

5 Геометрическое описание

Запишем функцию Лагранжа свободной системы в виде

$$T = \frac{M + 2m}{2} (v_c^2 + k^2(1 - k^2 \sin^2 \chi/r)w^2) = \frac{M + 2m}{2} (v_c^2 + gw^2), \quad (12)$$

где

$$w = r\omega, \quad \phi = \chi/r, \quad k^2 = 2m/(M + 2m), \quad v_c = v - k^2 w \sin \chi/r, \quad g' = k^2(1 - k^2 \sin^2 \chi/r).$$

Вводя обозначения

$$v^1 = v_c, \quad v^2 = w$$

и метрический тензор

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & g \end{pmatrix}, \quad (13)$$

представим лагранжиан системы как

$$T = \frac{M + 2m}{2} g_{ij} v^i v^j = \frac{M + 2m}{2} \dot{s}^2.$$

Здесь мы ввели обозначения

$$\dot{s}^2 = g_{ij} v^i v^j = v_c^2 + gw^2 \quad (14)$$

и

$$\dot{s} = \frac{ds}{dt}.$$

Поскольку

$$v_c = \frac{dx_c}{dt}, \quad w = r\omega = r \frac{d\phi}{dt},$$

то из (14) следует

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j. \quad (15)$$

Будем рассматривать это соотношение как метрику некоторого конфигурационного двумерного риманова пространства с координатами

$$x_1 = x_c, \quad x_2 = r\phi = \phi'$$

и уравнениями геодезических

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad i, j, k \dots = 1, 2. \quad (16)$$

Введем обозначения

$$V_c = \frac{dx^1}{ds} = \frac{dx_c}{ds}, \quad \Omega = \frac{dx^2}{ds} = \frac{d\phi'}{ds}.$$

Подставляя метрический тензор (13) в определение символов Кристоффеля, получаем

$$\Gamma_{22}^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'}.$$

Остальные компоненты равны нулю.

Из уравнений геодезических (16) следуют уравнения движения свободного гироскопа в виде

$$\frac{dV_c}{ds} = 0, \quad \frac{d\Omega}{ds} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = 0.$$

Переходя к дифференцированию по времени, получим из этих уравнений

$$\frac{dv_c}{dt} = 0, \tag{17}$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} w^2 = 0. \tag{18}$$

Интегрируя эти уравнения, имеем

$$v_c = \text{const}, \quad \omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi_0}}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}}.$$

Легко видеть, что эти решения совпадают с полученным нами ранее. Они описывают движение свободного четырехмерного гироскопа, с центром масс которого связана ускоренная локально инерциальная система отсчета второго рода, при этом на центр масс действуют скомпенсированные силы инерции. Центр масс свободного гироскопа покоится или движется равномерно и прямолинейно относительно инерциальной системы отсчета.

При геометрическом описании справедливыми оказываются соотношения

$$v_c = \frac{dx_c}{dt} = \frac{dx_c}{ds} \frac{ds}{dt}, \quad w = \frac{d\phi'}{dt} = \frac{d\phi'}{ds} \frac{ds}{dt}, \quad v_c = V_c \dot{s}, \quad w = \Omega \dot{s}.$$

Подставляя последние два равенства в формулу (14), имеем

$$\dot{s}^2 = V_c^2 \dot{s}^2 + g' \Omega^2 \dot{s}^2$$

или

$$V_c^2 + g' \Omega^2 = 1. \tag{19}$$

Используя это соотношение, выразим V_c и Ω через некоторый угол η следующим образом

$$V_c = \cos \eta, \quad \Omega = \frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta. \tag{20}$$

Соотношение (19) можно рассматривать как закон сохранения энергии системы, при этом V_c и $g' \Omega$ могут принимать различные значения от нуля до единицы.

Группу движений метрики g_{ij} для различных V_c и $g'\Omega$ определяет матрица

$$a^i_j = \begin{pmatrix} \cos \eta & \sqrt{g'} \sin \eta \\ -\frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta & \cos \eta \end{pmatrix}$$

6 Свободный четырехмерный гироскопа с учетом кручения

Перед эти мы использовали уравнения Лагранжа (1), которые позволяют получить уравнения Ньютона для свободной системы. Поскольку мы рассматриваем трансляционные ускорения как вращения, то мы имеем в качестве координат неголономные вращательные координаты и должны использовать уравнения Лагранжа (3). Эти уравнения совпадают с уравнениями Френе, описывающими произвольную кривую в римановом пространстве.

Введем в каждой точке пространства неголономную ортогональную диаду e^a_i , через которую метрический тензор можно представить в виде

$$g_{ij} = \Lambda_{ab} e^a_i e^b_j,$$

где

$$\Lambda_{ab} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Ортогональная диада для данного метрического тензора, связанная с различными V_c и $g'\Omega$, имеет вид

$$e^a_i(\eta, x_c, \phi) = \begin{pmatrix} \cos \eta & \sqrt{g'} \sin \eta \\ -\sin \eta & \sqrt{g'} \cos \eta \end{pmatrix},$$

$$e^i_a(\eta, x_c, \phi) = \begin{pmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta & \frac{1}{\sqrt{g'}} \cos \eta \end{pmatrix}.$$

По известной диаде мы можем рассчитать связность абсолютного параллелизма двумерного пространства и найти уравнения геодезических пространства абсолютного параллелизма

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Delta^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0$$

эквивалентные уравнениям (3).

Производя вычисления, находим

$$\frac{d^2 x_c}{ds^2} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega^2, \quad (21)$$

$$\frac{d^2 \phi'}{ds^2} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega V_c \quad (22)$$

или

$$\frac{dv_c}{dt} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{dt} w, \quad (23)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} w^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{dt} v_c, \quad (24)$$

где

$$g' = k^2(1 - k^2 \sin^2 \phi).$$

Введем обозначение

$$\Phi = -\frac{\sqrt{g'} d\eta}{k^2 dt}, \quad (25)$$

тогда уравнения движения запишутся как

$$\dot{v}_c = k^2 \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} w, \quad (A')$$

$$\dot{w} = -\frac{\Phi}{\sqrt{g'}} v_c. \quad (B')$$

Здесь мы ввели обозначение

$$w = r\omega\sqrt{g'}.$$

Умножая уравнение (A') на $M + 2m$, а уравнение (B') на $2m$, получим

$$\dot{p} = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} q, \quad \dot{q} = -k^2 \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} p,$$

где введены обозначения

$$p = (M + 2m)v_c, \quad q = 2mw.$$

Поскольку

$$\dot{p}q = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} q^2, \quad \dot{q}p = -k^2 \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} p^2,$$

то

$$\dot{p}q - \dot{q}p = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}} (q^2 + k^2 p^2)$$

или

$$[pq] = \frac{4m\Phi}{\sqrt{g'}} T, \quad (26)$$

где T - полная энергия четырехмерного гироскопа.

6.1 Пространственно-временная прецессия четырехмерного гироскопа

Введем обозначения

$$v_c^* = v_c - v_0, \quad w = \sqrt{g'} r \omega,$$

где v_0 - начальная скорость центра масс, тогда уравнения запишутся как

$$\dot{v}_c^* = k^2 \Phi w,$$

$$\dot{w} = -\Phi v_c^*.$$

Предположим, что

$$\Phi = \kappa_0 = \text{const.}$$

Уравнения движения теперь принимают вид

$$\dot{v}_c^* = k^2 \kappa_0 w,$$

$$\dot{w} = -\kappa_0 v_c^*.$$

Продифференцируем первое уравнение и выразим угловое ускорение через v_c^*

$$\ddot{v}_c^* = k^2 \kappa_0 \dot{w} = -k^2 \kappa_0^2 v_c^*$$

или

$$\ddot{v}_c^* = -k^2 \kappa_0^2 v_c^*.$$

Решение этого уравнения запишется как

$$v_c^* = A \cos(k\kappa_0 t) + C \sin(k\kappa_0 t).$$

Так как при $t = 0$ скорость $v_c^* = 0$, то $A = 0$ и $C = v_0$, поэтому

$$v_c = v_0 \sin(k\kappa_0 t) + v_0. \quad (27)$$

Подставляя это решение в уравнение для угловой скорости и интегрируя его по времени, имеем

$$w = \frac{v_0}{k} \cos(k\kappa_0 t) + (w_0 - \frac{v_0}{k}).$$

Учитывая, что $w = \sqrt{gr}\omega$, получим следующее выражение для угловой скорости

$$\omega = \frac{v_0}{\sqrt{grk}} \cos(k\kappa_0 t) + \frac{r\omega_0 \sqrt{g(\phi_0)} - v_0/k}{r\sqrt{g}}.$$

Классическое решение получаем при $v_0 = 0$.

Решение (27) предсказывает изменение скорости центра масс свободного четырехмерного гироскопа при сохранении полной энергии системы. Это явление получило название прецессии четырехмерного гироскопа.

7 Закон сохранения импульса центра масс

Под абсолютно упругим ударом четырехмерного гироскопа подразумевается абсолютно упругий удар его корпуса. Иначе, сторонний наблюдатель рассматривает абсолютно упругий удар "черного ящика" – четырехмерного гироскопа со стенкой.

При этом выполняются следующие законы сохранения: полной энергии $T = E' + W' + H' = E + W + H = const$, поступательного импульса $P = (M + 2m)v' = (M + 2m)v = const$, и угла $\phi' = \phi = const$. В результате вычислений получим следующие соотношения

$$P'_c = -P_c(1 - 2k^2 \sin^2 \phi) + 2K(1 - k^2 \sin^2 \phi), \quad (28)$$

$$K' = K(1 - 2k^2 \sin^2 \phi) + 2P_c k^2 \sin^2 \phi, \quad (29)$$

где

$$K = -2mr\omega \sin \phi$$

- вращательный импульс.

Соотношения (28), (29) представляет собой закон сохранения импульса центра масс четырехмерного гироскопа.

7.1 Абсолютно упругий удар, демонстрирующий переход поступательной инерции во вращательную

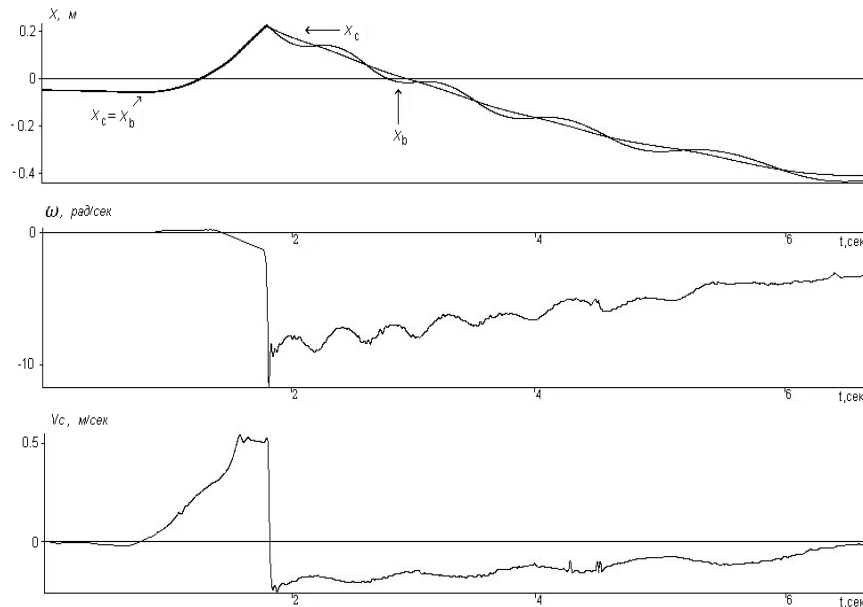


Рис. 5: Абсолютно упругий удар четырехмерного гироскопа, преобразующий поступательную инерцию во вращательную (x_c и x_b - координаты центра масс и корпуса соответственно)

Для демонстрации этого эффекта необходимо расположить малые грузы под некоторым углом к направлению движения. Наибольший эффект достигается, когда угол составляет величину 90° или 270° по отношению к направлению движения. После этого, необходимо (медленно ускоряя гироскоп) направить его на стенку. Медленное ускорение не позволит малым грузам преодолеть внутренние силы трения и они не начнут вращаться перед ударом. После удара малые грузы приобретают угловую скорость вращения, поскольку часть поступательной инерции переходит во вращательную, но при этом скорость центра масс уменьшается (см. рис. 5)

На рис. 5 на верхнем графике изображены координаты центрального тела x и центра масс системы x_c . До удара кривые совпадают, а после удара кривая x осциллирует вокруг кривой x_c . На следующем графике представлена угловая частота вращения грузов ω . Из графика видно, что перед ударом она равна нулю (в пределах ошибки измерений), а после удара изменяется до величины порядка 10 рад/сек. Поэтому до удара система обладала поступательной инерцией, а после удара часть поступательной инерции перешла во вращательную.

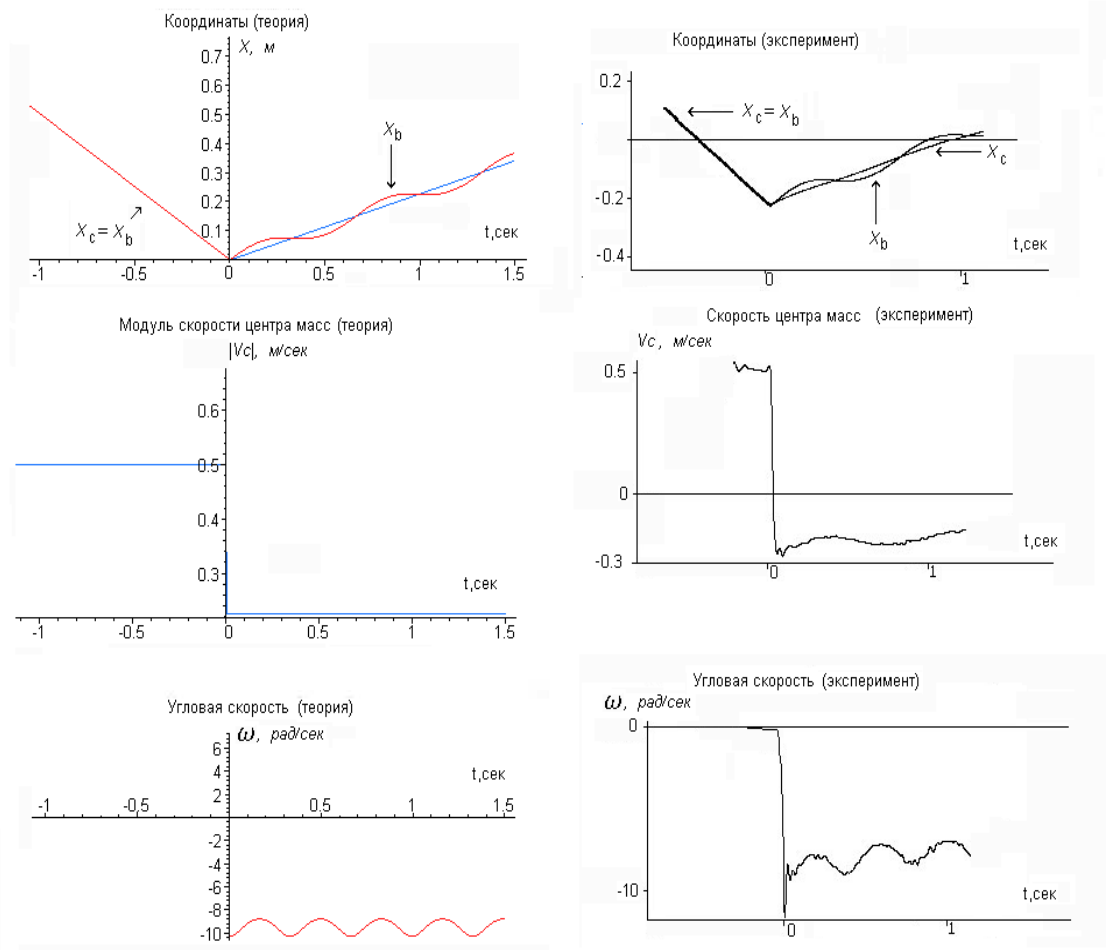


Рис. 6: Сравнение теоретических и экспериментальных данных по абсолютно упругому удару четырехмерного гироскопа, преобразующему поступательную инерцию во вращательную

Ниже мы видим график изменения скорости центра масс v_c . Эта скорость перед ударом была равна 50 см/сек, а после удара оказалась равной -25 см/сек, т.е. изменилась в два раза по абсолютной величине, что выходит далеко за рамки ошибки эксперимента. С учетом ошибки эксперимента, кривые ω и v_c описываются полученными нами ранее формулами (28), (29). Поскольку в процессе удара полная энергия системы сохраняется, то изменение скорости центра масс по абсолютной величине после удара объясняется переходом части поступательной энергии во внутреннюю вращательную энергию.

На рис. 6 представлены основные теоретические и экспериментальные графики по

абсолютно упругому удару четырехмерного гироскопа, при котором происходит преобразование поступательной инерции во вращательную. Из сравнения теоретических и экспериментальных графиков видно, что, в пределах ошибки эксперимента, теория правильно описывает эксперимент. Большая часть наблюдаемого отклонения экспериментальных данных от теоретического предсказания объясняется отсутствием учета сил трения, действующих внутри и вне четырехмерного гироскопа.

7.2 Абсолютно упругий удар, демонстрирующий переход вращательной инерции в поступательную

Предположим, что после удара о стенку вращение малых грузов прекратилось ($K' = 0$), тогда их уравнения (29) имеют

$$K(1 - 2k^2 \sin^2 \phi) = -2P_c k^2 \sin^2 \phi.$$

Подставляя это соотношение в уравнение (28), получим

$$P'_c = -P_c(1 + 2k^2 \sin^2 \phi).$$

Из этого уравнения видно, что при преобразовании вращательной инерции в поступательную абсолютная величина скорости центра масс системы увеличивается.

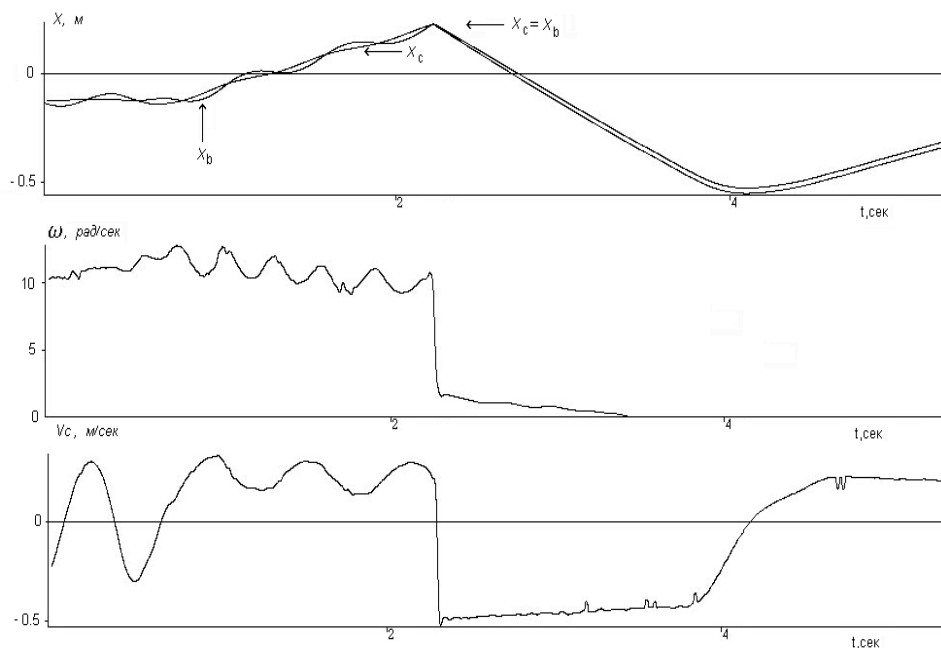


Рис. 7: Абсолютно упругий удар четырехмерного гироскопа, преобразующий вращательную инерцию в поступательную

В этом случае, перед тем, как направить гироскоп на стенку, необходимо сообщить малым грузам вращательное движение. Лучше всего это можно сделать "резонансным" способом, т.е. раскачивая центральное тело вдоль осей. После того, как грузы начали вращаться, гироскопу необходимо придать некоторую скорость в направлении стенки

с тем, чтобы произошло его столкновение со стенкой. Делая эту процедуру несколько раз, необходимо добиться ситуации, когда после столкновения угловая скорость вращения грузов обратиться в нуль. На рис. 7 представлены графики, соответствующие этому случаю.

Перед ударом угловая скорость ω составляла примерно 11 рад/сек, а после удара оказалась равной 2 рад/сек. Уменьшение угловой скорости вращения грузов привело к увеличению по абсолютной величине скорости центра масс v_c . Из графика видно, что скорость v_c изменилась с 20 см/сек до -54 см/сек, т.е. более чем в два раза по абсолютной величине.

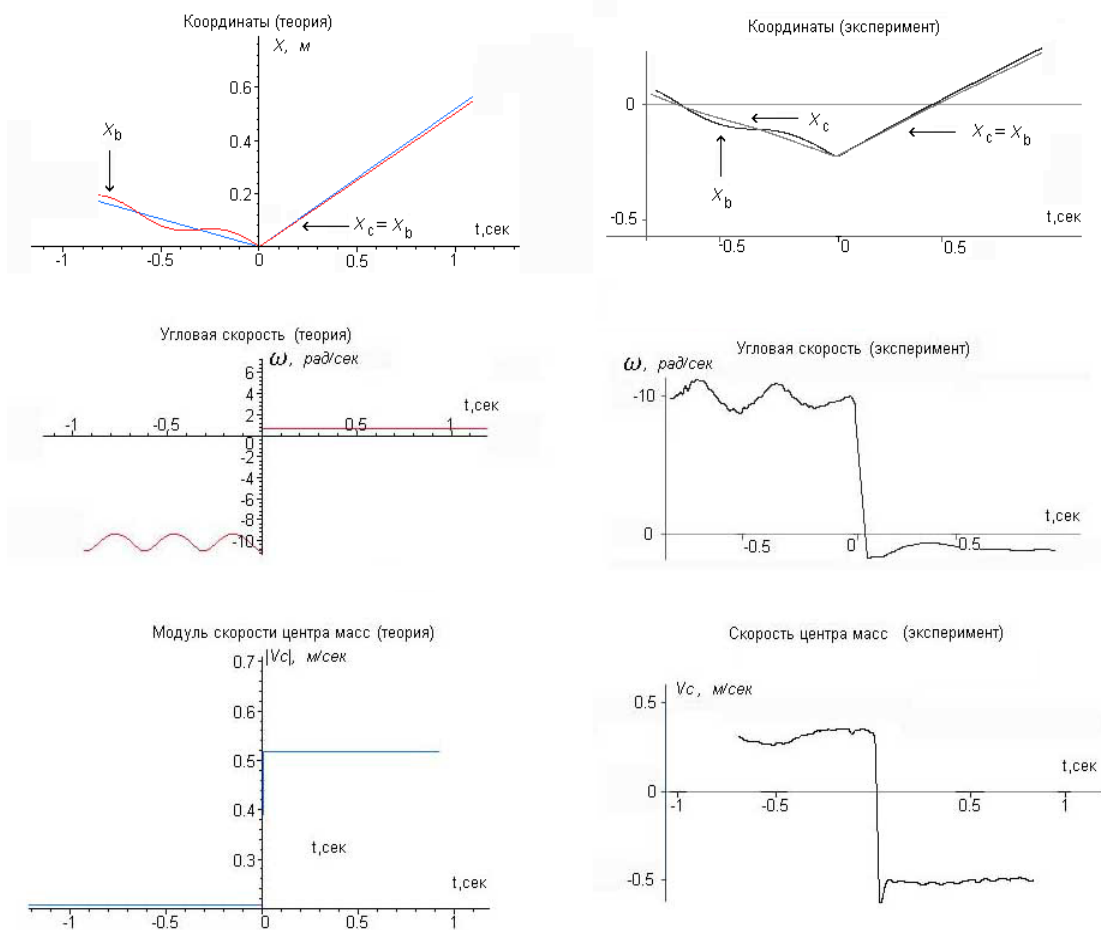


Рис. 8: Сравнение теоретических и экспериментальных данных по абсолютно упругому удару четырехмерного гироскопа, преобразующему вращательную инерцию в поступательную

На рис. 8 представлены теоретические и экспериментальные графики, показывающие преобразование вращательной инерции в поступательную. Из сравнения графиков видно, что теория хорошо описывает экспериментальные данные, конечно, с учетом ошибки эксперимента.

8 Движение гироскопа под действием внешней силы. Явление механической индукции

Пусть на четырехмерный гироскоп действует внешняя сила F_x , тогда его уравнения движения имеют вид

$$\ddot{x} = \frac{B\omega^2 \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{a}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi}, \quad (30)$$

$$\dot{\omega} = \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{a \sin \phi / r}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B \omega \sin \phi - \dot{x}}{r (1 - k^2 \sin^2 \phi)}. \quad (31)$$

где $a = F_x / (M + 2m)$. Закон изменения механической энергии системы в этом случае запишется как

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} (M + 2m) v^2 + m r^2 \omega^2 - 2 m r v \omega \sin \phi \right) = F_x \dot{x}. \quad (32)$$

Если убрать в уравнениях (30), (31) функцию распределения Φ (третьи члены в правой части этих уравнений), то решение системы показывает, что движение центра масс происходит в соответствии с законами классической механики. Это означает, что для центра масс выполняется второй закон механики Ньютона.

Однако эксперименты показывают, что при воздействии на корпус системы постоянной силой $F_x = \text{const}$ ускорение центра масс зависит от значения угла ϕ в момент начала действия силы. Действительно, поскольку

$$\ddot{x}_c = \ddot{x} - \frac{B\omega^2 \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi},$$

поэтому систему уравнений (30), (31) можно записать как

$$\ddot{x}_c = \frac{F_a}{M + 2m},$$

$$\dot{\omega} - \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} = \frac{L_a}{2mr^2},$$

где

$$L_a = 2mr^2 \left(\frac{a \sin \phi / r}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B \omega \sin \phi - \dot{x}}{r (1 - k^2 \sin^2 \phi)} \right)$$

- момент, наведенный внешней силой F_x , а

$$F_a = (M + 2m) \left(\frac{a}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \right)$$

- сила, действующая на центр масс.

Таким образом, если на корпус гироскопа действует сила $F_x = (M + 2m)a$, то центр масс движется с ускорением

$$a_1 = \frac{a}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \geq a,$$

поскольку часть работы внешней силы идет на изменение угловой скорости вращения малых грузов. Это явление, наблюдаемое экспериментально, было названо механической индукцией. Для внешнего наблюдателя, находящегося в инерциальной системе отсчета, механическая индукция, приводящая к увеличению ускорения центра масс, выглядит как уменьшение полной массы гироскопа в соответствии с формулой

$$\overline{M + 2m} = (M + 2m)(1 - k^2 \sin^2 \phi). \quad (33)$$

9 Движение гироскопа под действием внешнего момента. Явление механической самоиндукции

Когда на гироскоп внешний момент $L = 2mr^2N$, его уравнения движения запишутся как

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{B\omega^2 \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{BN \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi}, \\ \dot{\omega} &= \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{N}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B\omega \sin \phi - \dot{x}}{r(1 - k^2 \sin^2 \phi)}. \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \ddot{x}_c &= \frac{F_N}{M + 2m} = a_N, \\ \dot{\omega} - \frac{k^2 \omega^2 \cos \phi \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} &= \frac{L_N}{2mr^2}, \end{aligned}$$

где

$$F_N = (M + 2m) \left(\frac{BN \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + k^2 \Phi \frac{r\omega - \dot{x} \sin \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \right)$$

- сила наведенная моментом N и действующая на центр масс.

$$L_N = 2mr^2 \left(\frac{N}{1 - k^2 \sin^2 \phi} + \frac{\Phi B\omega \sin \phi - \dot{x}}{r(1 - k^2 \sin^2 \phi)} \right) \quad (34)$$

- истинный момент, изменяющий угловую частоту вращения.

Изменение механической энергии в данном случае имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} (M + 2m) v^2 + mr^2 \omega^2 - 2mrv\omega \sin \phi \right) = L\omega.$$

В соответствии с законами классической механики вся работа внешнего момента идет на изменение угловой скорости вращения грузов. Однако эксперимент показывает, что это не так, поскольку часть работы внешнего момента идет на изменение скорости центра масс всей системы.

Из последней формулы (34) видно, что истинное угловое ускорение удовлетворяет соотношению

$$\frac{N}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \geq N,$$

поскольку часть работы, совершаемой моментом, расходуется на ускорение центра масс. Это явление, наблюдаемое экспериментально, мы назвали механической самоиндукцией. С точки зрения классической механики перераспределение энергий при механической самоиндукции выглядит как уменьшение момента инерции в соответствии с формулой

$$\bar{J} = \overline{2mr^2} = J(1 - k^2 \sin^2 \phi) = 2mr^2(1 - k^2 \sin^2 \phi).$$

Поскольку радиус r в наших экспериментах величина постоянная, то можно трактовать наблюдаемое явление самоиндукции как уменьшение массы вращающихся грузов, а именно

$$\bar{m} = m(1 - k^2 \sin^2 \phi). \quad (35)$$

9.1 Внутренний удар четырехмерного гироскопа

Результаты, полученные при теоретическом описании явления механической самоиндукции наводят на мысль, что если внутри системы искусственным образом изменить угловую скорость вращения грузов, то мы получим изменение скорости центра масс всей системы. Для проверки этой идеи на четырехмерном гироскопе был установлен механизм, который, следуя В.Н.Толчину, мы будем называть мотор–тормозом.

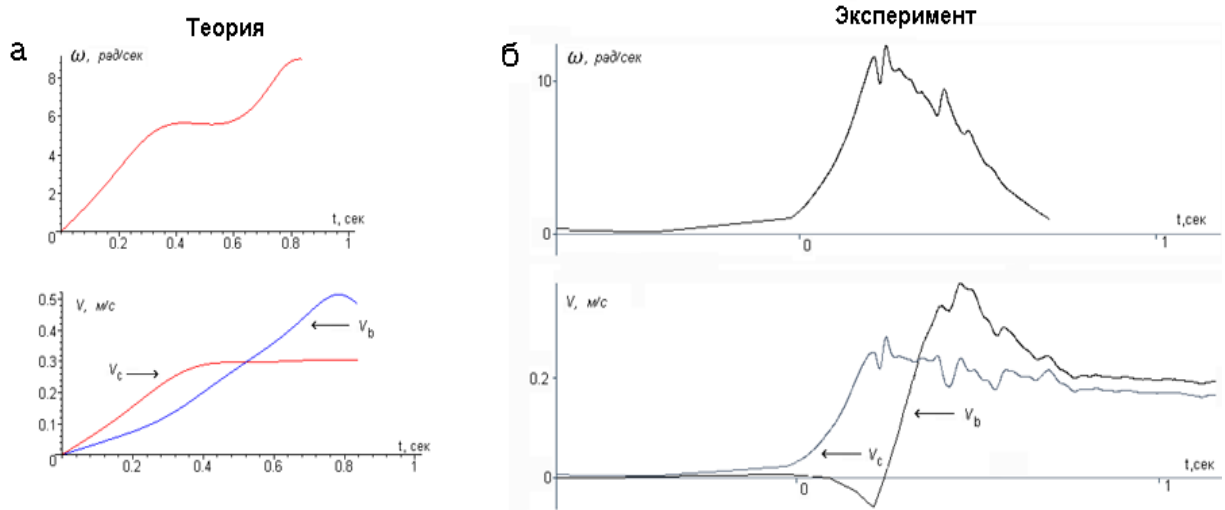


Рис. 9: Сравнение теоретического расчета внутреннего удара свободного гироскопа с экспериментальными данными

Этот механизм состоит из пружины, которая срабатывала в секторе углов $330^\circ - 30^\circ$, изменяя угловую частоту вращения грузов от 0 до 8-10 рад/сек., и тормоза, который уменьшал угловую частоту вращения в секторе углов $150^\circ - 180^\circ$ до 0. На рис. 9а представлены графики теоретического расчета изменения угловой скорости и линейных скоростей четырехмерного гироскопа, полученных в результате внутреннего удара.

Соответствующие экспериментальные графики представлены на рис. 9б. Сравнение теоретических и экспериментальных графиков показывает достаточно хорошее совпа-

дение теории и эксперимента. Некоторое различие в графиках изменения угловой частоты объясняется тем, что возникают трудности в правильном описании воздействия мотор–тормоза. После срабатывания мотор–тормоза происходил следующий физиче-

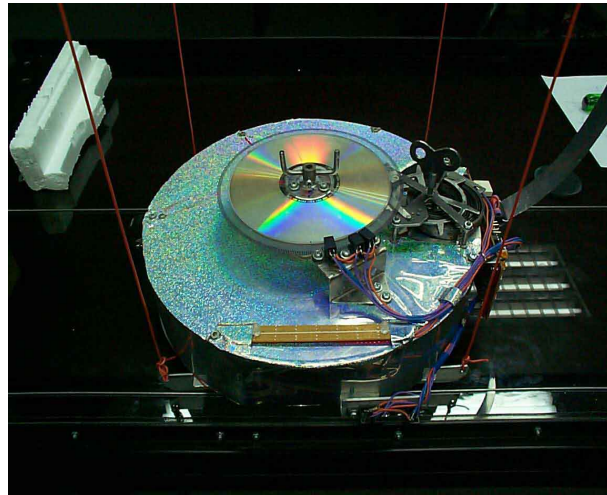


Рис. 10: Четырехмерный гироскоп на подвесе

ский процесс. Потенциальная энергия пружины в момент изменения угловой скорости вращения грузов переходила в механическую энергию движения четырехмерного гироскопа и расходовалась на: а) изменение его внутренней вращательной энергии $W(t) = mr^2\omega(t)^2 = J\omega(t)^2/2$, $J = 2mr^2$; б) изменение кинетической энергии его центра масс $E_c(t) = (M + 2m)v(t)_c^2/2$ через энергию взаимодействия между вращательной и поступательной энергиями $H(t) = -2mrv(t)\omega(t) \sin \phi(t)$.

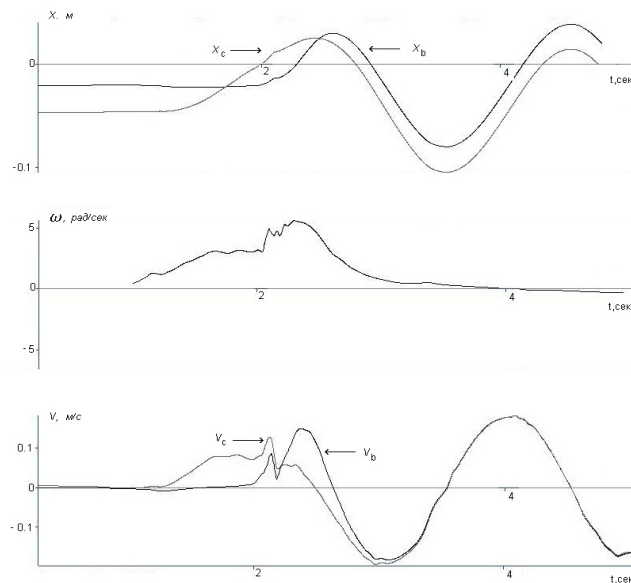


Рис. 11: Экспериментальные графики внутреннего удара четырехмерного гироскопа на подвесе

Расчеты показали, что кинетическая энергия центра масс, полученная после срабатывания пружины, количественно соответствует истраченной потенциальной энергии пружины.

Для того, чтобы убедиться в том, что силы трения не являются причиной изменения скорости центра масс, было решено подвесить четырехмерный гироскоп на четырех нитях (см. рис. 10). В этом эксперименте включение пружины происходило без касания корпуса. Для этого на корпусе гироскопа было установлено электромагнитное реле, которое включалось дистанционно, после чего срабатывала пружина.

Экспериментальные результаты экспериментов по внутреннему удару на подвесе представлены на рис. 11. Из графиков видно, что центр масс изменяет свою скорость даже в отсутствии опоры на подстилающую поверхность.

10 Экспериментальные модели четырехмерных гироскопов, демонстрирующих реактивное движение без отбрасывания массы

Совершенно очевидно, что обеспечения постоянного движения четырехмерного гироскопа под действием внутреннего удара, необходимо производить эти удары периодически, до тех пор, пока не кончится весь завод пружины.

10.1 Модель № 1 с пружинным заводом

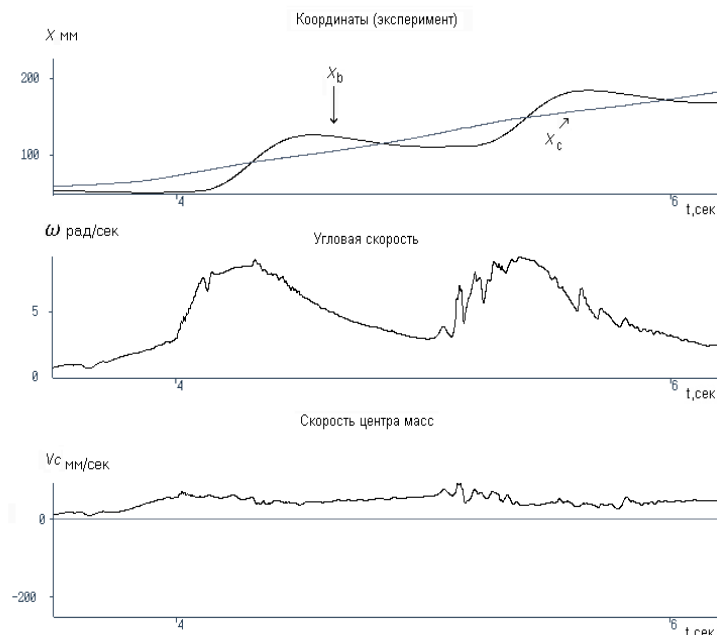


Рис. 12: Экспериментальные графики множественных внутренних ударов четырехмерного гироскопа