

Беседа 9

В конце Беседы 8 было отмечено, что Э.Картан в 1922 выдвинул гипотезу о связи кручения Риччи с вращением материи. Многие современные исследователи, игнорируя работу Э.Картана, разрабатывают связь кручения Картана с вращением материальных объектов. Кручение Риччи и кручение Картана представляют собой совершенно различные математические конструкции. Это совершенно очевидно, поскольку:

а) кручение Риччи было введено в науку на тридцать с лишним лет раньше кручения Картана (см. *Ricci G.* Mem. Acc. Linc. 1895. Vol. 2. Ser. 5. P. 276-322.)

б) кручение Картана (*Cartan E., Schouten J.* // Proc. Konkl. nederl. akad. 1926. Vol. 29). P. 803-810. задано на множестве трансляционных координат и, в отличие от кручения Риччи, не зависит от угловых переменных.

в) в геометрии Римана-Картана, в связность которой входит кручение Картана, используется точечное многообразие, а в геометрии абсолютного параллелизма, о которой говорит Картан в работе 1922 г., связность включает кручение Риччи и базируется на многообразии ориентируемых точек. Путать кручение Риччи и кручение Картана логически невозможно и всякий, кто это делает идет против здравого смысла.

1 Релятивистское движение в механике Декарта

В Беседах 7 и 8 мы показали, что переход от нерелятивистской механики Ньютона к нерелятивистской механике Декарта возможен, если мы локализуем группу Галилея-Ньютона (группу трансляций T_3) и группу поворотов $O(3)$. В результате локализации этих двух групп, геометрия пространства изменилась так, что вместо трехмерного евклидова пространства (E_3) механики Ньютона, мы получили пространство абсолютного параллелизма (A_3) с тремя трансляционными координатами x, y, z , евклидовой трансляционной метрикой

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 = \eta_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3 \quad (1)$$
$$\eta_{\alpha\beta} = \eta^{\alpha\beta} = \text{diag}(1 \ 1 \ 1),$$

три углами координатами $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ и вращательной метрикой

$$d\nu^2 = d\chi^\beta_\alpha d\chi^\alpha_\beta = e^\beta_A De^\alpha_A De^A_\beta = T^A_{B\alpha} T^B_{A\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3, \quad (2)$$

где $T^A_{B\alpha}$ - трехмерные торсионные поля Риччи.

Надо отметить, что мы сделали достаточно грубое нерелятивистское приближение. В общем случае, механика Декарта требует введения четырехмерного пространства абсолютного параллелизма (A_4). Для дальнейшей работы нам необходимо познакомиться с азами геометрии A_4 .

Рассмотрим в качестве пространства событий четырехмерное дифференцируемое многообразие с координатами x^i ($i = 0, 1, 2, 3$); причем в каждой точке этого многообразия заданы вектор e^a_i ($i = 0, 1, 2, 3$) и ковектор e^j_b ($b = 0, 1, 2, 3$) с условиями нормировки

$$e^a_i e^j_a = \delta_i^j, \quad e^a_i e^i_b = \delta_b^a. \quad (3)$$

При таком задании четыре координаты x^i описывают положение начала O четырехмерной системы отсчета (или четырехмерной ориентируемой точки), а шесть независимых (в силу условий (3)) компонент тетрады e^a_i – ее пространственную ориентацию, играя роль угловых переменных.

Рассматриваемое десятимерное многообразие образуют относительные координаты произвольно ускоренных четырехмерных систем отсчета. Такое многообразие наделено структурой геометрии абсолютного параллелизма A_4 . Обозначим кратко основные свойства этой геометрии.

Тетрада e^a_i определяет метрический тензор пространства абсолютного параллелизма

$$g_{ik} = \eta_{ab} e^a_i e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1 \ -1 \ -1 \ -1) \quad (4)$$

и риманову метрику

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k. \quad (5)$$

Кроме того, ее производная по координатам x_i определяет связность абсолютного параллелизма

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^k_a e^a_{i,j}, \quad (6)$$

где Γ^i_{jk} – символы Кристоффеля и T^i_{jk} – торсионное поле, определяемое через кручение геометрии A_4 (кручение Риччи)

$$\Delta^i_{[jk]} = -\Omega^{..i}_{jk}, = -e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}) \quad (7)$$

по следующему правилу

$$T^i_{jk} = -\Omega^{..i}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{..s}_{mk} + g_{ks} \Omega^{..s}_{mj}). \quad (8)$$

Торсионное поле T^i_{jk} определяет вращательную метрику

$$d\tau^2 = T^i_{jk} T^j_{in} dx^k dx^n, \quad (9)$$

которая описывает вращательные свойства произвольно ускоренных четырехмерных систем отсчета.

Трансляционной метрике (5) соответствуют четыре трансляционных уравнения движения системы отсчета (уравнения движения ее начала)

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (10)$$

Вращательной метрике (9) соответствуют шесть вращательных уравнения движения:

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (11)$$

Соотношение (7) может быть переписано в виде первых структурных уравнений геометрии A_4 :

$$\nabla_{[k} e^a_{j]} - T^i_{[jk]} e^a_i = 0, \quad (12)$$

где ∇_k – ковариантная производная относительно символов Кристоффеля. Вторые структурные уравнения геометрии A_4 совпадают с определением тензора кривизны S^i_{jkm}

$$S^i_{jkm} = 2\Delta^i_{j[m,k]} + 2\Delta^i_{s[k}\Delta^s_{j|m]} = 0, \quad (13)$$

который может быть представлен в виде суммы

$$S^i_{jkm} = R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{j|m]} + 2T^i_{c[k} T^c_{j|m]} = 0, \quad (14)$$

где R^i_{jkm} – тензор Римана. Уравнения (12) и (13) полностью описывают структуру геометрии абсолютного параллелизма, т.е. вращательные и поступательные движения произвольно ускоренных четырехмерных систем отсчета ¹.

1.1 Любое движение в релятивистской механике Декарта есть вращение

В общем случае, в релятивистской механике Декарта мы имеем 10 уравнений движения: четыре трансляционных уравнения (10) и шесть вращательных уравнения (11). Эти уравнения описывают, соответственно, движение начала и изменения ориентации произвольно ускоренных систем отсчета. Однако вся необходимая информация о движении содержится во вращательных уравнениях (11), поскольку именно эти уравнения описывают групповые свойства геометрии абсолютного параллелизма.

Выберем уравнениях (11) тетраду так, чтобы вектор e^0_i совпадал с касательной к мировой линии, т.е.

$$e^0_i = \frac{dx_i}{ds}.$$

Тогда из вращательных уравнений (11) следуют поступательные уравнения (10).

2 Отказ от инерциальной системы отсчета

По определению, инерциальная система отсчета это такая система, которая либо покоится, либо движется прямолинейно и равномерно (с постоянной скоростью и без вращения) относительно другой такой же системы. В этом разделе будет

¹Подробные сведения о выводе всех приведенных выше уравнений можно найти в математической части II книги "Теория физического вакуума" М., Наука, 1997.

показано, что в механике Декарта при описании материальных объектов можно вполне обойтись без инерциальной системы отсчета.

2.1 Классификация систем отсчета в механике ориентируемой точки

Оставляя доказательство на следующие Беседы, примем (пока на веру)², что в трансляционных уравнениях (10) символы Кристоффеля Γ_{jk}^i описывают внешние физические поля (сильные гравитационные, электромагнитные и т.д.), а торсионное поле T_{jk}^i - поля инерции.

2.1.1 Локально инерциальная система отсчета второго рода

Анализ систем отсчета мы будем проводить на базе уравнений движения (10). Предположим, что внешние поля отсутствуют, тогда уравнения (10) принимают вид

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + T_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (15)$$

Внимание!

Согласно этим уравнениям, центр масс системы с массой m , свободной от внешних сил, может двигаться под действием только силы инерции

$$F_{iner} = m T_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (16)$$

Такая сила может быть искусственно создана внутри механической системы путем вращения ее отдельных частей.

Рассмотрим частный случай, когда силы инерции, действующие внутри системы силы инерции компенсируют друг друга.

Определение 1.

Локально инерциальной системой отсчета второго рода мы будем называть такую ускоренную систему отсчета, на центр масс которой действуют скомпенсированные силы инерции.

Аналитически это условие записывается в виде уравнения

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = 0 \quad (17)$$

²Подробное доказательство смотрите в книге "Теория физического вакуума" М., Наука, 1997, менее подробное в Беседе 6.

или

$$T^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = -\Omega_{jk}{}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + g^{im} (g_{gs} \Omega_{mk}{}^{\dots s} + g_{ks} \Omega_{mj}{}^{\dots s}) \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (18)$$

Первый член в средней части этого равенства обращается в нуль в силу антисимметрии $\Omega_{jk}{}^i$ по нижним двум индексам и симметрии произведения

$$\frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}$$

по индексам j и k .

В результате из уравнений (18) следует

$$g^{im} (g_{js} \Omega_{mk}{}^{\dots s} + g_{ks} \Omega_{mj}{}^{\dots s}) = 0, \quad (19)$$

или

$$(g_{js} \Omega_{mk}{}^{\dots s} + g_{ks} \Omega_{mj}{}^{\dots s}) = 0, \quad (20)$$

откуда

$$\Omega_{mkj} = -\Omega_{mjk}. \quad (21)$$

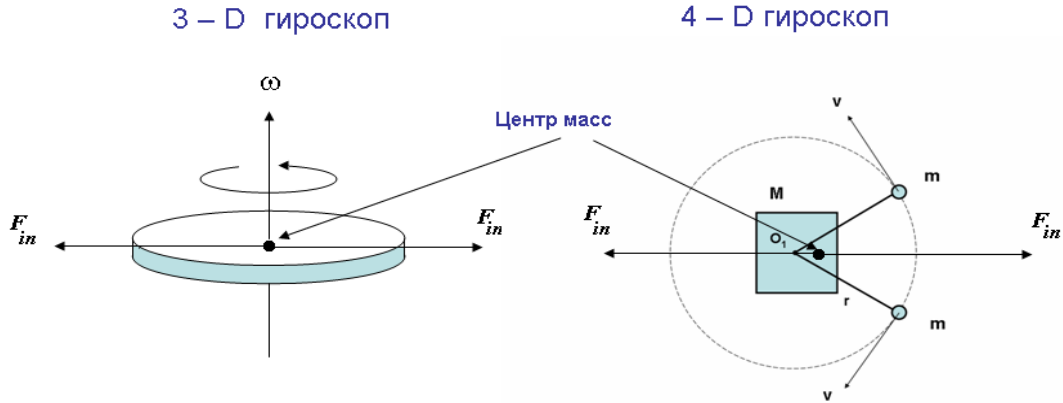


Рис. 1: С центром масс 3-D и 4-D свободных гироскопов связана локально инерциальная система отсчета второго рода

Так как величина Ω_{mkj} антисимметрична по индексам m и k , то из соотношения (21) следует, что в локально инерциальных системах отсчета второго рода кручение пространства абсолютного параллелизма антисимметрично по всем трем индексам.

Подставляя равенство (21) в соотношение (8), получим

$$T_{ijk} = -T_{jik} = -T_{ikg} = -\Omega_{ijk}. \quad (22)$$

Из этих равенств следует, что в локально инерциальных системах отсчета второго рода поле инерции T_{ijk} отлично от нуля. Оно оказывается антисимметричным по всем трем индексам и совпадает (с точностью до знака) с кручением Ω_{ijk} . На рис. 1

представлены реальные примеры ускоренных локально инерциальных систем отсчета второго рода.

Простейшим примером ускоренной локально инерциальной системой отсчета второго рода является центр масс симметричного (относительно оси вращения) трехмерного гироскопа. Действительно, пусть 3-D гироскоп вращается с постоянной угловой скоростью ω . Тогда на каждый его малый элемент с массой Δm , находящийся на расстоянии l симметрично от оси вращения, действует центробежная сила инерции $f_{in} = \Delta m l \omega^2$. В силу симметрии 3-D гироскопа сумма всех этих сил, приведенная к центру масс гироскопа, равна нулю. Поэтому центр масс 3-D гироскопа покоится или движется прямолинейно и равномерно.

В Беседе 2 было показано, что в системе отсчета, связанной с центром масс 4-D гироскопа, на центр масс действуют три силы инерции :

- 1) в положительном направлении оси x действует поступательная сила инерции

$$F = (M + 2m)\ddot{x} ;$$

и две силы инерции действуют в отрицательном направлении это:

- 2) проекция на ось x центробежной силы инерции

$$G = -2mr\omega^2 \cos\phi ;$$

- 3) проекция на ось x силы инерции, вызванной ускорением вращения

$$R = -2mr\dot{\omega} \sin\phi .$$

Да, сумма все сил, действующих на центр масс, равна нулю

$$S = F + G + R = 0,$$

поэтому система отсчета, связанная с центром масс 4-D гироскопа является ускоренной локально инерциальной системой отсчета второго рода.

Из уравнений движения начала (17) видно, что центр масс ускоренной локально инерциальной системы отсчета движется прямолинейной и равномерно, подобно инерциальной системе. Поэтому мы вполне можем заменить ньютоновскую инерциальную систему отсчета декартовской ускоренной локально инерциальной системой.

2.1.2 Инерциальная система отсчета

Хотя начало ускоренной локально инерциальной системы отсчета движется прямолинейно и равномерно или покоится, на ее центр масс действуют скомпенсированные силы инерции. Порождающие их торсионные поля T_{jk}^i удовлетворяют условию антисимметрии по всем трем индексам (22). Очевидно, что ускоренная локально инерциальная система отсчета становится инерциальной, когда действующие на ее начало силы инерции обращаются в нуль. Это возможно только при условии, что все компоненты торсионного поля, порождающего силы инерции, тождественно равны нулю, т.е.

$$T_{ijk} = 0. \quad (23)$$

При этом условии геометрия абсолютного параллелизма A_4 совпадает с геометрией Минковского, у которой кручение Риччи T_{jk}^i и риманова кривизна R_{jkm}^i тождественно равны нулю. Это означает, что геометрия Минковского соответствует состоянию "Абсолютного Ничто", когда в пространстве нет никаких физически определяемых объектов и, следовательно, нет никаких детерминированных в рамках двоичной логики физических взаимодействий. Мы видим, что в механике Декарта инерциальная система отсчета описывает "Абсолютную Пустоту", в которой нет никаких материальных объектов. Именно а силу этого обстоятельства нам необходимо отказаться от инерциальной системы отсчета, заменив ее ускоренной локально инерциальной системой отсчета второго рода.

2.1.3 Произвольно ускоренная система отсчета

Самый общий вид ускоренного движения системы отсчета в механике Декарта описывается системой уравнений (10) и (11). Чтобы решить эти уравнения, необходимо знать внешние поля Γ_{jk}^i и поля инерции T_{jk}^i . Конкретные значения полей Γ_{jk}^i и T_{jk}^i находятся из решения системы уравнений (12) и (13), которые представляют собой структурные уравнения Картана геометрии A_4 .

Система (10)- (13) представляет собой самосогласованную систему 54 уравнений относительно 54 неизвестных функций и **методы ее решения хорошо разработаны.**

В общем случае, в качестве неизвестных функций мы имеем:

- 1) четыре трансляционных координаты x_i $i = 0, 1, 2, 3$;
- 2) шесть неголономных угловых переменных, представленных компонентами неголономной тетрады e_i^a $i = 0, 1, 2, 3$ $a = 0, 1, 2, 3$;
- 3) двадцать четыре компоненты торсионного поля T_{jk}^i (или 24 компоненты кручения Риччи Ω_{jk}^i);
- 4) двадцать компонент тензора Римана R_{jkm}^i .

В общем случае, эти функции находятся из решения:

- 1) четырех трансляционных уравнения (10);
- 2) шести вращательных уравнения (11);
- 3) двадцати четырех первых структурных уравнений Картана геометрии A_4 (12);
- 4) двадцати вторых структурных уравнений Картана геометрии A_4 (13).

Обычно при решении системы (10)-(13) координаты x_i выбираются в зависимости от симметрии решаемой задачи (декартовы, сферические и т.д.), а тетрада e_i^a специализируется (например, можно выбрать $e_i^0 = dx_i/ds$). Опять же, используя дополнительные физические соображения, можно положить равными нулю некоторые компоненты T_{jk}^i и R_{jkm}^i . Это значительно упрощает решение системы и позволяет дать ему правильную физическую интерпретацию.

3 Новое представление об инерционной массе

Одним из замечательных следствий механики Декарта является новое представление о природе инерционной массы материальных объектов. В механике Ньютона инерционная масса покоя m_0 трактуется как мера инерции и аналитически записывается как коэффициент, стоящий перед ускорением в левой части уравнений движения

$$m_0 \frac{d^2 x_\alpha}{dt^2} = F_\alpha \quad \alpha = 1, 2, 3.$$

При обобщении этих уравнений на случай больших скоростей в специальной теории относительности Эйнштейном была найдена зависимость массы от линейной скорости v

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

где c - скорость света. С точки зрения механики Декарта эта формула может быть переписана в виде

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (tn\theta_\alpha)^2}},$$

где θ_α , $\alpha = 1, 2, 3$ - псевдоевклидовы углы.

Покажем, что в механике ориентируемой точки эта формула обобщается, поскольку инерционная масса m_0 в новой механике определяется через поля инерции T^i_{jk} и начинает зависеть от пространственных углов φ_α $\alpha = 1, 2, 3$, угловой скорости ω_α и углового ускорения $\dot{\omega}_\alpha$.

3.1 Инерционная масса как мера поля инерции

Согласно мнению А.Эйнштейна, программой максимум по созданию единой теории поля, является геометризация полей материи, образующих тензор энергии-импульса в его уравнениях

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{jm}. \quad (24)$$

Покажем, что из уравнений (14) следуют уравнения Эйнштейна, но с геометризированной правой частью, причем геометризированный тензор энергии-импульса материи образуют поля инерции T^i_{jk} .

Действительно, свертывая уравнения (14) по индексам i и k , получим

$$R_{jm} = -2\nabla_{[i}T^i_{|j|m]} - 2T^i_{s[i}T^s_{|j|m]}. \quad (25)$$

Свертывая далее уравнения (14) метрическим тензором g^{jm} , имеем

$$R = -2g^{jm}(\nabla_{[i}T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[i}T^s_{|j|m]}). \quad (26)$$

Образуя с помощью (25) и (26) тензор Эйнштейна

$$G_{jm} = R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R,$$

получим уравнения

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \nu T_{jm}, \quad (27)$$

подобные уравнениям Эйнштейна, но с геометризированной правой частью, определяемой как

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]} - \frac{1}{2}g_{jm}g^{pn} (\nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]}) \right\}. \quad (28)$$

Из этой формулы видно, что **любая материя в механике Декарта порождена торсионными полями T^i_{jk} , т.е. вращением**. Поэтому, дополняя Декарта, мы можем сказать что не только любое движение есть вращение, но и любая материя есть особая форма вращательного движения.

Определяя плотность материи как

$$\rho = T/c^2, \quad (29)$$

где

$$T = g^{jm}T_{jm}, \quad (30)$$

находим из соотношений (28), (29) и (30)

$$\rho = \frac{2g_{jm}}{\nu c^2} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}). \quad (31)$$

Через плотность (31) определяем инерционную массу покоя объекта как

$$m_0 = \int \rho (-g)^{1/2} dV, \quad (32)$$

где

$$g = \det g_{jm}, \quad dV = dx^1 dx^2 dx^3,$$

а плотность ρ определяется согласно (31). Окончательное выражение для инерционной массы покоя объекта в механике Декарта имеет вид

$$m_0 = \frac{2}{\nu c^2} \int (-g)^{1/2} \left\{ g^{jm} (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) \right\} dV. \quad (33)$$

Это соотношение показывает, что инерционная масса покоя в механике Декарта **является мерой поля инерции**, образующего плотность его материи. Поскольку поле инерции T^i_{jk} порождено вращением материи (согласно Э.Картану), то инерционные свойства массы покоя зависят от состояния вращения материи, образующих данную систему. Например, не вращающийся 3-D гироскоп по своим инерционным свойствам отличается от вращающегося, поскольку при вращении твердого тела возникает пространственная анизотропия, выраженная в способности вращающегося 3-D гироскопа сохранять направление оси вращения. Из за этой

анизотропии одинаковое внешнее воздействие на не вращающийся и вращающийся 3-D гироскоп вызовет различную реакцию гироскопа. Вот, что пишет по этому поводу в книге "Гироскоп теория и применение." М.: Мир, 1974, с. 526, известный специалист по теории гироскопов К.Магнус:

«Чтобы объяснить поведение вращающегося тела, часто проводят аналогию между вращательным движением тела и движением материальной точки. 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.»

3.2 Реактивное движение без отбрасывания массы

Зависимость инерционных свойств массы покоя системы от характеристик вращения внутри ее не только предсказывается формулой (33), но и наблюдается экспериментально.

Для начала рассмотрим следующий мысленный эксперимент ³. Пусть где-то в космосе, где отсутствуют внешние силы, имеется "лесенка", построенная из покоящихся друг относительно друга масс m (см. рис. 2).

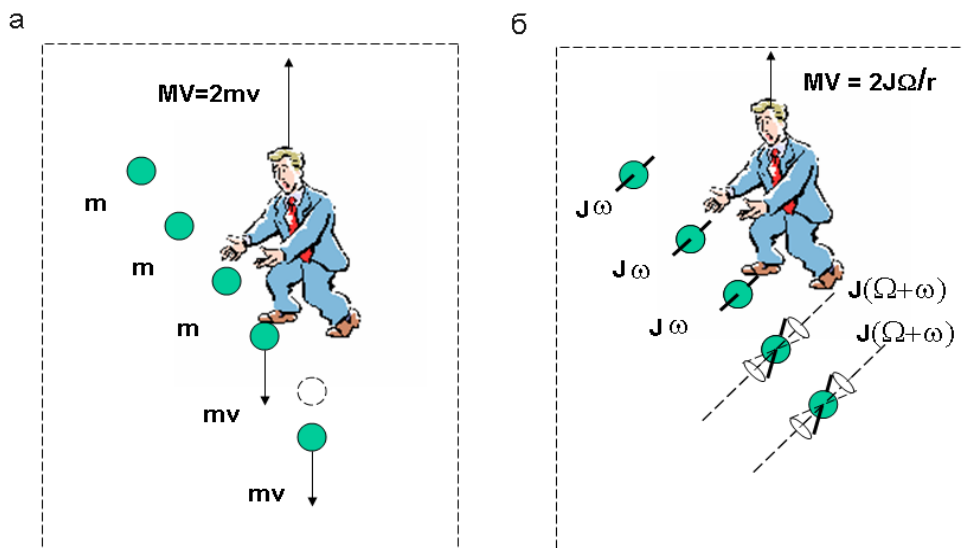


Рис. 2: При отталкивании от не вращающихся масс m цент масс всей системы не меняет своего положения (а); при отталкивании от металлических осей вращающихся масс t можно переместить цент масс всей системы (б)

Человек взбирается по этой "лесенке", отталкиваясь от масс. В результате он получает импульс $MV = 2mv$ (положим, что он оттолкнулся всего от двух масс), при этом центр масс всей системы (ее границы определяют штрихованные линии) остался на месте (см. рис. 2а). Рассмотренный нами случай описывает "реактивное" движение человека за счет отбрасывания массы.

³А.Эйнштейн ставил мысленный эксперимент наравне с обычным.

Пусть теперь массы вращаются как 3-D гироскопы с одинаковой угловой скоростью, причем на них имеются стержни, направленные вдоль оси вращения (см. рис. 2б). Теперь человек взбирается по "лесенке", ступеньки которой "вморожены" в пространство, при этом, после отталкивания, центр масс 3-D гироскопа остается на месте, но его ось начинает прецессировать вокруг старого направления с угловой частотой Ω . Человек получает линейный импульс $MV = J\Omega/r$. Если до этого центр масс всей системы покоился относительно некоторой, теперь уже ускоренной локально инерциальной системы отсчета, то после отталкивания он получит некоторый импульс, т.е. начнет двигаться с некоторой скоростью. Этот мысленный эксперимент показывает, что при изменении вращательных свойств внутри системы, ее инерционная масса начинает зависеть (в общем случае) от времени t . Нерелятивистский закон сохранения линейного импульса для такой системы запишется как

$$\frac{d}{dt}(m_0(t)v_\alpha) = 0 \quad (34)$$

или

$$m_0 \frac{d}{dt}(v_\alpha) = -v_\alpha \frac{d}{dt}m_0. \quad (35)$$

Мы получили уравнения движения центра масс системы, представляющие собой некий аналог уравнения реактивного движения с отбрасыванием массы. Однако в нашем случае сила в правой части уравнений (35) вызвана изменением вращательных параметров внутри системы и, соответственно, изменением инерционных свойств ее полной массы. Таким образом, уравнения (35) описывают реактивное движение без отбрасывания массы.

3.3 Эксперименты Н.В. Филатова, подтверждающие возможность реактивного движения без отбрасывания массы

Прямые эксперименты, показывающие справедливость высказанных выше утверждений, были проведены в конце 60-х годов доцентом кафедры теоретической механики Тверского политехнического института Н.В.Филатовым

В эксперименте Н.В.Филатова исследовалось столкновение двух массивных тел, установленных на тележках (рис. 3). Одно из тел представляло собой вращающиеся гироскопы. Вращение гироскопов происходило в разные стороны с одинаковой угловой скоростью, обеспечивая тем самым равенство нулю полного момента системы.

Чтобы в момент столкновения гироскопов с другой массой проскальзывание отсутствовало, по ободу гироскопов были укреплены выступающие короткие штыри. Кроме того, гироскопы были закреплены в кардановых подвесах и могли прецессировать.

Процесс столкновения вращающихся гироскопов с обычной массой снимался на киноплёнку со скоростью 2000 кадров в секунду и затем подвергался обработке с целью определить скорость центра масс системы до и после столкновения.

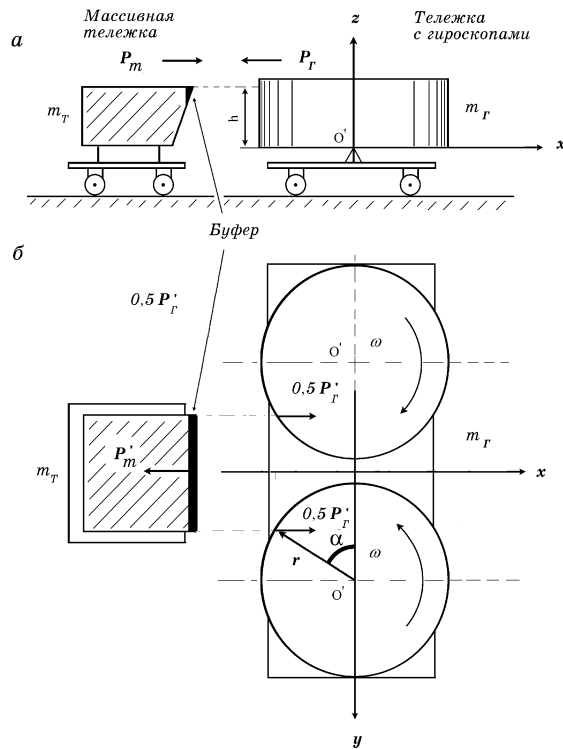


Рис. 3: Столкновение двух гироскопов m_G с массой m_T *а* – вид сбоку; *б* – вид сверху

В результате большого числа экспериментов было установлено, что в случае, когда после удара гироскопы начинали прецессировать, центр масс системы изменял свою скорость. Результаты некоторых экспериментов представлены в табл. 1. В этой таблице v_c и n_1 – скорость центра масс системы и число оборотов гироскопов до удара. Их значения после удара обозначены соответственно как v'_c и n_2 . Из приведенных данных видно, что после столкновения скорость центра масс системы меняла свое значение.

Н.В.Филатов приводит следующую формулу для изменения скорости центра масс системы

Таблица 1:

Буфер	Массы m_T, m_G	v	n_1	n_2	v'_c
Метал	$m_T = m_G$	-0,196	1093	272	-0,326
"	"	-0,31	1000	231	-0,16
Метал	$2m_T = m_G$	-0,0208	1253	263	-0,167
Резина	"	0,23	1078	253	0,154
Метал	$m_T = 2m_G$	0,233	1153	82	0,0532
"	"	0,402	922	87	0,181
Резина	"	0,446	840	50	0,196

$$v'_c = v_c + \frac{J\omega\omega'\tau m_T}{h(m_T + m_G)^2},$$

где v'_c и v_c – скорости центра масс после и до удара; h – плечо удара, вызывающего прецессию; ω' – угловая скорость прецессии; ω – угловая скорость вращения роторов; m_G – масса тележки с гироскопами; m_T – масса тележки с буфером; J – момент инерции гироскопов; τ – время удара.

Из формулы Филатова видно, что обычный закон сохранения импульса для данной изолированной механической системы выполняется только в частном случае, когда прецессия гироскопов отсутствует. Эксперименты Н.В.Филатова подтверждают выводы, сделанные на основе анализа свойств инерционной массы в механике Декарта. Они также подтверждают возможность создания транспортного средства для передвижения в космосе и других средах, используя реактивное движение без отбрасывания массы.

В следующей Беседе мы проведем расчеты движения центра масс 4-D гироскопа, основываясь на уравнениях механики Декарта.