S$ пропорционально интегралу от скаляра. Скаляром здесь является угол поворота частицы вокруг оси трубки движения. Множитель пропорциональности выберем таким, чтобы в отсутствие тяготения функция Лагранжа была равна $-mc^2\cos\theta$, как в релятивистской механике. Тогда $S=-\eta\int_{б_1}^{б_2}dб=\int_{t_1}^{t_2}Ldt$. Отсюда найдем $L=-\eta\dot{\alpha}$. Из (5) имеем $\dot{\alpha}=(1/a)\sqrt{c_m^2-v_m^2}$, так что $L=-(\eta/a)\sqrt{c_{\varsigma}^2-v_{\varsigma}^2}=\;=-(\eta c/a_{\infty})\sqrt{\gamma}\cos\theta$. При этом энергия и проекция импульса частицы на меридиан трубки равны

$$E=p_o v_m-L=\frac{\eta c_m}{a\cdot\cos u}=\frac{\eta c}{a_{\infty}}\frac{\sqrt{г}}{\cos u}=\frac{mc^2\sqrt{г}}{\cos u},\quad p_{\xi}=\frac{\partial L}{\partial v_{\varsigma}}=\frac{\eta v_{\varsigma}}{a\sqrt{c_{\varsigma}^2-v_{\varsigma}^2}}=\frac{\eta}{a}\operatorname{tg}\theta,$$

так что $p_{\xi}=Ev_{\varsigma}/c_{\varsigma}^2$, а полный импульс частицы $p=\partial L/\partial c_m$ равен $p=E/c_m=\eta/(a\cdot\cos u)$. Отсюда и из (11) 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 $a_{\infty}$ со скоростью света $c$. Соответствующая вращению космологическая центростремительная сила равна $F=p_y c/a_{\infty}=\eta c/a_{\infty}^2=mc^2/a_{\infty}$, в $c^2/ag$ раз превышая вес самой частицы у земной поверхности, что для электрона равно $2.38\cdot10^{28}$. Тот же результат получается и при движении частицы по винтовой линии: $F=pcK/\cos\theta$, где $K=\cos^2u/a_{\infty}-$ кривизна винтовой линии, так что $F=mc^2/a_{\infty}$ при любом $u$.

В поле тяготения угол наклона меридиана к оси трубки $\chi$ определяется соотношениями: $\sin ч=da/do$, $\cos ч=\sqrt{1-(da/do)^2}=1/\sqrt{1+(da/dy)^2}$, $\operatorname{tg}\chi=da/dy$.

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

$$pc_mK/\cos u=F\cos ч, \qquad (15)$$

где $K=\sqrt{K_{\perp}^2+(y'')^2}$, $K_{\perp}^2=(y_1'')^2+(y_2'')^2$, $y_1$ и $y_2-$ координаты частицы в двух взаимно перпендикулярных направлениях в сечении трубки, штрих означает производную вдоль траектории. Можно написать $y_1 = a \cdot \cos б$, $y_2 = a \cdot \sin б$. Тогда из формул $adб = \cos u\ dr$, $do = \sin u\ dr$, $y' = \cos ч \sin u$ и (11) найдём:

$$\sigma'' = -\cos\chi\cos^2\theta \frac{1}{2\gamma}\frac{d\gamma}{d\xi} - \frac{1}{\cos\chi}\sin^2\theta \frac{da}{d\xi}\frac{d^2a}{d\xi^2},$$

$$K_\perp^2 = \left(a\alpha'^2 - a''\right)^2 + \left(a\alpha'' + 2a'\alpha'\right)^2, \qquad a\alpha' = \cos\theta. \tag{16}$$

Подстановка найденных выражений $p$ и $F$ в (15) даёт: $a_\infty\sqrt{\gamma}\,K/\cos^2\theta = \cos\chi$, откуда и из (16) с точностью до величины $\left(a_\infty d\sqrt{\gamma}/d\xi\right)^2$ получим $K \approx \cos^2\theta/a$, $\sqrt{г}\,a_\infty/a \approx 1$. При этом в силу (6) имеем:

$$a/a_\infty = \sqrt{г}, \quad c_m/c = c_{\|}/c = c_\perp/c = г, \tag{17}$$

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

В общей теории относительности масса отвечает за всё: она уменьшает скорость света в своей окрестности, искажает пространственно-временные масштабы и создаёт само поле тяготения. В шестимерной трактовке тяготения массивные тела сами по себе тяготения не создают, они лишь уменьшают скорость света в своей окрестности, всё остальное получается автоматически. Уменьшение скорости света приводит к уменьшению радиуса орбиты элементарной частицы в $Y$ при равенстве величин центробежной силы и космологической. При этом трубка движения частицы оказывается отличающейся от цилиндрической поверхности, меридианы её приобретают наклон к оси, в результате чего проекция космологической силы на меридиан становится отличной от нуля. Она равна $F_\xi = -F\sin\chi = -F\,da/d\xi$ и представляет силу тяготения, как это видно из равенства $p_\xi = p\sin\theta = p\,v_\varsigma/c_\zeta$ и соотношений для производных по времени проекций скорости и импульса частицы на меридиан при $v = 0$:

$$\frac{d}{dt}v_\varsigma = -c_\varsigma^2\frac{1}{\sqrt{\gamma}}\frac{d}{d\xi}\sqrt{\gamma},$$

$$\frac{d}{dt}p_\xi = \frac{\eta}{ac_\varsigma}\frac{dv_\varsigma}{dt} = -\frac{\eta c_\varsigma}{a\sqrt{\gamma}}\frac{d}{d\xi}\sqrt{\gamma} = -\frac{\eta c}{a_\infty}\frac{d}{d\xi}\sqrt{\gamma} = -Fa_\infty\frac{d}{d\xi}\sqrt{\gamma},$$

что согласно (17) равно $F_\xi$.

Таким образом, величину силы тяготения определяют два фактора: масса тела и космологическая сила, удерживающая каждую элементарную частицу в комптоновской окрестности трёхмерного подпространства $X$. Масса при этом играет лишь регулирующую роль, уменьшая скорость света в своей окрестности и тем самым делая трубку движения бутылкообразной с меридианами, наклонёнными к её оси. Проекция космологической силы на меридиан действует как сила тяготения.

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

$$г = 1 - \left(r_g/r\right) + b_2\left(r_g/r\right)^2 + b_3\left(r_g/r\right)^3 + \Lambda. \tag{18}$$

В (18) 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 [16,17].

Тяготение действует на световые лучи так же, как и соответствующая анизотропная среда, причем скорость света $c_k$ описывается формулой для лучевой скорости [18]:

$$\frac{1}{c_k^2}=\left(\frac{\sin в}{c_\perp}\right)^2+\left(\frac{\cos в}{c_\parallel}\right)^2 \qquad (19)$$

где $в$ – угол между направлением распространения света и градиентом поля. Обозначив через $dy_\parallel$ и $dy_\perp$ соответственно проекции элемента $dy$ траектории в $X$ на направления градиента поля и в перпендикулярном к нему направлении и подставив (19) в (5), получим $ds^2=г(cdt)^2-г\left(\frac{c}{c_\parallel}dy_\parallel\right)^2-г\left(\frac{c}{c_\perp}dy_\perp\right)^2$.

Отсюда в пренебрежении квантовыми поправками при условиях (17) найдем

$$ds^2=\gamma(cdt)^2-(1/\gamma)d\sigma_\parallel^2-(1/\gamma)d\sigma_\perp^2. \qquad (20)$$

Метрика (20) описывается только одной функцией координат – функцией $г$.

Для введения координат применительно к метрике (20) воспользуемся уравнением Эйнштейна для компоненты тензора Риччи $R_{00}$. В вакууме $R_{00}=0$. В статическом сферически симметричном поле это уравнение при $г=\exp(н)$ сводится к виду $\nu''+\nu'(2/r)=0$ [16]. Его решение, удовлетворяющее асимптотике (18), есть $\nu=-r_g/r$, $b_2=1/2$ [4]. Подстановка его в вышеприведенные выражения для $g$ и $g_Л$ в пустом пространстве с точки зрения удалённого и местного наблюдателей даёт:

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

При $r=r_g$ $g$ достигает максимума, равного $g=c^2/2r_ge^2=c^4/4GMe^2$. Функции $g$, $g_Л$ и проекция $F_o$ стремятся к нулю при $r/r_g\to 0$, поскольку радиус трубки движения $a$ при этом также стремится к нулю и меридиан прижимается к оси.

Метрика (20) в сферически симметричном поле оказывается метрикой Папапетру и совпадает в постньютоновом приближении с метрикой Шварцшильда в изотропных координатах [16,17] и с метрикой релятивистской теории гравитации [19], 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. Иначе силы тяготения внутри тела были бы меньше, чем в случае его меньшего сжатия, и тогда внутреннее давление его расширило бы.

Данное решение получается также и при суммировании парциальных локальных гравитационных потенциалов $\nu_j$ 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: $\nu_j=-r_{gj}/r$, $\nu=\lim_{n\to\infty}(n\nu_j)=-r_g/r$. 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 [17] постньютоновой метрике.

В данном подходе компактификацию дополнительного пространства заменяет наличие космологической силы, удерживающей частицы в комптоновской окрестности трехмерного подпространства. Здесь компактифицированы не дополнительные измерения, а траектории элементарных частиц в дополнительном пространстве.

Тот факт, что постоянная Планка входит в выражения для космологической силы и радиуса трубки движения, указывает на связь квантовой физики с теорией тяготения. С другой стороны, комптоновские длины волн весьма малы по сравнению с гравитационными радиусами небесных тел, а радиусы трубки движения могут существенно меняться лишь на расстояниях порядка гравитационных радиусов. Поэтому квантовые поправки к результирующим формулам теории тяготения пренебрежимо малы сравнительно с погрешностью измерений. Относительная величина этих поправок даже в сильных полях (при $r \approx r_g$) составляет величину порядка $a_\infty^2 / r_g^2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Papapetrou A.,* Eine Theorie des Gravitationsfeldes mit einer Feldfunrtion. // Zietschrift 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. *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.
5. *Урусовский И.А.* Шестимерная трактовка кварковой модели нуклонов // *ibid*., 1999. № 6. С. 64-74.
6. *Урусовский И.А.* Шестимерная трактовка расширения Вселенной //*ibid*., 2000. № 6. С. 66-77.
7. *Urusovskii I.A.,* Gravity as a projection of the cosmological force/ Proceedings of International Scientific Meeting PIRT-2003. Moscow, Bauman University, June 30 – July 03 2003. P. 359-367.
8. *Урусовский И.А.* Экспоненциально затухающие гравитационные волны в шестимерной трактовке тяготения. Ежегодник РАО 2008. Сборник трудов семинара научной школы проф. С.А. Рыбака. М., 2008. С. 285-300.
9. *Урусовский И.А.* Матрицы Дирака в свете шестимерной трактовки спина и изоспина. Proceedings of International Scientific Meeting “Number, Time, Relativity”. Bauman MSTU, Moscow: August 10– 13, 2004. P. 55-57. Urusovskii I.A. Dirac Matrices in the Light of Six-Dimensional Treatment of Spin and Isospin. *Ibid.*, P. 53-55.
10. *Марголин А.А.* Принцип простоты // Химия и жизнь. 1981. № 9. С. 79.
11. *Klein F.*, Uber neuere englische Arbeiten zur Gesammelte matematishe Abhandlungen, B.2, Springer, Berlin, 1922, 601 S// Zeit. f. Math. u. Phys. 1901. S. 375.
12. *Клейн Ф.*, Высшая геометрия. М.-Л.: Гостехиздат, 1939. 219 с. *Klein F.*, Vorlezungen über die höhere Geometrie, 3. Aufl. Berlin, 1926.
13. *Ди Бартини Роберт Орос* // ДАН СССР. 1965. Т. 163. № 4. С. 861.
14. *Румер Ю.Б.*, Исследования по 5-оптике. Гостехиздат, Москва, 1956. 192 с.
15. *Каган В.Ф.*, Основы теории поверхностей, ч. 1. М.-Л.: Гостехиздат, 1947. 512 с.
16. *Эддингтон А. С.*, Теория относительности. Л.-М.: Гостехиздат, 1934, гл. 3. 508 с. *Eddington A.S.*, The mathematical theory of relativity. Cambridge University Press, 1923. 247p.
17. *Брумберг В.А.*, Релятивистская небесная механика. М.: Наука, 1972. 382 с.
18. *Борн М., Вольф Э.*, Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с. *Born M., Wolf E.*. Principle of optics. Pergamon Press, Oxford, London, etc.
19. *Логунов А.А.*, *Мествиришвили М А.* Основы релятивистской теории гравитации. Издательство Московского университета, 1986. 307 с.