МЫ НЕ ПОНИМАЕМ КВАНТОВУЮ ТЕОРИЮ ПОТОМУ, ЧТО НЕПРАВИЛЬНО ОПИСЫВАЕМ ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ

Г.И. Шипов

Институт Физики Вакуума, Москва

warpdrive09@gmail.com

Введение

Квантовая теория никогда не будет понята, если теория относительности не будет дополнена *вращательной относительностью*. Вращательная относительность требует инвариантности уравнений физики относительно преобразований неголономных безразмерных вращательных координат. До сих пор теория относительности ограничивается только преобразованиями голономных трансляционных координат, имеющих размерность длинны и ошибаются те, кто говорят, что можно перейти от размерных голономных трансляционных координат к неголономным безразмерным вращательным координатам, используя голономные преобразования координат.

При описании вращения важно отличать динамическое вращение с угловой частотой $\omega(t)$ от поворота на постоянный угол $\varphi = const$. Путаница, скорее всего, возникает из-за того, что в английском языке, принятом за международный научный язык, поворот переводится как turn, rotation, turning, twist, а вращение как rotation, turn, spinning, twist, т.е. почти одинаково. В простейшей теории относительности, в которой используются преобразования трансляционных голономных координат x_1, x_2, x_3, устанавливающие инвариантность уравнений механики Ньютона относительно преобразований Галилея- Ньютона, обычно добавляется поворот осей инерциальной системы отсчета на постоянный угол $\varphi = const$. Некоторые теоретики воспринимают это за «вращательную относительность», что является ошибкой, поскольку ни о каком динамическом вращении, в данном случае, речи не идет.

1. Леонард Эйлер и вращательные координаты

Первым из ученых, который правильно подошел к описанию вращения материи, был Леонард Эйлер [1]. В 1750 г. он, дополнительно к трем голономным координатам x_1, x_2, x_3, ввел три неголономные вращательные угловые координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ как (полу)независимые координаты, описывающие вращение твердого тела. (Полу)независимость надо понимать, как неголономную (не интегрируемую) связь между координатами $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ и x_1, x_2, x_3. Аналитически эта связь выражается соотношением [2]

$$d\chi^{\beta}{}_{\alpha} = T^{\beta}{}_{\alpha\gamma} dx^{\gamma} = e^{\beta}{}_{A}\, de^{A}{}_{\alpha}\,, \quad (\alpha,\beta,\gamma...=1,2,3\,,\quad A,B,C...=1\,,\,2,\,3\,), \tag{1.1}$$

где $d\chi_{\alpha\beta} = -d\chi_{\beta\alpha}$ - антисимметричный тензор бесконечно малого поворота на многообразии угловых переменных $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, e^{A}_{α} –неголономный единичный базис, нормированный на единицу

$$e^{A}{}_{\alpha} e^{\alpha}{}_{B} = \delta^{A}{}_{B}\,, \quad e^{A}{}_{\alpha} e^{\beta}{}_{A} = \delta_{\alpha}{}^{\beta}\,, \tag{1.2}$$

$$T^{\beta}{}_{\alpha\gamma} = -\Omega^{\cdot\cdot\beta}{}_{\alpha\gamma} + g^{\alpha\delta}\left(g_{\alpha\mu}\Omega^{\cdot\cdot\mu}{}_{\delta\gamma} + g_{\gamma\mu}\Omega^{\cdot\cdot\mu}{}_{\delta\alpha}\right) \tag{1.3}$$

- коэффициенты вращения Риччи,

$$\Omega^{\cdot\cdot\beta}{}_{\alpha\gamma} = -\frac{1}{2}e^{\beta}{}_{A}\left(e^{A}{}_{\alpha,\gamma} - e^{A}{}_{\gamma,\alpha}\right) \ , \ \gamma = \frac{\partial}{\partial x^{\gamma}} \tag{1.4}$$

– объект неголономности,

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{AB}e^{A}{}_{\alpha}e^{B}{}_{\beta}, \qquad \eta_{AB} = \eta^{AB} = diag(1\ ,\ 1,\ 1) \tag{1.5}$$

- метрический тензор, образующий трансляционную метрику

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}dx^{\alpha}dx^{\beta} = \eta_{AB}e^{A}{}_{\alpha}e^{B}{}_{\beta}dx^{\alpha}dx^{\beta} \tag{1.6}$$

на многообразии трансляционных координат x_1, x_2, x_3. Кроме метрики (1.6) на многообразии неголономных вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ задана вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^{\mathrm{A}}{}_{\mathrm{B}}d\chi^{\mathrm{B}}{}_{\mathrm{A}} = T^{\mathrm{A}}{}_{\mathrm{B}\alpha}T^{\mathrm{B}}{}_{\mathrm{A}\beta}dx^{\alpha}dx^{\beta}, \tag{1.7}$$

которая в углах Эйлера $\varphi_1 = \varphi, \varphi_2 = \theta, \varphi_3 = \psi$ имеет вид [24]

$$d\tau^2 = \left(\vec{d}\vec{\chi}\right)^2 = \left(d\chi\vec{e}_{\chi}\right)^2 = \left(\vec{e}_3 d\varphi + \vec{e}_{\xi}d\theta + \vec{e}_{3'}d\psi\right)^2. \tag{1.8}$$

где $\vec{e}_{\chi}$ единичные вектора эйлерова базиса. Теперь угловая скорость вращения определяется (согласно (1.1)) как

$$\Omega^{\alpha}{}_{\beta} = \frac{d\chi^{\beta}{}_{\alpha}}{ds} = T^{\beta}{}_{\alpha\gamma}\frac{dx^{\gamma}}{ds}. \tag{1.9}$$

Из (1.3) и (1.4) следует, что угловая скорость вращения (1.9) порождается объектом неголономности (1.4). Существование двух метрик (1.6) и (1.7) ставит вопрос – *остается ли геометрия пространства событий вращающейся материи пространством Евклида или его геометрия меняется*?

2. Геометрия, описывающая вращение материи

Правильный ответ на этот вопрос дает анализ соотношений (1.1) - (1.9). Эти соотношения указывают на то, что геометрия пространства событий меняется и оказывается 6ти мерной геометрией абсолютного параллелизма $\mathrm{A}_3(3)$ со связностью абсолютного параллелизма

$$\Delta^{\beta}{}_{\alpha\gamma} = \Gamma^{\beta}{}_{\alpha\gamma} + T^{\beta}{}_{\alpha\gamma} = e^{\beta}{}_{A}\, e^{A}{}_{\alpha,\gamma}\,, \tag{2.1}$$

где

$$\Gamma^{\beta}{}_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2}g^{\beta\delta}\left(g_{\alpha\delta,\gamma} + g_{\gamma\delta,\alpha} - g_{\alpha\gamma,\delta}\right), \tag{2.2}$$

- символы Кристоффеля и $g_{\alpha\beta}$ – метрический тензор (1.5). Абсолютный параллелизм геометрии $\mathrm{A}_3(3)$ означает, что тензор кривизны $S^{\alpha}{}_{\beta\gamma\eta}$ пространства со связностью (2.1) равен нулю

$$S^{\alpha}{}_{\beta\gamma\eta} = 2\ \Delta^{\alpha}{}_{\beta[\eta,\gamma]} + \ 2\Delta^{\alpha}{}_{\rho[\gamma}\,\Delta^{\rho}{}_{|\beta|\eta]} = 0, \tag{2.3}$$

при этом тензор Римана

$$R^{\alpha}{}_{\beta\gamma\eta} = 2\ \Gamma^{\alpha}{}_{\beta[\eta,\gamma]} + \ 2\Gamma^{\alpha}{}_{\rho[\gamma}\,\Gamma^{\rho}{}_{|\beta|\eta]} \neq 0 \tag{2.4}$$

в общем случае отличен от нуля (см. математическую часть книги [3]). Кроме того, пространство $A_3(3)$ обладает кручением

$$\Delta^{\beta}{}_{[\alpha\gamma]} = \frac{1}{2} e^{\beta}{}_{A}\left(e^{A}{}_{\alpha,\gamma} - e^{A}{}_{\gamma,\alpha}\right) = -\Omega^{\cdot\cdot\beta}{}_{\alpha\gamma} \ , \tag{2.5}$$

определяемым через объект неголономности (1.4). Впервые в науке на связь между кручением пространства и вращением материи обратил внимание Эли Картан в 1922 г. [4], но в этой работе он не указал какая конкретно геометрия с кручением описывает вращение материи, поскольку существует несколько вариантов таких геометрий. В случае геометрии, для которой выполняются соотношения (1.1) – (2.5), мы имеем дело с финслеровой геометрией $A_3(3)$, у которой метрический тензор (1.5) зависит не только от трансляционных координат x_1, x_2, x_3, но и от неголономных вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. В результате, возникает неголономная механика, в которой, как показал Я. Схоутен (ученик Э. Картана) уравнения Лагранжа обобщаются, принимая вид [5]

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^{\alpha}}\right) - \frac{\partial L}{\partial x^{\alpha}} = -2\dot{x}^{\gamma}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^{\beta}}\Omega^{\beta}{}_{\gamma\alpha} \ , \qquad \dot{x}^{\alpha} = \frac{dx^{\alpha}}{dt}. \tag{2.6}$$

В правой части уравнений (2.6) стоят силы инерции, определяемые через объект неголономности $\Omega^{\beta}{}_{\gamma\alpha}$. Поэтому при введении в механику твердого тела Эйлера неголономных угловых переменных φ, θ, ψ необходимо связать поступательные уравнения движения уравнениями (2.6), которые описывают движение массы m в ускоренной системе отсчета, геометрией, обладающей кручением $\Omega^{\beta}{}_{\gamma\alpha}$. При этом трехмерное пространство Евклида *E(3)* с координатами x, y, z расширяется до шестимерного пространства абсолютного параллелизма $A_3(3)$ с координатами x, y, z, φ, θ, ψ.

Параллельный перенос триады Эйлера $e^{A}{}_{\alpha}$ в пространстве $A_3(3)$ записывается как

$$\frac{de^{A}{}_{\alpha}}{ds} = \Delta^{\beta}{}_{\alpha\gamma}\frac{dx^{\gamma}}{ds}e^{A}{}_{\beta} = \Gamma^{\beta}{}_{\alpha\gamma}\frac{dx^{\gamma}}{ds}e^{A}{}_{\beta} + T^{\beta}{}_{\alpha\gamma}\frac{dx^{\gamma}}{ds}e^{A}{}_{\beta}. \tag{2.7}$$

при этом первый член в правой части соотношения (2.7) $\Gamma^{\beta}{}_{\alpha\gamma}e^{A}{}_{\beta}dx^{\gamma}/ds$, как показано в [3], описывает внешнее взаимодействие (скажем, гравитационное), а второй член $T^{\beta}{}_{\alpha\gamma}e^{A}{}_{\beta}dx^{\gamma}/ds$, умноженный на массу m, определяет силы инерции [6]. Отсюда следует, что торсионное поле $T^{\beta}{}_{\alpha\gamma}$ надо рассматривать как *поле инерции* [7].

Трехгранник $e^{A}{}_{\alpha}$ Эйлера по координатному индексу α преобразуется в группе трансляций $T(3)$ как вектор

$$e^{A}{}_{\alpha'} = \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_{\alpha}}e^{A}{}_{\alpha} \ , \quad \left\|\frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_{\alpha}}\right\| \in T(3), \quad \alpha = 1, 2, 3, \tag{2.8}$$

а по локальному (внутреннему) индексу A трехгранник преобразуется в группе вращений $O(3)$

$$e^{A'}{}_{\alpha} = \Lambda^{A'}{}_{A}e^{A}{}_{\alpha} \ , \quad \Lambda^{A'}{}_{A} \in O(3), \quad A = 1, 2, 3. \tag{2.9}$$

Поэтому голономные преобразования из группы трансляций $T(3)$ в группу вращений $O(3)$ в общем случае *недопустимы*. Исключение составляет случай, когда вращение происходит по одной угловой координате.

С помощью неголономной триады $e^{A}{}_{\alpha}$ можно переходить в уравнениях (2.9) от координатных индексов $\alpha, \beta, \gamma\ldots$ к локальным $A, B, C\ldots$ индексам и наоборот. Например, торсионное поле $T^{\beta}{}_{\alpha\gamma}$, антисимметричное по индексам α и β можно представить в виде

$$T^{A}{}_{B\gamma} = e^{A}{}_{\alpha} T^{\beta}{}_{\alpha\gamma} e^{\beta}{}_{B} \ . \tag{2.10}$$

Используя это свойство и условие $0 = \Gamma^{\beta}{}_{\alpha\gamma} e^{A}{}_{\beta} dx^{\gamma}/ds$, можно записать уравнения движения (2.7) в локальных индексах как

$$\frac{de^{A}{}_{\alpha}}{ds} = \ T^{A}{}_{B\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} e^{B}{}_{\alpha} \ = \Omega^{A}{}_{B} \, e^{B}{}_{\alpha} \, . \tag{2.11}$$

Выбирая вектор $\vec{e}_{(1)} = \vec{t} = d\vec{x}/ds$ касательным к траектории движения начала O триады $e^{A}{}_{\alpha}$ и вводя обозначения для векторов нормали и бинормали в виде $\vec{e}_2 = \vec{n}, \ \vec{e}_3 = \vec{b}$ и псевдоскаляры

$$\kappa(s) = \Omega^{(1)}{}_{(2)} \ = T^{(1)}{}_{(2)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} = 1/\rho_{\kappa} \, , \qquad \chi(s) = \Omega^{(2)}{}_{(3)} = \ T^{(2)}{}_{(3)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} = 1/\rho_{\chi} \, ,$$

находим, что уравнения (2.7) представляют собой известные в аналитической геометрии уравнения Френе [8]

$$\frac{dt_{\alpha}}{ds} = \ \kappa(s) n_{\alpha} \ \ , \tag{2.12}$$

$$\frac{dn_{\alpha}}{ds} = \ -\kappa(s) t_{\alpha} \ + \chi(s) b_{\alpha} \ \ , \tag{2.13}$$

$$\frac{db_{\alpha}}{ds} = \ -\chi(s) n_{\alpha} \ \ , \quad \alpha, \ \beta, \ \gamma\ldots = 1,2,3. \tag{2.14}$$

Можно показать, что шесть уравнений (2.12) - (2.14) можно представить в виде системы уравнений относительно трех трансляционных координат x_1, x_2, x_3

$$\frac{d^2 x_{\alpha}}{ds^2} = \ \kappa(s) n_{\alpha} \ , \tag{2.15}$$

$$\frac{d^3 x_{\alpha}}{ds^3} = \ \frac{d\kappa(s)}{ds} n_{\alpha} - \kappa^2(s) t_{\alpha} + \kappa(s)\chi(s) b_{\alpha} \ , \tag{2.16}$$

и трех вращательных координат φ, ψ, θ

$$\frac{d\varphi}{ds} = \ \chi(s) \frac{sin\psi}{\sin\theta} \ \ , \tag{2.17}$$

$$\frac{d\psi}{ds} = \ \kappa(s) - \chi(s) \sin\psi \, ctg \, \theta \ , \tag{2.18}$$

$$\frac{d\theta}{ds} = \ \chi(s) \cos\psi. \tag{2.19}$$

Переходя в уравнениях (2.15) и (2.16) от параметра s к параметру времени t, и, учитывая, что $d/dt = d/ds \cdot ds/dt, \ \rho_k = \left|\vec{r}'\right| = r', \ v = \omega r'$, уравнения (2.15) - (2.16), после умножения на массу m , можно записать как

$$m\ddot{\vec{x}} = -ma\vec{t} - m\omega^2 r' \, \vec{n} \tag{2.20}$$

$$m\dddot{\vec{x}} = -m(\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{t} - m(3va\kappa + v^2\dot{\kappa})\vec{n} - m\kappa\chi v^3. \quad (2.21)$$

где мы ввели обозначения $v = ds/dt = |\vec{v}|$- скалярная скорость и $a = dv/dt = |\vec{a}| -$ скарярное ускорение начала O триады $e^A{}_\alpha$ и $\dddot{x} = d^3x/dt^3$, $\dot{a} = da/dt$, $\dot{\kappa} = d\kappa/dt$. Очевидно, что уравнения (2.20), (2.21) неголономной механики обобщают механику Ньютона, поскольку они содержат третью производную $\dddot{\vec{x}}$, определяющую кручение $\chi(s)$ как

$$\chi(s) = \frac{\left(\dot{\vec{x}} \cdot \ddot{\vec{x}} \cdot \dddot{\vec{x}}\right)}{\left(\dot{\vec{x}} \times \ddot{\vec{x}}\right)^2}, \quad (2.22)$$

где $\dot{\vec{x}} = d\vec{x}/ds$, $\ddot{\vec{x}} = d^2\vec{x}/ds^2$, $\dddot{\vec{x}} = d^3\vec{x}/ds^3$. Из этой формулы следует, что кручение (2.22) траектории частицы обращается в нуль, если равна нулю третья производная, $\dddot{\vec{x}} = d^3\vec{x}/ds^3 = 0$. В этом случае траектория оказывается плоской (лежит в плоскости). Учитывая соотношения (2.12) и (2.13), находим следующую нелинейную связь между кручением $\chi(s)$ и кривизной κ(s)

$$\chi(s) = \frac{\left(\dot{\vec{x}} \cdot \kappa(s)\vec{n} \cdot \left[\frac{d\kappa(s)}{ds} n_\alpha - \kappa^2(s) t_\alpha + \kappa(s)\chi(s) b_\alpha\right]\right)}{\left(\dot{\vec{x}} \times \kappa(s)\vec{n}\right)^2}. \quad (2.23)$$

Из этой формулы следует, что, управляя локально кручением $\chi(s)$, мы можем менять кривизну $\kappa(s)$, *что приведет к изменению траектории центра масс механической системы пол действием локальных сил инерции!*

3. Экспериментальные доказательства изменения геометрии при вращении материи

Перейдем теперь к экспериментам, которые описывает неголономная механика. Простейшим из них является эффект Саньяка [9], который был проведен с интерферометром, установленным на вращающейся платформе, т.е. во вращающейся системе отсчета, в которой специальная теория относительности нарушается. В письме к Э. Слоссону от 8 июля 1925 года Эйнштейн писал, что, если подтвердится положительный результат экспериментов, подобных эффекту Саньяка, специальная теория относительности и общая теория относительности в их текущей форме станут недействительными. Интерференционный эксперимент на вращающейся платформе был выполнен сначала Ф. Харрисом [10] в 1912 г., затем Саньяком [9] (1913 г.) и Б. Погани [11] (1926 г.) и с тех пор имеет множество интерпретаций [12]. Однако все эти интерпретации не учитывают специфику вращающихся систем отсчета, в которых, как было показано, действуют поля и силы инерции. Исключение составляет работа американского физика Джеймса Корума «Релятивистское вращение и объект неголономности» (1977 г.) [13]. В этой работе Д. Корум выводит следующую формулу для наблюдаемых в эксперименте разности времен $\Delta T = T^+ - T^-$ лучей света, идущих от источника T^+ и к источнику T^- в интерферометре, установленном на вращающейся с угловой скоростью ω платформе радиуса R

$$\Delta T = \oint dt = \int T^0_{r\theta} dr d\theta = \frac{2\omega\pi R^2}{c^2 - \omega^2 R^2}, \quad (3.1)$$

где $T^0_{r\theta}$ - объект неголономности в обозначениях, принятых в статье.

Интересно, что в этом же году я опубликовал в ваковском журнале статью «Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма» [14], *в которой релятивистский объект неголономности* $\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{jk}$

$$\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{jk} = -T^{i}{}_{[jk]} = -\frac{1}{2}e^{i}{}_{a}\left(\nabla_k\, e^{a}{}_{j} - \nabla_j e^{a}{}_{k}\right) = e^{i}{}_{a}\nabla_{[j}e^{a}{}_{k]}\ , \tag{3.2}$$

$$i,j,k\ldots = 0,1,2,3, \quad a,b,c\ldots = 0,1,2,3$$

связан с полем инерции. Этой связи в работе Д. Корума не отмечено. В настоящее время эффект Саньяка используется в датчиках угловых скоростей — световых гироскопах, которые являются серийными приборами.

Через 2 года после работы [14] в МГУ им. Ломоносова была издана моя монография [7], в *которой впервые публикуются динамические уравнения для поля инерции.* Для физических приложений уравнения поля инерции представляются в виде расширенной системы уравнений поля Эйнштейна-Янга-Миллса [10]

$$\nabla_{[k}e^{a}_{j]} + T^{i}_{[kj]}e^{a}_{i} = 0, \tag{A}$$

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{jm}, \tag{B.1}$$

$$C^{i}_{jkm} + 2\nabla_{[k}T^{i}_{|j|m]} + 2T^{i}_{s[k}T^{s}_{|j|m]} = -\nu J^{i}_{jkm}, \tag{B.2}$$

$$i,j,k\ldots = 0,1,2,3, \quad a,b,c\ldots = 0,1,2,3,$$

где уравнения *(A)* определяют кручение (3.2) пространства $A_4(6)$, уравнения *(B.1)* – оказываются полностью геометризированными уравнениями Эйнштейна, а уравнения *(B.2)* – полностью геометризированными уравнениями Янга-Миллса. В отличие от пространства $A_3(3)$, пространство абсолютного параллелизма $A_4(6)$ базируется на 10ти мерном координатном многообразии четырех голономных трансляционных координат $x^i = x^i(x,y,z,ct)$ и шести неголономных вращательных координат $\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3,\theta_1,\theta_2,\theta_3$. Уравнения *(A), (B.1), (B.2)* решают первую [15] и вторую [16] проблемы Эйнштейна, требующие геометризации уравнений электродинамики и квантовой теории. В обобщенных уравнениях Эйнштейна *(B.1)* тензор энергии-импульса полностью геометризирован в, соответствии со второй проблемой Эйнштейна, и имеет вид

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu}\left\{\left(\nabla_{[i}T^{i}_{|j|m]} + T^{i}_{s[i}T^{s}_{|j|m]}\right) - \frac{1}{2}g_{jm}g^{pn}\left(\nabla_{[i}T^{i}_{|p|n]} + T^{i}_{s[i}T^{s}_{|p|n]}\right)\right\}. \tag{3.3}$$

Он, как это следует из (3.3), образован релятивистским полем инерции $T^{i}{}_{jk}$, при этом плотность материи ρ имеет чисто полевую природу и определяется через поле инерции как [3]

$$\rho = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2}\left\{\nabla_{[i}T^{i}_{|j|m]} + T^{i}_{s[i}T^{s}_{|j|m]}\right\}, \qquad i,j,k\ldots = 0,1,2,3. \tag{3.4}$$

В обобщенных уравнениях Янга-Миллса *(B.2)* тензор тока J_{ijkm} тоже определяется через поле инерции следующим образом

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i}T_{j)m]} - Tg_{i[m}g_{k]j}/3\ , \tag{3.5}$$

где T_{jm} – тензор энергии-импульса материи (3.3).

Первоначально уравнения *(A), (B.1), (B.2)* не содержат никаких физических констант, а константы или функции *появляются в них после их решения и применения принципа соответствия.* Для решения уравнений используется метод Ньюмена-Пенроуза (НП формализм) [17]. Как применять НП – формализм к решению уравнений *(A), (B.1), (B.2)* подробно изложено в математической части книги автора [3]. Используя решения уравнений *(A), (B.1), (B.2)* и принцип соответствия с фундаментальными уравнениями физики, приходим к выводу, что уравнения *(A), (B.1), (B.2)* описывают неголономную релятивистскую механику, представляющую собой четвертое обобщение механики Ньютона [18], в которой масса объекта определяется чрез интеграл от поля инерции

$$m\left(T^{i}{}_{jk}\right)=\frac{2}{vc^{2}}\int(-g)^{1/2}\left\{g^{jm}\left(\nabla_{[i}T^{i}_{|j|m]}+T^{i}_{s[i}T^{s}_{|j|m]}\right)\right\}dV\,. \tag{3.6}$$

Поскольку частота релятивистского вращения в неголономной механике определяется согласно равенству

$$\Omega^{a}{}_{bk}=T^{a}{}_{bk}\frac{dx^{k}}{ds}\quad, \tag{3.7}$$

то, управляя полем инерции $T^{i}{}_{jk}$, что фактически означает управление частотой вращения ω масс внутри объекта, мы можем управлять полной массой (3.6) объекта. В результате, в неголономной механике мы получаем обобщенное уравнение Циолковского

$$\frac{d}{dt}\left(m(\omega)v\right)=m(\omega)\frac{d}{dt}v+v\frac{d}{dt}m(\omega)=0, \tag{3.8}$$

которое описывает движение центра масс объекта под действием внутренней искусственно созданной силы инерции $-v\frac{d}{dt}m(\omega)$. Экспериментальное подтверждение формулы (3.8) проявляется в потере веса у маятника Максвелла и у прецессирующего гироскопа [2], а также в инерцоиде Толчина [19], который можно рассматривать как модель двигателя Алькубьерре, меняющего локальную геометрию пространства, когда управление метрикой пространства происходит через параметр вращения ω [20,21] , а не расширения θ [22].

4. Теория гравитации, дополненная вращательной относительностью

Релятивистская теория гравитационного поля Эйнштейна основана на общем принципе относительности, который требует *инвариантности уравнений относительно произвольных координатных преобразований* [23], *связанных с переходами между ускоренными системами отсчета.* Нерелятивистское движение ускоренной системы отсчета описывается уравнением [24]

$$m\frac{d\vec{v}}{dt}+m\overrightarrow{W}+m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\,\vec{r}\,']\right]+2m\left[\vec{\omega}\,\vec{v}\,'\right]+m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\,\vec{r}\,'\right]=-\frac{\partial U}{\partial\vec{r}}, \tag{4.1}$$

в котором слева стоят силы инерции, а справа внешняя сила, созданная потенциальной энергией U. При переходе в инерциальную систему отсчета, силы инерции обращаются в нуль, и мы получим уравнения движения механики Ньютона

$$m\frac{d\vec{v}}{dt}=-\frac{\partial U}{\partial\vec{r}}\quad. \tag{4.2}$$

Очевидно, что уравнение (4.1) обобщает уравнение Ньютона (4.2), поскольку содержит угловую скорость $\vec{\omega}$, определяемую, согласно (1.9), через объект неголономности $\Omega^{\beta}{}_{\gamma\alpha}$.
Релятивистским обобщением уравнения (4.2) является уравнение движения теории гравитации Эйнштейна

$$m_{in}\frac{d^2x^i}{ds^2}+m_g\Gamma^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds}=0,\qquad m=m_{in}=m_g\,,\quad i,j,k\ldots=0,1,2,3. \tag{4.3}$$

где m_{in} – инерционная масса и m_g – масса гравитационная. Действительно, простейшим решением вакуумных уравнений Эйнштейна $R_{ik}=0$ оказывается решение Шварцшильда с трансляционной метрикой [25]

$$ds^2=\left(1+\frac{2\varphi_N}{c^2}\right)c^2dt^2-\left(1-\frac{2\varphi_N}{c^2}\right)^{-1}dr^2-r^2(d\theta^2+sin^2\,\theta\,d\varphi^2), \tag{4.4}$$

где $\varphi_N=-MG/r$ - потенциал Ньютона. В нерелятивистском приближении слабых гравитационных полей уравнение движения теории гравитации Эйнштейна (4.3) переходит в уравнение движения ньютоновской теории гравитации (4.2) $md\vec{v}/dt=m\vec{g}$, где $F_{\text{гр}}=-\partial U/\partial\vec{r}=m\vec{g}=mMG\vec{r}/r^3$ – гравитационная сила Ньютона. Таким образом, уравнение (4.3) не содержи сил инерции, и, следовательно, записано в инерциальной системе отсчета. Чтобы дополнить теорию Эйнштейна вращательной относительностью, вместо уравнения движения (4.3), мы используем уравнения параллельного переноса неголономной тетрады $e^i{}_a$ относительно связности пространства абсолютного параллелизма $A_4(6)$ $\Delta^i{}_{jk}=\Gamma^i{}_{jk}+T^i{}_{jk}=e^i{}_ae^a{}_{j,k}$,

$$\frac{de^i{}_a}{ds}+\Gamma^i{}_{jk}e^j{}_a\frac{dx^k}{ds}+T^i{}_{jk}e^j{}_a\frac{dx^k}{ds}=0, \tag{4.5}$$

$$i,j,k\ldots=0,1,2,3,\quad a,b,c\ldots=0,1,2,3.$$

Уравнения (4.5) распадаются на следующую систему уравнений

$$\frac{de^i{}_0}{ds}+\Gamma^i{}_{jk}e^j{}_0\frac{dx^k}{ds}+T^i{}_{jk}e^j{}_0\frac{dx^k}{ds}=0, \tag{4.6}$$

$$\frac{de^i{}_A}{ds}+\Gamma^i{}_{jk}e^j{}_A\frac{dx^k}{ds}+T^i{}_{jk}e^j{}_A\frac{dx^k}{ds}=0, \tag{4.7}$$

$$i,j,k\ldots=0,1,2,3,\qquad A,B,C\ldots=1,2,3.$$

Выбирая вектор $e^0{}_i=u_i=dx_i/ds$ касательным к траектории движения, получаем из (4.5) поступательные уравнения движения (4.6) начала *O* тетрады $e^i{}_a$ и вращательные уравнения (4.7). Учитывая соотношение (3.7) мы видим, что уравнения (4.6) и (4.7) содержат угловую скорость $\Omega^a{}_b$ и описывают вращение в пространственно-временных углах $\theta_1,\theta_2,\theta_3$, а уравнения (4.7) описывают вращение 4D ориентируемой точки в пространственных углах $\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3$. В нерелятивистском приближении матрица угловой скорости Ω_{ij}имеет следующие компоненты [2]

$$\Omega_{ij}=-\Omega_{ji}=\frac{1}{c^2}\begin{pmatrix}0&-W_1&-W_2&-W_3\\W_1&0&-c\omega_3&c\omega_2\\W_2&c\omega_3&0&-c\omega_1\\W_3&-c\omega_2&c\omega_1&0\end{pmatrix}, \tag{4.8}$$

где $\vec{\omega}=(\omega_1,\omega_2,\omega_3)$ - псевдовектор пространственного вращения (вращение в пространственных углах $\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3$), $\vec{W}=(W_1,W_2,W_3)$ - псевдовектор пространственно-временного вращения (вращение в пространственно-временных углах $\theta_1,\theta_2,\theta_3$) и c - скорость света.

Поэтому поступательная сила инерции $m\overrightarrow{W}$ в уравнении (4.1) рассматривается как вращение в углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ так, что все силы инерции в уравнении (4.1) порождены вращением.

В отличие от уравнения движения (4.3) материальной точки в теории гравитации Эйнштейна, уравнения движение (4.5) описывают движение ориентируемой материальной точки [26], при этом трансляционная риманова метрика пространства $A_4(6)$ ds^2 записывается через неголономную тетраду $e^a{}_i$ как

$$ds^2 = ds^a ds_a = e^i{}_a e^a{}_i dx_i dx^i = \eta_{ab} e^a{}_j e^b{}_k dx^j dx^k = g_{jk} dx^j dx^k, \qquad (4.8)$$

$$\eta_{ab} = \eta^{ab} = diag(1 - 1 - 1 - 1),$$

а вращательная метрика $d\tau^2$ в виде

$$d\tau^2 = d\chi^a{}_b d\chi^b{}_a = T^a{}_{bk} T^b{}_{an} dx^k dx^n. \qquad (4.9)$$

В слабых гравитационных полях и в нерелятивистском приближении, можно считать, что для метрики Шварцшильда (4.4) выполняются соотношения

$$\frac{2\varphi_N}{c^2} \ll 1,\ g_{ik} \approx \eta_{ik} = diag(1 - 1 - 1 - 1), \qquad ds \approx ds_0 = cdt\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \qquad (4.10)$$

поэтому можно считать, что

$$R^i{}_{jkm} \approx 0,\ e^{(0)}{}_0 \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right), e^{(1)}{}_1 = e^{(2)}{}_2 = e^{(3)}{}_3 = \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \qquad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \qquad (4.11)$$

Умножим уравнение (4.6) на массу m и используя условие слабости поля $1 \gg |2\varphi_N/c^2|$, а также нерелятивистское приближение, запишем трехмерную часть уравнения движения начала *o* ускоренной системы отсчета (4.6) как

$$m\frac{d^2x^\alpha}{dt^2} = -mc^2\Gamma^\alpha{}_{00} - mc^2 T^\alpha{}_{00} = \frac{mMG}{r^3}x^\alpha - \frac{mMG}{r^3}x^\alpha = 0. \qquad (4.12)$$

Это уравнение записано в виде принципа Даламбера, где гравитационная сила $-mc^2\Gamma^\alpha{}_{00}$ локально компенсирует силу инерции $-mc^2T^\alpha{}_{00}$. Именно это и наблюдается экспериментально в свободно падающем лифте Эйнштейна (состояние невесомости). Нерелятивистское уравнение движения (4.1) в случае свободного падения, как известно [24], имеет вид

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -m\overrightarrow{W} - \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} = 0. \qquad (4.13)$$

Сравнивая уравнение движения материальной точки теории Эйнштейна (4.3) с уравнением движения ориентируемой материальной точки (4.5), мы видим, что теория гравитации Эйнштейна неполна, поскольку не учитывает вращательную относительность и «спин» при движении вращающихся масс. Теперь, вместо уравнений Эйнштейна $R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = 8\pi G T_{jm}/c^4$, предлагается использовать систему уравнений *(A), (B.1), (B.2),* учитывающих собственное вращение материи (спин) и калибровочную инвариантность поля инерции $T^i{}_{jk}$.

5. Теория Физического Вакуум как решение программы Единой теории поля Эйнштейна

Программа Единой теория поля предполагает: 1) геометризацию уравнений электродинамики (первая проблема Эйнштейна); 2) геометризацию квантовой теории материи (вторая

проблема Эйнштейна). Уравнения *(A), (B.1), (B.2)* решают первую и вторую проблемы Эйнштейна, причем, при решении проблемы геометризации квантовой теории, необходимо задать на множестве вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ комплексную группу Мебиуса M $(2.C)$, которая может быть представлена как матричная группа *унимодулярной специальной линейной группы* $SL(2.C)$ [27]. Группа Мебиуса изоморфна группе $SL(2.C)$

$$M(2.C) = \frac{SL(2.C)}{\{\pm I\}}, \tag{5.1}$$

где

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{5.2}$$

Соотношения (5.1) и (5.2) формально отображают тот факт, что группу $SL(2.C)$ можно рассматривать как двулистное накрытие группы Мебиуса $M(2.C)$.

Известно, что на комплексной плоскости Агранда $z = x + iy$ все допустимые преобразования (преобразования Мебиуса) заданы дробно-линейными преобразованиями вида

$$f(z) = \frac{az + b}{cz + d}, \tag{5.3}$$

где a, b, c, d – комплексные числа, причем $ad - bc \neq 0$ и множество комплексных чисел включает бесконечно удаленную точку. Преобразования Мебиуса (5.3) представляют собой композицию: трансляций $f_1(z) = z + d/c$, инверсий $f_2(z) = 1/z$, вращений $f_3(z) = \left[-\frac{(ad-bc)}{c^2}\right] z$ и растяжений $f_4(z) = z + a/c$ или

$$f(z) = f_4\left(f_3\left(f_2\left(f_1(z)\right)\right)\right). \tag{5.4}$$

Преобразование инверсии $f_2(z) = 1/z$ плоскости Агранда $z = x + iy$ позволяют вывернуть плоскость $z = x + iy$ «наизнанку», при этом получается плоскость Агранда $w = u + iv$, на которой прямые плоскости $z = x + iy$ выглядят как окружности. В терминах однородных координат можно выразить $w = f(z)$ матричным уравнением

$$\begin{pmatrix} w_1 \\ w_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix},$$

при этом выполняется условие нормировки $ad - bc = 1$ и $f(z) = -f(z)$. Удивительным фактом на плоскости Агранда является возможность деления на ноль. Действительно, при обратной инверсии $w = 1/z$ точке $z = 0$ соответствует бесконечность ∞_w плоскости $w = u + iv$ и наоборот. Такое соответствие мы будем обозначать как $0_z \leftrightarrow \infty_w$. Это означает, что на аграндовой плоскости бесконечность ∞_w можно рассматривается как «изнанка» нуля 0_z, нуль 0_w как «изнанку» бесконечности ∞_z, а саму бесконечность наравне с обычной конечной точкой. Для того, чтобы добавить точки $\eta = 0_w$, $\zeta = \infty_z$, $\eta = \infty_w$ плоскости Агранда при ее стереографической проекции на сферу Пенроуза -Римана, *вводятся спинорные (проективные) комплексные координаты* ξ, η (не равные нулю одновременно), связанные с ζ как [28-31]

$$\zeta = \frac{\xi}{\eta}. \tag{5.5}$$

Четырехмерные координаты сферы S^+ Пенроуза-Римана теперь записываются как

$$\mathrm{T}=1,\qquad x=\frac{\zeta+\overline{\zeta}}{\zeta\overline{\zeta}+1},\quad y=\frac{\zeta-\overline{\zeta}}{i\left(\zeta\overline{\zeta}+1\right)}\quad,\quad z=\frac{\zeta\overline{\zeta}-1}{\zeta\overline{\zeta}+1}\ . \tag{5.6}$$

Используя (5.5), перепишем эти соотношения в спинорных координатах в виде

$$\mathrm{T}=1,\qquad x=\frac{\xi\overline{\eta}+\eta\overline{\xi}}{\xi\overline{\xi}+\eta\overline{\eta}},\quad y=\frac{\xi\overline{\eta}-\eta\overline{\xi}}{i\left(\xi\overline{\xi}+\eta\overline{\eta}\right)}\quad,\quad z=\frac{\xi\overline{\xi}-\eta\overline{\eta}}{\xi\overline{\xi}+\eta\overline{\eta}}\ . \tag{5.7}$$

Спинорные координаты произвольной точки в четырехмерном пространстве мы получаем после умножения (5.7) на $(\xi\overline{\xi}+\eta\overline{\eta})/\sqrt{2}$

$$\mathrm{T}=\frac{\xi\overline{\xi}+\eta\overline{\eta}}{\sqrt{2}},\qquad X=\frac{\xi\overline{\eta}+\eta\overline{\xi}}{\sqrt{2}},\quad Y=\frac{\xi\overline{\eta}-\eta\overline{\xi}}{i\sqrt{2}}\quad,\quad Z=\frac{\xi\overline{\xi}-\eta\overline{\eta}}{\sqrt{2}}\ . \tag{5.8}$$

Пусть мы имеем произвольный вектор X_i $(i=0,1,2,3)$ с локальными индексами

$$X_a=X_i e^i_a,\quad a=0,1,2,3. \tag{5.9}$$

Здесь $e^a{}_i$ – 4^{x} мерная система отсчета, представленная в виде неголономной тетрады, у которой $i=0,1,2,3$ – координатные индексы и $a=0,1,2,3$ –локальные (внутренние) индексы и которая удовлетворяет условиям нормировки

$$e^j{}_a e^a{}_i=\delta^j{}_i,\qquad e^i{}_a e^b{}_i=\delta_a{}^b, \tag{5.10}$$

Используя (5.10), можно разложить 4D вектор X_i по базису $e^a{}_i$как

$$X_i=X_a e^a_i=X_0 e^{(0)}_i+X_1 e^{(1)}_i+X_2 e^{(2)}_i+X_3 e^{(3)}_i,$$

где локальные (внутренние) координаты вектора X_a , записанные через спинорные координаты (пару комплексных чисел ξ,η) имеют вид

$$X_0=\frac{\xi\overline{\xi}+\eta\overline{\eta}}{\sqrt{2}},\qquad X_1=\frac{\xi\overline{\eta}+\eta\overline{\xi}}{\sqrt{2}},\quad X_2=\frac{\xi\overline{\eta}-\eta\overline{\xi}}{i\sqrt{2}}\quad,\quad X_3=\frac{\xi\overline{\xi}-\eta\overline{\eta}}{\sqrt{2}}\ . \tag{5.11}$$

Задание (5.11) локальных (внутренних) координат вектора X_i через спиноры ξ,η означает, что пространство событий спиноров комплексно, расслоено и представляет собой базу с координатами x,y,z,ct, в каждой точке X_i которого определено внутреннее пространство спиноров ξ,η (слой).

Для физических приложений удобно связать с неголономной тетрадой e^k_b комплексную световую тетрада $z^i{}_a=(l_a,n_a,m_a,\overline{m}_a)$, две компоненты которой l_a и n_a действительные изотропные вектора и две компоненты m_a и $\overline{m}_a$ комплексные вектора, при этом $\overline{m}_a=\overline{m_a}$. Вектора l_a , n_a , $m_a,\overline{m}_a$ комплексной световой тетрады связаны векторами вещественной тетрады e^k_b и с двухкомпонентными спинорами ι^β , o^β (обобщенные спиноры Дирака) соотношениями [28]

$$e^k{}_0=\tfrac{1}{\sqrt{2}}(l^k+n^k)=\tfrac{1}{\sqrt{2}}\sigma^i_{\alpha\dot{\beta}}\left(o^\alpha\bar{o}^{\dot{\beta}}+\iota^\alpha\bar{\iota}^{\dot{\beta}}\right), \tag{5.12}$$

$$e^k{}_1=\tfrac{1}{\sqrt{2}}(m^k+\overline{m}^k)=\tfrac{1}{\sqrt{2}}\sigma^i_{\alpha\dot{\beta}}\left(o^\alpha\bar{\iota}^{\dot{\beta}}+\iota^\alpha\bar{o}^{\dot{\beta}}\right), \tag{5.13}$$

$$e^k{}_2=\tfrac{1}{\sqrt{2}}(m^k-\overline{m}^k)=\tfrac{1}{\sqrt{2}}\sigma^i_{\alpha\dot{\beta}}\left(o^\alpha\bar{\iota}^{\dot{\beta}}-\iota^\alpha\bar{o}^{\dot{\beta}}\right), \tag{5.14}$$

$$e^k{}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(l^k - n^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma^i_{\alpha\dot{\beta}}\left(o^\alpha \bar{o}^{\dot{\beta}} - \iota^\alpha \bar{\iota}^{\dot{\beta}}\right), \tag{5.15}$$

Уравнения *(A)* системы уравнений *(A), (B.1)* и *(B.2*) определяют кручение $\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{jk}$ пространства $A_4(6)$. Эти уравнения, записанные в спинорном базисе двухкомпонентных спиноров ι_α, o_α принимают вид геометризированных нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга с кубической нелинейностью по спинорам ι_α, o_α [3]

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}\iota_\alpha = \nu o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda o_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \mu o_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \gamma \iota_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha \iota_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \beta \iota_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \varepsilon \iota_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \qquad \left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}}o_\alpha = \gamma o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \beta o_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon o_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} - \tau \iota_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho \iota_\alpha o_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}} + \sigma \iota_\alpha \iota_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \kappa \iota_\alpha \iota_\beta \bar{\iota}_{\dot{\chi}}, \qquad \left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$$

$$\alpha, \beta \ldots = 0{,}1, \;\; \dot{\chi}, \dot{\gamma} \ldots = \dot{0}, \dot{1}.$$

В уравнениях $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$ и $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ роль волновой функции играют обобщенные спиноры Дирака ι_α, o_α , а 12 комплексных спинорных компонент поля инерции $T^i{}_{jk}$ (торсионного поля), а именно, ν, λ , μ ... задаются спинорными матрицами $T_{A\dot{B}}$, введенными в физику учеником Н. Розена - Моше Кармели [32-36]

$$T_{0\dot{0}} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -\kappa \\ \pi & -\varepsilon \end{pmatrix}, \qquad T_{0\dot{1}} = \begin{pmatrix} \beta & -\sigma \\ \mu & -\beta \end{pmatrix},$$

$$T_{1\dot{0}} = \begin{pmatrix} \alpha & -\rho \\ \lambda & -\alpha \end{pmatrix}, \qquad T_{1\dot{1}} = \begin{pmatrix} \gamma & -\tau \\ \upsilon & -\gamma \end{pmatrix}. \tag{4.9}$$

Можно с уверенностью говорить, что открытие спинорных уравнений $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$ и $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ связано с именами физиков, принадлежащих школе научной А. Эйнштейна. Эти уравнения в новой квантовой теории заменяют уравнение Дирака, поскольку сам П. Дирак считал свое уравнение неверными [37]. Более того, оказалось, что описание динамики любых частиц с учетом их *полей инерции*, в том числе и заряженных, требует использования геометризированных спинорных уравнений, подобных уравнениям Эйнштейна

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda \varepsilon_{AB}\varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}\,, \qquad \left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$$

где спинор $\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}}$ и скаляр Λ представляют собой спинорные компоненты тензора Риччи R_{jm} [3], а спинор $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ - спинорное представление тензора энергии-импульса материи (3.3). В частности, в квазиинерциальной системе отсчета это тензор образован спинорами Дирака [3]

$$T_{A\dot{C}B\dot{D}} = \frac{1}{2\nu}\left(\mu_{A\dot{B}}\,\mu_{C\dot{D}} - \frac{1}{2}\varepsilon_{AC}\varepsilon_{\dot{B}\,\dot{D}}\mu_{P\dot{Q}}\mu^{P\dot{Q}}\right). \tag{5.16}$$

В квазиинерциальной системе отсчёта плотность материи (3.4) упрощается, принимая в спинорном базисе вид [3]

$$\rho = -\frac{1}{2\nu c^2}\mu_{P\dot{Q}}\mu^{P\dot{Q}} = \frac{1}{2\nu c^2}\overline{\mu}_{\dot{Q}P}\mu^{P\dot{Q}}, \quad A,B,C\ldots = 0,1, \quad \dot{D},\dot{E},\dot{F}\ldots = \dot{0},\dot{1}\,, \qquad (5.17)$$

где $\overline{\mu_{A\dot{C}}} = \overline{\mu}_{A\dot{C}} = -\mu_{C\dot{A}}$ – спинорные представление четырех спинорных комплексных компонент поля инерции, образующих геометризированный спинор Дирака.

Уравнения движения (4.6) можно получить как следствие уравнений поля (В.1). Действительно, в геометрии $A_4(6)$ тензор Римана $R^i{}_{jkm}$ удовлетворяет следующим тождествам [3]

$$S^i{}_{jkm} = R^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k}T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k}T^s{}_{|j|m]} = R^i{}_{jkm} + P^i{}_{jkm} = 0, \qquad (I)$$

$$R^{\ldots i}{}_{[jkm]} = 2\nabla^*{}_{[j}\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{km]} + 4\Omega^{\cdot\cdot n}{}_{[jk}\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{m]n} = 0, \qquad (II)$$

$$\nabla_{[p}R^i{}_{jk]m} = 0, \quad \nabla^*{}_{[p}P^i{}_{jk]m} = 0. \qquad (III)$$

Здесь ковариантная производная ∇_k берется относительно символов Кристоффеля $\Gamma^i{}_{jk}$, а $\nabla^*{}_p$ относительно связности абсолютного параллелизма $\Delta^i{}_{jk} = \Gamma^i{}_{jk} + T^i{}_{jk}$. Из соотношения (I) следует $R^i{}_{jkm} = -P^i{}_{jkm}$, что позволяют написать второе из тождеств Бианки (III) как $\nabla^*{}_{[p}R^i{}_{jk]m} = 0$ и получить закон сохранения тензора энергии-импульса материи T^{ik} в виде

$$\nabla^*{}_i\left(R^{ik} - \frac{1}{2}g^{ik}R\right) = \nu\nabla^*{}_iT^{ik} = 0, \qquad (5.18)$$

или

$$\nabla^*{}_iT^{ik} = 0.$$

Подставляя сюда тензор энергии-импульса $T^{ik} = \rho c^2 l^i l^k$, $l^k l_k = 0$, получаем

$$\nabla^*{}_iT^{ik} = \nabla^*{}_i\left(\rho c^2 l^i l^k\right) = 0$$

Поскольку в геометрии $A_4(6)$ имеем $\nabla^*{}_ig^{ik} = 0$ [3] и в силу требования условия несжимаемости $\nabla^*{}_i\rho = 0$ для «идеальной жидкости», то уравнения $\nabla^*{}_iT^{ik} = 0$ распадаются на:

1) геометризированное уравнение непрерывности

$$\nabla^*{}_i\left(\rho l^i\right) = \partial_i\left(\rho l^i\right) + \rho l^n\Gamma^j{}_{nj} + \rho l^nT^j{}_{nj} = 0\,; \qquad (5.19)$$

2) геометризированные уравнения, подобные гидродинамическим уравнениям Эйлера

$$\rho\frac{D^*l^k}{d\lambda} = \rho\frac{dl^k}{d\lambda} + \rho\Gamma^k{}_{mn}l^ml^n + \rho T^k{}_{mn}l^ml^n = 0\,; \qquad (5.20)$$

3) геометризированное уравнение для несжимаемой «идеальной жид кости»

$$\nabla^*{}_i\rho = \partial_i\rho = 0. \qquad (5.21)$$

В уравнениях (5.19) и (5.20) $l^k = \frac{dx^k}{d\lambda}$, $l^kl_k = 0$ и ρ определяется согласно (5.12).

С геометризованным спинором $\mu^{P\dot{Q}}$ можно связать псевдоскаляр Ψ , такой что его производная образует псевдовектор

$$\widehat{\Omega}_m = \Psi_{,m}\ . \qquad (5.22)$$

Тогда тензор энергии-импульса (5.16) и плотность (5.17) принимают вид

$$T_{jm} = \frac{1}{2\nu}\left\{\Psi_{,j}\Psi_{,m} - \frac{1}{2}g_{jm}\Psi_{,n}\Psi^{,n}\right\} = \frac{1}{\nu}\Phi^2\left(x^i\right)l_j l_m, \tag{5.23}$$

$$\rho = \frac{1}{\nu c^2}\Phi^2\left(x^i\right), \quad \Psi_{,m} = \Phi l_m, \quad l_m l^m = 0, \quad \Phi = \Phi\left(x^i\right) \tag{5.24}$$

Согласно (5.17), мы можем ввести комплексное поле инерции ψ

$$\psi(x^m) = \sqrt{\frac{1}{m\nu c^2}}\,\phi(x^m)\,exp\{-i(k_n x^n)\}\,, \tag{5.24}$$

$$\psi^*(x^m) = \sqrt{\frac{1}{m\nu c^2}}\,\phi(x^m)\,exp\{i(k_n x^n)\}\,, \tag{5.25}$$

нормированное на единицу

$$\int \psi^*\psi dV = 1, \;\; \nu = const. \tag{5.26}$$

Используя соотношения Планка и Эйнштейна $E = \hbar\omega$, $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, запишем поле инерции (5.24 в виде волны де Бройля

$$\psi = \psi_0\,exp\{-i(k_n x^n)\} = \psi_0\,exp\left\{-\frac{i}{\hbar}(p_n x^n)\right\}, \qquad \psi_0 = \sqrt{\frac{1}{m\nu c^2}}\,\phi(x^m). \tag{5.27}$$

Покажем, что поле инерции (5.27), при некоторых ограничениях на спинорные уравнения $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ и $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$ можно свести к уравнениям Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\,\psi = 0, \quad -i\hbar\frac{\partial\psi^*}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\,\psi^* = 0\;\; . \tag{5.28}$$

Для этого к уравнениям $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ и $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$ необходимо добавить геометризированные спинорные уравнения типа Янга-Миллса с калибровочной группой *SL (2.C)*

$$\begin{gathered} C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}}T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}} + (T_{C\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T^+{}_{\dot{D}C})_{\dot{B}}{}^{\dot{F}}T_{A\dot{F}} - \\ -(T_{A\dot{B}})_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T^+{}_{\dot{B}A})_{\dot{D}}{}^{\dot{F}}T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}}T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{C}B\dot{D}}, \end{gathered} \qquad \left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$$

$$\mathrm{A}, B \ldots = 0{,}1, \quad \dot{B}, \dot{D} \ldots = \dot{0}, \dot{1}$$

Спинорная запись уравнений Эйнштейна $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$ содержит в правой части геометризированный тензор энергии-импульса $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ материи. В свою очередь, тензор $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ определяется через спин-тензор конторсии $T_{F\dot{B}}$ (через матрицы Кармели (4.9)) геометрии $\mathrm{A}_4(6)$. Спинорное представление уравнений Янга-Миллса $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$ с калибровочной группой *SL (2.C)* содержит в правой части тензор тока $J_{A\dot{C}B\dot{D}}$, который определяется через тензор энергии-импульса $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$. Любой материальный объект описывается совокупностью нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса, которые лежат в основе трех

фундаментальных физических полей - гравитационного, электромагнитного и поля инерции. Любая «элементарная частица» описывается сразу всеми этими уравнениями одновременно. Если риманова кривизна в уравнениях $(\overset{+}{B}_{s^+}.1)$ и $(\overset{+}{B}_{s^+}.2)$ равна нулю, то тогда уравнения описывают «первичные поля инерции», не обладающие энергией, но переносящие информацию [3].

Окончательное осознание того факта, что тензор конторсии $T^i{}_{jk}$ пространства абсолютного параллелизма $\mathrm{A}_4(6)$ описывает наблюдаемые на опыте поля инерции и что уравнения поля *(A), (B.1)* и *(B.2*) определяют динамику полей инерции, а также и квантовых полей, было опубликовано в 1979 году в работе [7], изданной в МГУ. Поэтому год 1979 для меня является годом завершения программы Единой Теории Поля, выдвинутой А. Эйнштейном, в которую вошла первая проблема Эйнштейна – геометризация электромагнитного поля [15], вторая проблема Эйнштейна – геометризация тензора энергии-импульса материи [16] и найдены динамические уравнения третьего фундаментального поля, которое образует источники гравитационного и электромагнитного полей [7]. Решение уравнений $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$,$\left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$ подобное решению Шварцшильда, которое приводит к уравнениям Эйнштейна с тензором материи вида $T^{ik} = \rho c^2 l^i l^k,\ \ l^k l_k = 0,\ \rho \approx m\delta(\vec{r})$ в пределе, когда масса источника гравитационного поля постоянна $m(t) \to m = const$, показывает [3], что в указанном пределе получается точечное распределение материи

$$\rho = \lim_{m(t)\to m=const} \frac{2\left|\dot{\Psi}^0(u)\right|}{\nu \mathrm{c}^2 r^2} = m\delta(\vec{r}) \quad . \tag{5.29}$$

Используя нормированное на единицу поле инерции (5.27) и предельное условие (5.29), запишем плотности материи ρ в виде, отображающем дуализм волна-частица

$$\rho = \psi^*\psi \approx m\delta(\vec{r}) \tag{5.30}$$

Уравнение непрерывности (5.19) для частицы с массой m и учетом, что $\vec{v} = \vec{p}/m$ и ток $\vec{j} = \rho\vec{v} = e\psi^*\psi\vec{v}$ запишем в упрощенном виде как

$$\frac{\partial\,\rho}{\partial t} + div\,\vec{j} = 0, \qquad \vec{j} = \ \rho\vec{v}\,, \tag{5.31}$$

как

$$\vec{j} = \ i\frac{e\hbar}{2m}\psi^*\psi\left(\frac{1}{\psi^*}\vec{\nabla}\,\psi^* - \frac{1}{\psi}\vec{\nabla}\,\psi\right) = -\frac{ie\hbar}{2m}\left(\psi^*\vec{\nabla}\,\psi - \psi\vec{\nabla}\,\psi^*\right). \tag{5.32}$$

Расписывая (2.32) , с учетом (2.34) и $\rho = e\delta(\vec{r}) = e\psi^*\psi$, получим (после сокращения на e)

$$\psi\frac{\partial\,(\psi^*)}{\partial t} + \psi^*\frac{\partial\,(\psi)}{\partial t} - \frac{i\hbar}{2m}\,div\,\left(\psi^*\vec{\nabla}\,\psi - \psi\vec{\nabla}\,\psi^*\right) = 0$$

или, после деления на $\psi^*\psi$ и умножения на $i\hbar$, находим

$$i\hbar\left(\frac{1}{\psi^*}\frac{\partial\psi^*}{\partial t} + \frac{1}{\psi}\frac{\partial\psi}{\partial t}\right) + \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{1}{\psi}\nabla^2\,\psi - \frac{1}{\psi^*}\nabla^2\,\psi^*\right) = 0$$

откуда

$$i\hbar\frac{1}{\psi}\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}-\frac{i\hbar}{2m}\nabla^2\,\psi\right)=i\hbar\frac{1}{\psi^*}\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial t}+\frac{i\hbar}{2m}\nabla^2\,\psi^*\right)=\phi(t)=\phi*(t).$$

Это нелинейное уравнение распадается на два линейных уравнения следующего вида:

$$i\hbar\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}-\frac{i\hbar}{2m}\nabla^2\,\psi\right)=\phi(t)\psi \tag{5.33}$$

$$i\hbar\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial t}+\frac{i\hbar}{2m}\nabla^2\,\psi^*\right)=\ \phi^*(t)\psi^* \tag{5.34}$$

С помощью подстановок

$$\Psi(\overrightarrow{x},t)=\psi(\overrightarrow{x},t)exp\left(\frac{i}{\hbar}\int_0^t\phi(t')\,dt'\right),$$

$$\Psi^*(\overrightarrow{x},t)=\psi^*(\overrightarrow{x},t)exp\left(\frac{i}{\hbar}\int_0^t\phi^*(t')\,dt'\right)$$

уравнения (5.33) и (5.34) сводятся к уравнениям Шредингера (5.28) для свободной частицы. Таким образом, нелинейное относительно ψ и ψ^* уравнение непрерывности (5.31) распадается на два линейных относительно ψ и ψ^* уравнений Шредингера (5.28), а сами уравнения Шредингера есть следствие волны де Бройля (5.27), которая представляет собой нормированное на единицу поле инерции – торсионное поле.

Заключение

Итак, было показано, что причина неполноты (А. Эйнштейн), непонимания (М. Гелл-Манн) и ошибочности (Г. Хоффт, Р. Пенроуз [38]) квантовой теории материи является её конструктивный характер, только через эксперимент связанный с развитием фундаментальной физики. Поэтому многочисленные попытки объединить ОТО с квантовой теорией, исходной точкой которых являлась квантовая теория, сих пор не принесли результатов. Решить проблему удается, если обобщить ОТО, дополнив её вращательной относительностью, которая требует изменения геометрии пространства событий при описании вращательного движения материи [4]. Оказалось, что для описания вращения пространство Римана должно быть заменено пространством абсолютного параллелизма $A_4(6)$, построенном на 10ти мерном координатном многообразии четырех голономных трансляционных координат $x^i=x^i(x,y,z,ct)$ и шести неголономных вращательных координат $\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3,\theta_1,\theta_2,\theta_3$. В качестве новых фундаментальных уравнений физики предложены структурные уравнения Картана $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$,$\left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$ геометрии $A_4(6)$, из которых следует детерминированная квантовая теория с волновой функцией ψ , связанной с третьим фундаментальным полем, данным каждому их нас в повседневных ощущениях, – полем инерции. Уравнения $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$,$\left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$ рассматриваются как уравнения Физического Вакуума [4], порождающего энергетические материальные миры и безэнергетический Мир Высшей Реальности. В основе уравнений лежит физический принцип Всеобщей относительности, объединяющий Общий принцип относительности Эйнштейна с принципом Вращательной относительности. Основные принципы квантовой теории, такие как дуализм волна-частица (5.30), соотношение неопределенности Гейзенберга, дискретность энергии

квантовых систем имеют вращательную природу и следуют из уравнений $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$,$\left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$ при их ограничениях, имеющий ясный физический смысл. Уравнения современной квантовой теории поля не просто не полны, а, точнее говоря, неверны [37,38]. В новой теории поля решения уравнений позволяют вычислить плотность исследуемого объекта (3.4), его массу (3.6) или другие физические характеристики [3] и, после нормировки этих величин на единицу, ввести безразмерную плотность вероятности ρ_W, удобную для вычислений и сравнения с экспериментом. Такая необходимость возникает в связи с тем, что уравнения $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$,$\left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$ описывают протяженный полевой «клубок», измеряемый в эксперименте макроприбором, который способен измерять только усредненные характеристики протяженного в пространстве и времени объекта. Поэтому вероятностная трактовка в квантовой теории возникла как технический прием, а не как суть физической теории.

Уравнения Физического Вакуума представляются как новые фундаментальные уравнения физики, описывающие динамику и взаимодействия трех фундаментальных физических полей – гравитационного, электромагнитного и поля инерции. Все другие виды полей, наблюдаемые в эксперименте и описываемые феноменологическими и конструктивными теориями (ядерные поля, квантовые поля, поля Янга-Миллса и т.д.), скорее всего, лишь имитируют взаимодействия трех фундаментальных полей. Это утверждение подтверждается исследованиями Евгения Губарева и Андрея Сидорова, использующих электродинамику сильных полей для фундаментального описания сильных взаимодействий [39-43].

Открытие уравнений поля инерции [7] привело, очередной раз, к обобщению механики Ньютона [18], в результате которого получена не только детерминированная квантовая теория [44], но и обобщенное уравнение Циолковского (3.8), позволяющее развить дальше идею Алькубьерре [22] по созданию двигателя, управляющего локальной римановой кривизной пространства [21]. Поэтому уравнения $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.1\right)$, $\left(\overset{+}{A}_{s^+}.2\right)$ $\left(\overset{+}{B}_{s^+}.1\right)$,$\left(\overset{+}{B}_{s^+}.2\right)$ решают не только ряд проблем, не решенных современной теоретической физикой, но и приводят к теоретическому описанию суммы прорывных технологий [21], у которых нет теоретического обоснования в рамках общепринятой теоретической физики.

Литература

1. *Эйлер Л. //* Открытие нового принципа механики. Записки Берлинской академии наук, 1750, т. 14., с. 185-217.
2. *Шипов Г.И. //* Проблема инерции как причина застоя в теоретической физике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.28682, 21.10.2023. https://trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1178-shp.pdf
3. *Шипов Г.И.*// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
4. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
5. *Схоутен Я.А.* // Тензорный анализ для физиков, 1965. М.: Наука, ГРФМЛ, с. 455.
6. *Шипов Г.И. //* Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
7. *Шипов Г.И.//* Проблемы теории элементарных взаимодействий. Часть I. Элементарные частицы как инерционы. М., МГУ, Химфак, 1979, с. 144.

8. *Frenet F.* //Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.
9. *Sagnac G* . //L'ether lumineux demontre par l'effekt du vent relatif d'ether dans un inter-ferjmetre en rotation uniforme. C. R., 1913, 157, p. 708…710. Пер. с франц. в кн. У. И. Франкфурт, А. М. Френк «Оптика движущихся тел», Наука, М., 1972, стр. 71.
10. *Harres F.* //Die Geschwindigkeit des Lichtes in bewegten Korpern. Dissertation, Jena, 1912. Пер. с нем. в кн. У. И. Франкфурт, А. М. Френк «Оптика движущихся тел», Наука, М., 1972, стр. 69.
11. *Pogany B.* //Uber die Wiederholung des Haress — Sagnaschen Versuches. Ann. Phys., 1926, 80, p. 217…231. Пер. с нем. в кн. У. И. Франкфурт, А. М. Френк «Оптика движущихся тел», Наука, М., 1972, стр. 72.
12. *Малыкин Г.Б.* // Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения. // УФН, Т. 170, №12, 2000. 290 ссылок.
13. *Corum J.F.* // Relativistic Rotation and the Anholonomic Object, J. Math. Phys. 18 , 770 (1977).
14. *Шипов Г.И. //* Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
15. *Шипов Г.И. //* О решении первой проблемы Эйнштейна. М.: Кириллица, 2007, с.38.
16. *Шипов Г.И.* // О решении второй проблемы Эйнштейна. М.: Кириллица, 2007, с.59.
17. *Newman. E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, № 3. P.566 - 587.
18. *Shipov G.* // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7 th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ HEC - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178 .
19. *Толчин В.Н.* // Инерциоид. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
20. *Шипов Г.И.* // Объяснение движения инерцоида Толчина в неголономной механике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29196, 30.10.2024. https://trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1179-shp.pdf
21. *Шипов Г.И.* // «Безопорные» и «сверхединичные» устройства в неголономной механике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29450, 16.04.2025. https://trinitas.ru/rus/doc/0231/005a/1020-shp.pdf
22. *Alcubierre, M.* // "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". *Class. Quant. Grav.* Vol.11**.** L73–L77. (1994).
23. *Einstein A., Grossmann M.* // Z. Math. und Phys., 1913, **62,** 225-261. Эйнштейн А., Гроссман М. // Проект общей теории относительности и теория тяготения. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 227-266.
24. *Ольховский И.И.//* Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
25. *Schwarzschild K.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1916, Bd. 189. S. 195.
26. *Шипов Г.И. //*Механика ориентируемой точки и общий принцип инерции. Известия вузов, Физика, 1985, № 3, с.74.
27. *Альфорс Л.//* Преобразования Мебиуса в многомерном пространстве. М.: Мир, 1986.
28. *Newman* .E*., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P.566 - 587.
29. *Penrose R.//* A Spinor Approach to General Relativity. Ann. of Phys. 1960, v. 10. P.171-201.
30. *Пенроуз Р.//* Структура пространства-времени, М.:, Мир, 1972.
31. *Пенроуз Р., Риндлер В.* // Спиноры и пространство-время. Т.1. М.: Мир, 1987.
32. *Carmeli M.* // J. Math. Phys. 1970. Vol.2. P.27-28.
33. *Carmeli M.* // Lett. nuovo cim. 1970. Vol.4. P.40-46.

34. *Carmeli M.* // Phys. Rev. D. 1972. Vol.5. P.5-8.
35. *Carmeli M.* // Classical Fields. General Relativity and Gauge Theory. World Scientific Publish. 2001. P. 650.
36. *Carmeli M.* // Group Theory and General Relativity. World Scientific Publish. 2000. P.
37. *Дирак П.*// Пути физики. М.: Энергатомиздат, 1983.
38. *Шипов Г.И.* // Нобелевские лауреаты считают, что квантовая механика ошибочна // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29667, 20.09.2025. https://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001k/5947-shp.pdf
39. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. XXXVIII науч. конф. фак. физ-мат. и естественных наук Ун-та дружбы народов. М., 1992, доп. вып. С 3.
40. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. VIII Рос. грав. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации» М.: Рос. гравитац. асссоц. 1993. С.251.
41. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н. Шипов Г.И.* // Модель сильного взаимодействия на основе решений уравнений теории Вакуума. Труды V семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 16-18 мая, 1992 , с 232.
42. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Вакуумная модель сильного взаимодействия. Новые результаты. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993 , с 146.
43. *Губарев Е.А* //Теория реальной относительности. Москва, Новый Центр, 2010, с. 301.
44. *Шипов Г.И.* // Квантовая механика, о которой мечтал Эйнштейн // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.27232, 09.07.2021. http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001h/4737-shp.pdf