

# РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ СИЛ ИНЕРЦИИ И ЕЁ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЯ

Г.И. Шипов

Институт Физики Вакуума, Москва

[warpdrive09@gmail.com](mailto:warpdrive09@gmail.com)

## Введение

Нет в физике более загадочных и, одновременно, постоянно ощущаемых любым человеком, сил, чем силы инерции [1]. Большинство ученых (60%) считает, что силы инерции «фиктивны», хотя их действие на материальные тела наблюдаются и их можно продемонстрировать, нажав на акселератор при начале движения или на тормоз при большой скорости движения любимого автомобиля. Силы инерции стоят в левой части уравнения Ньютона

$$m\vec{a} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} . \quad (\text{B.1})$$

Действительно, рассмотрим две ускоренные системы отсчета  $S$  и  $S'$  и будем считать, что система  $S$  движется с малым ускорением относительно абсолютно инерциальной системы отсчета  $A$  (математическая система координат). В физическом мире, где все системы отсчета жестко связаны с телами, все системы отсчета являются ускоренными в силу взаимодействия тел, с которыми они связаны. Поэтому физическую систему отсчета, связанную с массой  $m$  в уравнении Ньютона (B.1) мы будем называть *квазиинерциальной*, рассматривая её как предельный случай ускоренной системы отсчета, ускорением которой можно пренебречь.

Уравнение движения массы  $m$ , записанное относительно произвольно ускоренной системы отсчета  $S'$ , имеет вид [2]

$$m\vec{a}' = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{a}_{O'} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'] - m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}'\right] \quad (\text{B.2})$$

где  $\vec{\omega}$  - угловая скорость вращения ускоренной системы отсчета,  $\vec{a}_{O'}$  - поступательное ускорение (или вращение в трех пространственно-временных плоскостях [3]) начала  $O'$  ускоренной системы отсчета. Из уравнения (B.2) видно, что вращение материальной точки порождает 4 силы инерции, которые несмотря на то, что они «фиктивны», широко используются как в земных условиях, так и в космических технологиях. Переносим силы инерции в уравнении (B.2) в левую часть, получим уравнение Ньютона (B.1), записанное как

$$m\vec{a} = m\left(\vec{a}_{O'} + [\dot{\vec{\omega}}\vec{r}'] + [\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] + 2[\vec{\omega}\vec{v}'] + \vec{a}'\right) = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} , \quad (\text{B.3})$$

где  $\vec{a}$  – ускорение массы  $m$  в квазиинерциальной системе отсчета и введено обозначение  $\dot{\vec{\omega}} = d\vec{\omega}/dt$ .

Силы инерции имеют полевую природу и порождены полем инерции [4], при этом две силы инерции  $-m\vec{a}_{O'}$  и  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$  обладают потенциальной энергией

$$U^h = m\vec{a}_0, \vec{r}' - m \left[ \vec{\omega} \vec{r}' \right]^2 / 2, \quad (\text{B.4})$$

а сила  $-2m[\vec{\omega}\vec{v}']$  (сила Кориолиса) не совершает работы, поскольку  $-2m[\vec{\omega}\vec{v}']d'\vec{r}' = 0$ . Силы инерции, подобно гравитационным и электромагнитным силам, *не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона*, поскольку известно, как поля действуют на материальную частицу, но неизвестно, как частица действует на поле.

## 1. Новый принцип в механике твердого тела Эйлера [5]

Обычно в современных учебниках по механике считается, что пространства вне и внутри вращающейся материи является плоским пространством Евклида [2], при этом трансляционная метрика

$$ds^2_0 = dx^2 + dy^2 + dz^2 = ds'^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 \quad (1.1)$$

вращающегося пространства остается евклидовой. Это утверждение ошибочно, поскольку кроме голономных координат  $x, y, z$ , для описания вращения Эйлер ввел триаду  $\vec{e}_\xi$  (см. Рис.1), жестко связанную с телом, и три неголономные координаты  $\varphi_1 = \varphi, \varphi_2 = \theta, \varphi_3 =$

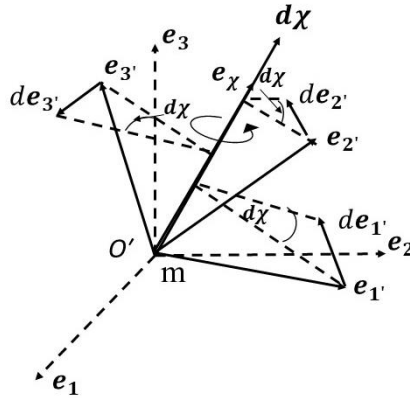


Рис. 1

$\psi$ , заданные в каждой точке  $M$  координатного евклидова многообразия голономных трансляционных координат  $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ . Согласно Эйлеру, бесконечно малый поворот на три угла Эйлера можно описать одним поворотом вокруг оси, направленной вдоль вектора  $\vec{e}_\xi$  (Рис. 1),

$$\vec{d\chi} = d\chi \vec{e}_\chi = \vec{e}_3 d\varphi + \vec{e}_\xi d\theta + \vec{e}_{3'} d\psi \quad (1.2)$$

Возводя (1.2) в квадрат, мы получаем вращательную метрику [6]

$$d\tau^2 = (\vec{d\chi})^2, \quad (1.3)$$

заданную на множестве неголономных вращательных координат  $\varphi, \theta, \psi$ .

Неголономные вращательные координаты  $\varphi, \theta, \psi$  и вращательная метрика (1.3) в механике Эйлера не могут быть получены никакими голономными преобразованиями из голономных координат  $x, y, z$ . Вращательные координаты  $\varphi, \theta, \psi$  описывают три степени свободы, дополнительные к трем степеням свободы, описываемыми трансляционными

координатами  $x, y, z$  и трансляционной метрикой (1.1). Неголономные координаты  $\varphi, \theta, \psi$  безразмерны и область их определения задается как

$$\varphi = \angle \vec{e}_1 \vec{e}'_x, \quad \theta = \angle \vec{e}_3 \vec{e}'_z, \quad \psi = \angle \vec{e}_x \vec{e}'_y, \\ 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \psi \leq 2\pi.$$

Шестимерное пространство координат  $x, y, z, \varphi, \theta, \psi$  полностью описывает динамику трехгранника Эйлера. В связи с этим возникает вопрос – какова структура геометрии пространства событий при описании вращения с использованием трехгранников Эйлера?

Покажем, что многообразие трехгранников Эйлера образует расслоенное бти мерное пространство абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ . Действительно, бесконечно малое вращение трехгранника Эйлера (1.2) в тензорном виде записывается как

$$de^A_\alpha = d\chi^\beta_\alpha e^A_\beta, \quad (1.4)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3$  - векторные индексы триады  $\vec{e}^A$ , а  $A, B, C \dots = 1, 2, 3$  нумеруют вектора триады. Бесконечно малый поворот триады можно записать в виде

$$d\chi_{\alpha\beta} = -d\chi_{\beta\alpha} \quad (1.5)$$

где  $\chi_{\alpha\beta}$  - антисимметричный тензор бесконечно малого поворота в координатах  $x, y, z$ . Условия нормировки векторов трехгранника имеют вид

$$e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B, \quad e^A_\alpha e^\beta_A = \delta^\beta_\alpha, \quad (1.6)$$

где  $\delta^A_B, \delta^\beta_\alpha$  - символы Кронекера.

В общем случае на координатном многообразии базы  $x^\alpha$  задана трансляционная метрика (1.1), которая, в общем случае, записывается как

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = \eta_{AB} e^A_\alpha e^B_\beta dx^\alpha dx^\beta, \quad \eta_{AB} = \eta^{AB} = \text{diag}(1, 1, 1). \quad (1.7)$$

В общих координатах  $x^\alpha$  соотношение (1.4) запишется как

$$De^A_\alpha = d\chi^\beta_\alpha e^A_\beta, \quad (1.8)$$

откуда, после деления на  $ds$  левой и правой частей равенства (1.8), следуют уравнения движения трехгранника Эйлера в виде

$$\frac{De^A_\alpha}{ds} = \frac{d\chi^\beta_\alpha}{ds} e^A_\beta. \quad (1.9)$$

Умножая эти уравнения справа на  $e^\beta_A$  и используя условия нормировки (1.6), имеем

$$d\chi^\beta_\alpha = e^\beta_A De^A_\alpha \quad (1.10)$$

В случае декартовых координат  $x^\alpha$  в из (1.10) следует

$$d\chi^\beta_\alpha = e^\beta_A de^A_\alpha = e^\beta_A e^A_{\alpha\gamma} dx^\gamma = T^\beta_{\alpha\gamma} dx^\gamma, \quad (1.11)$$

где введено обозначение

$$T^{\beta}_{\alpha\gamma} = e^{\beta}_A e^A_{\alpha\gamma} = -e^A_{\beta} e^{\alpha}_{A\gamma}, \quad ,\gamma = \frac{\partial}{\partial x^{\gamma}}. \quad (1.12)$$

Возводя соотношение (1.11) в квадрат, получаем вращательную метрику в виде

$$d\tau^2 = d\chi^A_B d\chi^B_A = T^A_{B\alpha} T^B_{A\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}. \quad (1.13)$$

Действительно, разделив (1.11) на  $ds$  и используя (1.12), получим выражение для угловой скорости вращения трехгранника Эйлера

$$\Omega^{\alpha}_{\beta} = \frac{d\chi^{\beta}_{\alpha}}{ds} = T^{\beta}_{\alpha\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds}, \quad (1.14)$$

где антисимметричная по индексам матрица  $\Omega_{\alpha\beta}$  образована компонентами угловой скорости вращения  $\vec{\omega} = \vec{\omega}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$  следующим образом

$$\Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

В произвольных криволинейных координатах  $x^{\alpha}$  бесконечно малый поворот триады (1.11) записывается в виде

$$d\chi^{\beta}_{\alpha} = e^{\beta}_A De^A_{\alpha} = e^{\beta}_A e^A_{\alpha\gamma} dx^{\gamma} = \Delta^{\beta}_{\alpha\gamma} dx^{\gamma}, \quad (1.16)$$

где

$$\Delta^{\beta}_{\alpha\gamma} = \Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma} + T^{\beta}_{\alpha\gamma} = e^{\beta}_A e^A_{\alpha\gamma} \quad (1.17)$$

и

$$\Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} g^{\beta\delta} (g_{\alpha\delta,\gamma} + g_{\gamma\delta,\alpha} - g_{\alpha\gamma,\delta}), \quad (1.18)$$

$$T^{\beta}_{\alpha\gamma} = -\Omega^{\beta}_{\alpha\gamma} + g^{\alpha\delta} (g_{\alpha\mu} \Omega^{\mu}_{\delta\gamma} + g_{\gamma\mu} \Omega^{\mu}_{\delta\alpha}). \quad (1.19)$$

Соотношение (1.17) называется связностью геометрии *абсолютного параллелизма* [6], поскольку тензор кривизны  $S^{\alpha}_{\beta\gamma\eta}$  пространства со связностью (1.17) обращается в нуль

$$S^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} = 2 \Delta^{\alpha}_{\beta[\eta,\gamma]} + 2\Delta^{\alpha}_{\rho[\gamma} \Delta^{\rho}_{|\beta|\eta]} = 0, \quad (1.20)$$

при этом кручение пространства  $A_3(3)$  отлично от нуля и определяется как

$$\Delta^{\beta}_{[\alpha\gamma]} = \frac{1}{2} e^{\beta}_A (e^A_{\alpha\gamma} - e^A_{\gamma\alpha}) = -\Omega^{\beta}_{\alpha\gamma}. \quad (1.21)$$

Тензор (1.19), определяемый через кручение (1.17) представляет собой *торсионное поле геометрии*  $A_3(3)$  (или коэффициенты вращения Риччи [6]), при этом уравнения (1.21) и (1.20) представляют собой первые и вторые структурные уравнения Картана геометрии  $A_3(3)$ . Одновременно уравнения (1.21) и (1.20) оказываются структурными уравнениями группы вращения  $O(3)$  и группы трансляций  $T(3)$ , заданные на координатах  $\varphi, \theta, \psi$  и  $x, y, z$  соответственно. В работе [7] Э. Картан впервые выдвинул гипотезу о том, что «вращение материи порождает кручение пространства», при этом он рассуждал именно о

геометрии, у которой кривизна равна нулю, а кручение отлично от нуля [8], т.е. о геометрии абсолютного параллелизма. Триада Эйлера  $e^A_\alpha$  по координатному индексу  $\alpha$  преобразуется в группе трансляций  $T(3)$  как вектор

$$e^A_{\alpha'} = \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} e^A_\alpha, \quad \left\| \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} \right\| \in T(3), \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (1.22)$$

в то время как по локальному (внутреннему) индексу  $A$  триада преобразуется в группе вращений  $O(3)$

$$e^{A'}_\alpha = \Lambda^{A'}_A e^A_\alpha, \quad \Lambda^{A'}_A \in O(3), \quad A = 1, 2, 3. \quad (1.23)$$

Поэтому голономные преобразования  $x, y, z$  из группы трансляций  $T(3)$  в группу вращений неголономных координат  $\varphi, \theta, \psi \in O(3)$  недопустимы.

Таким образом, мы показали, что топология пространства событий вращающегося тела в механике Эйлера отлична от евклидовой и описание физического вращения материи с 1750 года [5] является неполным или, говоря более точно, *неверно*.

## 2. Сильный принцип эквивалентности Эйнштейна. Геометризация гравитационных и электромагнитных полей

Поле инерции как физический объект исследования впервые было использовано А. Эйнштейном в виде сильного принципа эквивалентности, который гласит: «Равномерно ускоренное движение массы вызывает однородное поле инерции, которое эквивалентно действию однородного гравитационного поля.» Этот принцип является следствием эксперимента, наблюдаемого в свободно падающем лифте Эйнштейна, когда уравнение движения (В.2), принимает вид

$$m\vec{a}' = m\vec{g} - m\vec{a}_{0'} = 0. \quad (2.1)$$

В этом уравнении гравитационная сила  $m\vec{g}$  локально скомпенсирована силой инерции  $-m\vec{a}_{0'}$ , откуда следует эквивалентность гравитационного поля  $\vec{g}$  полю инерции  $\vec{a}_{0'}$ . Уравнение (2.1) может быть переписано в виде уравнения (В.3) как

$$m\vec{a} = m(\vec{a}_{0'} + \vec{a}') = m\vec{g}. \quad (2.2)$$

Это уравнение подобно уравнению движения механики Ньютона, но, как показал А. Эйнштейн [9], в нем гравитационное поле  $\vec{g}$  геометризовано, при этом релятивистское уравнение движения (2.2) записывается как

$$m_{in} \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m_g \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad m = m_{in} = m_g, \quad (2.3)$$

где  $m_{in}$  – инерционная масса,  $m_g$  – масса гравитационная и

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}), \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (2.4)$$

- символы Кристоффеля  $\Gamma^i_{jk}$ , интерпретируемые как напряженность гравитационного поля. Они имеют не тензорный закон преобразования относительно трансляционных координатных преобразований  $x^i = x^i(x_1, x_2, x_3, ct)$

$$\Gamma^{i'}_{j'k'} = \frac{\partial^2 x^i}{\partial x^{j'} \partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} + \frac{\partial x^j}{\partial x^{j'}} \frac{\partial x^k}{\partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} \Gamma^i_{jk}, \quad (2.5)$$

поэтому координатными преобразованиями, в теории гравитации Эйнштейна оказалось возможным обратить (локально) гравитационное поле  $\Gamma^i_{jk}$  в нуль. Физики впервые столкнулись с ситуацией, когда физическое поле можно координатными преобразованиями обратить в нуль. Однако это свойство поля (2.4) подтверждается экспериментально, поскольку локально (в свободно падающем лифте Эйнштейна) поле (2.4) с помощью преобразований (2.5) обращается в нуль. Уравнение движения (2.3) в нерелятивистском пределе переходят в уравнение движения теории гравитации Ньютона (2.2), содержащее силы инерции в неявном виде в левой части уравнения. Действительно, будем исходить из уравнения движения массы  $m$  в центрально-симметричном гравитационном поле массы  $M \gg m$ , которое было получено в 1916 году К. Шварцшильдом [10]. В квазидекартовых координатах компоненты метрического тензора  $g_{ik}$  этого решения имеют вид

$$g_{00} = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right), \quad g_{\alpha\alpha} = -\left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)\delta_{\alpha\alpha}, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3, \quad (2.6)$$

где  $\varphi_N = -\frac{MG}{r}$  потенциал Ньютона. Используя уравнения слабости поля  $1 \gg |2\varphi_N/c^2|$  и нерелятивистское приближение, запишем трехмерную часть уравнений (2.3) в виде [6]

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -mc^2 \Gamma^\alpha_{00} = -\frac{mc^2}{2} \frac{\partial \gamma_{00}}{\partial x^\alpha} = \frac{mMG}{r^3} x^\alpha = mg^\alpha = -\frac{\partial U}{\partial x^\alpha}, \quad \gamma_{00} = \frac{2\varphi_N}{c^2}. \quad (2.7)$$

Мы видим, что уравнение (2.7) «похоже» на уравнение движения пробной массы  $m$  в гравитационном поле массы  $M$  в механике Ньютона (2.2), однако правая часть уравнения (2.7) обращается в нуль, если пространство событий становится плоским пространством, с метрическим тензором  $g_{00} = 1, g_{\alpha\alpha} = -1$ . Поэтому уравнение (2.7) имеет геометрическую природу и принципиально отлично от уравнения движения теории гравитации Ньютона.

В работе А. Эйнштейна [9] было показано, что в нерелятивистском приближении слабого гравитационного поля из уравнений движения (2.3) следуют уравнения движения, содержащее гравитационное поле, подобное магнитному полю в электродинамике. Более подробно этот результат был исследован в книге В. Фока [11]. В книге математика П. К. Рашевского [12] (формула 128.9) показано, что в нерелятивистском приближении, с точностью до членов порядка  $v/c$ , и в приближении слабого поля пространственная часть уравнений поля (2.3), при выборе сигнатуры  $(-+++)$ , запишется как

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -c \frac{\partial \gamma_{\alpha 0}}{\partial t} + \frac{c^2}{2} \frac{\partial \gamma_{00}}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial \gamma_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^\beta}{dt} + c \left( \frac{\partial \gamma_{\beta 0}}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial \gamma_{\alpha 0}}{\partial x^\beta} \right) \frac{dx^\beta}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\partial \gamma_{00}}{\partial t} \frac{dx^\alpha}{dt}, \quad (2.8)$$

$$\alpha, \beta = 1, 2, 3,$$

где  $|\gamma_{ik}| \ll 1$  – малая добавка к метрическому тензору пространства Минковского. Введем векторный потенциал гравитационного поля  $\Theta_k$  с компонентами

$$\Theta_0 = \frac{c^2}{2} \gamma_{00}, \quad \Theta_\alpha = \gamma_{\alpha 0} c^2, \quad (2.9)$$

тогда (2.8) принимает вид

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Theta_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \Theta_0}{\partial x^\alpha} + \frac{1}{c} \left( \frac{\partial \Theta_\beta}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial \Theta_\alpha}{\partial x^\beta} \right) \frac{dx^\beta}{dt} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Theta_0}{\partial t} \frac{dx^\alpha}{dt} - \frac{\partial \gamma_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^\beta}{dt}. \quad (2.10)$$

Обозначим антисимметричный тензор как

$$\Phi_{\alpha k} = \Theta_{k,\alpha} - \Theta_{\alpha,k}, \quad i, k \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (2.11)$$

и запишем (2.10) в виде

$$\frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = \left\{ \Phi_{\alpha k} \frac{dx^k}{dt} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Theta_0}{\partial t} \frac{dx^\alpha}{dt} - \frac{\partial \gamma_{\alpha\beta}}{\partial t} \frac{dx^\beta}{dt} \right\}, \quad (2.12)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3.$$

После умножения уравнений (2.12) на пробную массу  $m$ , первый член в правой части (2.12) напоминают силу Лоренца в электродинамике. Поскольку  $\Theta_0 = \varphi_N = -\frac{MG}{r}$ , причем  $M = const$ , то второй член в правой части (1.52) описывает силу, действующую на пробную частицу  $m$ , порожденную переменной массой источника  $M(t)$ .

Для временной части (2.3), в нашем приближении, имеем

$$\frac{d^2 x^0}{dt^2} = -\Phi^{0\alpha} \frac{dx^\alpha}{dt}. \quad (2.13)$$

После умножения этого уравнения на массу  $m$ , получаем уравнение мощности гравитационной силы  $m\Phi^{0\alpha}v_\alpha$ . Объединяя  $\Phi_{\alpha k}$  и  $\Phi^{0\alpha}$  в один антисимметричный тензор  $\Phi_{ik} = -\Phi_{ki}$ , получим гравитационный аналог тензора электромагнитного поля  $F_{ik}$ .

Условие калибровки для 4х вектора  $\Theta_i$  в слабых полях находится из соотношений [12]

$$\frac{\partial \psi_i^k}{\partial x^k} = 0, \quad \psi_i^k = \gamma_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k \gamma. \quad (2.14)$$

Используя эти соотношения, В. Фок записывает тензор Риччи  $R_{ik}$  в уравнениях Эйнштейна  $R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = 8\pi G T_{ik}/c^4$ , в виде

$$R_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial x_\alpha} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \gamma_{ik}. \quad (2.15)$$

Для определения  $\gamma_{\alpha 0}$  В. Фок использует метрику Шварцшильда, записанную в квазидекартовых координатах в системе отсчета, движущейся со скоростью  $v_\alpha$  [40]

$$ds^2 = \left( 1 + \frac{2\varphi_N}{c^2} \right) c^2 dt^2 - \left( 1 - \frac{2\varphi_N}{c^2} \right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) + \frac{8}{c^2} (2\varphi_N^x dx + 2\varphi_N^y dy + 2\varphi_N^z dz) dt. \quad (2.16)$$

и получает векторный потенциал гравитационного поля в виде

$$\gamma_{\alpha 0} = 4\Theta_\alpha/c^2, \quad \Theta_\alpha = \Theta_0 v_\alpha.$$

Опуская выкладки, распишем уравнения Эйнштейна  $R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = 8\pi G T_{ik}/c^4$  в векторном приближении покомпонентно

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial x_\alpha} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Theta_0 = 4\pi G \rho, \quad (2.17)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial x_\alpha} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Theta_\alpha = 4\pi G \rho v_\alpha. \quad (2.18)$$

Подобие этих гравитационных уравнений уравнениям электродинамики Максвелла очевидно.

Уравнения (2.17), (2.18) записаны в квазиинерциальной системе отсчета. Заметим, что при доказательстве инвариантности уравнений классической электродинамики Максвелла-Лоренца

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad j^i = \rho \frac{dx^i}{dt}, \quad \rho = e\delta(\vec{r}), \quad (2.19)$$

$$\frac{du^i}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} F^{ki}, \quad i, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (2.20)$$

относительно преобразований Лоренца, А. Пуанкаре, Г. Лоренц [13] и А. Эйнштейн [14] связывают систему отсчета  $S'$  с ускоренно движущимся зарядом (мгновенно), полагая, что ускорение заряда мало, т.е. они фактически доказывают инвариантность уравнений электродинамики относительно преобразований между *ускоренными квазиинерциальными системами отсчета*. Это позволило им использовать при доказательстве приближенное равенство [13, 14]

$$u_x \approx v = const, \quad (2.21)$$

где  $v = const$  - скорость инерциальной системы отсчета  $S$ , а  $u_x$  - скорость системы отсчета  $S'$ , жестко связанной с квазиускоренно движущимся вдоль оси  $x$  зарядом. Только при выполнении условия (2.21) точечный заряд в системе  $S'$ , полученный при преобразованиях Лоренца в виде [14]

$$e' = e\beta \left(1 - \frac{u_x v}{c^2}\right)^2, \quad \beta = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (2.22)$$

переходит в общепринятый инвариант [12]

$$e' = e = inv. \quad (2.23)$$

Это важный факт был упущен многими поколениями физиков, что, в конечном итоге, привело к застою в развитии электродинамики.

Условие (2.21) значительно ограничивают использование уравнений (2.19), (2.20). Эти уравнения имеют ограниченную применимость и приближенно справедливы только при выполнении неравенства [12, 15, 16]

$$\left| \frac{e^3}{m^2 c^4} F^{ik} \frac{dx_k}{dt \sqrt{1 - v^2/c^2}} \right| \ll 1, \quad (2.24)$$

Несмотря на то, что Г. Лоренц, А. Пуанкаре [13], А. Эйнштейн [14], В. Паули [15] и П. Дирак [16] писали об этом в своих статьях и книгах, *большинство физиков продолжают использовать уравнения классической и квантовой электродинамики в области действия сильных электромагнитных полей*

$$E, H \ll \frac{m^2 c^4}{e^3} \approx 10^{16} \text{ ед. СГСЕ} \quad (2.25)$$

и при релятивистских скоростях  $v^2/c^2 \approx 1$ , когда неравенство (2.24) нарушается.

Опираясь на проведенный выше анализ, мной в 1972 г. были опубликованы уравнения общей релятивистской электродинамики [17] с уравнениями поля и уравнениями движения вида

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \frac{8\pi k}{c^4}T_{ik}, \quad (2.26)$$

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{mc^2} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (2.27)$$

где

$$R^i_{jkm} = -2 \frac{e}{mc^2} \partial_{[k} E^i_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{m^2 c^4} E^i_{s[k} E^s_{|j|m]} \quad (2.28)$$

- тензор кривизны со связностью

$$\Gamma^i_{jk} = -\frac{e}{mc^2} E^i_{jk} = \frac{e}{m} \frac{1}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}), \quad (2.29)$$

образованной метрическим тензором

$$g_{ik}(x^i, k) = \eta_{ik} + ka_{ik}, \quad \eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1). \quad (2.30)$$

Здесь  $k = e/m$  - удельный заряд пробной частицы. При выполнении условий

$$\|ka_{ik}\| \ll 1, \quad g_{ik} = \eta_{ik} + ka_{ik} \approx \eta_{ik}, \quad R^i_{jkm} \approx 0, \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1 \quad (2.31)$$

уравнения (2.26), (2.27) переходят в уравнения геометризированной электродинамики Максвелла вида (2.19), (2.20), записанные в квазиинерциальной системе отсчета, в которой выполняется условие (2.23)  $u_x \approx v = \text{const}$ .

Уравнения (2.26), (2.27) описывают сильные электромагнитные поля, для которых неравенство (2.24) нарушается. В отличие от уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца (2.19), (2.20), они релятивистски инвариантны и содержат дополнительные члены к уравнениям (2.19), (2.20) традиционной электродинамики, наблюдаемые экспериментально [1]. Уравнения (2.26), (2.27) представляют собой решение первой проблемы Эйнштейна, предполагающей геометризацию уравнений электродинамики.

### 3. Геометризация поля инерции и траектории либрации при движении в гравитационных и электромагнитных полях

При решении ограниченной задачи системы трех тел в гравитационном поле Л. Эйлер и Ж. Лагранж доказали существование 5ти точек либрации, в которых сумма двух гравитационных сил скомпенсированы центробежной силой инерции

$$m\vec{a}' = m\vec{g}_1 + m\vec{g}_2 - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}'r']] = 0, \quad (3.1)$$

где  $\vec{g}_1$  и  $\vec{g}_2$  гравитационные поля планет 1 и 2, а  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}'r']]$  - центробежная сила инерции, действующая локально на третье тело массы. Существование точек либрации в Солнечной системе доказано экспериментально и, более того, существуют проекты использовать эти точки как промежуточные базы для полетов космических кораблей к удаленным планетам. Траектории, по которым движутся точки либрации в ограниченной задаче трех тел мы будем называть траекториями либрации.

Заметим, что траектории либрации наблюдаются и в системе двух тел, например, траектория свободно падающего тела  $m$  в гравитационном поле (2.1) состоит из точек либрации, поэтому разумно назвать её *траекторией либрации*. Другой пример - движение Спутника по стационарной орбите вокруг Земли, в соответствии с уравнением

$$m\vec{a}' = m\vec{g} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] = 0, \quad (3.2)$$

также происходит по траектории либрации, при этом внутри спутника космонавты находятся в состоянии *невесомости*, поскольку на каждую малую массу  $\Delta m$  их тела действуют две силы: гравитационная сила  $\Delta m\vec{g}$  и сила инерции  $-\Delta m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ , компенсирующие друг друга.

Уравнение движения релятивистской теории гравитации (2.3), как было показано выше, в нерелятивистском приближении приводит к уравнению движения (2.7), которое подобно уравнению теории гравитации Ньютона и не содержит в явном виде силы инерции, и, следовательно, не переходит в уравнения движения (2.1), (3.2). Этот вывод противоречит утверждению А. Эйнштейна о ковариантности уравнений ОТО относительно произвольно ускоренных систем отсчета. Для преодоления этой трудности были опубликованы ряд статей [18 – 20], в которых уравнение движения теории гравитации Эйнштейна (2.3) было обобщено уравнением

$$m \frac{D^* u^i}{ds} = m \frac{du^i}{ds} + m\Gamma^i_{jk} u^j u^k + mT^i_{jk} u^j u^k = 0, \quad (3.3)$$

в котором дополнительные силы  $mT^i_{jk} u^j u^k$  представляют собой силы инерции, действующие на начало  $O'$  ускоренной системы отсчета. В уравнении (3.3)  $D^*$  - ковариантный дифференциал относительно связности пространства абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  [3]

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k}, \quad (3.4)$$

$$T^i_{jk} = -\Omega^{..i}_{jk} + g^{im}(g_{js}\Omega^{..s}_{mk} + g_{ks}\Omega^{..s}_{mj}), \quad (3.5)$$

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

где  $\Gamma^i_{jk}$  - гравитационное поле и  $T^i_{jk}$  - *поле инерции* (коэффициенты вращения Риччи). В пространстве  $A_4(6)$  кручение пространства  $\Omega^{..i}_{jk}$  и угловая скорость  $\Omega^i_j$  неголономной тетрады  $e^a_j$  определяются формулами [3]

$$\Omega^{..i}_{jk} = -T^i_{[jk]} = -\frac{1}{2} e^i_a (\nabla_k e^a_j - \nabla_j e^a_k) = e^i_a \nabla_{[j} e^a_{k]} , \quad (3.6)$$

$$\Omega^i_j = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{De^i_a}{ds} e^a_j . \quad (3.7)$$

Здесь индексы  $i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3$  являются координатными индексами, а индексы  $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$  нумеруют вектора неголономной тетрады  $e^a_j$ . Из (3.3) видно, что уравнение содержит *поле инерции*  $T^i_{jk}$ . Используя угловую скорость вращения тетрады (3.7), запишем уравнения (3.3) как

$$m \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + m \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0. \quad (3.8)$$

Метрический тензор  $g_{ik}$ , определяющий трансляционную метрику пространства  $A_4(6)$ , записывается в виде

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{ik} = \eta_{ab} e^a_i e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \quad (3.9)$$

Кроме метрики (3.9) на пространстве  $A_4(6)$  определена вращательная метрика [3]

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (3.10)$$

которая является следствием соотношения (3.7).

В 1979 г. была опубликована монография [4], в которой были найдены уравнения поля инерции

$$\nabla_{[k} e^a_{j]} + T^i_{[k j]} e^a_i = 0, \quad (A)$$

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \nu T_{ik}, \quad (B.1)$$

$$C^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{j|m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{j|m]} = -\nu J^i_{jkm}, \quad (B.2)$$

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

записанные в виде расширенной системы уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса [3]. В уравнениях (A), (B.1), (B.2) величина  $T^i_{jk}$  интерпретируется как *поле инерции* [4]. Как следует из (3.6), неголономная тетрада  $e^i_a$  в пространстве  $A_4(6)$  представляет собой медиатор между голономными координатами  $x^i = x^i(x_1, x_2, x_3, ct)$  и неголономными координатами  $\varphi, \theta, \psi, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Решение уравнений (A), (B.1), (B.2) приводит к метрике Шварцшильда с компонентами (2.6) [3]. Используя это решение и предполагая гравитационные поля  $\Gamma^i_{jk}$  и поля инерции  $T^i_{jk}$  слабыми, поучим следующие ограничения на уравнение движения (3.8)

$$\frac{2\varphi_N}{c^2} \ll 1, \quad g_{ik} = \eta_{ik} + \gamma_{ik} \approx \eta_{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1), \quad ds \approx ds_0 = cdt \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad (3.11)$$

$$R^i_{jkm} \approx 0, \quad e^{(0)}_0 \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad e^{(1)}_1 = e^{(2)}_2 = e^{(3)}_3 = \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (3.12)$$

При этих условиях, расписывая трехмерную часть уравнений (3.8) с точностью до членов  $v^2/c^2$ , находим уравнение движения с учетом сил инерции

$$m \frac{dv^\alpha}{dt} = -mc^2 \Gamma^\alpha_{00} - mc^2 \Omega^\alpha_0 - 2mc^2 \Omega^\alpha_\beta \frac{dx^\beta}{cdt}, \quad (3.13)$$

$$\alpha, \beta \dots = 1.2.3.$$

В нерелятивистском приближении угловая скорость (3.7) имеет следующие компоненты

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -a_{01} & -a_{02} & -a_{03} \\ a_{01} & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ a_{02} & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ a_{03} & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

где  $\vec{a}_0 = \vec{a}_0(a_{01}, a_{02}, a_{03})$  – поступательное ускорение (вращение в пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ ) начала  $O'$ неголономной тетрады  $e^a_j$ , жестко связанной с массой  $m$ . Подставляя компоненты угловой скорости (3.14) в уравнение (3.13), получим уравнение вида

$$m\vec{a}' = m\vec{g} - m\vec{a}_0 - 2m[\vec{\omega}\vec{v}']. \quad (3.15)$$

Уравнения движения (3.8) в приближении слабого гравитационного поля и поля инерции не позволяют получить центробежную силу  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$  и силу инерции  $-m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$ , порожденную переменной угловой скоростью  $\vec{\omega}$ . Опуская вывод, укажем, что эти силы следуют из уравнений движения

$$m \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + m\Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} + mR^i_{jkm} \frac{dx^j}{ds} \xi^k \frac{dx^m}{ds} = 0, \quad (3.16)$$

которые содержат вектор девиации  $\xi^k$ , переходящий в нерелятивистском приближении в вектор  $\vec{r}'$ . Уравнения движения (3.16) содержат тензор Римана [3]

$$R^i_{jkm} = -\left(2\nabla_{[k}T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k}T^s_{|j|m]}\right), \quad (3.17)$$

поэтому, обобщая тезис Картана [7], мы говорим, что *вращением материи порождает геометрию абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  с кручением Риччи  $-\Omega^i_{jk}$  и кривизной Римана  $R^i_{jkm}$* . Подставляя (3.17) в (1.16), имеем

$$m \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + m\Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} - m\left(2\nabla_{[k}T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k}T^s_{|j|m]}\right) \frac{dx^j}{ds} \xi^k \frac{dx^m}{ds} = 0.$$

Из (3.7) следует  $T^i_{jk} = \Omega^i_j dx_k/ds$ . Подставляя вместо  $T^i_{jk}$  это соотношение, мы видим, что в уравнении (3.16) на массу  $m$  действуют силы инерции, порожденные переменной угловой скоростью  $\Omega^i_j$  и квадратом угловой скорости, т.е. силы  $-m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$  и  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$  в нерелятивистском уравнении (B.2), при этом  $r'_\alpha = \xi_\alpha$   $\alpha = 1, 2, 3$ , где  $\xi_\alpha$  – вектор девиации. Особое внимание стоит обратить на уравнения либрации (2.1) и (3.2), которые наблюдаются в теории гравитационного поля и объясняют стабильность Солнечной системы и других центрально-симметричных гравитационных систем. Более того, траектории либрации в электродинамике объясняют существование устойчивых дискретных спектров излучения атомных систем. Нильсу Бору пришлось ввести в электродинамику специальный принцип существования «стационарных траекторий», на которых электрон в атоме движется ускоренно, но без излучения. Как было показано выше в разделе 3, в гравитационной динамике ускоренных свистнем отсчета поле инерции порождает центробежную силу инерции, которая в центральном гравитационном поле локально компенсирует гравитационную силу, образуя траекторию либрации (см. формулу (3.2)). В общерелятивистской электродинамике, которая следует из уравнений (A), (B.1), (B.2), уравнение либрации (3.2) записывается как

$$m\vec{a}' = e\vec{E} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] = 0, \quad (3.18)$$

где  $\vec{E}$  – электрическое поле, создаваемое центральным зарядом  $Ze$  (ядром) в ускоренной локально инерциальной системе отсчета, скомпенсировано силой инерции  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$  в каждой точке траектории движения электрона (траектории либрации). При движении заряда по

траектории либрации полная энергия заряда  $e$  сохраняется благодаря стабилизирующему действию сил инерции (Рис.2).

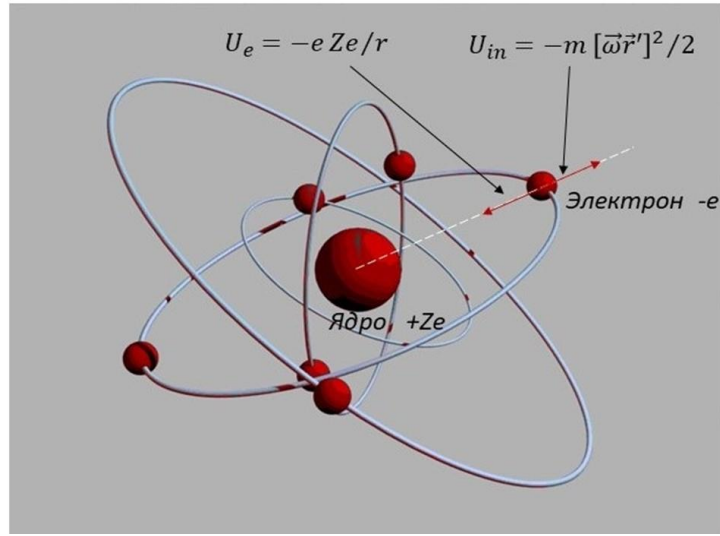


Рис.2

Действительно, в электродинамике сильных полей для заряда, который покоится в ускоренной системе  $S'$ , мы имеем из (3.16)

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = \frac{d^2 x^i}{ds^2} - \frac{e}{mc^2} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0. \quad (3.19)$$

Центрально симметричное решение уравнений (A), (B. 1), (B. 2) приводит к метрике [3]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r_e}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (3.20)$$

где

$$r_e = \pm 2Ze^2/mc^2, \quad (3.20 a)$$

- электромагнитный радиус. Используя условие слабости электромагнитного поля и поля инерции

$$\left\| \frac{r_e}{r} \right\| \ll 1, \quad g_{ik}(x^i, k) = \eta_{ik} + ka_{ik} \approx \eta_{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1), ds \approx ds_0 = cdt, \quad (3.21)$$

$$R^i_{jkm} \approx 0, \quad e^{(0)}_0 \approx \left(1 + \frac{r_e}{r}\right), e^{(1)}_1 = e^{(2)}_2 = e^{(3)}_3 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right), \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (3.22)$$

и расписывая 3D часть уравнений (3.19) с точностью до членов  $v^2/c^2$ , находим уравнения движения заряда геометризированной электродинамики с учетом сил инерции

$$m \frac{dv^\alpha}{dt} = eE^\alpha_{00} + 2eE^\alpha_{00} \frac{dx^\beta}{cdt} - m\Omega^\alpha_0 - 2m\Omega^\alpha_\beta \frac{dx^\beta}{cdt}, \quad (3.23)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1.2.3,$$

где

$$eE_{\alpha,00} = \frac{Ze^2x^\alpha}{r^3} = eE^\alpha, \quad 2eE_{\alpha,\beta 0} \frac{dx^\beta}{cdt} = \frac{e}{c} F_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{cdt}$$

Записывая (3.23) в векторном виде, находим

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] - m\vec{a}_0 - 2m[\vec{\omega}\vec{v}']. \quad (3.24)$$

Если электрон внутри атома движется по траектории либрации, то мы имеем

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] - m\vec{a}_0 - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'] = 0.$$

Отсюда следуют два уравнения либрации в электродинамике вида

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - m\vec{a}_0 = 0, \quad e\vec{E} = m\vec{a}_0 \quad (3.25)$$

и

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'] = 0, \quad e\vec{E} = 2m[\vec{\omega}\vec{v}']. \quad (3.26)$$

Для того, чтобы получить уравнение движения по траектории либрации (3.18), необходимо использовать нерелятивистское приближение уравнения (3.16). При движении по траекториям либрации уравнений (3.25) и (3.26) заряд  $e$  не излучает, хотя и движется ускоренно, а его полная энергия сохраняется. Этот вывод подтверждается в электродинамических экспериментах, в которых установлено существование стационарных траекторий при движении электронов в атоме водорода и других квантовых системах. Поэтому принцип Бора, утверждающий существование стационарных состояний в динамике квантовых систем, оказывается следствием Всеобщего принципа относительности, объединяющего трансляционную (3.9) и вращательную (3.10) относительность.

#### 4. Экспериментальная проверка уравнения (3.16)

Десятью лет назад инженер из г. Пермь Толчин Владимир Николаевич, занимаясь борьбой с вибрацией токарных станков, почувствовал, как симметричный вибратор выпрыгнул у него из рук без отдачи. Через 41 год В. Толчин опубликовал книгу [21], в которой он представил несколько вариантов приборов, нарушающих при своем движении третий закон механики Ньютона (Рис.3). Он назвал эти приборы инерцоидами, поскольку их движение происходит под действием сил инерции, порожденных вращением масс внутри инерцоида.

Симметричный вибратор, который использовал В. Толчин в качестве исходного механизма для построения инерцоида, описывается системой уравнений, в которую входит поступательное уравнение движения

$$\ddot{x}_c = \ddot{x} - B(\dot{\omega}\sin\varphi + \omega^2\cos\varphi) = 0 \quad (4.1)$$

и вращательное уравнение движения

$$\dot{\omega} - k^2\omega^2 \frac{\sin\varphi\cos\varphi}{1 - k^2\sin^2\varphi} = 0. \quad (4.2)$$

Здесь мы использовали обозначения  $B = rk^2$ ,  $k^2 = 2m/(M + 2m)$  и считаем, что  $1 - k^2\sin^2\varphi \neq 0$ . Уравнения (4.1), (4.2) мы получаем, используя функцию Лагранжа системы в

## 90 лет назад



Владимир Толчин

В 1936 г. инженер из Перми случайно обнаружил явление, которое привело его к созданию ИНЕРЦОИДА, демонстрирующего нарушение III закона механики Ньютона!

В. Толчин утверждал, что механическая система может двигаться под действием внутренних сил инерции!



Третий закон выполняется ( $F_1 = F_2$ )      Третий закон нарушается ( $F_1 \neq F_2$ )



Рис.3

виде  $L = (M + 2m)v^2/2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega\sin\phi$ . Здесь  $M$  – масса центрального тела,  $v = dx/dt$  – скорость центрального тела,  $m$  – масса двух малых грузов  $m$ , вращающихся вокруг оси  $O_1$  на стержнях одинаковой длины  $r$  с угловой скоростью  $\omega = d\phi/dt$  синхронно и по часовой стрелке. Функцию Лагранжа  $L$  следует из Рис. 4.

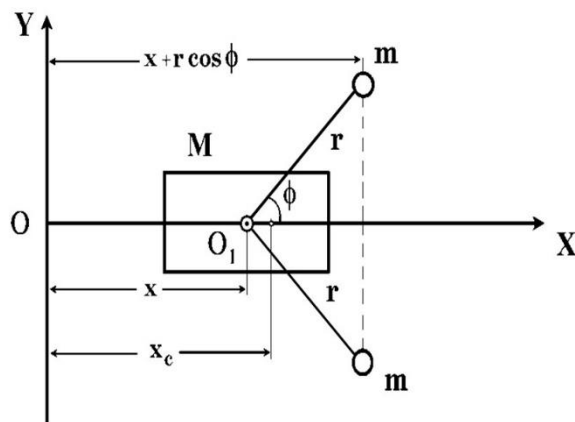


Рис. 4.

Из функции Лагранжа следует, что во время движения полная масса системы  $(M + 2m)$  движется со скоростью  $v$  относительно квазиинерциальной системы отсчета с кинетической энергией  $(M + 2m)v^2/2$ , при этом малые грузы вращаются. Энергия вращения грузов, как это видно из  $L$ , равна  $mr^2\omega^2$ . Между кинетической энергией системы  $(M + 2m)v^2/2$  и вращательной энергией  $mr^2\omega^2$  грузов  $m$  существует энергия связи  $-2mrv\omega\sin\varphi$ , благодаря которой кинетическая энергия системы и вращательная энергия грузов оказываются не аддитивны.

Из вида поступательного уравнения (4.1) движения центра масс  $\ddot{x}_c$  следует, что центр масс системы покоится или движется прямолинейно и равномерно, при этом вдоль оси  $x$  на центр масс действуют три силы инерции: 1) поступательная сила инерции  $(M + 2m)\ddot{x}$ ; 2) проекция на ось  $x$  центробежной силы инерции  $-2mr\omega^2\cos\varphi$ ; 3) проекция на ось  $x$  силы инерции  $-2mr\dot{\omega}\sin\varphi$ , порожденной угловым ускорением. Происходит компенсация поступательной силы инерции  $(M + 2m)\ddot{x}$  двумя вращательными силами инерции  $-2mr\omega^2\cos\varphi$  и  $-2mr\dot{\omega}\sin\varphi$ . Если мы свяжем систему отсчета с центром масс инерцоида, то можно заметить, что эта система является, с одной стороны, ускоренной, поскольку в ней действуют силы инерции, а с другой квазиинерциальной, поскольку сумма действующих сил инерции равна нулю. Действие сил инерции внутри системы обязывает нас рассматривать симметричный вибратор на рис. 4 в рамках неголономной механики, а не механики Ньютона. На это впервые указал Я. Схоутен [22] - ученик Э. Картана, предложивший следующее обобщение уравнения Лагранжа для неголономных механических систем

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \frac{\partial L}{\partial x^\alpha} = -2\dot{x}^\gamma \frac{\partial L}{\partial x^\beta} \Omega^\beta_{\gamma\alpha}, \quad \dot{x}^\alpha = \frac{dx^\alpha}{dt}, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad (4.3)$$

где  $\Omega^\beta_{\gamma\alpha}$  - объект неголономности, определяемый формулой (1.21). Уравнение эквивалентно уравнению движения

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} + m \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} + m \Omega^\alpha_{\beta\gamma} \frac{dx^\beta}{ds} = 0, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad (4.4)$$

которое следует из уравнения геодезических (1.9) пространства абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ .

Из соотношения (1.19) видно, что объект неголономности  $\Omega^\beta_{\gamma\alpha}$  образует поле инерции (1.19), которое, в свою очередь, определяет угловую скорость (1.14) с компонентами (1.15). Равновесие сил инерции в уравнении (4.1) можно нарушить, если поставить на симметричный вибратор дополнительное устройство, создающее момент  $L_{уп}$  на оси вращения грузов  $m$ . В этом случае, вместо уравнения (4.2) имеем

$$\dot{\omega} - k^2 \omega^2 \frac{\sin\varphi \cos\varphi}{1 - k^2 \sin^2\varphi} = \frac{L_{уп}}{2mr^2}. \quad (4.5)$$

Именно это было сделано в инерцоиде Толчина [21]. Он поставил на симметричный вибратор мотор-тормоз (Рис.5), роль которого заключается в том, чтобы создавать момент  $L_{уп}$  на оси вращения  $O_1$  в определенных секторах углов. Путем многочисленных экспериментов, В. Н. Толчин выбрал сектор от 330 до 360 градусов для ускорения вращения грузов  $m$ , в котором мотор-тормоз увеличивал угловую частоту вращения  $\omega$ . В этом секторе обе силы инерции  $2mr\omega^2\cos\varphi$  и  $2mr\dot{\omega}\sin\varphi$  действуют на массу  $M$  в положительном направлении оси  $x$ , поскольку  $\dot{\omega} > 0$ . Это следует из уравнения (4.1), записанном как

$$\ddot{x} = B(\dot{\omega}\sin\varphi + \omega^2\cos\varphi). \quad (4.6)$$

В результате увеличивается ускорение  $\ddot{x}$ , скорость  $v$  угловая частота  $\omega$  и, как следствие, полная энергия  $E_1 = (M + 2m)v_1^2/2 + mr^2\omega_1^2 - 2mrv_1\omega_1\sin\varphi$ , причем  $E_1 > E$ . Поскольку из (4.1) после интегрирования следует

$$v_c = v - B\omega\sin\varphi(t), \quad (4.7)$$

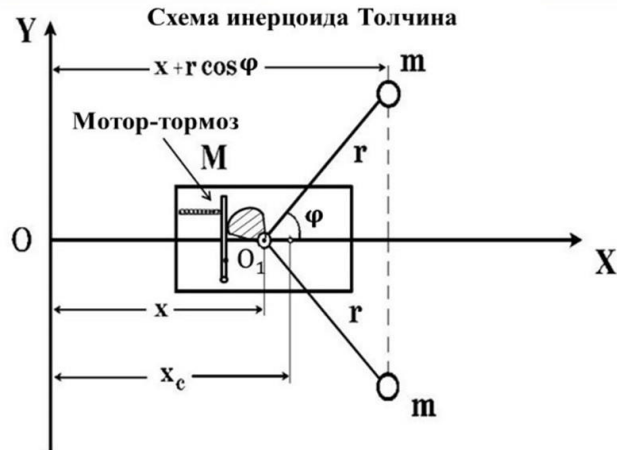


Рис. 5.

то должна измениться и скорость центра масс  $v_c$ , причем увеличиться. В первоначальный момент времени грузы  $m$  и корпус инерцоида  $M$  покоятся, поэтому  $v_0 = v_c = 0$ .

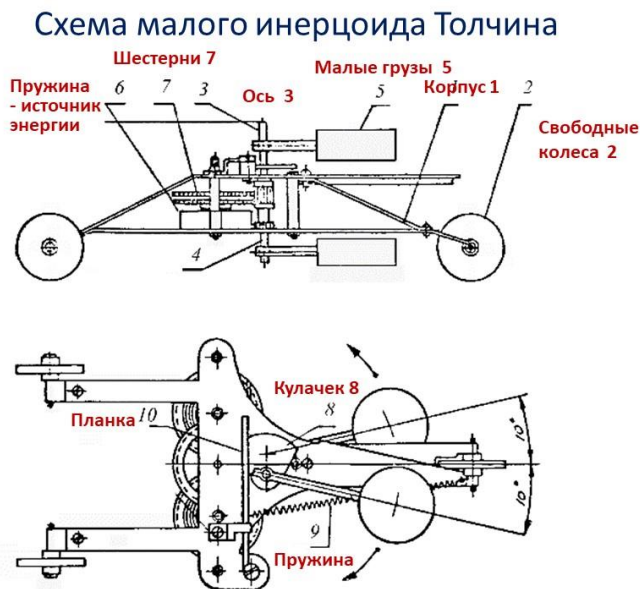


Рис.6

Внутри инерцоида имеется взведенная пружина (см. Рис 5, 6), энергия которой создает момент  $L_{уп}$  на оси вращения  $O_1$  и грузы  $m$  начинают вращаться в режиме симметричного вибратора до отметки 330 градусов. В секторе от 330 до 360 градусов, который длится в реальной модели  $t = 0.1$  сек, начинает работать момент  $L_{уп}$  и уравнение (4.1) принимает вид  $\ddot{x}_c = \ddot{x} - B(\dot{\omega}\sin\varphi + \omega^2\cos\varphi) \neq 0$ . Когда верхний и нижний грузы пройдут отметку

0 градусов, действие мотор-тормоза прекращается и инерциод движется в режиме симметричного вибратора, но с новой полной энергией  $E_1 > E$  и с новой большей скоростью центра масс  $v_c = 5\text{см/сек}$ . Движение в режиме симметричного вибратора длится  $t_1 = 0.45$  сек до угла 150 градусов. Начиная с угла 150 градусов, происходит включение момент  $L_{уп}$ , который тормозит вращение грузов в секторе от 150 до 180 градусов, где сила инерции  $2mr\omega^2\cos\varphi$  в уравнении (4.1) имеет отрицательный знак, а сила  $2mr\dot{\omega}\sin\varphi$  меняет знак на положительный, поскольку при торможении вращения  $\dot{\omega} < 0$ . В результате торможения грузов энергия системы уменьшается до первоначального значения  $E$  и все другие динамические параметры меняются до тех прежних значений, которые были до ускорения грузов. Поскольку время ускорения и торможения вращения грузов примерно одинаково ( $t \approx 0.1$  сек), работа сил инерции в секторах  $330^\circ \div 360^\circ$  и  $150^\circ \div 180^\circ$  разная, причем в секторе  $330^\circ \div 360^\circ$  она больше, чем в секторе  $150^\circ \div 180^\circ$ .

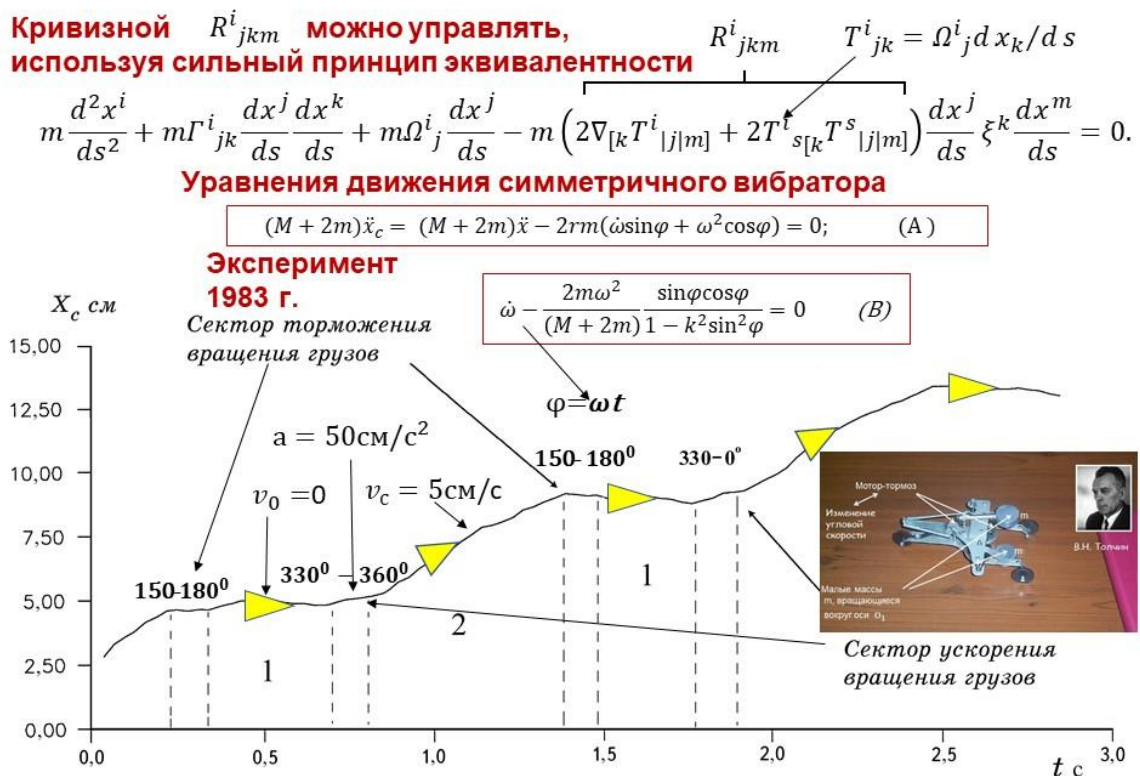


Рис. 7

На Рис. 7 представлена экспериментальная кривая движения малого инерциода Толчина, полученная с помощью скоростной съемки (60 кадров/сек), которая доказывает, что причиной движения центра масс инерциода является работа мотор-тормоза, нарушающего равновесие сил инерции внутри механической системы.

Далее, начиная с угла  $180^\circ$  и до  $330^\circ$ , инерциод опять движется в режиме симметричного вибратора, с такой же скоростью центра масс  $v_0 = v_c = 0$ , которая была в начале цикла. Таким образом, за один полный цикл, который длится в нашем случае  $t \approx 1$  сек, инерциод в секторе ускорения вращения грузов  $330^\circ \div 360^\circ$  движется  $t \approx 0.1$  сек с положительным ускорением центра масс  $a_c = 50\text{см/сек}^2$ . Затем, в секторе углов  $360^\circ \div 150^\circ$ , он движется как симметричный вибратор  $t \approx 0.45$  сек с постоянной скоростью центра масс  $v_c = 5\text{см/сек}$ . В секторе углов замедления вращения грузов  $150^\circ \div 180^\circ$  движется как инерциод  $t \approx 0.1$  сек с отрицательным ускорением центра масс  $a_c = -50\text{см/сек}^2$  и в секторе углов  $180^\circ \div 330^\circ$  с первоначальной скоростью  $v_0 = v_c = 0$  как симметричный

вибратор в течении  $t \approx 0.35$  сек до начала следующего цикла. Таким образом, за один цикл, равный  $t = 1.00$  сек, центр масс инерцоида с используемыми начальными данными проходит путь, примерно равный 4 см. Это расстояние можно менять, изменяя секторы ускорения и замедления вращения грузов  $m$ , массы грузов  $m$  и массу центрального тела  $M$  или длину рычагов  $r$ .

Таким образом, движение центра масс инерцоида на 4 см. вперед за каждый цикл объясняется тем, что центр масс движется  $t \approx 0.45$  сек с постоянной скоростью  $v_c = 5\text{см/сек}$  и стоит на месте  $t \approx 0.35$  сек, при этом он дважды движется ускоренно  $t \approx 0.1$  сек с одинаковым положительным и отрицательным ускорениями  $a_c = \pm 50\text{см/сек}^2$ , проходя в сумме нулевое расстояние.

После того, как в 1983 г. были получены экспериментальные результаты, представленные на Рис. 7, стало понятно, что причиной движения инерцоида Толчина являются не силы трения, как это утверждали оппоненты В. Н. Толчина, а *работа мотор-тормоза*, создающего неуравновешенные силы инерции внутри симметричного вибратора (Рис. 5,6). В 2000 г. я получил возможность провести исследование 4D гироскопа (так я назвал инерцоид Толчин, поскольку поступательное ускорение в неголономной механике описывается как вращение в пространственно-временных плоскостях [23]) на академическом уровне. В 2000 году в Таиланде (Бангкок) группой российских ученых были проведены исследования 4D гироскопа, у которого мотор-тормоз был заменен сервомотором (Рис.8) и который управлялся специально разработанной компьютерной программой. Программа тормозила и ускоряла вращение грузов в определенных угловых секторах, при этом 4D гироскоп двигался только вперед (см. Рис. 9), опровергая возражения оппонентов, утверждавших, что

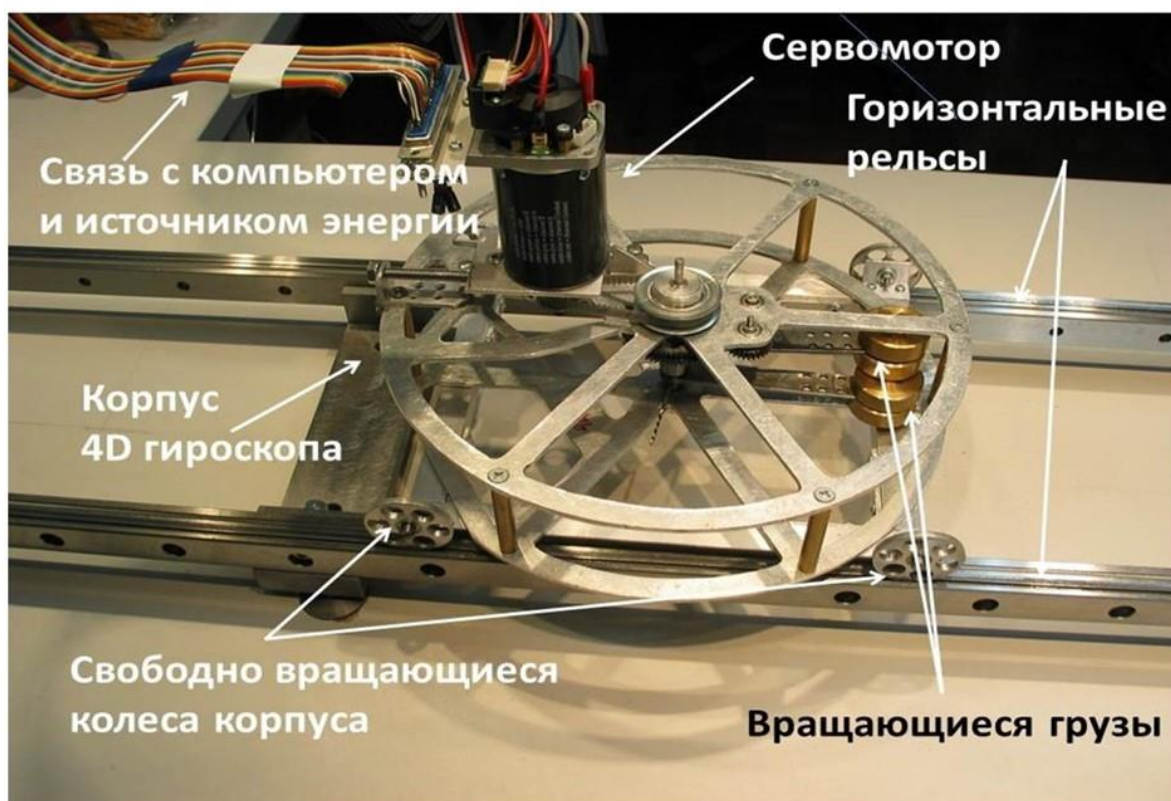


Рис. 8

причиной движения являются силы трения между колесами тележки и подстилающей поверхностью. На корпусе 4D гироскопа были установлены датчики движения, которые регистрировали координату корпуса  $x(t)$  и угол поворота грузов  $\varphi(t)$ . Результаты всех экспериментов обрабатывались специально созданной программой и выводились на экран компьютера (Рис.9). Это позволяло наблюдать в режиме реального времени изменение динамических характеристик, таких как частота вращения  $\omega$  грузов  $m$ , координата корпуса  $x(t)$ , координата центра масс  $x_c(t)$  скорость корпуса  $v(t)$ , скорость центра масс  $v_c(t)$  (синяя кривая на Рис.9),

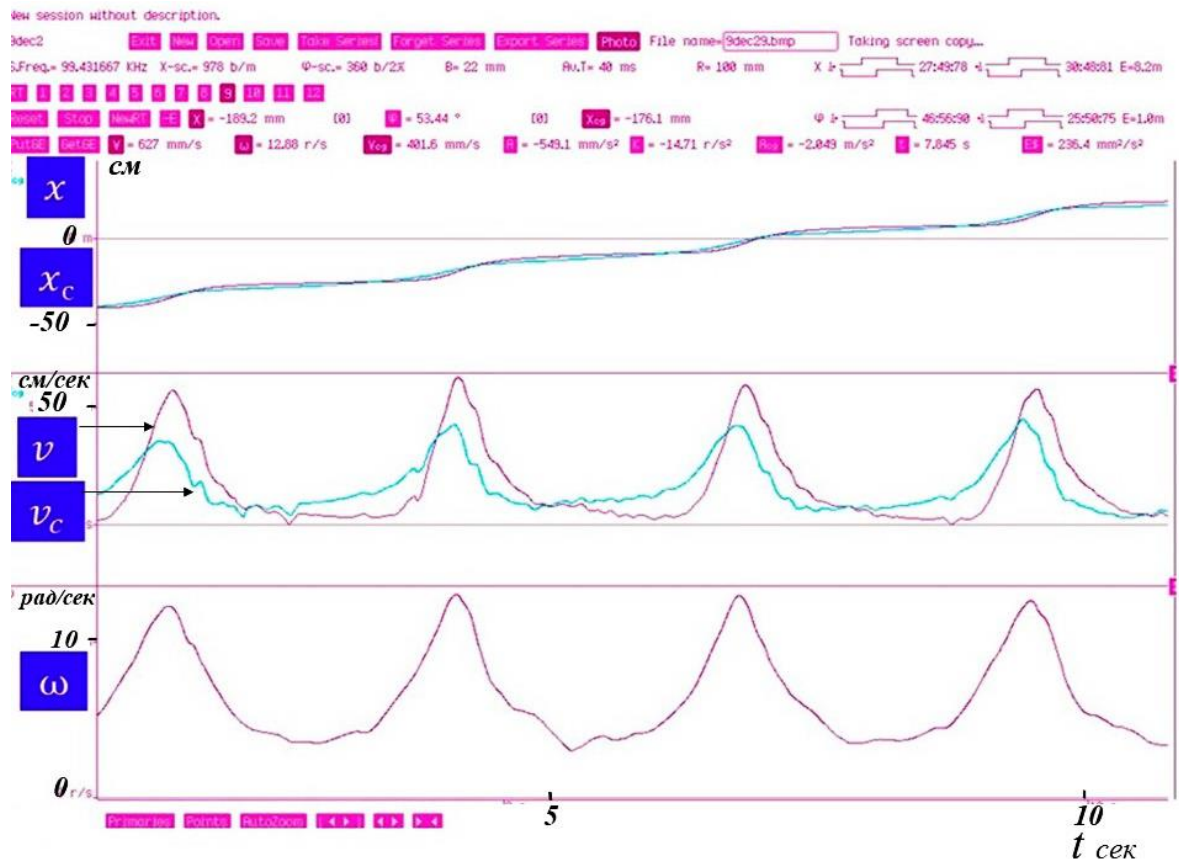


Рис. 9

Для теоретического описания 4D гироскопа, представленного Рис.9, были использованы уравнения движения (4.4), которые, с учетом действия мотор-тормоза, имеют вид уравнений (4.8) и (4.9) [23-25]. В этих уравнениях момент  $L$  создается мотор-тормозом, а функция  $\Phi$  размерности угловой частоты характеризует поле инерции, определяющее движение данной неголономной системы. Именно поле  $\Phi$  обеспечивает связь между поступательным уравнением центра масс (4.8) и вращательным уравнением (4.9).

$$\frac{dv_c}{dt} = a_L, \quad a_L = \frac{2BL \sin \varphi}{mr^2} + \frac{k^2 \Phi (r\omega - v \sin \varphi)}{1 - k^2 \sin^2 \varphi}, \quad (4.8)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{1 - k^2 \sin^2 \varphi} \omega^2 = \frac{L_N}{2mr^2}, \quad L_N = \frac{L}{2mr^2} + \frac{\Phi (B\omega \sin \varphi - v)}{r}. \quad (4.9)$$

Расчеты производились с использованием программы Матлаб.

Выбирая соответствующим образом параметры 4D гироскопа, мы можем заранее определить его движение. Например, чтобы сменить и *направление движения*, необходимо заменить сектора ускорения вращения грузов  $m$   $330^\circ \div 360^\circ$  на сектор замедления  $150^\circ \div 180^\circ$ . Для этого используется специальная программа, которая для изменения направления движения, подает в секторе  $330^\circ \div 360^\circ$  сигнал торможения на сервомотор, играющего роль мотор-тормоза, и, затем, сигнал ускорения в секторе  $150^\circ \div 180^\circ$  (Рис. 10). Из графиков на Рис.11 видно, что угловая скорость вращения грузов  $m$  не меняет своего знака, т.е. грузы  $m$  продолжают вращаться в

## Смена направления движения 4D гироскопа



Рис. 10

ту же сторону, при этом скорость корпуса (зеленая линия) и скорость центра масс (красная линия) меняют свой знак с разной скоростью, при этом скорость корпуса меняется за  $t \approx 1.4$  с, а скорость центра масс за  $t \approx 2.5$  с.

В результате анализа движения 4D гироскопа под действием управляемых программным обеспечением сил инерции мы приходим к выводу, что нами научно обоснована технология транспортного средства (например, автомобиля или космического корабля), которое:

- 1) Не имеет привода на колеса и может двигаться по поверхности с нулевым коэффициентом трения;
- 2) Не имеет традиционной трансмиссии для изменения скорости движения;
- 3) Не имеет традиционного тормозного устройства для остановки движения;
- 4) Может менять направление движения без участия внешних сил (например, сил трения);
- 5) Может менять траекторию «бифуркационным» образом (например, под углом  $90^\circ$  в сторону или вверх от прямолинейной траектории);
- 6) Может двигаться в космическом пространстве без использования реактивного двигателя.

- 7) Использует в теоретической основе уравнение движения (3.16), которое позволяет передвигаться транспортному средству управляя метрикой, кривизной и связностью пространства событий.

Все перечисленные свойства описывает неголономная механика, которая была представлена научному сообществу 2005 году в Бельгии на Международной конференции [23], посвященной 100 летию создания специальной теории относительности. Более подробно экспериментальное исследование 4D гироскопа описано в работах [23,25].

## 5. Сравнение теоретической модели М. Алькубьерре по управлению метрикой и кривизной пространства и нашего подхода

Опираясь на уравнение Райчаудури [26]

$$R_{ab}u^a u^b = \omega_{ab}\omega^{ab} - \sigma_{ab}\sigma^{ab} + \frac{1}{3}\theta^2 - \frac{d\theta}{ds}, \quad a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (5.1)$$

в 1994 году идею управлять метрикой и кривизной пространства предложил английский физик Мигель Алькубьерре [27]. Из уравнения (5.1) следует, что *можно управлять кривизной*  $R_{ab}$  пространства, если мы сможем менять параметры вращения  $\omega_{ab}$ , сдвига  $\sigma_{ab}$  и расширения  $\theta$ . М. Алькубьерре выбрал параметр  $\theta$  и, решая уравнение

$$R_{ab}u^a u^b = \frac{1}{3}\theta^2, \quad a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (5.2)$$

нашел трансляционную метрику (полагая  $G = c = 1$ ) вида

$$ds^2 = -dt^2 + (dx - v_s f(r_s) dt)^2 + dy^2 + dz^2, \quad (5.3)$$

где

$$v_s(t) = \frac{dx_s(t)}{dt} \quad (5.4)$$

скорость движения ускоренной системы отсчета вдоль оси  $x$ , а функция

$$f(r_s) = \frac{\tanh(\sigma(r_s + R)) - \tanh(\sigma(r_s - R))}{2 \tanh(\sigma R)}, \quad R > 0, \quad \sigma > 0 \quad (5.5)$$

в пределе  $\sigma \rightarrow \infty$  быстро переходит в «цилиндрическую» функцию, при этом

$$\lim_{\sigma \rightarrow \infty} f(r_s) = 1 \text{ для } r_s \in \{-R, R\} \quad (5.6)$$

$$\lim_{\sigma \rightarrow \infty} f(r_s) = 0 \text{ для } r_s \notin \{-R, R\} \quad (5.7)$$

В результате простых вычислений, М. Алькубьерре находит параметр  $\theta$  для метрики (5.3) в виде

$$\theta = v_s \frac{x_s}{r_s} \frac{df}{dr_s}. \quad (5.8)$$

Используя формулы (5.1) - (5.8), М. Алькубьерре приходит к замечательному выводу, предполагая, что можно создать техническое устройство, которое может передвигаться в плоском пространстве со скоростями больше, чем скорость света. Для этого необходимо создать варп-двигатель, который будет генерировать параметр  $\theta$ , создавая локально риманову кривизну пространства  $R^a{}_{bcd}$ .

## Пространственно-временной солитон Алькубьерре

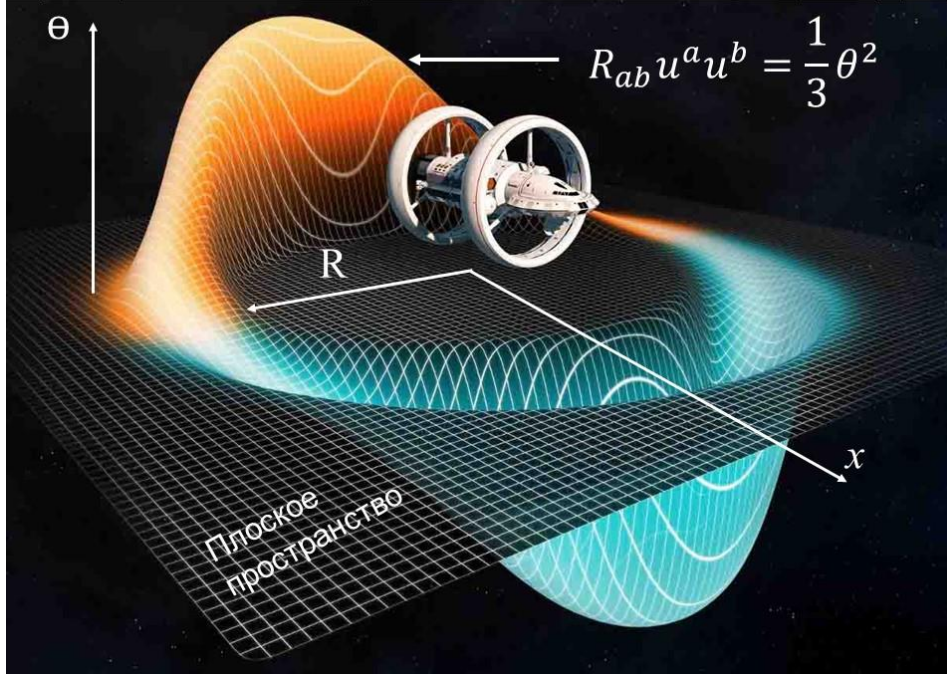


Рис. 11

На Рис.11 представлен усовершенствованный рисунок двумерной плоской поверхности, представленный в работе [27], на котором показано движение космического корабля с двигателем Алькубьерре вдоль оси  $x$ , который управляет метрикой и кривизной пространства, генерируя параметр  $\theta$ . М. Алькубьерре называет уравнение Райчаудури (5.1) уравнением Эйнштейна и записывает его в виде [27]

$$G_{00} = -\frac{v_s^2(y^2 + z^2)}{4r_s^2} \left(\frac{df}{dr_s}\right)^2, \quad (5.9)$$

где правая часть представляет собой  $T_{00}$  полностью геометризованного тензора энергии-импульса материи (B.1), поскольку уравнение Райчаудури (5.1) и уравнение Алькубьерре (5.2) это частный случай уравнений поля инерции (B.1). Действительно, уравнения поля инерции (A), (B. 1), (B. 2) можно представить в локальных индексах в виде [3]

$$\nabla_{[b} e^k_{a]} + T^c_{[ab]} e^k_c = 0, \quad (A)$$

$$R^a_{bcd} + 2\nabla_{[d} T^a_{|b|c]} + 2T^a_{f[c} T^f_{|b|d]}. \quad (B)$$

Используя формализм 1 + 3 расщепления [28, 29] запишем уравнения (A),(B) как

$$\nabla_{[b} u_a] + T^c_{[ab]} u_c = \nabla_{[b} u_a] - A_{[a} u_b] + \omega_{[ab]} = 0, \quad (A^{1+3})$$

$$R^a_{bcd} - 2A_b(\omega_{cd} - A_{[c} u_d])u^a - 2\nabla_{[d} A_{|b|} u_c]u^a + 2\nabla_{[d} \omega_{|b|c]}u^a + 2\nabla_{[d} \sigma_{|b|c]}u^a + \frac{2}{3}\theta_{,[d} h_{c]b}u^a - \frac{2\theta}{3}(u_b \omega_{cd} - u_b A_{[c} u_d] + \omega_{b[d} u_c] + \sigma_{b[d} u_c] + \frac{\theta}{3}h_{b[d} u_c])u^a = 0, \quad (B^{1+3})$$

$$a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3.$$

В этих уравнениях поле инерции  $T^c_{ab}$  выражается через локальный единичный времениподобный вектор  $u_b = dx_b/d\tau$ ,  $u_b u^b = -1$ ,  $d\tau^2 = h_{ab} dx^a dx^b$ , где  $h_{ab}$  - метрический тензор трехмерной поверхности, ортогональной вектору  $u_b$ , следующим образом

$$T^a_{bc} = e^a_i \nabla_b e^i_c = e^a_0 \nabla_b e^0_c = u^a \nabla_b u_c = -A_b u_c u^a + \omega_{bc} u^a + \sigma_{bc} u^a + \frac{1}{3} \theta h_{bc} u^a. \quad (5.10)$$

В уравнениях  $(A^{1+3})$ ,  $(B^{1+3})$  и (13.11) используются четыре параметра: ускорение  $A_a$  (в уравнении (B.2)  $\vec{A} = \vec{a}_0'$ ) вращение  $\omega_{ab}$  (в уравнении (B.2) это угловая скорость  $\vec{\omega}$ ), сдвиг  $\sigma_{ab}$  и расширение  $\theta$  описывают различные виды ускоренного движения системы отсчета  $e^c_i$ . Из уравнений  $(B^{1+3})$  следует уравнение Райчаудури (5.1), из которого видно, что *можно управлять кривизной  $R_{ab}$  пространства, если мы сможем менять независимые параметры  $\omega_{ab}$ ,  $\sigma_{ab}$  и  $\theta$ , т.е. менять локальные, искусственно созданные поля инерции* (5.10). Используя уравнение (5.1), М. Алькубьерре предложил *космическое транспортное средство*, которое движется в космосе, используя двигатель, управляющий расширением пространства  $\theta$ , при этом он предполагает, что для старта необходимо использовать традиционный реактивный двигатель и только впоследствии, при достижении «разгонной скорости движения», включать в работу двигатель Алькубьерре. Однако наши экспериментальные и теоретические работы показали, что использование параметра вращения  $\omega_{ab}$  *более перспективно*, по двум причинам:

- 1) Двигатель Толчина начинает движение космического транспортного средства с нулевой скорости.
- 2) Между параметром ускорения  $A_a$  и параметром вращения  $\omega_{ab}$  существует связь [29]

$$\nabla_a \omega^a - A_a \omega^a = 0, \quad \omega^a = \varepsilon^{abc} \omega_{bc} / 2, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (5.11)$$

которая следует из тождества Риччи  $2\nabla_{[a} \nabla_{b]} u^a = R_{ab}{}^c{}_d u^d$  и, как легко видеть, указывает на появление ускорения  $A_a$  центра масс у свободного космического аппарата при изменении угловой скорости вращения  $\omega^a$  внутри его.

Соотношение (5.11) представляет собой новый закон сохранения механики, неизвестный до сих пор. Незнание этого закона приводит к неприятию многих изобретений, в которых закон (5.11) наблюдается экспериментально, например, 4D гироскопа. Закон (5.11) отменяет ту часть Положения 1.6 *о научных открытиях, научных идеях, научных гипотезах, где речь идет о «невозможности движения за счет внутренних сил»*. В данном случае движение центра масс механической системы происходит под действием внутренних сил инерции, которые, как известно, не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона [2]. Именно это свойство сил инерции *выводит их за рамки теоремы механики Ньютона*, утверждающей невозможность движения изолированной системы под действием внутренних сил, которые по условиям теоремы должны удовлетворять третьему закону Ньютона.

Из уравнений поля инерции (A), (B. 1), (B. 2) следуют определения для геометризованного тензора энергии-импульса материи  $T_{jm}$ , плотности материи  $\rho$  и массы  $m$  в виде [3]

$$T_{jm} = -\frac{2}{v} \left\{ (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} (\nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]}) \right\}, \quad (5.12)$$

$$\rho = \frac{2g^{jm}}{vc^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]} \right\}, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3. \quad (5.13)$$

$$m = \frac{2}{vc^2} \int (-g)^{1/2} \left\{ g^{jm} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) \right\} dV. \quad (5.14)$$

Используя формализм (1+3) расщепления, запишем плотность материи (5.5) и массу (5.6) через параметры ускорение  $A_a$ , вращение  $\omega_{ab}$ , сдвиг  $\sigma_{ab}$  и расширение  $\theta$  выражаются следующим образом

$$\rho = \frac{1}{vc^2} \left( \nabla_a A^a + 2\omega^2 - 2\sigma^2 - \frac{d\theta}{d\tau} - \frac{1}{3}\theta^2 \right) , \quad (5.15)$$

$$m = \int \rho \sqrt{-g} dV = \frac{1}{vc^2} \int \left\{ \nabla_a A^a + 2\omega^2 - 2\sigma^2 - \frac{d\theta}{d\tau} - \frac{1}{3}\theta^2 \right\} \sqrt{-g} dV, \quad (5.16)$$

где  $\omega^2 = \omega_{ab}\omega^{ab}$ ,  $\sigma^2 = \sigma_{ab}\sigma^{ab}$ . Из (5.16) следует, что, меняя локально в механической системе параметры  $\omega_{ab}$ ,  $\sigma_{ab}$  и  $\theta$ , мы меняем массу, при этом выполняется закон сохранения (5.11).

Для передвижения в космическом пространстве М. Алькубьерре пошел по пути использования параметра  $\theta$ , и нашел решение уравнения (5.2), записанного в виде (5.3)-(5.8). Несмотря на 32 года упорных теоретических исследований многими теоретиками решения Алькубьерре [27], никаких практических результатов для использования параметра  $\theta$  получено не было. На наш взгляд причина такого положения дел в том, что был выбран не тот параметр.

Опираясь на экспериментальные работы раздела 4 и на теоретическую формулу (5.11), мы приходим к выводу, что *в данное время для практических целей удобнее всего использовать параметр вращения  $\omega_{ab}$ , а не параметры  $\sigma_{ab}$  и  $\theta$ .*

## Заключение

Классическая механика была и остается основой всей физики, а значение вращательного движения материи в природе трудно переоценить. К сожалению, многие теоретики считают, что механика твердого тела следует из механики Ньютона. Это приводит к конфликтам и разброду в понимании относительно простых физических явлений. Например, известный специалист в механике гироскопа К. Магнус пишет: «Чтобы объяснить поведение вращающегося тела, часто проводят аналогию между вращательным движением тела и движением материальной точки (т.е. механики Ньютона (прим. автора)). Однако *эта аналогия в теории гироскопа скорее вредна, чем полезна*, так как область, в которой она справедлива, кончается как раз там, где начинаются типичные гироскопические явления (прецессия и нутация (прим. автора)) [30]». Специалист по теории гироскопов Р. Граммель отмечает: «Анизотропия твердого тела, порождаемая его вращением, *не имеет аналога в механике материальной точки* (т.е. механике Ньютона (прим. автора)). Если нанести удар по покоящейся материальной частице, она начинает двигаться в направлении ударного импульса. И, напротив, совсем не обязательно, чтобы приложение к покоящемуся телу ударного момента вызвало вращение тела именно вокруг той оси, относительно которой действовал момент [31]».

*Основной результат настоящей работы состоит в теоретическом и экспериментальном доказательстве утверждения Э. Картана о том, что вращение материи меняет геометрию пространства событий и указать на возможность создания космического транспортного средства принципиально нового типа. В настоящее время можно с уверенностью утверждать, что найден теоретически и экспериментально обоснованный новый способ передвижения в космическом пространстве, использующий управляемые силы инерции [2,23-25, 27].*

## Литература

1. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума как теория единого поля. Поле и силы инерции // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29967, 12.04.2026. <https://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1189-shp.pdf>
2. *Ольховский И.И.*// Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
3. *Шипов Г.И.*// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
4. *Шипов Г.И.*// Проблемы теории элементарных взаимодействий, 1979, Москва, МГУ, Ч.1, с. 146.
5. *Эйлер Л.* // Открытие нового принципа механики. Записки Берлинской академии наук, 1750, т. 14., с. 185-217.
6. *Шипов Г.И.*// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
7. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
8. *Cartan E.-Einstein A.*// Letters on Absolute Parallelism, 1929-1932, Princeton University Press, 1979, p.7.
9. *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.
10. *Schwarzschild K.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1916, Bed. 189. S. 195.
11. *Фок В.А.* // Теория пространства, времени и тяготения. Изд. 2-е, М., Физматгиз, 1961.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. Т.2. М.: Наука, 1988.
13. *Пуанкаре А.*// В сб. статей «Принцип относительности». М.: Атомиздат. 1973, сс.90-97.
14. *Einstein A.* // Ann. Phys. 1905. Vol. 17. P.891.
15. *Паули В.*// Теория относительности, ГИТТЛ, М-Л, 1947.
16. *Дирак П.*// Пути физики. М.: Энергаториздат, 1983.
17. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с. 98- 102.
18. *Шипов Г.И.* // Уравнения поля тетрад в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1976, № 6, с. 132.
19. *Шипов Г.И.* // Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6. с. 142.
20. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистские нелинейные спинорные уравнения. Известия вузов, Физика, 1977, № 3, с. 121.
21. *Толчин В.Н.* // Инерциод. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
22. *Схоутен Я.А.* // Тензорный анализ для физиков, 1965. М.: Наука, ГРФМЛ, с. 455.
23. *Shipov G.* // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7 th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P.178 .

24. *Шунов Г.И., Сидоров А.Н.* // Теоретические и экспериментальные исследования реактивного движения без отбрасывания массы. «Физика взаимодействия живых объектов с окружающей средой», 2004, М.: с.230.
25. *Шунов Г.И.* // 4D Гироскоп в механике Декарта. Кириллица, 2006, с. 74  
[http://www.shipov.com/files/021209\\_tolchdescart.pdf](http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf) . *Шунов Г.И.* // О новом способе передвижения в космическом пространстве // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.25737, 16.09.2019 . <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1162-shp.pdf> . *Шунов Г.И.* // Теоретическое и экспериментальное исследование пространственно-временной прецессии 4D гироскопа и новый способ передвижения в космическом пространстве // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.23250, 10.04.2017, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1151-shp.pdf> .  
<https://www.youtube.com/watch?v=Igt1pV8ojTc> .
26. *Raychaudhuri A.* // Relativistic cosmology, I, *Phys. Rev.* **98**, 1123 (1955). Reprinted as a 'Golden Oldie' in *GRG* **32**, 749 (2000).
27. *Alcubierre, M.* // "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". *Class. Quant. Grav.* Vol.11. L73–L77. (1994).
28. *Hawking S. W., Ellis G.*, //The Large Scale Structure of Space-Time (Cambridge University Press, Cambridge, 1973).
29. *Ellis G., Van Elst H.*, // Cosmological models. Carg`ese Lectures 1999, p.89.
30. *Магнус К.* // Гироскоп: теория и применение. М.: Мир, 1974, с. 526.
31. *Граммель Р.* // Гироскоп, его теория и применения, т. 1. т. 2, ИЛ, М., 1952.