

# О НОВОМ СПОСОБЕ ПЕРЕДВИЖЕНИЯ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Шипов Г.И., академик РАН

## Введение

Уже много лет обсуждается малая эффективность, ненадежность и даже опасность аппаратов, использующих реактивные двигатели для передвижения в космическом пространстве [1]. Поэтому в современном космоплавании остро стоит вопрос о создании нового типа движителя, обеспечивающего альтернативный способ передвижения в космическом пространстве. Настоящая работа посвящена именно этому важному для освоения космоса вопросу, при этом используется новейшее представление о структуре пространства-времени, в котором мы живем, и, соответственно новая механика, в которой основополагающую роль играют поля и силы инерции.

Среди большинства теоретиков распространено мнение, что классическая механика в настоящее время представляет собой завершенную теорию, свободную от противоречий и, в силу этого, не подлежащую пересмотру ее основ. Такое мнение, на наш взгляд, является одной из причин почти 100-летнего застоя в стратегическом развитии фундаментальной теоретической физики [2-7]. Действительно, классическая механика всегда была и будет основой для создания новых фундаментальных физических теорий, при этом стратегические развитие механики идет по пути обобщения принципов простейшей классической механики – механики Ньютона в результате чего, как правило, меняются наши представления о пространстве, времени, системе отсчета и теле отсчета, с которым эта система связана. Так была создана специальная теория относительности (релятивистская механика Эйнштейна), релятивистская теория электромагнитных полей Максвелла-Лоренца, теории гравитации Эйнштейна и т.д.

В стороне от этого процесса оказалась квантовая механика, которая «возникла под давлением экспериментальных фактов» как феноменологически-конструктивная теория, имеющая набор свойств, отличных от принципов классической механики. В стратегической физике впервые возникла ситуация, когда появилась новая механика, которая получила право на существование без изменения основ классической [5]. Именно в этом А. Эйнштейн видел неполноту квантовой механики и именно для устранения этой неполноты он стремился найти «более совершенную теорию относительности» (более совершенную механику), из которой квантовая механика следовала бы в виде частного случая.

Не последнюю роль в сложившейся ситуации сыграли некоторые «лингвистические несуразности», появившиеся в такой точной науке как физика. Речь идет о «фиктивных силах» инерции в нерелятивистской классической механике и полях инерции, возникших в общей теории относительности Эйнштейна. Более того, отказ от восприятия сил и полей инерции как нереальных физических объектов приводит к «детерминированной» квантовой механике в точном соответствии с предположениями А. Эйнштейна [8,9].

## 1. Силы инерции и вращение материальных тел

Сразу заметим, что авторы, примерно, 60% существующих учебников по теоретической механике называют силы инерции «фиктивными», в отличие от реальных ньютоновских сил, которые возникают, например, при контактном взаимодействии тел (при соударении тел). Реальными силами считаются также гравитационные и электромагнитные силы, порожденные движением пробных масс и зарядов во внешних электромагнитных полях. Согласно здравому смыслу, следует определить всякую силу реальной, если эта сила наблюдается в эксперименте. Из опыта известно, что центробежная сила инерции  $\vec{F}_c = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$  наблюдаются во вращающейся системе отсчета. Например, центробежная сила  $\vec{F}_c$  действует на все материальные точки  $m$ , вращающегося с угловой скоростью  $\vec{\omega}$  гироскопа, тем сильнее, чем больше на расстояние  $\vec{r}'$  от оси вращения. Увеличение угловой скорости вращения  $\vec{\omega}$  приводит возрастанию силы инерции  $\vec{F}_c$ , при этом большие скорости вращения (порядка  $10^5$  об/мин) являются причиной деформации гироскопа вплоть до его разрушения, что и наблюдается в эксперименте.

Если материальная точка  $m$  движется ускоренно во внешнем поле (гравитационном или электромагнитном) с потенциальной энергией  $U$ , то наиболее общий вид ее уравнений движения в ускоренной системе отсчета запишется как [10]

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{W} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'] - m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}'\right]. \quad (1)$$

В эти уравнения входит 4 силы инерции:  $-m\vec{W}$  - поступательная сила инерции,  $-2m[\vec{\omega}\vec{v}']$  - сила инерции Кориолиса,  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$  - центробежная сила инерции,  $-m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}'\right]$  - сила инерции, вызванная ускоренным вращением. Вектора  $\vec{r}$  и  $\vec{r}'$  заданы относительно не вращающейся системы  $S$  и  $S'$  соответственно. Из (1) следует, что силы инерции в механике порождаются вращением материи. Действительно, последние три силы инерции в правой части (1) порождены угловой скоростью  $\vec{\omega}$ . «Поступательная» сила инерции  $-m\vec{W}$  также порождена вращением, поскольку в специальной теории относительности поступательное ускорение вдоль оси  $x$   $W_x$  представляется как  $W_x = dv_x/dt = cd(th\theta_x)/dt$ , где  $c$  - скорость света,  $\theta_x$  - угол вращения в плоскости  $x - ct$ . Таким образом, поступательная сила инерции  $-m\vec{W}$ , в общем случае, порождена вращением материи в трех пространственно-временных плоскостях  $x - ct$ ,  $y - ct$ ,  $z - ct$  [8]. Когда мы изучаем вращение материального тела в пространстве  $x, y, z$ , то мы будем называть его 3D гироскопом. С другой стороны, если 3D гироскоп дополнительно вращается в пространственно-временных плоскостях  $x - ct$ ,  $y - ct$ ,  $z - ct$ , то мы называли такой объект 4D гироскопом.

## 2. Точки либрации Эйлера-Лагранжа как доказательство реальности сил инерции

Уравнения (1) были использованы Л. Эйлером и Ж. Лагранжем в ограниченной задаче трех тел. Эта задача ставится так: имеются три массы  $M_1 \gg M_2 \gg m$ , которые движутся в одной плоскости, при этом гравитационные поля масс  $M_1 \gg M_2$  действуют на пробную массу  $m$ , не имеющую своего собственного гравитационного поля. Требуется

найти устойчивое движение массы  $m$  в этой гравитационной системе трех тел. В общем случае уравнения (1) для этой задачи записываются как

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial(U_1 + U_2)}{\partial\vec{r}} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]], \quad (2)$$

где

$$U_1 = -\frac{mM_1G}{r}, \quad U_2 = -\frac{mM_2G}{r}$$

- гравитационные потенциальные энергии, создающие гравитационные силы  $F_1 = -\partial U_1/\partial\vec{r}$  и  $F_2 = -\partial U_2/\partial\vec{r}$  и  $\vec{F}_ц = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$  – центробежная сила инерции. На рис. 1 представлена схема ограниченной задачи трех тел для системы Солнце-Земля- масса  $m$ , когда Земля вращается вокруг Солнца с угловой скоростью  $\vec{\omega}$ . На рисунке представлены две системы отсчета:

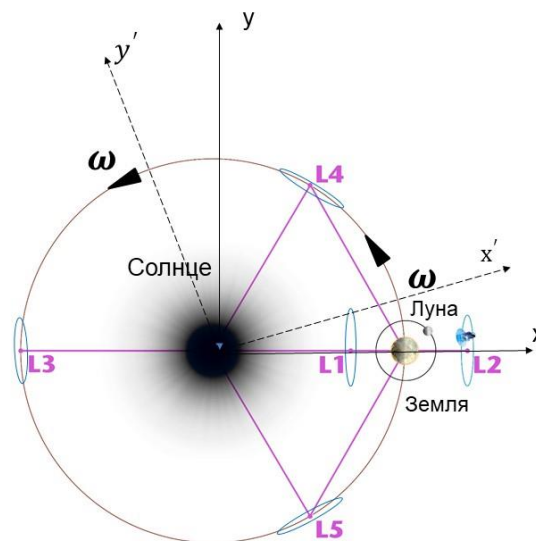


Рис. 1. Пять точек либрации, в которых гравитационные силы скомпенсированы силой инерции

инерциальная система отсчета  $Oxy$ , начало  $O$  которой помещено в цент масс Солнца и ускоренная система отсчета  $O'x'y'$ , вращающуюся относительно системы  $Oxy$  с угловой скоростью  $\vec{\omega}$ , при этом начало обеих систем совпадают. В этом случае в уравнениях (2) имеет место соотношение  $\vec{r} = \vec{r}'$  и, как показал впервые Л. Эйлер, уравнения (2) описывают три точки либрации  $L_1, L_2, L_3$  (рис. 1), лежащие на прямой, проходящей через массы  $M_1 \gg M_2$  при условии, что во вращающейся системе отсчета  $O'x'y'$ , гравитационные силы  $F_1 = -\partial U_1/\partial\vec{r}$  и  $F_2 = -\partial U_2/\partial\vec{r}$  скомпенсированы силой центробежной силой инерции  $\vec{F}_ц = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$ , а именно

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{mM_1G + mM_2G}{r^3} \vec{r} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]] = 0. \quad (3)$$

Используя уравнения (3), Ж. Лагранж находит еще две точки либрации  $L_4, L_5$ , (рис. 1). Подробное решение уравнений (3) можно найти на сайте

<https://www.coursera.org/lecture/dynamics1/zadacha-o-nakhozhdienii-tochiek-libratsii-rnnJI>.

В уравнениях (3) происходит компенсация реальных гравитационных сил силой инерции. Этот факт позволяет уверенно утверждать, что силы инерции так же реальны, как и гравитационные силы. Фактически уравнения (3) представляют собой демонстрацию третьего закона механики Ньютона (закона действия и противодействия) в теории поля, сила инерции равна и противоположно направлена гравитационной силе. Это вывод особенно важен, поскольку в современном понимании сил инерции считается, что они не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона, что противоречит уравнению (3), которое подтверждается опытными данными.

Следствия решений уравнений (3) были проверены в солнечной системе астрофизическими наблюдениями, которые уверенно показали, что в точках либрации наблюдаются устойчивые сгустки материи в виде мелких астероидов. Более того, в таких серьезных организациях, как НАСА и Роскосмос разрабатываются научные проекты для создания в точках либрации искусственных промежуточных космических баз для полетов космонавтов в далекий космос [11]. На рис.1 представлена промежуточная космическая база в системе Солнце-Луна, связанная с точкой либрации  $L_2$ .

### 3. Траектории либрации в задаче двух тел и стабилизирующая роль сил инерции в сложных полевых системах

Прейдем в уравнениях (3) к случаю динамики 2 тел, скажем  $M_2 = M \gg m$ . Тогда имеем

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{mMG}{r^3} \vec{r} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]] = 0. \quad (4)$$

Пример движения массы  $M$  по траектории, которая описывается уравнениями (4) представлен на рис.2. В качестве  $M$  представлена масса Земли, вокруг которой по круговой стационарной орбите вращается искусственный спутник массы  $m$ , при этом каждая точка

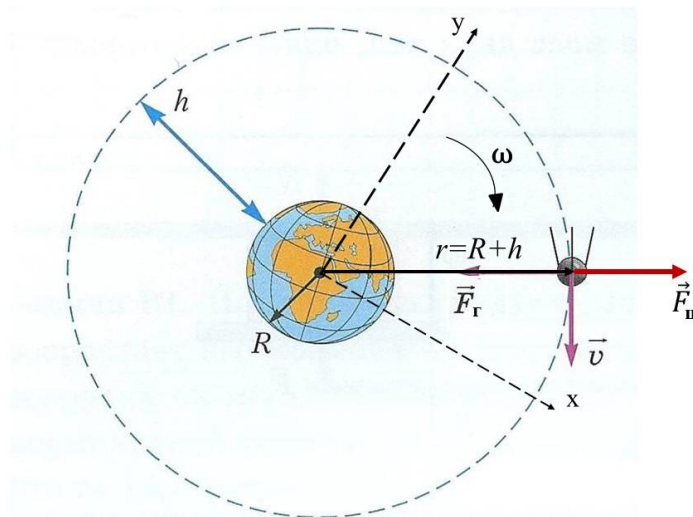


Рис. 2 Стационарная орбита спутника представляет собой траекторию либрации

траектории является точкой либрации. Поэтому все траектории, а не только круговые, которые описываются уравнениями (4) уместно назвать траекториями либрации (рис.2). Действительно, в каждой точке траектории спутника гравитационная сила  $\vec{F}_\Gamma = mMG\vec{r} / r^3$  скомпенсирована центробежной силой инерции  $\vec{F}_\Omega = m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$ . Именно этим объясняется состояние невесомости внутри спутника при его движении по траектории либрации.

Уравнения (4) могут быть записаны в следующем виде

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial(U_\Gamma + U_\Omega)}{\partial\vec{r}} = 0, \quad U_\Omega = -m \frac{[\vec{\omega}\vec{r}]^2}{2} = -m \frac{\omega^2 r^2}{2}, \quad (5)$$

где  $U_\Omega$  - потенциальная энергия центробежной силы (потенциальная энергия Эйлера). Из уравнений (5) следует, что на траектории либрации выполняется условие

$$U_\Gamma + U_\Omega = 2E_0 = 2U_\Gamma = 2U_\Omega = const < 0, \quad (6)$$

поскольку обе энергии отрицательны. На рис.3 представлены графики этих энергий.

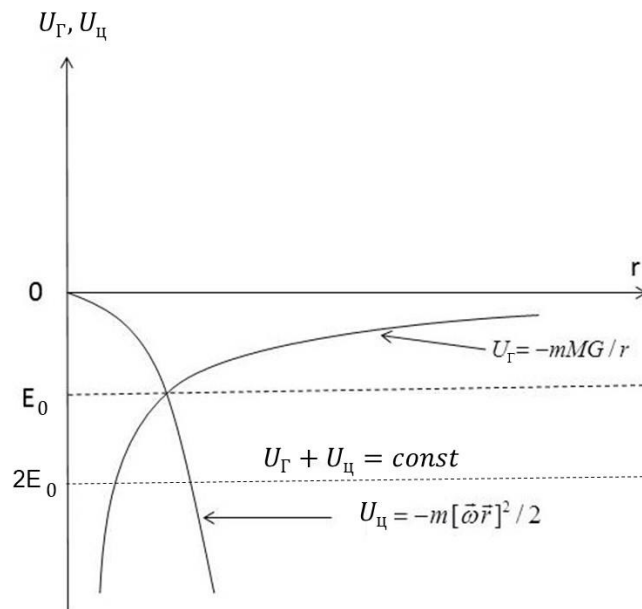


Рис.3. На траекториях либрации сумма гравитационной потенциальной энергии и потенциальной энергии центробежной силы постоянна и отрицательна

В более общем случае движения в поле  $U_\Gamma$  происходит вращение массы  $m$  не только в пространственных, но и в пространственно-временных плоскостях  $x - ct$ ,  $y - ct$ ,  $z - ct$ . Тогда вместо уравнений (4), имеем

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{mMG}{r^3} \vec{r} - m\vec{W} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]] = 0. \quad (7)$$

В частном случае, когда орбитальный момент в уравнениях (7) равен нулю, центробежная сила инерции  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$  обращается в нуль, при этом уравнения (7) описывают движение свободно падающей на центр массы  $m$  (скажем, свободно падающего лифта Эйнштейна),

внутри которого локально гравитационная сила  $\vec{F}_T = mMG\vec{r} / r^3$  скомпенсирована поступательной силой инерции  $\vec{F}_I = -m\vec{W}$ , т.е.,

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{mMG}{r^3} \vec{r} - m\vec{W} = 0. \quad (8)$$

Вблизи поверхности Земли гравитационную силу в уравнениях (8) можно записать как  $\vec{F}_T = m\vec{g}$ , где  $[\vec{g}] = g = 9.8 \text{ m/s}^2$  - ускорение свободного падения. В этом случае, уравнения (8) представляют аналитическую формулировку эйнштейновского сильного принципа эквивалентности: «Равномерно ускоренное движение массы с ускорением  $\vec{W}$  эквивалентно однородному гравитационному полю  $\vec{g}$ ». Действительно, из (8) следует равенство

$$\vec{g} = \vec{W}, \quad (9)$$

которое, для траектории либрации справедливо в каждой ее точке, что доказано многочисленными экспериментами. Соотношение (9) показывает нам, что в каждой точке траектории либрации гравитационное поле  $\vec{g}$  скомпенсировано полем инерции  $\vec{W}$ . Поле  $\vec{W}$  представляет собой простейший вид поля инерции, которое каждый из нас испытывает в ощущениях в повседневной жизни и которое, как мы покажем ниже, меняет геометрию пространства.

Уравнения (4) являются универсальными и могут описывать траектории либрации (стационарные орбиты) в электродинамике. Например, для описания движения электрона с массой  $m$  и зарядом  $-e$  в поле ядра с зарядом  $Ze$ ,  $Z = 1, 2, 3, \dots$ , уравнения (4) принимают вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{Ze^2}{r^3} \vec{r} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]] = 0. \quad (10)$$

При движении по траекториям либрации электрон не излучает, хотя движется ускоренно, поскольку в каждой точке траектории сила Кулона  $\vec{F}_K = Ze^2\vec{r} / r^3$  скомпенсирована силой инерции  $\vec{F}_I = m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$  и электрон движется так, как будто он свободен. Экспериментально это свойство траекторий либрации для электрона в электродинамике было обнаружено при изучении дискретных спектров атомных систем и, в последствии, ведено Н. Бором в физику как из основных принципов квантовой механики. Отсюда следуют два важных вывода: 1) силы инерции обеспечивают образование сложных устойчивых полевых систем как в астрофизике, так и в электродинамике (устойчивые молекулы, кристаллы и т.д.); 2) принципы квантовой механики связаны с проблемой сил и полей инерции.

#### 4. Ориентируемая материальная точка и вращательная относительность

В уравнениях (1) все силы инерции зависят от угловой скорости вращения материальной точки массы  $m$ , а угловая скорость определяется через производную от углов, которые мы тоже рассматриваем как координаты. Действительно, число координат, которыми описывается физическая система, совпадает с числом степеней свободы этой системы. Например, материальная точка  $m$  в механике Ньютона имеет три степени свободы и описывается тремя голономными координатами  $x(t), y(t), z(t)$ , зависящими от абсолютного времени  $t$ .

Голономными координатами называются координаты, связь между которыми, будучи задана в дифференциальной форме

$$dx^{\alpha'} = \frac{\partial x^{\alpha'}}{\partial x^{\beta}} dx^{\beta}, \quad \alpha', \beta \dots = 1, 2, 3 \quad (11)$$

интегрируема, что позволяет всегда выразить новые координаты  $x^{\alpha'}$  через старые  $x^{\beta}$ . Голономные координаты  $x, y, z$  имеют размерность расстояния и описывают трансляции материальной точки в евклидовом пространстве механики Ньютона. Поэтому эти координаты мы будем называть трансляционными.

Для описания вращательных степеней свободы в трехмерном пространстве Л. Эйлер вводит, дополнительно к координатам  $x, y, z$ , безразмерные неголономные вращательные координаты  $\varphi, \theta, \psi$  - углы Эйлера. Неголономность вращательных координат проявляется в том, что конечный поворот на один и тот же угол в пространстве вращательных координат  $\varphi, \theta, \psi$  по разным путям приводит к разным результатам. Поэтому матрицы преобразования в пространстве углов Эйлера не коммутативны, в отличие от матриц преобразований трансляционных координат  $x, y, z$  (11).

Вращение представляет собой ускоренное движение и система отсчета, связанная с вращающимся телом, является неинерциальной, которая, в общем случае описывается 6-ю координатами: тремя голономными трансляционными координатами  $x, y, z$  и тремя неголономными угловыми координатами  $\varphi, \theta, \psi$ . В связи с этим возникают следующие фундаментальные вопросы:

- 1) Как устроено пространство событий вращающихся систем отсчета, остается ли оно евклидовым или его геометрия меняется?
- 2) Как правильно описывать вращательную относительность, предполагающую равноправие всех вращающихся систем отсчета?
- 3) Есть ли эксперименты, указывающие на изменение геометрии пространства при вращении материальных объектов?

1. Простейший эксперимент, указывающий на изменение геометрии при вращении материи, был проделан Ньютоном (вращающееся ведро Ньютона), в котором видно, что плоская поверхность воды в ведре при его вращении вокруг вертикальной оси искривляется, принимая вид параболы <https://www.youtube.com/watch?v=Zip9ft1PgV0>.

2. Более убедительным экспериментом, демонстрирующим изменение пространства при вращательном движении, является эффект Саньяка, в котором обнаружена анизотропия скорости света в интерферометре, установленном на вращающемся диске. Надо отметить, что в научной литературе существует целый ряд интерпретаций эффекта Саньяка, при этом общепринятой трактовки этого эффекта до сих пор не существует [12, 13].

3. В электродинамике известен эффект Барнетта [14], который демонстрирует появление магнитного поля  $\vec{H}$  у электрически нейтрального вращающегося ферромагнетика. Этот эффект демонстрирует существование связи макроскопического механического вращения ферромагнетика с электродинамикой составляющих его микрочастиц.

Первый теоретический вывод об изменении геометрии вращающегося пространства был сделан П. Эренфестом [15], который показал, что длина окружности  $C'$  вращающегося диска меньше длины окружности  $C$  невращающегося диска, т.е.  $C' < 2\pi r$ , где  $r$  - радиус диска. Это уменьшение длины окружности объясняется релятивистским сокращением ее длины в соответствии с формулой

$$C' = \beta 2\pi r, \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}}}. \quad (12)$$

Позже А. Эйнштейн нашел, что соотношение (12) соответствует геометрии Лобачевского с отрицательной римановой кривизной. Соотношение (12) противоречит эксперименту, поскольку изменение геометрии вращающегося диска наблюдается при нерелятивистских скоростях вращения в зависимости от материала, из которого изготовлен диск. Опыт показывает, что при вращении диска происходит его деформация особенно значительная в направлении радиуса вращения, Эта деформация, вызванная действие сил инерции вдоль радиуса вращения, приводит к увеличению радиуса до тех пор, пока не будет преодолен предел прочности материала, из которого сделан диск, после чего диск не разорвется.

Ссылаясь на работы по использованию дифференциальной геометрии для описания упругой сплошной среды, Э. Картан выдвинул гипотезу, согласно которой «вращение материи порождает кручение пространства [16]». К сожалению, в этой работе он не указывает на конкретный вид геометрии с кручением, а в настоящий момент известно три вида геометрий с кручением.

В 1986 г. Моше Камели ученик Натана Розена, который, как известно, был учеником А. Эйнштейна, опубликовал работу «Теория вращательной относительности [17]». По аналогии со специальной теорией относительности М. Кармели ввел понятие предельной угловой скорости вращения  $\gamma$  и метрику четырехмерного вращательного пространства  $d\tau^2$ , записанную в виде

$$d\tau^2 = \gamma^2 dt^2 - (d\varphi)^2 - (d\theta)^2 - (d\psi)^2, \quad (13)$$

где безразмерные вращательные координаты  $\varphi, \theta, \psi$ . Он вводит преобразования угловых координат по аналогии с преобразованиями Лоренца. Но этот шаг является неверным, поскольку специальная теория относительности и преобразования Лоренца базируется на понятии инерциальной системы отсчета и трансляционных координатах  $x, y, z$ , а вращение материи базируется на неголономных вращательных координатах  $\varphi, \theta, \psi$  и ускоренных вращающихся системах отсчета. Далее, голономные координаты  $x, y, z$  образуют (полярный) вектор, в то время как неголономные координаты вектора не образуют. Вектор (аксиальный) образуют их дифференциалы. Область задания голономных координат  $x, y, z$  - множество действительных чисел или  $-\infty < x, y, z < +\infty$ , область задания угловых неголономных координат - углов Эйлера  $\varphi, \theta, \psi$ , определяется как

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \psi \leq 2\pi. \quad (14)$$

Шесть координат  $x, y, z, \varphi, \theta, \psi$  определяют движение трехгранника Эйлера, который представляет собой ускоренную вращающуюся систему отсчета, связанную с материальной точкой  $m$ .



Такой объект, можно определить как ориентируемую материальную точку. Действительно, свяжем с твердым телом массы  $m$  триаду векторов  $\vec{e}_A$ ,  $A = 1,2,3$  с началом в точке  $M$  (математический аналог ускоренной системы отсчета  $S'$ ), образованную единичными векторами  $\vec{e}_1, \vec{e}_2$  и  $\vec{e}_3$ , удовлетворяющие условиям ортогональности

$$(\vec{e}_1)^2 = (\vec{e}_2)^2 = (\vec{e}_3)^2 = 1, \quad \vec{e}_1\vec{e}_2 = \vec{e}_2\vec{e}_3 = \vec{e}_3\vec{e}_1 = 0. \quad (15)$$

Устремляя размеры тела к нулю, получим в пределе ориентируемую материальную точку, которая, несомненно, обобщает понятие материальной точки Ньютона. Бесконечно малое вращение векторов триады (15) в обозначениях  $\varphi_1 = \varphi$ ,  $\varphi_2 = \theta$ ,  $\varphi_3 = \psi$ , принятых Л. Эйлером, определяется как (рис.4) [10]

$$d\vec{\chi} = d\chi\vec{e}_\chi = \vec{e}_3 d\varphi + \vec{e}_\xi d\theta + \vec{e}_3 d\psi. \quad (16)$$

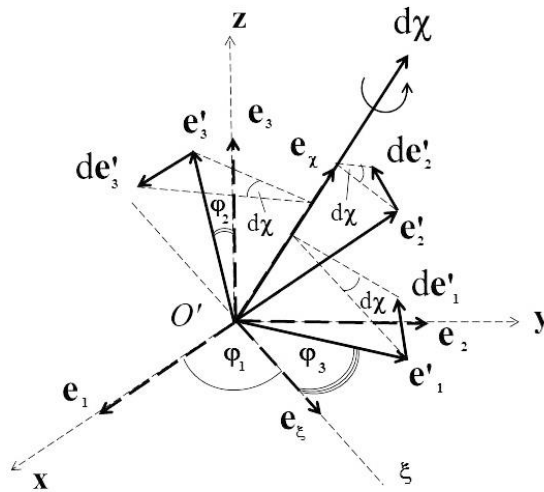


Рис.4 . Вращение триады  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$  в углах Эйлера вокруг трех осей  $x, y, z$  можно описать вращением вокруг мгновенной оси, определяемой вектором  $\vec{e}_\xi = [\vec{e}_3 e^{\vec{3}}]$  (теорема Эйлера)

Возводя (16) в квадрат, получим вращательную метрику  $(d\vec{\chi})^2 = dt^2$ . Эта метрика имеет определяющее значение для описания вращения материи. При вращении материи необходимо расширить поступательный принцип относительности Галилея-Ньютона нерелятивистской механике Ньютона путем введения в механике *принципа вращательной относительности* [8]. В отличие от эвклидовой геометрии механики Ньютона, пространство событий механики 3D ориентируемой материальной точки обладает двумя метриками:

- 1) евклидовой метрикой

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (17)$$

заданной на множестве трансляционных координат  $x, y, z$  ;

- 2) вращательной метрикой

$$d\tau^2 = (\vec{d}\vec{\chi})^2 = (d\chi\vec{e}_\chi)^2 = (\vec{e}_3 d\phi + \vec{e}_\xi d\theta + \vec{e}_3 d\psi)^2, \quad (18)$$

заданную на множестве вращательных координат  $\varphi, \theta, \psi$ . Вращательная метрика (18) в механике Ньютона отсутствует, поэтому неправомерно утверждать, что механика Ньютона правильно описывает вращение материи. Действительно, на множестве координат  $x, y, z$  действует 3D группа трансляций  $T(3)$ , в то время как на множестве неголономных координат определена группа трехмерных вращений  $O(3)$ . Свойства этих групп различны. Например, группа  $T(3)$  односвязная, а группа  $O(3)$  многосвязная. Далее, матрицы преобразований в группе  $T(3)$  коммутируют, а в группе  $O(3)$  нет. Все это доказывает, что никакими голономными преобразованиями координат невозможно перейти из группы трансляций  $T(3)$  в группу вращений  $O(3)$  за исключением одномерного вращения (вращение по одному углу). Большинство работ, в которых приводится запись уравнений физики во вращающейся системе отсчета, а также учебники, в которых представлены преобразования во вращающуюся систему отсчета, используют голономное преобразование по одному углу, что для многомерного вращения недопустимо. В результате этой ошибки у большинства теоретиков сложилось неверное мнение, что вращение материи не меняет геометрии пространства и вращательная относительность допустима в геометрии Евклида.

Используя (16), запишем дифференциал триады Эйлера в виде

$$d\vec{e}_A = [\vec{d}\vec{\chi}\vec{e}_A], \quad A = 1, 2, 3. \quad (19)$$

Разделив левую и правую части (19) на дифференциал  $ds$  длины дуги траектории, получаем уравнения движения 3D ориентируемой материальной точки

$$\frac{d\vec{e}_A}{ds} = \left[\frac{\vec{d}\vec{\chi}}{ds}\vec{e}_A\right] = [\vec{\Omega}\vec{e}_A], \quad (20)$$

где  $\vec{\Omega} = \vec{d}\vec{\chi}/ds$  -угловая скорость ориентируемой материальной точки.

## 5. Геометрия пространства 3D вращающейся системы отсчета

Дальнейшее исследование уравнений движения и пространства событий ориентируемой материальной точки удобно излагать в тензорных обозначениях. В тензорных индексах условия ортогональности (15) запишутся в виде

$$e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B, \quad e^A_\alpha e^\beta_A = \delta_\alpha^\beta, \quad (18)$$

где  $\delta^A_B, \delta_\alpha^\beta$  - символы Кронекера. Соответственно, бесконечно малый поворот (16) запишется как

$$d\chi^A_B = T^A_{B\alpha} dx^\alpha, \quad (19)$$

где

$$T^A_{B\gamma} = e^A_\alpha T^\alpha_{\beta\gamma} e^\beta_B, \quad T^\alpha_{\beta\gamma} = -\Omega^\alpha_{\beta\gamma} + g^{\alpha\eta} \left( g_{\beta\rho} \Omega^{\rho\eta}_{\gamma} + g_{\gamma\rho} \Omega^{\rho\eta}_{\beta} \right) \quad (20)$$

- коэффициенты вращения Риччи, а

$$-\Omega^{\alpha\beta\gamma} = T^{\alpha}_{[\beta\gamma]} = -e^{\alpha}_{\alpha} e^{\alpha}_{[\beta,\gamma]} = -e^{\alpha}_{\alpha} (e^{\alpha}_{\beta,\gamma} - e^{\alpha}_{\gamma,\beta})/2, \quad ,\gamma = \frac{\partial}{\partial x^{\gamma}} \quad (21)$$

объект неголономности, который обеспечивает неголономную связь между неголономными бесконечно малыми изменениями вращательных координат  $d\chi^A_B$  и бесконечно малыми изменениями голономных трансляционных координат  $dx^{\alpha}$  в соотношении (19). Соответственно, метрики (17) и (18) имеют вид

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}, \quad g_{\alpha\beta} = \eta_{AB} e^A_{\alpha} e^B_{\beta}, \quad \eta_{AB} = \eta^{AB} = \text{diag}(1,1,1) \quad (22)$$

$$d\tau^2 = d\chi^A_B d\chi^B_A = T^A_{B\alpha} T^B_{A\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta} \quad (23)$$

Вместо векторной записи уравнений движения ориентируемой материальной точки (20) имеем

$$\frac{de^A_{\alpha}}{ds} = T^{\beta}_{\alpha\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} e^A_{\beta} = \Omega^{\beta}_{\alpha} e^A_{\beta}, \quad (24)$$

где

$$\Omega^{\beta}_{\alpha} = T^{\beta}_{\alpha\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds}, \quad \Omega_{\beta\alpha} = -\Omega_{\alpha\beta} \quad (25)$$

- угловая скорость вращения ориентируемой материальной точки.

Простейшей геометрией, в которой выполняются соотношения (18)-(25) оказывается геометрия абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ , обладающая двумя метриками (22), (23), связностью

$$\Delta^{\beta}_{\alpha\gamma} = \Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma} + T^{\beta}_{\alpha\gamma} = e^{\beta}_A e^A_{\alpha,\gamma} \quad (26)$$

и кривизной равной нулю

$$S^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} = 2\Delta^{\alpha}_{\beta[\eta,\gamma]} + 2\Delta^{\alpha}_{\rho[\gamma}\Delta^{\rho}_{|\beta|\eta]} = 0. \quad (27)$$

Подставляя (26) в (27) имеем

$$R^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} + 2\nabla_{[\gamma} T^{\alpha}_{|\beta|\eta]} + 2T^{\alpha}_{\rho[\gamma} T^{\rho}_{|\beta|\eta]} = 0, \quad (28)$$

где

$$R^{\alpha}_{\beta\gamma\eta} = 2\Gamma^{\alpha}_{\beta[\eta,\gamma]} + 2\Gamma^{\alpha}_{\rho[\gamma}\Delta^{\rho}_{|\beta|\eta]} \quad (29)$$

- тензор Римана пространства  $A_3(3)$  и

$$\Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} g^{\beta\delta} (g_{\alpha\delta,\gamma} + g_{\gamma\delta,\alpha} - g_{\alpha\gamma,\delta}) \quad (30)$$

- символы Кристоффеля пространства  $A_3(3)$ , вычисляемые через метрический тензор (22).

Равенство (26) можно переписать как

$$\nabla_{\gamma} e^A_{\alpha} = -T^{\beta}_{\gamma\alpha} e^A_{\beta}, \quad (31)$$

Альтернируя это соотношение по индексам  $\gamma$  и  $\alpha$  получим определение кручения (21) пространства  $A_3(3)$

$$\nabla_{[\gamma} e^A_{\alpha]} = -T^{\beta}_{[\gamma\alpha]} e^A_{\beta} = \Omega^{\cdot\beta}_{\gamma\alpha} e^A_{\beta}. \quad (32)$$

В уравнениях (23),(31),(32)  $\nabla_{\gamma}$  – ковариантная производная относительно связности (30).

Используя метод внешних дифференциальных форм нетрудно доказать, что уравнения (32) представляют собой первые структурные уравнения, а уравнения (28) вторые структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ .

Механика, в которой объект неголономности (21) отличен от нуля, мы будем называть *неголономной механикой* в силу того, что связь (19) между дифференциалами трансляционных координат  $dx^{\gamma}$  и дифференциалами вращательных координат  $d\chi^{\beta}_{\alpha}$  неголономна.

Наглядно структура пространства  $A_3(3)$  механики ориентируемой точки представлена на рис.4. На этом рисунке изображено базовое пространство трансляционных координат  $x, y, z$ , на котором задана трансляционная метрика  $ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta} = \eta_{AB} e^A_{\alpha} e^B_{\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}$  и действует локальная группа трансляций  $T(3)$ . В каждой точке  $M$  базового пространства трансляционных координат  $x, y, z$ , задано пространство угловых координат  $\phi, \theta, \psi$  (слой), изображенное в виде сферы, на котором задана вращательная метрика  $d\tau^2 = d\chi^{\alpha}_{\beta} d\chi^{\beta}_{\alpha} = T^{\alpha}_{\beta\gamma} T^{\beta}_{\alpha\sigma} dx^{\gamma} dx^{\sigma}$  и действует локальная группа вращений  $O(3)$ .

$$\begin{aligned} T(3) &\longrightarrow ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta} = \eta_{AB} e^A_{\alpha} e^B_{\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}, \\ O(3) &\longrightarrow d\tau^2 = d\chi^{\alpha}_{\beta} d\chi^{\beta}_{\alpha} = T^{\alpha}_{\beta\gamma} T^{\beta}_{\alpha\sigma} dx^{\gamma} dx^{\sigma} = \Omega^{\alpha}_{\beta} \Omega^{\beta}_{\alpha} ds^2 \end{aligned}$$

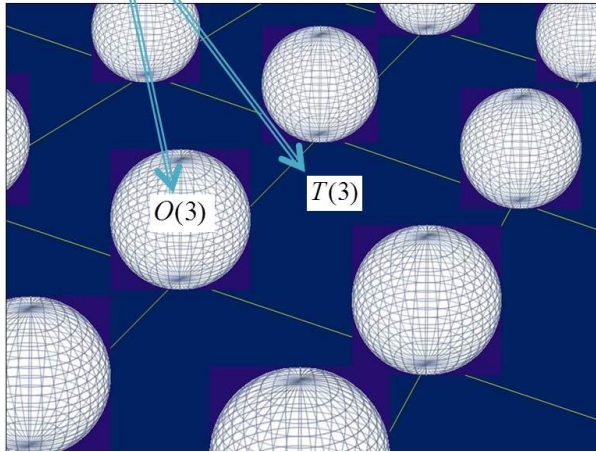


Рис.5. Структура расслоенного пространства абсолютного параллелизма  $A_3(3)$

Подобное пространство существует в теории калибровочных полей. Например, у калибровочного поля  $T^A_{B\gamma}$  локальные индексы A и B - калибровочные индексы, а  $\gamma$  - координатный индекс. Калибровочной группой в нашем случае оказывается группа вращений  $O(3)$ , при этом калибровочное поле  $T^A_{B\gamma}$  принимает ясный физический смысл: - в соответствии с

формулой (25) оно определяет угловую скорость вращения ориентируемой материальной точки.

Таким образом, пространство событий 3D ориентируемых материальных точек наделено структурой геометрии абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ . Оно обладает кручением (21), образующим торсионное поле (20). Механика ускоренно движущихся систем отсчета является неголономной. В такой механике всякое движение есть вращение (тезис Декарта), которое определяется через калибровочное поле  $T^A_{B\gamma}$ .

## 6. Связь полей и сил инерции с кручением пространства $A_3(3)$

Уравнения движения ориентируемой точки (24) можно переписать в виде

$$\frac{de^A_\alpha}{ds} = T^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^B_\alpha. \quad (33)$$

С учетом (25) уравнения (33) расписываются как

$$\frac{de^{(1)}_\alpha}{ds} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(1)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha, \quad (34)$$

$$\frac{de^{(2)}_\alpha}{ds} = T^{(2)}_{(1)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(1)}_\alpha + T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(3)}_\alpha = \Omega^{(2)}_{(1)} e^{(1)}_\alpha + \Omega^{(2)}_{(3)} e^{(3)}_\alpha, \quad (35)$$

$$\frac{de^{(3)}_\alpha}{ds} = T^{(3)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(3)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha. \quad (36)$$

Введем обозначения  $e^{(1)}_\alpha = t_\alpha = dx_\alpha/ds$ ,  $e^{(2)}_\alpha = n_\alpha$ ,  $e^{(3)}_\alpha = b_\alpha$ ,

$$\chi_1(s) = \kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = \frac{1}{\rho_\kappa}, \quad \chi_2(s) = \chi(s) = \Omega^{(2)}_{(3)} = T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = \frac{1}{\rho_\chi}, \quad (37)$$

где псевдоскаляры  $\rho_\kappa$  и  $\rho_\chi$ - радиусы кривизны и кручения траектории соответственно.

В результате уравнения (34)-(36) принимают вид уравнений Френе [29]

$$\frac{dt_\alpha}{ds} = \kappa(s)n_\alpha, \quad \frac{dn_\alpha}{ds} = -\kappa(s)t_\alpha + \chi(s)b_\alpha, \quad \frac{db_\alpha}{ds} = -\chi(s)n_\alpha. \quad (38)$$

Два псевдоскаляра  $\kappa(s)$  и  $\chi(s)$  однозначно определяют любую траекторию  $x = x(s)$  с точностью до положения в пространстве. Из уравнений (38) следуют поступательные уравнения движения начала  $O$  ориентируемой материальной точки

$$\frac{d^2 x_\alpha}{ds^2} = \kappa(s)n_\alpha, \quad (39)$$

$$\frac{d^3 x_\alpha}{ds^3} = \frac{d\kappa(s)}{ds} n_\alpha - \kappa^2(s)t_\alpha + \kappa(s)\chi(s)b_\alpha, \quad (40)$$

которые отличаются от уравнений механики Ньютона дополнительными уравнениями (40), содержащими третью производную  $d^3 x_\alpha/ds^3$ . Переходя в первом уравнении (38), от параметра  $s$  к параметру времени  $t$ , и, учитывая (37), имеем

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = a\vec{e}_{(1)} + \left|\frac{1}{\rho_\kappa}\right|v^2\vec{e}_{(2)} = a\vec{e}_{(1)} + |\rho_\kappa|\omega^2\vec{e}_{(2)}, \quad (41)$$

где  $v = ds/dt = |\vec{v}|$  - скалярная скорость и  $a = dv/dt$  - скалярное ускорение. Замечая, что  $\vec{\rho}_\kappa = \vec{r}'$  и  $v = \omega r'$ , имеем

$$a = \frac{dv}{dt} = \omega v' + \frac{d'\omega}{dt} = \frac{d\omega}{dt}r' + 2\omega v',$$

где мы использовали формулу перехода от не штрихованных дифференциалов  $d$  к штрихованным дифференциалам  $d'$  [10]

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{d'\vec{A}}{dt} + [\vec{\omega}\vec{A}].$$

В результате (41) запишется как

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = \left(\frac{d\omega}{dt}r' + 2\omega v'\right)\vec{e}_{(1)} + \omega^2 r'\vec{e}_{(2)}, \quad (42)$$

Умножение уравнений (42) на массу  $m$  приводит к изменению знака в правой части уравнений (центробежное ускорение  $\omega^2 r'$  меняется на центробежную силу  $-m\omega^2 r'$  и т.д.). В векторной записи уравнения (42) принимают вид

$$m\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'] - m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}'\right]. \quad (43)$$

куда вошли три (из четырех сил (1)) силы инерции, порожденные вращением в пространственных углах Эйлера. Таким образом, мы показали, кручение (21) геометрии  $A_3(3)$ , образующее коэффициенты вращения Риччи (20), порождает силы инерции,  $-2m[\vec{\omega}\vec{v}']$ ,  $-m[\vec{\omega}\vec{r}']$  и  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$  в уравнениях (42) в соответствии с соотношением  $\kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = T^{(1)}_{(2)\gamma} dx^\gamma/ds = 1/\rho_\kappa$ . Сила инерции  $-m\vec{W}$  в уравнениях (43) отсутствует по понятным причинам. Она появляется тогда, когда мы будем рассматривать 4D ориентируемую материальную точку, которая дополнительно вращается в пространственно-временных углах.

Переходя в уравнениях (40) к параметру времени, имеем уравнения движения для третьей производной

$$\ddot{\vec{x}} = (\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{e}_1 + (3v\dot{\kappa} + v^2\dot{\kappa})\vec{e}_2 + \kappa\chi v^3\vec{e}_3, \quad (44)$$

где мы обозначили  $\ddot{x} = d^3x/dt^3$ ,  $\dot{a} = da/dt$ ,  $\dot{\kappa} = d\kappa/dt$ . Умножая уравнения (44) на массу  $m$ , получим уравнения движения ориентируемой материальной точки, содержащие третью производную

$$m\ddot{\vec{x}} = -m(\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{e}_1 - m(3v\dot{\kappa} + v^2\dot{\kappa})\vec{e}_2 - m\kappa\chi v^3\vec{e}_3. \quad (45)$$

Уравнения (45), отсутствующие в механике Ньютона, еще раз демонстрируют отличие механики ориентируемой точки от общепринятой классической механики. Прежде всего, из

уравнений (1) следует, что при отсутствии внешнего поля ( $U = 0$ ), ориентируемая материальная точка может двигаться под действием сил инерции. Из четырех сил инерции, входящих в уравнения (1), две силы имеют потенциальную энергию, это силы  $-m\vec{W}$  и  $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ , с потенциальными энергиями  $U_W = m(\vec{W}\vec{r}')$  и  $U_\omega = -m(\vec{\omega}\vec{r}')^2/2$  соответственно. Таким образом, в механике ориентируемой материальной точки существует теоретическая возможность создать движение механической систем под действием внутренних сил инерции. Этот вывод согласуется с результатами работ [18, 19], в которых было показано, что учет в механике высших производных позволяет механической системе двигаться за счет внутренних сил. В нашем случае такими силами оказываются силы инерции в уравнениях (1), порожденные кручением (21) пространства  $A_3(3)$ . Экспериментальная проверка этого вывода представлена в работах [20- 23].

## 7. Вакуумная механика (механика Декарта)

Там, где речь идет о полях и силах инерции, там механика становится частью теории поля. Мы будем говорить именно о такой механике. Далее, в электродинамике появилось понятие эфира, от которого отказались в 1905 г. после создания специальной теории относительности. Однако в 1920 в г. А. Эйнштейн вернулся к понятию эфира, но на новом уровне познания. Эйнштейн считал, что искривленное пространство общей теории относительности и есть эфир, обладающий упругими свойствами, при этом гравитационное поле описывается как упругость пространства. Следуя Р. Клиффорду, А. Эйнштейн предполагал, что не только гравитационное, но и все другие физические поля являются проявлениями «пустого» упругого пространства. Развивая эту точку зрения, А. Эйнштейн выдвинул программу теории Единого Поля, которая предполагала построения чисто геометрической картины мира на базе некой универсальной геометрии. Простейшей геометрией, претендующей на решение этой проблемы, оказывается геометрия абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ , обладающая не нулевой римановой кривизной и кручением, определяемым через объект неголономности [10]. Геометрия, в которой объект неголономности отличен от нуля относится к классу неголономных геометрий.

Мы будем называть механику, построенную на базе неголономной геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$ , неголономной вакуумной механикой или механикой Декарта [22], поскольку неголономность геометризированной механики связана с неголономными угловыми координатами, при этом все механические движения в такой механике рассматриваются как вращения (принцип Декарта).

Основным понятием неголономной механики Декарта является 4D ориентируемая материальная точка [24], имеющая 10 степеней свободы, описываемые четверкой голономных трансляционных координат  $x, y, z, ct$  и шестью неголономными вращательными координатами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ , из которых  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  - три пространственных угла (например, три угла Эйлера  $\varphi, \theta, \psi$ , описывающие ориентацию 3D ориентируемой материальной точки) и три пространственно-временных угла  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ .

На многообразии трансляционных координат  $x, y, z, ct$  геометрии  $A_4(6)$  задана риманова метрика

$$ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k, g_{jk} = \eta_{ab}e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1), \quad (46)$$

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

в которой неголономная тетрада  $e^a_i$  удовлетворяет условиям ортогональности

$$e^a_i e^j_a = \delta^j_i, \quad e^a_i e^i_b = \delta^a_b. \quad (47)$$

Неголономная тетрада  $e^a_i$  определяет кручение пространства  $A_4(6)$

$$\Omega^{..i}_{jk} = e^i_a e^a_{[k,j]} = -\frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}) \neq 0, \quad k = \frac{\partial}{\partial x^k} \quad (48)$$

называемое объектом неголономности. Кручение (48) образует тензор конторсии пространства  $A_4(6)$

$$T^i_{jk} = -\Omega^{..i}_{jk} + g^{im}(g_{js}\Omega^{..s}_{mk} + g_{ks}\Omega^{..s}_{mj}) = e^i_a \nabla_k e^a_j = -e^a_j \nabla_k e^i_a, \quad (49)$$

который называют коэффициентами вращения Риччи. Здесь через  $\nabla_k$  обозначена ковариантная производная относительно символов Кристоффеля

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im}(g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}). \quad (50)$$

Рассматривая геометрию  $A_4(6)$  как групповое многообразие, находим, что определение объекта неголономности (48) представляет собой структурные уравнения группы трансляций  $T_4$

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

где  $\Omega^{..i}_{jk} = -T^i_{[jk]}$  - структурные функции группы  $T_4$ , удовлетворяющие тождеству Якоби

$$\nabla^*_{[j} \Omega^{..i}_{km]} + 2\Omega^{..n}_{[jk} \Omega^{..i}_{m]n} = 0. \quad (51)$$

Уравнения (A) одновременно представляют собой первые структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$

Здесь  $\nabla^*_j$  - ковариантная производная относительно связности пространства абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  [25]

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k} = -e^a_j e^i_{a,k}. \quad (52)$$

Уравнения движения начала  $O$  тетрады  $e^a_i$  неголономной механике Декарта можно получить, используя обобщенные уравнений Лагранжа вида [26]

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} \right) - \frac{\partial L}{\partial x^i} = -2\dot{x}^k \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^j} \Omega^j_{ki}, \quad \dot{x}^k = dx^k/dt, \quad (53)$$

где  $\Omega^j_{ki}$  - объект неголономности (48). Окончательный вид четырех трансляционных уравнений (53) в координатах  $x, y, z, ct$  запишется как

$$\frac{du^k}{ds} + \Gamma^k_{ij} u^i u^j + 2g^{kn} \Omega_{n(ij)} u^i u^j = 0, \quad u^k = \frac{dx^k}{ds}, \quad (54)$$



$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3.$$

Дополнительные силы  $m2g^{kn}\Omega_{n(ij)}u^i u^j$  к уравнениям теории гравитации Эйнштейна  $mdu^k/ds + m\Gamma^k_{ij}u^i u^j = 0$  в уравнениях (54) неголономной механики Декарта описывают силы инерции, что доказывается вычислениями.

Действительно, кроме трансляционной метрики (46), в геометрии  $A_4(6)$  на множестве неголономных вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  задана вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = -De^a_i De^i_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (55)$$

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

где  $D$  – абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля (50). В метрике (55)  $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$ - дифференциалы шести вращательных координат  $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Псевдотензор угловой скорости вращения неголономной тетрады  $e^a_i$  записывается как

$$\Omega^i_j = \frac{d\chi^i_j}{ds} = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{De^i_a}{ds} e^a_j, \quad d\chi^i_j = T^i_{jk} dx^k = De^i_a e^a_j. \quad (56)$$

Здесь  $u^k = dx^k/ds$ ,  $u^k u_k = 1$ - единичный вектор 4D скорости. Матрица (56) имеет следующий вид [4]

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (57)$$

где  $\omega_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \Omega^{\beta\gamma} / 2 = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ ,  $\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3$  - (псевдо)вектор 3D угловой скорости вращения,  $W_\alpha = (-W_{01}, -W_{02}, -W_{03})$  - поступательное ускорение. С учетом соотношений (48), (49) и (56), (57), уравнения (54) запишутся как

$$\frac{du^i}{ds} + \Gamma^i_{jk} u^j u^k + \Omega^i_j u^j = 0, \quad u^k = \frac{dx^k}{ds}, \quad u^k u_k = 1. \quad (58)$$

В нерелятивистском приближении  $ds \approx cdt$ ,  $u_\alpha \approx v_\alpha/c$  трехмерная часть уравнений (58), умноженное на массу  $m$ , может быть представлено как

$$m \frac{dv_\alpha}{dt} = -mc^2 \Gamma_{\alpha 00} - 2mc^2 \Gamma_{\alpha\beta 0} \frac{1}{c} \frac{dx^\beta}{dt} - mc^2 \Omega_{\alpha 0} - 2mc^2 \Omega_{\alpha\beta} \frac{1}{c} \frac{dx^\beta}{dt} \quad (59)$$

или, учитывая (57)

$$m \frac{dv_\alpha}{dt} = -mc^2 \Gamma_{\alpha 00} - 2mc^2 \Gamma_{\alpha\beta 0} \frac{1}{c} \frac{dx^\beta}{dt} - mW_{\alpha 0} - 2m\omega_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{dt}. \quad (60)$$

Последние две силы в правой части уравнений (60) узнаваемые как силы инерции  $-m\vec{W}$  («поступательная» сила инерции) и  $-2m[\vec{\omega}\vec{v}]$  (сила Кориолиса). Уравнения (60) в приближении  $c^0$  принимают вид

$$m \frac{dv_\alpha}{dt} = -mc^2 \Gamma_{\alpha 00} - mW_{\alpha 0}. \quad (61)$$

Используя метрику Шварцшильда [27], записанную в (квази)декартовых координатах, можно показать, что уравнения (61) описывают траекторию либрации

$$m \frac{dv_\alpha}{dt} = -mc^2 \Gamma_{\alpha 00} - mW_{\alpha 0} = 0, \quad (62)$$

т.е. движение свободно падающих (без трехмерного вращения) лифтов Эйнштейна. Уравнения (60) переходят в уравнения (62) даже в случае собственного вращения лифта, при условии, что (псевдо)вектор  $\vec{\omega}$  и полярный вектор  $\vec{v}$  коллинеарны.

Перепишем равенство (52) в виде

$$e^i_{a,k} + \Delta^i_{jk} e^j_a = 0. \quad (63)$$

Умножая эти уравнения на  $dx^k/ds$ , получаем вращательные уравнения движения тетрады  $e^j_a$

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Delta^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = \frac{de^i_a}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (64)$$

Эти 6 уравнений (в силу условий (47)) представляют собой 4D обобщенные уравнения Френе, которые описывают вращательное 4D движение четырехгранника вдоль мировой линии пространства  $A_4(6)$ . Представим уравнения (64) в виде

$$\frac{de^i_0}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (65)$$

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0 \quad (66)$$

$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3.$

Выбирая вектор  $e^0_i = dx_i/ds$  касательным к мировой линии, получим из (65) уравнения движения (58) начала  $O$  ускоренной системы отсчета (или тетрады), как вращение в пространственно-временных углах. Это говорит о том, что 4D вращательные уравнения (64) описывают все виды вращений на многообразии неголономных вращательных координат

$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  и, таким образом, сводят все ускоренные движения к вращению (гинат

потеза Декарта). Рассматривая неголономные вращательные координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  как групповое многообразие, на котором действует группа  $O(3,1)$  находим структурные уравнения группы вращений в виде

$$R^a_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a_{|b|m]} + 2T^a_{s[k} T^s_{|b|m]} = 0, \quad (B)$$

где матрицы тензора Римана  $R^a_{bkm}$  оказываются структурными функциями группы  $O(3,1)$ , удовлетворяющими тождествам вторым тождествам Якоби

$$\nabla_{[n} R^a_{|b|km]} + R^c_{b[km} T^a_{|c|n]} - T^c_{b[n} R^a_{|c|km]} = 0. \quad (67)$$

Уравнения (B) представляют собой вторые структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  и удовлетворяют первым тождествам Якоби (51), записанным в виде

$$R^{\dots i}_{[jkm]} = 2\nabla^*_{[j}\Omega^{\dots i}_{km]} + 4\Omega^{\dots n}_{[jk}\Omega^{\dots i}_{m]n} = 0 . \quad (68)$$

Подводя итоги, отметим, что неголономная вакуумная механика описывает:

1. Движение произвольно ускоренной 4D системы отсчета, представленной ориентированной материальной точкой, с уравнениями движения (64).
2. Силы инерции, создаваемые полем инерции  $T^i_{jk}$  и кручением  $-\Omega^{\dots i}_{jk}$  геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  .
3. Динамику полей инерции  $T^i_{jk}$  , используя первые (A) и вторые (B) структурные уравнения Картана геометрии  $A_4(6)$ .
4. Любое механическое движение как вращение.

## 8. Поля инерции как источник движения

В предыдущих разделах нам удалось выяснить, что силы инерции возникают при вращении материи. Они реальны и играют стабилизирующую роль во всех физических системах со сложным внутренним вращением. При отсутствии внешних полей, уравнения (1) принимают вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -m\vec{W} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'] - m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}'\right]. \quad (69)$$

Эти уравнения прямо указывают, что центр масс свободной от внешних полей материальной системы может двигаться под действием поля инерции. До сих пор никто в классической механике не исследовал такую возможность, поскольку среди механиков преобладала точка зрения, что силы инерции, и следовательно, поля инерции - «фиктивные» понятия.

Для начала рассмотрим ускоренное движение свободного твердого тела (гироскопа), записанные в ускоренной системе отсчета, связанной с самим вращающимся телом

$$\frac{d'}{dt}\vec{P} = -[\vec{\omega}\vec{P}], \quad (70)$$

$$\frac{d'}{dt}\vec{L} = -[\vec{\omega}\vec{L}]. \quad (71)$$

Здесь  $-\vec{P}$  и  $-\vec{L}$  суммарные силы и моменты сил инерции, действующие на твердое тело. Соответственно  $\vec{P}$  - суммарный импульс, а  $\vec{L} = J\vec{\omega}$  - суммарный момент. Уравнения (70) описывают движение под действием сил инерции, например в случае движения гироскопа с одной неподвижной точкой, вызывая его нутацию. Действительно, выберем оси вращающейся вместе с телом системы отсчета  $S'$  так, чтобы они совпадали с главными осями инерции тела, тогда

$$L_1 = J_1\omega_1, L_2 = J_2\omega_2, L_3 = J_3\omega_3, \quad (72)$$

где  $J_1, J_2, J_3$ - главные моменты инерции,  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ - компоненты угловой скорости вращения гироскопа.

Покомпонентная запись уравнений (71) и (72) имеет вид [28]

$$\begin{aligned} m \frac{d'v_1}{dt} &= -m\omega_2v_3 + m\omega_3v_2, \\ m \frac{d'v_2}{dt} &= -m\omega_3v_1 + m\omega_1v_3, \\ m \frac{d'v_3}{dt} &= -m\omega_1v_2 + m\omega_2v_1, \end{aligned} \quad (73)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\omega_1}{dt} &= -\frac{(J_3 - J_2)}{J_1}\omega_2\omega_3, \\ \frac{d\omega_2}{dt} &= -\frac{(J_1 - J_3)}{J_2}\omega_1\omega_3, \\ \frac{d\omega_3}{dt} &= -\frac{(J_2 - J_1)}{J_3}\omega_1\omega_2. \end{aligned} \quad (74)$$

Интегрируя уравнения (74) при условии  $J_2 - J_1 = 0$ , находим

$$\omega_1 = C \cos \Omega t, \omega_2 = C \sin \Omega t, \quad C = \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2} = \text{const}, \quad \omega_3 = \omega_0 = \text{const } \Omega = \omega_3 (J_3 - J_1)/J_1,$$

где  $\Omega$  - угловая скорость нутации. Подставляя найденное решение в уравнения (73), имеем уравнения для скорости центра масс

$$\begin{aligned} m \frac{d'v_1}{dt} &= m(-C \sin \Omega t v_3 + \omega_0 v_2), \\ m \frac{d'v_2}{dt} &= m(-\omega_0 v_1 + C \cos \Omega t v_3), \\ m \frac{d'v_3}{dt} &= m(-C \cos \Omega t v_2 + C \sin \Omega t v_1) \end{aligned} \quad (75)$$

Интегрируя эти уравнения, получим [17]

$$\vec{v}_c(t) = C_1 \vec{V}_1(t) + C_2 \vec{V}_2(t) + C_3 \vec{V}_3(t), \quad (76)$$

где константы  $C_1, C_2, C_3$  в соотношении (76) определяются из начальных условий и

$$\vec{V}_1 = \begin{pmatrix} A_0 \cos \Omega t \\ A_0 \sin \Omega t \\ R_0 + 2 \end{pmatrix}, \vec{V}_2 = \begin{pmatrix} A_1 e^{i(\Omega-\beta)t} + B_1 e^{-i(\Omega+\beta)t} \\ -iA_2 e^{i(\Omega-\beta)t} + iB_1 e^{-i(\Omega+\beta)t} \\ (R_1 + R_2 + 1)e^{-i\beta t} \end{pmatrix}, \vec{V}_3 = \begin{pmatrix} A_2 e^{i(\Omega+\beta)t} + B_2 e^{-i(\Omega-\beta)t} \\ -iA_2 e^{i(\Omega+\beta)t} + iB_2 e^{-i(\Omega-\beta)t} \\ (R_3 + R_4 + 1)e^{i\beta t} \end{pmatrix}. \quad (77)$$

Здесь  $A_0, A_1, A_2, B_1, B_2, R_0, R_1, \dots, R_4, \beta$  - константы, так же определяемые из начальных условий через шесть основных констант  $C_1, C_2, C_3, \Omega, \omega_0, C$ . Например, выбирая угловые скорости задачи равными  $C=8, \Omega=5, \omega_0=100$ , начальное положение и начальную скорость

центра масс в виде  $\vec{x}_c(0) = (x(0), y(0), z(0)) = \vec{0}$ ,  $\vec{v}_c(0) = (1, 1, 1)$ , получим в этом примере константы  $C1=0.000162007609770$ ,  $C2=0.000000131643299 + 0.000000142913486i$ ,  $C3= -0.036728116995517 + 0.039872468227959i$ . Все вычисления были выполнены в программе Matlab. Результаты расчетов при этих начальных условиях представлены на рис.6

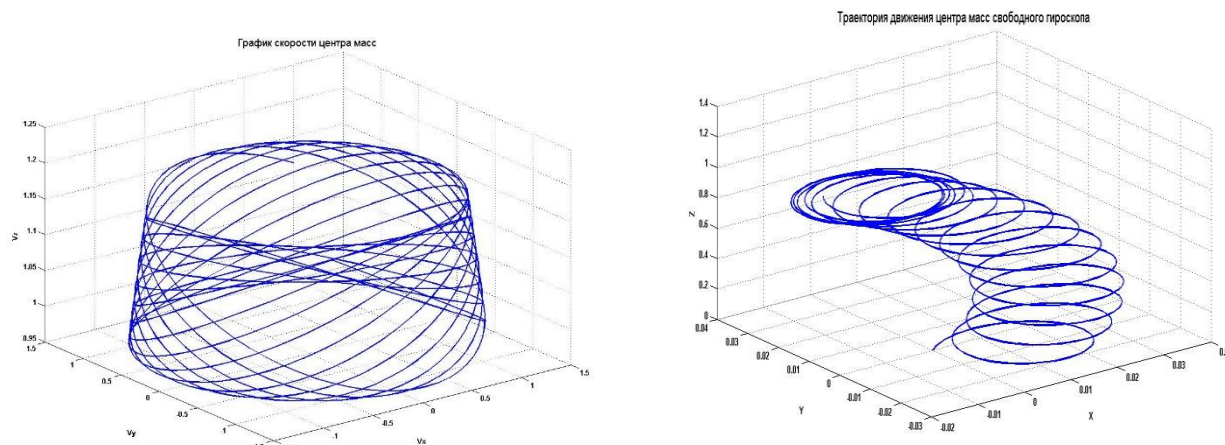


Рис.6. Изменение скорости  $\vec{v}_c$  (слева) и координаты центра масс  $\vec{x}_c$  (справа) свободного гироскопа при его нутации

Полученные результаты *находятся в явном противоречии с первым законом механики Ньютона*, согласно которому центр масс свободного от внешних сил тела может двигаться только прямолинейно и равномерно  $\vec{v}_c = const$ . Теоретическое объяснение полученному результату следует из уравнений механики ориентируемой материальной точки. В самом деле, уравнения движения каждой материальной точки и, конечно, центра масс свободного от внешних сил твердого тела (75) происходит в пространстве абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ , а не в геометрии Евклида, как считает большинство механиков. Геодезическое движение (движение по инерции) в геометрии  $A_3(3)$  отлично от прямолинейного и равномерного, при этом выполняется закон сохранения полной энергии вращающегося тела, но, как мы показали выше, возникает нарушение закона сохранения поступательного импульса механики Ньютона. Действительно, в уравнениях (75) на центр масс действуют силы инерции. Именно они вызывают ускоренное движение центра масс твердого тела, вызывая в гироскопических системах наблюдаемое на опыте явление нутации. Из соотношений (76), (77) видно, что скорость  $\vec{v}_c(t)$  периодическая функция, поэтому усредненное значение  $\langle \vec{v}_c(t) \rangle = 0$ .

А что, если нарушить эту симметрию искусственным образом, используя неголономность механической системы, причем сделать это так, чтобы средняя за период скорость центра масс стала отличной от нуля? Впервые такое явление, чисто случайно, наблюдал российский инженер из г. Пермь Владимир Николаевич Толчин в 1936 г. В основе механической системы, которую он назвал инерцоид, В.Н. Толчин использовал симметричный вибратор (рис.7), который не является твердым телом, поскольку в нем расстояние между массами, составляющими его, меняются, их движение происходит под действием внутренних сил инерции. Такая механическая система состоит из центральной массы  $M$  и двух

масс  $m$  (рис. 7). В центре массы  $M$  расположена ось вращения  $O_1$ , вокруг которой вращаются массы  $m$  на нерастяжимых, невесомых стержнях  $r$ . Вращение масс  $m$  происходит синхронно и в разные стороны [20].

Используя обозначения на рис.7 и учитывая симметрию механической системы трех тел относительно оси  $X$ , получим следующее выражение для кинетической энергии (лагранжиана) системы

$$L = T = \frac{1}{2}(M + 2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega \sin \varphi, \quad (78)$$

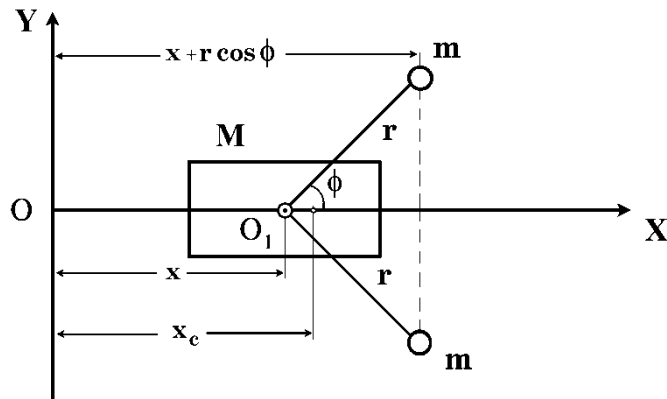


Рис.7. Принципиальная симметричного вибратора

Используя классическую механику с уравнениями Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \frac{\partial L}{\partial x^\alpha} = 0, \quad \dot{x}^\alpha = dx^\alpha / dt, \quad \alpha = 1, 2, \quad (79)$$

находим поступательные

$$(M + 2m)\dot{v}_c = (M + 2m)\dot{v} - 2mr\dot{\omega} \sin \varphi - 2mr\omega^2 \cos \varphi = 0 \quad (80)$$

и вращательные

$$\dot{\omega} - k^2 \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{1 - k^2 \sin^2 \varphi} \omega^2 = 0 \quad (81)$$

уравнения движения симметричного вибратора. Здесь  $k^2 = 2m/(M + 2m)$ ,  $v_c = dx_c/dt$  – скорость центра масс системы,  $v = dx/dt$  – скорость массы  $M$ ,  $\omega = d\varphi/dt$  – угловая скорость,  $\dot{\omega} = d\omega/dt$  – угловое ускорение вращения масс  $m$ . В поступательном уравнении (80) поступательная сила инерции  $(M + 2m)\dot{v}$ , действующая в положительном направлении оси  $x$ , уравновешена проекцией на ось  $x$  силы  $-2mr\dot{\omega} \sin \varphi$  и центробежной силы

$-2mr\omega^2 \cos \varphi$ . В результате центр масс системы покоится или движется прямолинейно и равномерно с постоянной скоростью

$$v_c = v(t) - B\omega \sin \varphi = v_0 = \text{const}. \quad (82)$$

Энергия (78) симметричного вибратора сохраняется

$$\frac{d}{dt} T = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} (M + 2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega \sin \varphi \right) = 0. \quad (83)$$

Используя (82), можно представить (83) в виде

$$T = \frac{1}{2} (M + 2m)v_c^2 + mr^2\omega^2(1 - k^2 \sin^2 \varphi(t)) = \text{const}, \quad (84)$$

Откуда

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} (M + 2m)v_c^2 \right) = -\frac{d}{dt} [mr^2\omega^2(1 - k^2 \sin^2 \varphi(t))]. \quad (85)$$

Это соотношение показывает, что закон сохранения (83) выполняется даже в случае, когда  $\dot{v}_c \neq 0$ . Действительно, воспользуемся теперь уравнениями движения неголономной механики Декарта

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \frac{\partial L}{\partial x^\alpha} = -2\dot{x}^\beta \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\gamma} \Omega^\gamma_{\beta\alpha}, \quad \dot{x}^\beta = dx^\beta/dt, \quad \alpha, \beta, \gamma = 1, 2. \quad (86)$$

тогда вместо уравнений (80) и (81) имеем

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{dv}{dt} - B \frac{d}{dt} (\omega \sin \varphi) = B\Phi\omega, \quad (87)$$

$$r \frac{d\omega}{dt} - \frac{dv}{dt} \sin \varphi = -\Phi v, \quad (88)$$

где

$$\Phi(t) = -\frac{\sqrt{g'}}{k^2} \frac{d\eta}{dt}, \quad g' = k^2(1 - k^2 \sin^2 \varphi) \quad (89)$$

- управляющая функция, порожденная объектом неголономности [23]. Умножая (88) на  $2mr\omega$ , а уравнение (87) на  $(M + 2m)v$  и скалывая их, получим закон сохранения энергии (85), который, в данном случае, эквивалентен закону сохранения (83).

Теперь в правой части уравнения (87) стоит сила инерции  $B\Phi\omega$ , которая описывает ускоренное движение центра масс свободного симметричного вибратора. Для частного случая  $\Phi = \Phi_0 = \text{const}$  решение уравнений (87), (88) имеет вид [23]

$$v_c(t) = v_0 \sin(k\Phi_0 t) + v_0 = v_0(1 + \sin(k\Phi_0 t)), \quad (90)$$

$$\omega(t) = \frac{v_0}{\sqrt{g'rk}} \cos(k\Phi_0 t) + \frac{r\omega_0 \sqrt{g'(\varphi_0)} - v_0/k}{r\sqrt{g'}}, \quad (91)$$

где  $v_0$  – начальная скорость центра масс. Из решения (90) следует, что усредненная за период скорость центра масс равна  $\langle v_c(t) \rangle = v_0$ , т.е. центр масс в среднем движется с постоянной скоростью или покоится.

В рамках неголономной механики Декарта симметричный вибратор мы будем рассматривать как 4D гироскоп. Действительно, исходя из формулы  $W_x = dv_x/dt = cd(th\theta_x)/dt$ , мы можем записать скорость  $v_x$  как

$$v_x = c th \theta_x, \quad (92)$$

где  $c$  – скорость света,  $\theta_x$  – псевдоевклидов угол в плоскости  $x - ct$ . Это соотношение позволяет записать полную энергию (78) в виде

$$L = T = \frac{1}{2}(M + 2m)(c th \theta_x)^2 + mr^2\omega^2 - 2mr\omega(ct h \theta_x) \sin \varphi, \quad (93)$$

а «поступательное» уравнение движения (80) как

$$(M + 2m) \left( c \frac{d(th \theta_x)}{dt} \right) - 2mr\dot{\omega} \sin \varphi - 2mr\omega^2 \cos \varphi = 0. \quad (94)$$

В таком виде уравнения движения симметричного вибратора рассматриваются только как вращательное движение в 4D пространстве  $A_2(2)$ . По этой причине простейшая механическая система, представленная на рис.7, была названа автором 4D гироскопом.

## 9. Управляемая пространственно-временная прецессия 4D гироскопа как источник движения. Теория и эксперимент

Из уравнения

$$\frac{dT(t)}{dt} = L\omega + Fv. \quad (95)$$

следует, что существует два способа изменить энергию  $T$ , и, следовательно, скорость центра масс 4D гироскопа, а именно: 1) подействовать на массу  $M$  внешней силой  $F$ ; 2) установить на массе  $M$  устройство (В.Н. Толчин называл его мотор-тормоз), которое создает на оси вращения грузов  $m$  момент  $L_{MT}$ , задача которого нарушить симметрию пространственно-временной прецессии 4D гироскопа.

Наблюдая эксперименты с инерцоидом Толчина большинство механиков приходят к выводу, что движение центра масс инерцоида (4D гироскопа) происходит под действием внешней силы трения  $F_{Tp}$ , действующей между колесами тележки, на которой стоит инерцоид и опорной поверхностью, т.е. выполняется соотношение  $dT(t)/dt = F_{Tp}v$ . Однако это утверждение не подтверждается в эксперименте, а именно:

- 1) Сила трения  $F_{Tp}$  уменьшается на порядок, если смазать опорную поверхность маслом, но в эксперименте наблюдается увеличение скорости центра масс на смазанной маслом поверхности.



- 2) Сила трения меняет знак, если опорная тележка движется только вперед и колеса вращаются под действием силы трения так, что должно происходить уменьшение скорости центра масс (торможение движения). Тогда инерциод должен остановиться, но он продолжает двигаться, что отвергает силу трения как причину движения 4D гироскопа.
- 3) Движение центра масс происходит даже после того, как инерциод подвешен на нитях, когда сила трения в опорных колесах отсутствует. Такой эксперимент был предложен Ж.П. Вижье в 2000 г. в Сан-Франциско на торсионной конференции, организованной НАСА в Америке.

Второй случай, когда  $dT(t)/dt = L_{MT}\omega$  и 4D гироскоп прецессирует в пространственно-временной плоскости  $x - ct$ , при этом усредненная по периоду скорость центра масс переменна и  $\langle v_c(t) \rangle \neq 0$ . Конечно, в общем случае, уравнение (95) содержит оба случая, или  $dT(t)/dt = L_{MT}\omega + F_{Tp}v$ , однако конкретные измерения показали, что  $L_{MT}\omega \gg F_{Tp}v$  и действием силы трения можно пренебречь. В этом приближении уравнения (87) и (88) принимают вид

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{dv}{dt} - B \frac{d}{dt}(\omega \sin \varphi) = B\Phi\omega, \quad (96)$$

$$r \frac{d\omega}{dt} - \frac{dv}{dt} \sin \varphi = \frac{L}{2mr} - \Phi v \quad (97)$$

или

$$\frac{dv_c}{dt} = a_L, \quad a_L = \frac{2BL \sin \varphi / mr^2 + k^2 \Phi (r\omega - v \sin \varphi)}{1 - k^2 \sin^2 \varphi}, \quad (98)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{1 - k^2 \sin^2 \varphi} \omega^2 = \frac{L_N}{2mr^2}, \quad L_N = \frac{L/2mr^2 + \Phi(B\omega \sin \varphi - v)/r}{1 - k^2 \sin^2 \varphi}. \quad (99)$$

Для экспериментального исследования пространственно-временной прецессии, описываемая уравнениями (98),(99), был создан 4D гироскоп, у которого момент  $L_{MT}$  осуществляется с помощью сервомотора (рис.8), который управлялся по специально разработанной

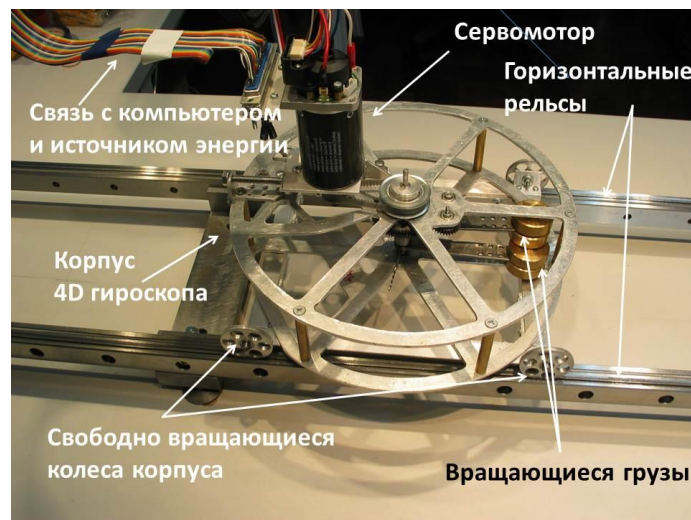


Рис.8. 4D гироскоп, управляемый через компьютер

компьютерной программе. Чтобы выявить роль сил трения колес с подстилающей поверхностью, были проведены теоретические исследования движения 4D гироскопа только за счет сил трения. Уже теоретическая оценка работы сил трения по перемещению центра масс 4D гироскопа весом 1700 гр. оказалась в 100 раз меньше, чем та энергия, которая наблюдалась в эксперименте.

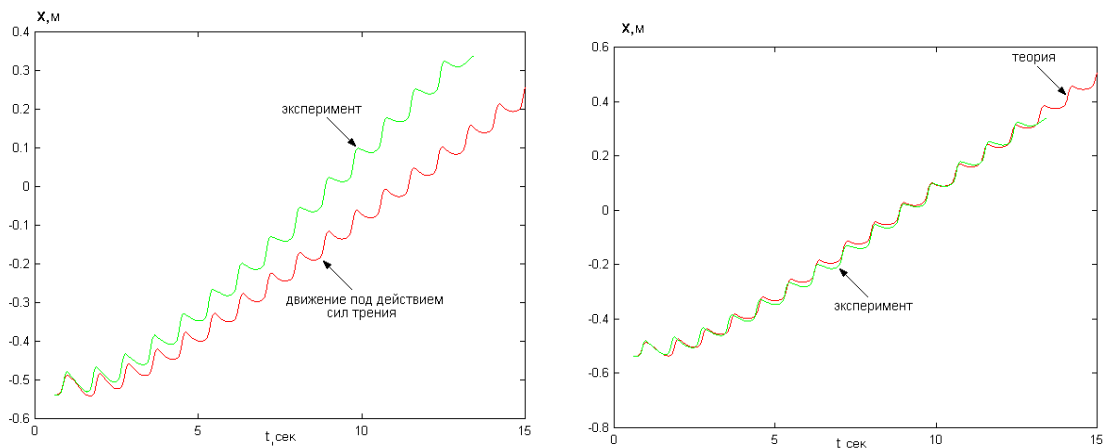


Рис.9. Сравнение теории и эксперимента при движении 4D гироскопа: слева теория Ньютона с учетом сил, трения; справа формулы (98),(99) неголономной механики.

Для окончательного вывода о причине движения 4D гироскопа была построена теория движения 4D гироскопа за счет нелинейных сил трения и, затем, полученная теоретическая кривая сравнивалась с экспериментальным графиком (рис.9 слева). Справа на рис. 9 сравниваются теоретическая кривая, полученная из уравнений (98) и (99) с экспериментальной кривой. Это сравнение показывает, что причиной движения 4D являются внутренняя сила инерции, возникающие при управлении пространственно-временной прецессии, а не силы трения. Нам не удалось решить уравнения (98), (99) аналитически, поэтому были проведены численные расчеты с помощью программы «MathLab», которые сравнивались с экспериментальными кривыми (рис. 10)

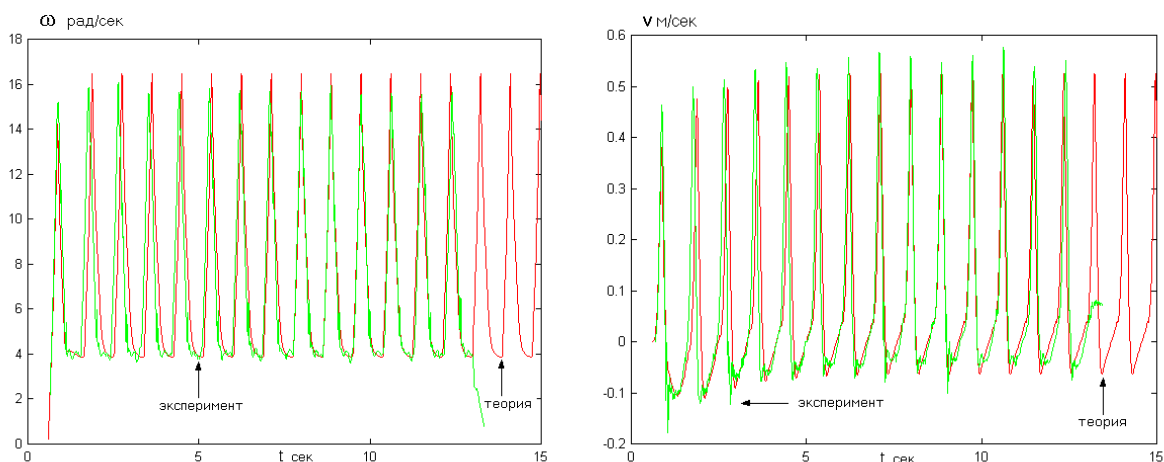


Рис. 10. Сравнение теоретических графиков, полученных с использованием уравнений (98) и (99) с экспериментальными кривыми

Была разработана компьютерная программа движения такая, что корпус 4D гироскопа двигался только вперед (рис.11). Заметим, что при изменении частоты внутренним моментом  $L_{MT}$ , сначала изменялась скорость центра масс  $v_c$  и только затем скорость корпуса  $v$ , при этом скорость центра масс  $v_c$  «копировала» угловую частоту вращения  $\omega$ .

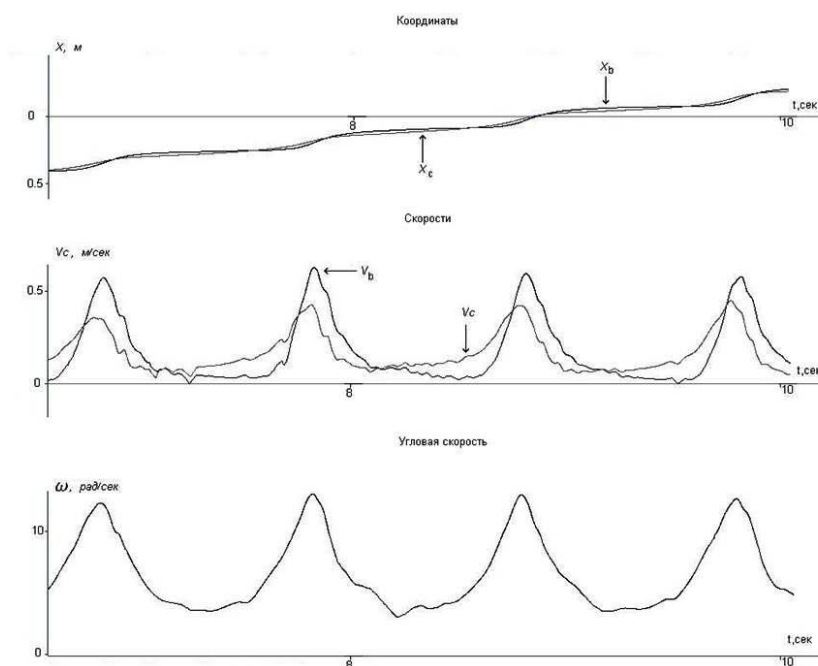


Рис.11. Корпус 4D гироскопа движется только вперед без остановки

На основе проделанного анализа мы приходим к выводу, что причиной движения центра масс 4D гироскопа является управляемая пространственно-временная прецессия гироскопа, который движется согласно уравнениям геодезических пространства  $A_2(2)$ , а не сила трения, как считает большинство физиков.

## Заключение

В 1969 г. в Московском Обществе испытателей природы я впервые увидел эксперименты с инерцидом Толчина [20] (4D гироскопом). С тех пор была проделана огромная работа по развитию новой неголономной механики, которая способна теоретически обосновать движение механической системы под действием искусственно созданных сил инерции.

Можно с уверенностью утверждать, что в настоящее время твердо установлен, теоретически и экспериментально, открыт новый способ передвижения в космическом пространстве, использующий силы инерции, созданные управляемой пространственно-временной прецессией 4D гироскопа [30-34].

Кроме меня, в этой работе приняло участие несколько выдающихся исследователей, не побоявшихся выступить против официальной точки зрения. Это, прежде всего, выпускник МИФИ Татур Вадим Юрьевич, который в начале 90х финансировал создание реплики инерцида Толчина для проведения мной первых экспериментов. Огромный вклад в дальнейшее развитие неголономной механики внесла Лобова Марина Александровна,

выпускница МГУ, человек широких взглядов и интересов, филолог по образованию. В 2000 г. Марина нашла финансы и организовала создание лаборатории в Таиланде (Бангкок), в которой работало 6 человек в течении 8 месяцев. За это время было создано и исследовано 8 различных моделей 4D гироскопов, последняя из которых двигалась только вперед и управлялась компьютерной программой. Большая часть математических расчетов движения 4D гироскопа была проделана выпускником Тюменского государственного университета, выдающимся математиком Сидоровым Андреем Николаевичем, который в совершенстве владеет методами решения нелинейных дифференциальных уравнений, какими являются уравнения неголономной механики. Выражаю глубокую благодарность всем этим людям, без чьей поддержки данная работа не была бы создана в том виде, в котором она сейчас находится.

13.09.2019

## Литература

1. *Киселев А.И., Медведев А.А., Меньшиков В.А.* // «Космонавтика на рубеже тысячелетий. Итоги и перспективы». М.: Машиностроение. Машиностроение-Полет, 2001, с. 672.
2. *Шипов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Механика. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311123.htm>
3. *Шипов Г.И.* // Почему надо переписывать учебники по классической электродинамике. // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17456, 13.05.2012, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311111.htm>
4. *Шипов Г.И.* // Застой в фундаментальной физике и пути выхода из него. Общая теория относительности // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.19863, 14.12.2014, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1133-shp.pdf>
5. *Шипов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Квантовая механика // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.19717, 01.11.2014. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1131-shp.pdf>
6. *Шипов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Классическая электродинамика // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18636, 09.03.2014, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1125-shp.pdf>
7. *Шипов Г.И.* // Когда Эйлера не хватило интуиции Ньютона, в физике не возник застой, 2015, <http://shipov-vacuum.com/wp-content/uploads/2011/09/КогдаЭйлеру-нехватило.pdf>.
8. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. с.450.
9. *Shipov G.* // A theory of Physical Vacuum, М.: ST-Center, 1998. P. 312.
10. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
11. Космические поселения // <http://epizodsspace.airbase.ru/bibl/getlend/19.html>
12. *Малыкин Г.Б.* // Эффект Саньяка во вращающейся системе отсчёта. Релятивистский парадокс Зенона // УФН. 2002. Т. 172. № 8. С. 969–970.
13. *Юхимец А.К.* // Некорректное и корректное объяснение эффекта Саньяка. <http://www.sciteclibrary.ru/texts/rus/stat/st6379.pdf>.
14. *Barnett. S.J.* // Magnetization by Rotation. In: Phys. Rev. 6, 1915, pp. 239—270;
15. *Эренфест П.* // Относительность. Кванты. Статистика: Сборник статей. – М.: Наука, 1972, с.38

16. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
17. *Carmeli M.* // Rotational Relativity Theory, Int. J. Theor. Phys., 1986, 25, №1 , 89.
18. *Геловани В.А., Смольяков Э.Р.*// Гипотеза о влиянии высших производных на движение центра масс. ДАН, 2000, т. **375**, № 2, с. 159-162.
19. *Смольяков Э.Р.*// Нелинейные законы движения и обоснование законов движения инерцоидов. ДАН РФ, 2003, т. **393**, № 6, с. 770-775.
20. *Толчин В.Н.* // Инерцоид. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
21. *Шипов 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.
22. *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 .
23. *Шипов 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)
24. *Шипов Г.И.* Механика ориентируемой точки и общий принцип инерции. Известия вузов, Физика, 1985, No 3, с.74.
25. *Шипов Г.И.* // Уравнения поля тетрад в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1976, No 6, с. 121.
26. *Схоутен Я.А.* // Тензорный анализ для физиков, 1965. М.: Наука, ГРФМЛ, с. 455.
27. *Schwarzschild K.*// «Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einstein'schen Theorie». *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, **1**, (1916), 189—196.
28. *Шипов Г.И., Сидоров А.Н.*, // О наблюдении действия сил инерции в инерциальной системе отсчета // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17140, 24.12.2011 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1094-sh.pdf>
29. *Frenet F.* //Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.
30. *Шипов Г.И.*// О четвертом обобщении механики Ньютона // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.23295, 26.04.2017, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/1035-shp.pdf> .
31. *Шипов Г.И.*// Физическое поле, которое физики прозвали // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.22656, 26.10.2016, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311147.htm> .
32. *Шипов 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> .
33. <https://www.youtube.com/watch?v=Igt1pV8ojTc> , <https://www.youtube.com/watch?v=-Kl3Cb3uejg> , <https://www.youtube.com/watch?v=BRcza9VDqpw> , [https://www.youtube.com/watch?v=C\\_4G1EVjkdw](https://www.youtube.com/watch?v=C_4G1EVjkdw) , [https://www.youtube.com/watch?v=TtEx\\_L1xv0g](https://www.youtube.com/watch?v=TtEx_L1xv0g) .