

Рамиев Александер Владимирович

Минимум

Члены совета: Акимов Рамиев, Чистяков

Бывшие члены: Журабек; Мархел; Гармашев (~ коньсена); Бондаренко

Аксиоматика классической механики

1. Аксиома \mathbb{R}^3 - все объекты - в Евклидовомпр-де \mathbb{R}^3 .
2. \exists движение: $R \rightarrow \mathbb{R}^3$ (в \mathbb{R} -время)
3. \exists мат. форма: (m, \vec{r}) , $m = \text{const} > 0$, $\vec{r} \in \mathbb{R}^3$
4. \exists взаимодействие: $\forall (m_1, \vec{r}_1), (m_2, \vec{r}_2) \rightarrow \exists \vec{F}$ -акт: $\vec{F} \parallel (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$

$$\begin{array}{c} \vec{F} \\ \longrightarrow \\ (m_1, \vec{r}_1) \end{array} \quad \begin{array}{c} -\vec{F} \\ \longleftarrow \\ (m_2, \vec{r}_2) \end{array}$$

5. \exists час-ые координаты и час-ое параллелизм временем, такие что

$$m \ddot{\vec{r}} = \vec{F}$$

Такие час-ые наз-ся ИСО

Инвариантность и ковариантность ур-ий

Учб.: $\begin{cases} F_i(t, q, \dot{q}, \dots, q^{(n)}) = 0 \\ q = \begin{bmatrix} q^1 \\ \vdots \\ q^n \end{bmatrix} \end{cases}$

$$t = t(t', q'), q = q(t', q')$$

$$F_i(t', q', \dot{q}', \dots, q'^{(n)}) = 0 - \text{же не } q\text{-ун!}$$

Тогда F_i учб.

Ковариантность: инвариантность правил соединения ур-ий.

Пример: ур-9 Несколько ковариантных акт. предп-ий Гамил.



$$\begin{cases} \vec{r}' = \vec{r}_0 + \vec{v} t + A t, \quad A - \text{опис. матрица} \\ t' = t + \tau \end{cases} \quad \xrightarrow{\text{предп. (группа) Гамил.}}$$

$\vec{r}_0, \vec{v}, A, \tau = \text{const}$

$$m \ddot{\vec{r}} = \vec{F} \longleftrightarrow m \ddot{\vec{r}'} = \vec{F}$$

Універсальне обозначення

$$\textcircled{1} \quad \vec{r} \rightarrow r^i, \quad i = 1 \dots 3$$

$$\textcircled{2} \quad A \rightarrow a_{ij}$$

$$a_j \\ a_{ij} \quad \begin{matrix} \text{ненін універ} \\ \swarrow \end{matrix}$$

$$\textcircled{3} \quad \vec{a} \cdot \vec{b} = \sum_{i=1}^3 a^i b^i = a^i b^i \quad (\text{правило дужини})$$

$$A\vec{r} = \underbrace{a_{ij}}_{\text{другим універ}} \vec{r}^i$$

$$\textcircled{4} \quad a, \dots, h - \text{циклическое універса}$$

$x^a b^a - \exists i \in \mathbb{N} \text{ с номером } a; \text{ без суммирования!}$

$$\textcircled{5} \quad \frac{\partial f}{\partial x_k} = f_{,k} \quad \frac{\partial f_k}{\partial x_j} = f_{k,j}$$

$$\frac{\partial a_{ij}}{\partial x_k} = a_{ij,k}$$

$$\text{Нпр.} \quad df = \sum_{k=1}^n \frac{\partial f}{\partial x^k} dx^k = f_{,k} dx^k$$

Координаты Торка

Декартовы координаты

$$\vec{r} = \begin{bmatrix} r^1 \\ r^2 \\ r^3 \end{bmatrix}$$

$$v = \dot{\vec{r}} = \begin{bmatrix} \dot{r}^1 \\ \dot{r}^2 \\ \dot{r}^3 \end{bmatrix} - \text{скорость}$$

$$\vec{w} = \ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{v}} = \begin{bmatrix} \ddot{r}^1 \\ \ddot{r}^2 \\ \ddot{r}^3 \end{bmatrix} - \text{ускорение}$$

Сопровождающие трёхвекторы Торка



$$\vec{r} = \vec{r}(s(t))$$

$$\vec{v} = \vec{r}_{,s} \quad \dot{s} = \vec{t} v$$

$$\vec{w} = \vec{t}_{,s} v^2 + \vec{v} \vec{v}$$

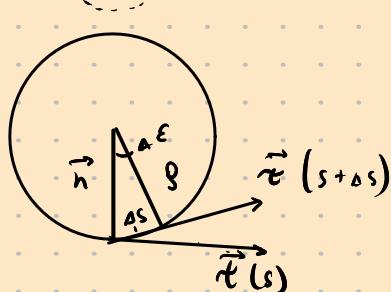


$$\Delta \vec{s} \approx g \Delta \epsilon$$

$$\Delta \vec{t} \approx \Delta \vec{e}_n = \frac{4s}{g} \vec{n}$$

$$\vec{t}_{,s} = \frac{\vec{n}}{g} \Rightarrow \vec{w} = \underbrace{\vec{v} t}_{w_t} + \underbrace{\frac{v^2}{g} \vec{n}}_{w_n}$$

Tangential. Normal



Криволинейные координаты

$$\vec{r} = \vec{r}(q); \quad q = \begin{bmatrix} q^1 \\ q^2 \\ q^3 \end{bmatrix} - \text{криволинейные (однозначные) координаты}$$

$\det [r_{ij}] \neq 0!$ Взаимно-однознач. соотв.

$$\vec{r} = \begin{bmatrix} r \cos \varphi \\ r \sin \varphi \\ z \end{bmatrix}, \quad q = \begin{bmatrix} r \\ \varphi \\ z \end{bmatrix} - \text{цилиндрические координаты}$$

$$\begin{cases} q^i - \text{var} & i=1, 2, 3 \\ q^{j+i} - \text{fix} \end{cases} - \gamma_i - \text{координатные линии}$$



$$H_x = |\vec{g}_x| - \kappa r \text{ кривизна}$$

$$H_x = \sqrt{(r_{1x})^2 + (r_{2x})^2 + (r_{3x})^2}$$

$$\vec{e}_a = \frac{\vec{g}_a}{H_a} - \text{Оригинальный единичный вектор}$$

$$|\vec{e}_a| = 1$$



Скорость в кривой коорд.

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \vec{r}_{,k} \dot{q}^k \Rightarrow \vec{v} = \underbrace{\dot{q}^k}_{\text{координаты}} \vec{g}_k$$

$$\textcircled{1} \quad \vec{v} = \sum \underbrace{H_k}_{\text{координаты}} \dot{q}^k \vec{e}_k \quad \text{координаты}$$

$$v^2 = \underbrace{\vec{g}_i \cdot \vec{g}_k}_{g_{ik} \text{-метрик. тензор}} \cdot \dot{q}^i \cdot \dot{q}^k = g_{ik} \dot{q}^i \dot{q}^k$$

$$\textcircled{2} \quad v^2 = \sum H_i H_k \langle \vec{e}_i \cdot \vec{e}_k \rangle \dot{q}^i \dot{q}^k$$

$$\text{Если } \langle \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j \rangle = \delta_{ij}:$$

$$v^2 = \sum H_i \cdot (\dot{q}^i)^2$$

Ускорение в кривой коорд.

$$\vec{w} \cdot \vec{g}_x = \ddot{\vec{r}} \cdot \vec{r}_{,k} = (\dot{\vec{r}} \cdot \vec{r}_{,k}) \dot{r} + \vec{r} \cdot \ddot{\vec{r}}_{,k}$$

Равнл. по $q_k \Leftrightarrow$ вектор:

$$\vec{r}_{,k} \xrightarrow{\frac{d}{dt}} \vec{r}_{,ki} \cdot \dot{q}^i \quad \vec{r}_{,ki} = \vec{r}_{,ki} \cdot \dot{q}^i \quad \frac{\partial}{\partial q^k} \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q^k}$$

$$\ddot{\vec{r}} \cdot \vec{r}_{,k} = \left(\frac{v^2}{2} \right)_{,k} \quad (\vec{r}_{,k}, \quad v^2 = \vec{r} \cdot \vec{r})$$

$$\ddot{\vec{r}} = \vec{r}_{,kk}(q) \cdot \dot{q}^k \Rightarrow \underbrace{\frac{\ddot{\vec{r}}}{\dot{q}^k}}_{\frac{d\ddot{\vec{r}}}{d\dot{q}^k}} = \vec{r}_{,k}$$

$$\ddot{\vec{r}} \cdot \vec{r}_{,k} = \vec{r} \cdot \vec{r}_{,k} = \left(\frac{v^2}{2} \right)_{,k}$$

$$! \quad \dot{r} = \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \dot{q}^i \frac{\partial}{\partial q^i}$$

$$③ \vec{w} \cdot \vec{g}_a = \frac{d}{dt} \left(v^2/2 \right)_{,a} - \left(\frac{v^2}{2} \right)_{,a}$$

$$④ \vec{w} \cdot \vec{e}_a = \frac{1}{M_a} \left[\frac{d}{dt} \left(v^2/2 \right)_{,a} - \left(v^2/2 \right)_{,a} \right]$$

Оператор Эйнштейна - дифференциал

$$\xi_k = \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial q^k} - \frac{\partial}{\partial q^k}$$

$$\vec{w} \cdot \vec{g}_a = \xi_k \left(\frac{v^2}{2} \right)$$

Кинематический закон Ньютона в виде вспомогательного

$$q^a \rightarrow q^a + dq^a - \text{расположение центра}$$

$$d\vec{r}_a = \vec{r}_{,a} dq^a$$

$$|d\vec{r}_a| \approx \underbrace{|\vec{r}_{,a}|}_{M_a} \cdot dq^a$$

2-й закон Ньютона в криволинейных координатах

$$m \ddot{\vec{r}} = \vec{F} \quad | \cdot \vec{g}_k$$

$$m \xi_k \left(\frac{v^2}{2} \right) = \vec{F} \vec{g}_k \quad Q_k - \text{относительная работа}$$

$$T = \frac{mv^2}{2} - \text{кин. энергия}$$

$$\xi_k(T) = Q_k$$

$$(6) \frac{d}{dt} T_{,k} - T_{,k} = Q_k$$

$$\text{Другой вид: } \frac{1}{M_a} \xi_a(T) = \vec{F} \vec{e}_a$$

Понятие о тензорах

$$\vec{r}(q) - \text{зависимость} \quad q(q') - \text{замена переменной}$$

Как изменится скорость?

$$q^i = \underbrace{q^i}_{\text{координаты}} \cdot \underbrace{q^{i'}}_{\text{координаты}} - \text{координатный вектор (коорд. вектор, к-ром описано движение)} \\ (\text{тензор 2-го рода}) \quad \text{без смысла без Fok}$$

$$\dot{q} = J q'$$

Что связь с уравнением?

$$f(q) - \text{мат. оп-в}$$

$$f(q(q')) \quad f_{,i} = F_{,i} \cdot q^{i'} - \text{уравнение не то! Это ковариантный вектор} \\ (\text{ковариантный вектор - тензор 2-го рода})$$

$$\underbrace{\nabla' f}_{\text{second}} = \nabla f J \quad \nabla f^T = J^T \nabla f^T \Rightarrow \underbrace{\nabla f^T}_{\text{yine cok dus}} = (J^T)^{-1} \nabla' f^T$$

Rasuya (memy ko - u kenige-) teoretič, eam ypred-e ogranichens ($(J^T)^{-1} = J$)

Metrikasni Tensor

$$\vec{g}_x = \vec{r}_{,x} \quad \vec{r}(q(q)) - \text{zmena}$$

$$g_{xx} = \vec{r}_{,x} \cdot \vec{q}_{,x}^* = \vec{g}_x \cdot \vec{q}_{,x}^* \quad \text{- neyadit}, \quad \vec{g}_x = \text{koordinatniy vektor}$$

$$\text{Metrikasni Tensor: } \hat{V} = q^i \vec{g}_i \Rightarrow V^2 = \underbrace{g_{ii}}_{g_{ik}=g_i g_k} q^i \vec{q}^i \quad g_{ik} = g_i g_k - \text{metrik Tensor!}$$

$$g_{i1x1} = q_{,i}^i q_{,x1}^* g_{ik} = \text{koordinatniy Tensor} \approx 20 \text{ perna funk } (0,2)$$

Күрнәмәләндә төбәгесең тәс

Төбәгесең тәс - сабакыннан мат. борк, рас-аси менен к-рләре не извеснедет.



$M \in \text{тәс}$ - нараси ТТ (төбәгесең тәс)

Движение төбәгесең тәс - это гомотетия нараси и
гомометрия оның, нараси (вращение).

Вращение. Числ. координаты вращения

Собакындан нараси координаты и рас-асында вращение.

- Числ. формула

$$\boxed{\text{уравнение}} \quad \vec{x}_3 \parallel \vec{\xi}_3 \\ \vec{e} = \frac{\vec{x}_3 \times \vec{\xi}_3}{|\vec{x}_3 \times \vec{\xi}_3|}$$

Неберегидағы си-ми координаты Ох:

$$x \xrightarrow[3 \text{ (ориг. } x^3)]{\psi} x' \xrightarrow[1']{\Theta} x'' \xrightarrow[3'']{\varphi} \xi$$



Числ. уравн.

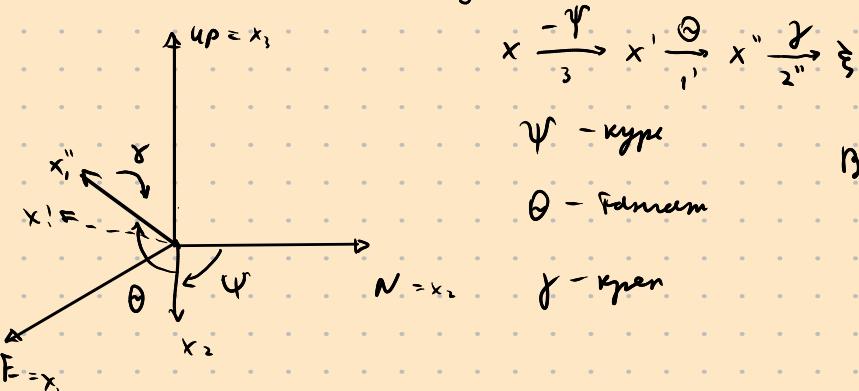
ψ - уран превращен

Θ - уран нуткашын

φ - уран солағаннанда вращен

Паралеллары ψ , Θ и φ нараси би-зиг. оғын көр. с позициямен төбәгесең тәс
бенде крате нараси. $\Theta = \{0, \pi\}$

- Самағанное (караданное) уравн.



Вращение при $\Theta = \pm \frac{\pi}{2}$

Мадаң си-ми уравн. солағаннанда вращен дүрт иштес вращение.

Ортогональные матрицы



$$\vec{r}' = A \vec{r}$$

$$|\vec{r}'|^2 = |\vec{r}|^2 A^T A$$

$$|\vec{r}'|^2 = \vec{r}'^T \vec{r}' = \vec{r}^T A^T A \vec{r} = |\vec{r}|^2 = \vec{r}^T \vec{r} \quad \forall \vec{r} \Rightarrow A^T A = I -$$

Определение орт. матрицы

Часть 1

① Теорема Фурье - Крамера: $|AB| = |A| \cdot |B|$

$$|A^T A| = |\mathbb{E}| = 1 \Rightarrow |A| = \pm 1$$

небольшой
значительный небольшой

② $A^T A = \mathbb{E} \Rightarrow A^{-1} = A^T$

③ $\forall A, B$ - орт. $\rightarrow C = AB$ - ортогональная

$$C^T C = B^T A^T \cdot AB = \mathbb{E}$$

④ Ортогональные матрицы образуют группу.

G - группа

① $\forall A, B \in G \rightarrow C = AB \in G$

② $A(BC) = (AB)C$

③ $\exists E \in G: \forall A \in G \rightarrow AE = EA = A$

④ $\forall A \in G \rightarrow \exists A^{-1} \in G: A^{-1} A = AA^{-1} = E$

Линия $O(3)$ - группа ортогональных матриц: $A^T A = \mathbb{E}$

$SO(3)$ - симм. орт. группы; $\forall A \in SO(3) \rightarrow |A| = 1$ (группа поворотов)

⑤ $SO(3)$ - основная ми. инв. матрица 3-го ранга с неотрицательной формой.



$$A = \begin{pmatrix} a_{11}' \\ a_{21}' \\ a_{31}' \end{pmatrix} = [\vec{e}_{1'}]_e$$

$$\vec{e}_{1'} \cdot \vec{e}_j = a_{1j}' \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j = a_{ij}' \stackrel{j \rightarrow i}{\Rightarrow} a_{ii}' = \cos(\vec{e}_i, \vec{e}_{i'})$$

A - матрица направляющих косинусов

Установлено взаимн. однозначн. координатные между параллельн. плоскостями π и π' для $A \in SO(3)$.

$A = [\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3]$ $\vec{a}_i \cdot \vec{a}_j = \delta_{ij} \Rightarrow$ 6 независимых строк \Rightarrow \Rightarrow матрица из $SO(3)$ — трехмерное многообразие в 9-мерном нр-ве матриц

$$\textcircled{6} \quad a_{ii}^i = \Delta_{ii}^i \quad A^{-1} = \frac{[\Delta_{ii}^i]^T}{|A|_{\infty}} = A^T \Rightarrow UTA$$

↑
3x-1 A
an. назначение

Собственные векторы и собственные значения ортогональных матриц

$$A \vec{r} = \lambda \vec{r} \Rightarrow |\lambda E - A| = 0 \quad \text{tr } A = a_{ii}^i$$

$$\lambda^3 - \lambda^2 \text{tr } A + \lambda \text{tr } A - 1 = 0$$

$\lambda_1 = 1 \Rightarrow \exists \vec{r}_1 : A \vec{r}_1 = \vec{r}_1$ — собственный вектор

Докажем, что $|\lambda_0| = 1$

$$A \vec{r}_0 = \lambda_0 \vec{r}_0 \mid \cdot (\text{imp.-e})^+ \quad A^+ = \overline{A^T} \quad \begin{matrix} \leftarrow \text{коэффициент комп-а} \\ - \text{правило сопряжения} \end{matrix}$$

$$\vec{r}_0^T A^+ A \vec{r}_0 = \lambda_0^+ \lambda_0 \cdot \vec{r}_0^T \vec{r}_0 \quad \text{Если } \vec{r}_0 = \vec{p} + i \vec{q}, \text{ то } \vec{r}_0^T \vec{r}_0 = \vec{p}^T \vec{p} + \vec{q}^T \vec{q} = |\vec{r}_0|^2 > 0$$

"F" "i $|\lambda_0|^2$ "

$$|\vec{r}_0|^2 = |\lambda_0| \cdot |\vec{r}_0|^2 \Rightarrow |\lambda_0| = 1$$

$$\lambda_{2,3} = \cos \varphi \pm i \sin \varphi = \frac{\text{tr } A - 1}{2} \pm i \sqrt{1 - \frac{(\text{tr } A - 1)^2}{4}}$$

$$\vec{r}_{2,3} = \vec{p} \mp i \vec{q} \quad \{ \vec{r}_1, \vec{p}, \vec{q} \} - \text{набор ОКБ}$$

Умнож. нр-ва A :



$P \perp \vec{r}_1$, P -унмнож. нр-ва A .

$$\exists \vec{r} \in P \quad A \vec{r}_1 = \vec{r}_1 \Rightarrow A^T \vec{r}_1 = \vec{r}_1$$

$$(A \vec{r})^T \vec{r}_1 = \underbrace{\vec{r}^T A^T}_{\vec{r}_1} \vec{r}_1 \Rightarrow A \vec{r} \in P$$

УД



Теорема Фригера о конечных наборах

A — $n \times n$ матрица с ненул. строкой $\exists \vec{r}$ в ядре A конечн. набора,

однозн. назначение \vec{r} (всегда существует \vec{r})

Через ортогональную матрицу и нап-об Эйнштейна поверота



Видим \vec{e} как ось поворота, \vec{r} - лежащая в плоскости с \vec{e} и \vec{r} .

\vec{r} подразумевается на φ омоз. \vec{e} & \vec{r} .

$$\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{r}_2, \text{ где } \vec{r}_1 = \langle \vec{r}, \vec{e} \rangle \vec{e}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r} - \langle \vec{r}, \vec{e} \rangle \vec{e}$$

$$\vec{e}_2 = \frac{\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|}$$

$$\vec{e}_3 = \vec{e}_1 \times \vec{e}_2 = \frac{\vec{e} \times \vec{r}}{|\vec{r}_2|}$$

$$\begin{aligned} \vec{r}' &= \vec{r}_1 + r \cos \varphi \vec{e}_2 + r \sin \varphi \vec{e}_3 = \langle \vec{r}, \vec{e} \rangle \cdot \vec{e} + (\vec{r} - \langle \vec{r}, \vec{e} \rangle \vec{e}) \cos \varphi + \vec{e} \times \vec{r} \sin \varphi = \\ &= (\vec{e} \cos \varphi + \hat{\vec{e}} \sin \varphi + (1 - \cos \varphi) \vec{e} \vec{e}^\top) \vec{r} \end{aligned}$$

$$\hat{\vec{e}} \vec{r} = \vec{e} \times \vec{r}; \quad \hat{\vec{e}} = \begin{bmatrix} 0 & -e^3 & e^2 \\ e^3 & 0 & -e^1 \\ -e^2 & e^1 & 0 \end{bmatrix} \quad (1) \quad \vec{e} \vec{e}^\top = \begin{bmatrix} (e')^2 & e' e^2 & e' e^3 \\ e' e^2 & \dots & \dots \\ e' e^3 & \dots & \dots \end{bmatrix}$$

Получим $A = E \cos \varphi + \hat{\vec{e}} \sin \varphi + (1 - \cos \varphi) \vec{e} \vec{e}^\top$ (2) - правило куб. омоз. доказ!

$$\vec{e} \times (\vec{e} \times \vec{r}) = \langle \vec{e}, \vec{r} \rangle \vec{e} - \vec{r}$$

$$\hat{\vec{e}}^2 \vec{r} = (e \vec{e}^\top - E) \vec{r}$$

$$(A = E + \hat{\vec{e}} \sin \varphi + \hat{\vec{e}}^2 (1 - \cos \varphi))$$

Пусть $\vec{\varphi} = \vec{e} \varphi$ - вектор Эйнштейна (где \vec{e} единичный вектор - изменение не подходит)

* $\vec{\varphi} \hookrightarrow \hat{\vec{e}} - \cos \varphi$ - ортогон. ортогон. вектор (1).

Тогда можно нап-ти, что $A = e \vec{\varphi}$ (пог. линия)

Выражение нап-об. Эйнштейна. поверота через тр-ти $A \in SO(3)$

$$2\vec{y}_3 (2) \Rightarrow \operatorname{tr} A = 3 \underbrace{\cos \varphi}_{E \cos \varphi} + 1 \underbrace{- \cos \varphi}_{(1 - \cos \varphi) \vec{e} \vec{e}^\top}$$

$$\cos \varphi = \frac{\operatorname{tr} A - 1}{2}$$

$$A = [a_{ij}^i]$$

$$a_2^3 - a_3^2 = 2 e^1 \sin \varphi \Rightarrow e^1 = \frac{a_2^3 - a_3^2}{2 \sin \varphi} \quad e^2 = \frac{a_3^1 - a_1^3}{2 \sin \varphi} \quad e^3 = \frac{a_1^2 - a_2^1}{2 \sin \varphi}$$

$$\sin \varphi = \sqrt{1 - \cos^2 \varphi}; \text{ поэтому, что } \varphi \in [0; \pi]! \text{ т.к. } \vec{e} \text{ единичный вектор, что}$$

нап-об. поверота - это против часовой стрелки. Поверот в одн. направлении - движение $-\vec{e}$.

Оператор наименьшего квадрата. Угловая скорость Тейлора Тесс

Если $\dot{\varphi} \ll 1$, то

$A \approx E + \hat{\varphi}$ - оператор наименьшего квадрата

То близко к гр $A \in SO(n)$:

$A(t) \in SO(n); A(0) = E$

$$A^T A = E \quad | \frac{d}{dt}|_{t=0}$$

$$\overset{\cdot}{A}^T A + A^T \overset{\cdot}{A} \underset{\overset{\cdot}{E}}{|}_{t=0} = 0$$

$$\overset{\cdot}{A}^T (0) = -\overset{\cdot}{A}(0) \underset{\overset{\cdot}{\omega}}{|} \Rightarrow \overset{\cdot}{A}(0) - \text{кососимметрическое} \Rightarrow A \approx E + I + \hat{\omega}$$

Угловая скорость



$$\exists \Delta \vec{\varphi} = \vec{e}_A \Delta \varphi$$

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\varphi}}{\Delta t} \quad - \text{угловая скорость}$$

Распределение скоростей и ускорений в Тейлоре Тесс



$$\vec{r} = \vec{R} + \vec{g}$$

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \dot{\vec{R}} + \dot{\vec{g}}$$

$$g(t + \Delta t) \approx (E + \Delta \hat{\varphi}) \vec{g}(t)$$

$$\dot{\vec{g}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\varphi}}{\Delta t} \vec{g} = \hat{\omega} \vec{g} = \vec{\omega} \times \vec{g}$$

$$\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{\omega} \times \vec{g} \quad - \text{cp-ва Эйнеша}$$

$$\vec{W} = \vec{V} = \vec{W}_0 + \vec{\varepsilon} \times \vec{g} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{g}) \quad - \text{cp-ва Робинсона}$$

$$\vec{\varepsilon} = \dot{\vec{\omega}}$$

Кинематическое бистабильное состояние

Причины гиперобсессии изложены



Bunisobol ghumense

Модель гибридного типа зернобалансного бундесбанка называется.

Представимъ въ този начинъ $\vec{a}l = \vec{O}\vec{O}' \cdot \vec{e}$ въ нобъръзъ на \vec{e} .

Feopenda Mawu: A repenang-e th. reza zahidainins bantulangan repenangenes.

Hemiceras rufa repens. ne zádušek a hrobky namocí.



$$\vec{g}' = A \vec{g}$$

$$\vec{p}' \cdot \vec{e} = \vec{p}'^T \vec{e} = (\vec{A} \vec{p})^T \vec{e} = \vec{p}^T \underline{\vec{A}^T \vec{e}} = \vec{p}^T \vec{e}$$

Президентъ ѝ не е нещо иначе.

Eben $\vec{p} = \vec{O}\vec{o}$ - rechnen, was bedeutet O , $\vec{O}\vec{o} \cdot \vec{e} = \text{const.}$

Рассм. выше-е теса за брене от



$$\vec{V}_m = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta l}{\Delta t}$$

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{A_2} - \vec{A_1}}{\Delta t}$$

Такое обстоятельство уменьшает биологическое значение.

Об универсальности языка

$$FMT: \quad \vec{V} = \vec{V}_0 + \omega \times \vec{r} = \lambda \vec{\omega}$$

$$\vec{\omega} \cdot \vec{V}_1 = \vec{\omega} \vec{V}_0 = \Re \omega^2 \Rightarrow \lambda = \frac{\vec{V}_0 \cdot \vec{\omega}}{\omega^2} - \text{kinem. unbalance}$$

• He zab. on
no more.

Рассмотрим вращение:

$$\begin{cases} V_{ox} + \omega_y z - \omega_z y = \lambda \omega_x \\ V_{oy} + \dots = \lambda \omega_y \\ V_{oz} + \dots = \lambda \omega_z \end{cases}$$

$$\left. \begin{cases} V_{ox} + \omega_y z - \omega_z y \\ V_{oy} + \omega_z x - \omega_x z \\ V_{oz} + \omega_x y - \omega_y x \end{cases} \right\} = \frac{V_{oy} + \omega_z x - \omega_x z}{\omega_y} = \frac{V_{oz} + \omega_x y - \omega_y x}{\omega_z} \quad \text{- выражение орт. кинематики. Быстро}$$

Несколько кинемат. формул \Leftrightarrow наим. ω , уравнение орт. V_m .

$$\vec{V}_m = \vec{V} \cdot \frac{\vec{\omega}}{\omega}$$

Примеч. V_m — мин. скорость в тб. точке.



Сложение вращений

1. Аксиоматическое вращение



$$\vec{r}' = A \vec{r} \quad \vec{r}'' = B \vec{r}' = B A \vec{r}$$

$$C = B A$$

$$n \text{ вращений: } C = A_n A_{n-1} \dots A_1$$

2. Пассивное вращение



$$\vec{r}^{(i)} = \sum r_i^{(i)} \vec{e}_i \quad \vec{e}_i = A_i \vec{e}'_i$$

координаты в новой системе относительно базиса

$$\vec{r} = \sum r_i^{(i)} \vec{e}'_i \quad \left| \begin{array}{l} \vec{e}'_i \text{ (в базисе e)} \\ \vec{e}_i \text{ (в базисе e')} \end{array} \right. = \sum r_i^{(i)} A_i \vec{e}_i$$

B дает e :

$$e_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad e_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad e_3 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \sum r_i^{(i)} \vec{e}_i = \begin{bmatrix} r_1^{(1)} \\ r_2^{(1)} \\ r_3^{(1)} \end{bmatrix}$$

$$\vec{r} = A \vec{r}^{(1)} \Rightarrow \vec{r}^{(1)} = A^T \vec{r}$$

$$\vec{r}^{(1)} = B^T \vec{r}^{(1)} = B^T A^T \vec{r} = (AB)^T \vec{r}$$

$$C = AB$$

$$n \text{ вращений: } C = A_n A_{n-1} \dots A_1$$

Пример 1



$$C - ? \quad A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

Дно, это описывает вращение в плоскости, т.е.

$$B = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

- координаты вращения в базисе B и x .

$$C = BA = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Пример 2



$$C = A_\psi A_\theta A_\varphi$$

1. Вокруг z на ψ
2. Вокруг x' на θ - углов динамики
3. Вокруг z'' на φ

Однобугорное, наименее т. зрения

$$A_\psi = \begin{bmatrix} \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ \sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

- привод координат новому базису в шагах

$$A_\theta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

$$A_\varphi = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Кинематические уп-2 Пуассона для ортогональных матриц



A - общее положение базиса тела с ненул. базисом x

$$A(t+\Delta t) = \begin{cases} (E + \Delta \hat{\varphi}_x) A(t) & - \text{авт. т. зп.} \\ A(t) (E + \Delta \hat{\varphi}_y) & - \text{нас. т. зп.} \end{cases}$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \cdot \begin{array}{c} \Delta \vec{\varphi} \leftrightarrow \Delta \hat{\varphi} \\ \downarrow \quad \downarrow \\ \vec{\omega} \leftrightarrow \hat{\omega} \end{array}$$

$$\dot{A} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{A(t+\Delta t) - A(t)}{\Delta t} \Rightarrow \begin{bmatrix} \dot{A} = \hat{\omega}_x A \\ \dot{A} = A \hat{\omega}_y \end{bmatrix} \quad (1) - \text{Кинем. уп-2 Пуассона.}$$

Если есть $A(t_i)$ и $\hat{\omega}_x(t)$ ибо $\hat{\omega}_y(t)$ то используя эти уп-2, можно находит текущую ориентацию.

Матрица авт. и нас. векторов оговаривает: что это же, что оговаривает в X и в $\hat{\omega}$? т.е. это симб. блоков предп-9.

Уп-2 не универсального назначения, но не ограничено.

Используются наимен. т. зрения (для них лучше строить на копии).

$$A = [\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3]$$

$$\dot{A} = \hat{\omega}_x A \Leftrightarrow \dot{\vec{a}}_k = \vec{\omega}_x \times \vec{a}_k, k=1,2,3 - 9 \text{ уравнений!}$$

Можно записать это в векторной форме

Причем - правило ОНБ, т.е. спин вращения A вращ. через первое вращ.

$$\vec{A} = \hat{\omega}_x A \Leftrightarrow \begin{cases} \vec{a}_k = \vec{\omega}_x \times \vec{a}_k, k=1,2 \\ \vec{a}_3 = \vec{a}_1 \times \vec{a}_2 \end{cases} \text{ - 6 вр.-вн}$$

$\vec{a}_k \cdot \vec{a}_m = \delta_{km}$ - проверка правильности инцидентирования в процессе

Легкое из (1):

$$\begin{cases} \hat{\omega}_x = \vec{A} \vec{A}^T \\ \hat{\omega}_z = \vec{A}^T \vec{A} \end{cases} \quad \text{- знать } A(t), \text{ можно вычислить } \omega_x(t) \text{ и } \omega_z(t)$$

Горизонтальное вращение Тейлора Теда



$\vec{\omega}^e, \vec{E}^e$ - горизонтальное вращение в кин. н.в. базисе
 $\vec{\omega}^r, \vec{E}^r$ - гориз. вр. в кин. оси норм. н.в. базиса
 Итак: $\vec{\omega}, \vec{E}$ - общ. гориз. вр. в кин.

1. Угловая скорость

Связан с вращ. в н.в. базисе приведенным образом, т.к. не ортогональны с ненорм. базисом.



$$A \approx E + \Delta \hat{\varphi}^e, \quad B \approx E + \Delta \hat{\varphi}^r$$

$$C = AB \approx E + \underbrace{\Delta \hat{\varphi}^e + \Delta \hat{\varphi}^r}_{\text{(норм. + ненорм.)}}$$

$$\hat{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \Rightarrow \hat{\omega} = \hat{\omega}^e + \hat{\omega}^r$$

$\hat{\omega}^e$ - неподвижн. гор. вр.

$\hat{\omega}^r$ - синхроничн. гор. вр.

$\hat{\omega}$ - общ. гор. вр.

2. Скорость винора в ненормированной форме



$$\vec{a} = \sum a_i \vec{e}_i - \text{прямой винор}$$

$$\dot{\vec{a}} = \sum \dot{a}_i \vec{e}_i + a_i \dot{\vec{e}}_i = \frac{d\vec{a}}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{a}$$

акселерация/изменение прямого винора

$$\frac{d\vec{a}}{dt} = \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \\ \dot{a}_3 \end{bmatrix}$$

$$\dot{\vec{e}}_i = \vec{\omega} \times \vec{e}_i \quad (\text{из к-ва Эйнера})$$

3. Чистое ускорение

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}^e + \vec{\omega}^r = \vec{\omega}^e + \sum \omega^i \vec{e}_i$$

$$(\vec{\varepsilon} = \dot{\vec{\omega}} = \vec{\omega}^e + \vec{\omega}^r = \vec{\varepsilon}^e + \vec{\varepsilon}^r + \vec{\omega}^e \times \vec{\omega}^r)$$

4. Осадочный винор

$$\dot{\vec{a}} = \frac{d\vec{a}}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{a} \Rightarrow \dot{\vec{\omega}} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} - \text{ч. винор вращения фигуры - осад. прям.} = \text{осад. прям.}$$

Кинематические уравнения Эйнера

У кватернионов есть наименее избыточные (нанесены в заголовок).

$$\Lambda = \lambda_0 + \vec{\lambda} = \begin{bmatrix} \lambda_0 \\ \vec{\lambda} \end{bmatrix}, \quad \tilde{\Lambda} = \lambda_0 - \vec{\lambda} - \text{complement},$$

$$\Lambda \circ M = \lambda_0 \mu_0 - \vec{\lambda} \cdot \vec{\mu} + \lambda_0 \vec{\mu} + \mu_0 \vec{\lambda} + \vec{\lambda} \times \vec{\mu}$$

Нормированное кватернион: $\|\Lambda\| = 1 \Rightarrow \Lambda = \cos \frac{\varphi}{2} + \vec{e} \sin \frac{\varphi}{2}; \quad |\vec{e}| = 1$

Действие — погружение ортогональной, и у кватернионов есть!

$R' = Ad R = \Lambda \circ R \circ \tilde{\Lambda}$ — приведенное представление

Свойства $Ad R$

$$] R = r_0 + \vec{r}$$

$$1. \quad r'_0 = r_0$$

$$\left. \begin{aligned} R' &= r'_0 + \vec{r}' = \Lambda \circ (r_0 + \vec{r}) \circ \tilde{\Lambda} = r_0 + \Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda} \\ \Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda} &= \Lambda \circ \tilde{\vec{r}} \circ \tilde{\Lambda} = -\Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda} \Rightarrow \text{rect } \Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda} = 0 \end{aligned} \right\} \Rightarrow r'_0 = r_0$$

$$2. \quad \vec{r}' = A \vec{r}, \quad A \in O(3)$$

$$\Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda} \sim \text{пр. предп} \Rightarrow \exists A: \Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda} = A \vec{r} = \vec{r}'$$

$$\|\vec{r}'\| = \|\Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda}\| = \|\Lambda\| \cdot \|\vec{r}\| \cdot \|\tilde{\Lambda}\| \Rightarrow \|\vec{r}'\| = \|\vec{r}\| \Rightarrow A \in O(3) \quad \text{Итд,}$$

Задача: $\] \Lambda(t) \in \mathbb{H}, \quad \|\Lambda\| = 1, \quad \Lambda(0) = 1.$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \Big|_{t=0} \Lambda \circ \tilde{\Lambda} &= 1 \Rightarrow \dot{\Lambda}(0) + \dot{\tilde{\Lambda}}(0) = 0 \Rightarrow \dot{\Lambda}(0) = \begin{bmatrix} 0 \\ \vec{v} \end{bmatrix}, \quad \vec{v} \in \mathbb{R} \\ (\text{i.e. } \dot{\tilde{\Lambda}}(0) = \dot{\Lambda}(0)) \end{aligned} \right.$$

Кватернион вида $\begin{bmatrix} 0 \\ \vec{v} \end{bmatrix}$ & механизм действия сопоставляется с вектором

Теорема

Предположим $\vec{r}' = \Lambda \circ \vec{r} \circ \tilde{\Lambda}$, где $\Lambda = \cos \frac{\varphi}{2} + \vec{e} \sin \frac{\varphi}{2}$ задает движение погружения
вокруг \vec{e} на угол φ .

D-бо

$$\Lambda \circ \vec{r} - \vec{r} \circ \tilde{\Lambda} \stackrel{\text{континуатор?}}{=} 2 \vec{\lambda} \times \vec{r}$$

$$\Lambda \circ \vec{r} = \vec{r} \circ 1 + 2 \vec{\lambda} \times \vec{r} \Rightarrow \vec{r}' = (\vec{r} \circ 1 + 2 \vec{\lambda} \times \vec{r}) \circ \tilde{\Lambda}$$

$$\vec{r}' = \vec{r} + 2(\vec{\lambda} \times \vec{r}) \circ \tilde{\Lambda} = \vec{r} + 2 \lambda_0 \vec{\lambda} \times \vec{r} + 2 \vec{\lambda} \times (\vec{\lambda} \times \vec{r}) = (E + 2 \lambda_0 \hat{\lambda} + 2 \hat{\lambda}^2) \vec{r} \Rightarrow$$

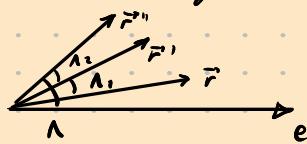
$\Rightarrow A = E + 2 \lambda_0 \hat{\lambda} + 2 \hat{\lambda}^2$ — общий представитель наименее избыточного кватерниона

$$A = E + 2 \cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \hat{e} + 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \hat{e}^2 = R + \sin \varphi \hat{e} + (1 - \cos \varphi) \hat{e}^2 -$$

Бережему $A \in SO(3)$ разы наз-ся тин. наборами. УТА

Система наворотов в квадронах

1. Ахенбраз 9. 3р.



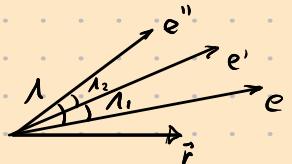
$$\tilde{r}' = \Lambda_1 \circ \tilde{r} \circ \tilde{\Lambda}_1, \quad \tilde{r}'' = \Lambda_2 \circ \tilde{r}' \circ \tilde{\Lambda}_2, \quad \tilde{r}''' = \Lambda \circ \tilde{r} \circ \tilde{\Lambda}$$

$$\tilde{r}'' = \Lambda_2 \circ \Lambda_1 \circ \tilde{r} \circ \widetilde{\Lambda_2 \circ \Lambda_1} \Rightarrow \Lambda = \Lambda_2 \circ \Lambda_1$$

$$\Lambda = \Lambda_n \circ \dots \circ \Lambda_1$$

Побороть боязнь и замечательно

2. Пасивные г. зп.



$$\vec{e}_k^1 = \lambda_1 \circ \vec{e}_k \circ \tilde{I}$$

$$\vec{r} = r_k^i \vec{e}_k^i = \Lambda_i r_k^i \vec{e}_k \circ \tilde{\Lambda}_i$$

$$\beta \text{ degree } e_1 \quad r = \vec{r}_e \Rightarrow \vec{r}_e = \Lambda_1 \circ \vec{r}_{e'} \circ \tilde{\Lambda}_1$$

$$\text{For } \mathbf{g} \quad \vec{r}_{\mathbf{e}'} = \tilde{\Lambda}_1 \circ \vec{r}_{\mathbf{e}} \circ \Lambda_1$$

$$\tilde{r}_e = \tilde{\Lambda}_2 \circ \tilde{r}_e \circ \Lambda_1 = \widetilde{\Lambda_1 \circ \Lambda_2} \circ \tilde{r}_e \circ \Lambda_1 \circ \Lambda_2 \Rightarrow \Lambda = \Lambda_1 \circ \Lambda_2$$

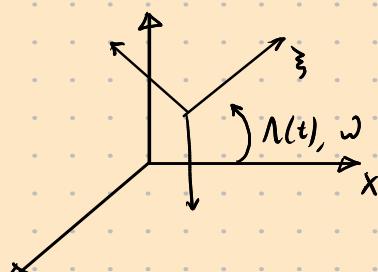
$$\Lambda = \Lambda_1 \circ \dots \circ \Lambda_n$$

Задача: кооп-ы вспомогают в 1 оценках в формуле $\{e_i\} \cup \{e_n\}$, т.к.

$\lambda = \cos \frac{\varphi}{2} + i \sin \frac{\varphi}{2}$, φ - каскеп, кояр-ин i огуланынан б $\{e_1\}$ н $\{e_n\}$.

Кооп-ин квадртина в однокомнатных лайнерах наз-сят подиумными Рогана - Раммстад.

Уравнение Гиацинта в кватернионах



$\lambda(t)$ - набор $\{ \sin x \}$

$$\Lambda(t + \Delta t) = \begin{cases} \Lambda_x(\Delta t) \circ \Lambda(t) \\ \Lambda(t) \circ \Lambda_z(\Delta t) \end{cases}$$

$$\Lambda_x(at) = \cos \frac{\Delta q}{2} + \vec{e}_x \sin \frac{\Delta q}{2} \approx 1 + \vec{e}_x \frac{\Delta q}{2} - \text{kb. manzo nobapoi}$$

$$\dot{A} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{A(t + \Delta t) - A(t)}{\Delta t} = \frac{1}{2} \vec{\omega}_x \cdot \vec{A} = \frac{1}{2} A \cdot \vec{\omega}$$

Число гиацинов может различаться и, конечно, возможные варианты. Однозначно, первое нет.

Omnii vecorii $\vec{w}_*(t)$ nu sunt $\Lambda(t)$

$$\vec{\omega}_x = 2\vec{i} \cdot \tilde{\vec{r}}, \quad \vec{\omega}_y = 2\tilde{\vec{r}} \cdot \vec{i}$$

Замечание: нормированные кватернионы не находятся во взаимно однозначном соответствии с векторами твердого тела, т.к. $\vec{1}$ и $-\vec{1}$ дают один и тот же поворот.

$$\|\vec{1}\| = 1 \Leftrightarrow \lambda_0^2 + \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 = 1 \quad - S^3 \subset \mathbb{R}^4 \text{ - сфера}$$



один и тот же поворот

Основные понятия и законов динамики

1° Объем континуума (часть из общей массы с раб. состоянием \vec{p})



2° Центральная масса $\vec{I} = \int f(\vec{r}, \dot{\vec{r}}, t) dm = \lim_{\Delta m_i \rightarrow 0} \sum_{m_i = \text{const}} f(\vec{r}_i, \dot{\vec{r}}_i, t) \Delta m_i$
Масса - это мера!

$$m = \int dm - \text{масса}$$

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \int \vec{r} dm - \text{центр масс}$$

$$\vec{p} = \int \vec{v} dm - \text{импульс}$$

$$\vec{I} = \int f dm \Rightarrow \vec{p} = \frac{d}{dt} \int \vec{r} dm \Rightarrow \vec{p} = m \vec{V}_c$$

$$T = \frac{1}{2} \int v^2 dm - \text{кин. энергия}$$

$$\vec{K}_o = \int (\vec{r} - \vec{r}_o) \times \vec{v} dm - \text{внешн. импульс}$$

Перенос и навесн. массы

$$\vec{K}_{o'} = \int (\vec{r} - \vec{r}_{o'}) \times \vec{v} dm = \int (\vec{r} - \vec{r}_o + \vec{r}_o - \vec{r}_{o'}) \times \vec{v} dm = \vec{K}_o + \vec{o'o} \times \vec{p}$$

$$\vec{K}_{o'} = \vec{K}_o + \vec{o'o} \times \vec{p}$$

$$\vec{R}_{o'} = \vec{K}_o + \vec{p} \times \vec{o'o} \quad \vec{V}_{o'} = \vec{V}_o + \vec{\omega} \times \vec{o'o} \quad - \text{qp-ун. аналогии} \\ (\text{без об-ва подразумевают } \vec{K}_o)$$

Teorema Kérmána



$$\vec{V} = \vec{V}_e + \vec{V}_r = \vec{V}_c + \vec{V}_r$$

$$T = \frac{1}{2} \int (V_c^2 + 2\vec{V}_c \cdot \vec{V}_r + V_r^2) dm$$

$$\int \vec{V}_r dm = \frac{d}{dt} \int \vec{p} dm = m \dot{\vec{p}}_c = 0 \quad (т.к. \vec{p}_c = 0)$$

$$T = \frac{m V_c^2}{2} + \frac{1}{2} \int V_r^2 dm$$

Закони визначення грав. центру

$m \ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{F}}$ - акселерація маси



$$dm \Rightarrow d\vec{F} = \vec{f} dm, \quad \vec{f} - \text{моменти сили}$$

$$\vec{f} = \vec{f}^e + \vec{f}^i$$

бескоштовне
вироблення

$$\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{f}}^e + \ddot{\vec{f}}^i$$



$$\dot{\vec{P}} = \int \dot{\vec{V}} dm = \int (\vec{f}^e + \vec{f}^i) dm = \int \vec{f}^e dm = -d\vec{F}_i dm,$$

$$= \vec{R}^e$$

• $\dot{\vec{P}} = \vec{R}^e$, \vec{R}^e - зображеній вектор балансу сили

$$\dot{\vec{P}} = m \ddot{\vec{V}}_c \Rightarrow m \dot{\vec{V}}_c = \vec{R}^e$$

• $m \ddot{\vec{r}}_c = \vec{R}^e$ - теорема про збереження центра мас

$$\dot{\vec{K}}_o = \frac{\int (\vec{V} - \vec{V}_o) \times \vec{V} dm}{-m \vec{V}_o \times \vec{V}_c} + \frac{\int (\vec{r} - \vec{r}_o) \times (\vec{f}^e + \vec{f}^i) dm}{\vec{M}_o^e}$$

• $\dot{\vec{K}}_o = \vec{M}_o^e - m \vec{V}_o \times \vec{V}_c$ - теорема про збереження кінетичного моменту

$$T = \frac{1}{2} \int V^2 dm \Rightarrow \dot{T} = \int \vec{V} \cdot \dot{\vec{V}} dm = \int \vec{V} \cdot (\vec{f}^e + \vec{f}^i) dm = N^e + N^i$$

• $\dot{T} = N^e + N^i$

Додаткові теореми гармонічного в руху

$$\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{W}} = \ddot{\vec{W}}^r + \ddot{\vec{W}}^e + \ddot{\vec{W}}^c = \ddot{\vec{f}}^e + \ddot{\vec{f}}^i$$

$$\ddot{\vec{W}}^r = \ddot{\vec{f}}^e + \ddot{\vec{f}}^i - \underbrace{\ddot{\vec{W}}^e}_{\vec{j}^e} - \underbrace{\ddot{\vec{W}}^c}_{\vec{j}^c} \quad \vec{j}^e, \vec{j}^c - \text{моменти непорівності та криволінійного руху}$$



$$\vec{j}^e = -\vec{w}_o - \vec{\epsilon} \times \vec{g} - \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{g})$$

$$\vec{j}^c = -2\vec{\omega} \times \vec{V}^r$$

$$\dot{\vec{P}} = \vec{R}^{ex} + \vec{R}^e + \vec{R}^c$$

$$\dot{\vec{K}}_o = \vec{M}_o^{ex} + \vec{M}_o^e + \vec{M}_o^c - m \vec{V}_o^r \times \vec{V}_c^r$$

$$\dot{T} = N^{ex} + N^e + N^i$$

$$\vec{j}^c = -2\vec{\omega} \times \vec{V}^r \quad n = \vec{V}^r \cdot \vec{j}^c = 0 \quad \text{- нульовий криволінійний рух}$$



\vec{g}

Замечание

При решении задач не всегда удобно
использовать гравитацию в форме приведенное и
иметь гибкую систему координат.



$$\vec{R}^e = - \int \vec{\omega} \times (\vec{r} \times \vec{g}) dm = - m \vec{\omega} \times (\vec{r}_c \times \vec{g}_c)$$



$$\vec{M}_o^e \neq \frac{1}{2} \vec{R}^e l_{\text{rod}}$$

Но это не всегда удобно, а не упрощает \vec{R}^e в конечном итоге.

Одномерное движение, движущееся на плоскости



$$\vec{M}_o = \int (\vec{r} - \vec{r}_o) \times \vec{f} dm \quad (\text{здесь } \vec{f}^i \text{ и } \vec{f}^e)$$

$$\vec{M}_o = \vec{M}_o + \vec{O}'O \times \vec{R}, \quad \vec{R} = \int \vec{f} dm$$

$$\begin{cases} \vec{M}_o = \vec{M}_o + \vec{R} \times \vec{O}' \\ \vec{V}_o = \vec{V}_o + \vec{\omega} \times \vec{O}' \end{cases} \quad - \text{стационарные изменения}$$

Несмотря на то что движение не является одномерным, оно является одномерным в силу того что оно происходит вдоль одной оси.



Если $\vec{M}_o = 0$, то это означает, что движение является одномерным.

Квазидинамическое движение

$$d\vec{r} \neq \vec{F}$$

$\delta A = \vec{F} \cdot d\vec{r}$ - движение под действием

$$N \approx \vec{F} \cdot \vec{V}$$

① Если $N = \vec{F} \cdot \vec{V} \leq 0$, то \vec{F} - движущий. Если $N > 0$ $\forall \vec{V} \neq 0$, то \vec{F} - сопротивление.

Пример: $\vec{F} = -\beta \vec{V}$

② Еслай $N = 0$, то F - гиростатический

Пример: $\vec{F} = \frac{q}{c} \vec{V} \times \vec{B}$, $\vec{F}' = -2m\vec{\omega} \times \vec{V}$

③ F ноз. а потенциалын, еслай $\exists \Pi(\vec{r}, t)$: $\vec{F} = -\nabla \Pi$

Күмбезлік потенциалын

$\vec{F}(\vec{r}, t)$ - потенциалда $\Leftrightarrow \oint \vec{F} d\vec{r} \Big|_{t=\text{const}} = 0$

D-бұ

Еслай $\vec{F} = -\nabla \Pi$, т.к. $\oint \nabla \Pi d\vec{r} = 0$

Еслай $\oint = 0$, т.к. $A(r, t) = \int_0^r \vec{F} d\vec{r}$

$\vec{r} \rightarrow \vec{r} + \epsilon \vec{e}_i$, $t \in [0, \Delta h]$
Lagrange's
variables

$\Delta A = \int_0^{\Delta h} F_i(\dots, r_0 + \epsilon, \dots) d\epsilon \stackrel{\text{т.о.}}{=} F_i(\dots, r_0 + \theta, \dots) \Delta h$

$F_i = \frac{\partial A}{\partial x_i} \Rightarrow \Pi = -A$ $\nabla \Pi$



Еслай $F = -\nabla \Pi \Rightarrow F_i = -\Pi_{,i}$

$\Pi_{,ij} = \Pi_{,ji} \Rightarrow F_{i,j} = F_{j,i}$ (1)

B \mathbb{R}^3 үздінде (1) $\Leftrightarrow \text{rot } \vec{F} = \vec{0}$.

Одесінде жаңадан дәл көрсетіліп, оғындырылған в. деяқ оқынналады.

Еслай $\vec{F} = -\nabla \Pi(\vec{r})$ (потенциалдың сандықшылығы), т.к.

$dT = \vec{F} d\vec{r} = -\nabla \Pi d\vec{r} = -d\Pi \Rightarrow T + \Pi = \text{const}$

Движенине Торин б. үзілілділіктерінде



$$\vec{K}_0 = \text{const} \quad (\vec{M}_0 = \vec{0})$$

$\vec{K}_0 = \vec{r} \times m\vec{V} = \text{const} \Rightarrow \vec{r} \text{ и } \vec{V} \text{ берілген кемелерде оғындық мүнәсабаты}$

$$\begin{cases} m(r - r\dot{\varphi}^2) = F = \vec{F} \cdot \frac{\vec{r}}{r} & -\text{закон Ньютона} \\ \frac{1}{r} (r^2 \dot{\varphi}^2) = 0 & \text{уәде мен күзгендегі} \end{cases}$$

$$r^2 \dot{\varphi}^2 = \text{const}$$





$$\Delta S \approx \frac{1}{2} r^2 \Delta \varphi$$

$$\dot{S} = \frac{1}{2} r^2 \dot{\varphi} = \text{const} - \text{diskopasalas ekspresis}$$

Biopāri zēzēm Kēmpē

Рензор инерции т. тела в его центре



$$\vec{K}_o = \int \vec{p} \times \vec{v} dm = \int \vec{p} \times (\vec{v}_o + \vec{\omega} \times \vec{p}) dm = \int \underbrace{\vec{p} \times (\vec{\omega} \times \vec{p}) dm}_{\hat{p}^\top \hat{p} dm \vec{\omega}} + m \vec{p}_o \times \vec{v}_o \quad (1)$$

J_o - рензор инерции тела в т. О



$$p^2 = (\vec{p} \times \vec{e}) \cdot (\vec{p} \times \vec{e}) = (\hat{p} \times \vec{e})^\top \hat{p} \vec{e} = \vec{e}^\top \hat{p}^\top \hat{p} \vec{e}$$

$j(\vec{p}) = \hat{p}^\top \hat{p}$ - рензор квадратов расстояний

$$p^2 = \vec{e}^\top j(\vec{p}) \vec{e}$$

$$\vec{p} \times (\vec{\omega} \times \vec{p}) = p^2 \vec{\omega} - \langle \vec{p} \cdot \vec{\omega} \rangle \vec{p} = (p^2 E - \vec{p} \vec{p}^\top) \vec{\omega}$$

$$\hat{p}^\top \hat{p} = p^2 E - \vec{p} \vec{p}^\top$$

$$J_o = \int (p^2 E - \vec{p} \vec{p}^\top) dm \Rightarrow J_o = \begin{pmatrix} \int (p_1^2 + p_2^2) dm & - \int p_1 p_2 dm & - \int p_1 p_3 dm \\ - \int p_2 p_1 dm & \int (p_2^2 + p_3^2) dm & - \int p_2 p_3 dm \\ - \int p_3 p_1 dm & - \int p_3 p_2 dm & \int (p_1^2 + p_2^2) dm \end{pmatrix}$$

$J_{o,ii}$ - осевые моменты инерции

$J_{o,i+j}$ - кин. момент инерции

Момент инерции относ. оси



$$T = \frac{1}{2} \int (\vec{\omega} \times \vec{p})^2 dm \underset{\vec{\omega} = \omega \vec{e}}{=} \frac{\omega^2}{2} \vec{e}^\top J_o \vec{e}$$

$$J_e = \vec{e}^\top J_o \vec{e}$$

$$T = \frac{1}{2} \vec{\omega}^\top J_o \vec{\omega} = \frac{J_e \omega^2}{2}$$

J_e - момент инерции относ. оси

Балансировка грузов и Т кинетика тела

$$\vec{K}_o = \underbrace{\vec{K}_c}_{(1) \Rightarrow J_c \vec{\omega}} + \overrightarrow{CO} \times \underbrace{\vec{P}}_{m \vec{V}_c} = J_c \vec{\omega} + \overrightarrow{CO} \times m \vec{V}_c$$

O - вся машина (номер точки баланса)

$$T = m \frac{\vec{V}_c^2}{2} + \frac{1}{2} \int (\vec{\omega} \times \vec{p})^2 dm \Rightarrow T = \frac{m \vec{V}_c^2}{2} + \frac{1}{2} \vec{\omega}^\top J_c \vec{\omega}$$

Чисівка J_0 при репозиції в новій осі



$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{a}$$

$$J_0 = \int \hat{\rho}'^\top \hat{\rho} dm = \int \hat{\rho}'^\top \hat{\rho} dm + \hat{a}^\top \int \hat{\rho}' dm \hat{a} + \int \hat{\rho}' dm \hat{a} + m \hat{a}^\top \hat{a} = J_{0'} + m \hat{a}^\top \hat{a} + m \hat{\rho}' \cdot \hat{a} + m \hat{a}^\top \hat{a}$$

$$\Rightarrow J_0 = J_{0'} + m \hat{a}^\top \hat{a}$$

Рекуррентна формула Фокінса - Міннера

$$\Rightarrow J_{0e} = \vec{e}^\top J_e \vec{e} + m \vec{e}^\top j(\vec{a}) \vec{e} = J_{e\vec{e}} + m \vec{g}_e^\top$$

Побудовімо залогу.

$$\begin{aligned} & \text{Для } e' \quad J_{0e'} = \rho_e^2 F - \vec{\rho}_{e'} \vec{\rho}_{e'}^\top \quad \vec{\rho}_{e'} = \rho_{e'} \quad \text{т.е. } S \in SO(3) \\ & \text{Для } e \quad \vec{\rho}_e = S^\top \vec{\rho}_{e'} \Rightarrow \vec{\rho}_e = S \vec{\rho}_{e'} \\ & J_{0e'} = \vec{\rho}_{e'}^\top - S \vec{\rho}_e \cdot \vec{\rho}_e^\top S^\top = S (\rho_e^2 F - \rho_{e'} \rho_{e'}^\top) S^\top \end{aligned}$$

Таким образом,

$J_{0e'} = S^\top J_0 S$ - с т.зр. ум. андро J_0 преобразуется в кватерніонне дроби
 $\Rightarrow J_0$ - правильності закону преобразування тензора

У нас маємо зберігти, що $\exists S$:

$$S^\top J_0 S = \text{diag}[A, B, C], \quad A, B, C > 0$$

Квадратичні закони належать недільним осмам $B + D$. Если $D \equiv 0$, то ось наз.-ся
 нейтральним квадратичним

A, B, C - недільне (недільне квадратичне) квантичні параметри

Експоненція квадратичного

$$\text{Оскільки } \vec{r} = \frac{1}{\sqrt{J_e}} \vec{e} \quad \vec{r}^\top J_0 \vec{r} = \frac{1}{J_e} J_e = 1$$

$$f(\vec{r}) = \vec{r}^\top J_0 \vec{r} - 1 = 0$$

В недільних осіх: $Ax^2 + By^2 + Cz^2 - 1 = 0$, x, y, z -координати \vec{r}



Експоненція в цих осіх побудує квадратичну

Неконформне мабнин оең күрөштүрүш

1^о Однорийн аягын - нет гендермекендең симметрияны



$$\text{B н. оең: } J_0 \vec{x}_i = \lambda_i \vec{x}_i$$

$$\lambda_i = \{A, B, C\}, \vec{x}_i - \text{оңын дегене}$$

Дир неконформне мабнин оең нымын ресми тарбагы
наң-да көлкөл. зерт.

$$(J_0 - \lambda E) h = 0$$

$$\det(\lambda E - J_0) = 0 \Rightarrow \lambda_i \rightarrow \{A, B, C\}$$

$$\lambda_i \rightarrow h_i - \text{көлкөл. бекінде} \quad \vec{x}_i = \frac{h_i}{\|h_i\|} \quad \{\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3\}$$

2^о Ненесозабарын симметрияны



ξ_3 - Ота гендер. симметрияны \Rightarrow н. оең

$$J_{i_3} = - \int \xi_i \xi_3 dm$$

$$\forall \xi_i \rightarrow \exists - \xi_i \Rightarrow J_{i_3} = 0 \quad \forall i + 3$$

3^о Неравн. масштаб симметрияны



$$J_{i_3} = - \int \xi_i \xi_3 dm = 0$$

Проделанній виг T та K₀

$$T = \frac{1}{2} m \vec{V}_c^2 + \frac{1}{2} \vec{\omega}^T \mathbf{J}_c \vec{\omega} = \frac{1}{2} m \vec{V}_c^2 + \frac{1}{2} (A p^2 + B q^2 + C r^2) ; \quad \vec{\omega} = \begin{bmatrix} p \\ q \\ r \end{bmatrix}$$

$$\vec{K}_0 = \mathbf{J}_c \vec{\omega} + \vec{\Omega} \vec{C} \times m \vec{V}_c = \begin{bmatrix} Ap \\ Bq \\ Cr \end{bmatrix} + \vec{\Omega} \vec{C} \times m \vec{V}_c$$

Определение гибкости тела с неограниченной формой



Задача определяется в общем виде

$\vec{\omega}(t)$. Которую называют угловое разложение

Если O - неогр. т., то

$$\vec{K} = \int \vec{g} \times (\vec{\omega} \times \vec{g}) dm = J \vec{\omega}, \quad \vec{k}_0 = \vec{K}, \quad J_0 = J$$

$$T = \frac{1}{2} \int (\vec{\omega} \times \vec{g})^2 dm = \frac{1}{2} \vec{\omega}^T J \vec{\omega},$$

Данные выражения применимы приложению к телу, имеющему форму т. о.

$$\vec{K} = \begin{bmatrix} A_p \\ B_q \\ C_r \end{bmatrix}, \quad J = \text{diag}[A, B, C]$$

$$\vec{F} = \frac{1}{2} (A_p^2 + B_q^2 + C_r^2)$$

Динамическое уравнение движения

$$\dot{\vec{K}} = \vec{M} \Rightarrow B \text{ также называется осью:}$$

$$\dot{\vec{K}} = \frac{d\vec{K}}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{K}$$

Рассмотрим: $\vec{K} = K_i \vec{\xi}_i$

$$\dot{\vec{K}} = \underbrace{\frac{d\vec{K}}{dt}}_{\vec{d}\vec{K}} + \underbrace{\vec{\omega} \times \vec{K}}_{\vec{\omega} \times \vec{K}} \quad \dot{\vec{\xi}}_i = \vec{\omega} \times \vec{\xi}_i$$

$$\boxed{\frac{d\vec{K}}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{K} = \vec{M}}$$

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} p \\ q \\ r \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} A\dot{p} + (C-B)qr = M_1, \\ B\dot{q} + (A-C)rp = M_2, \\ C\dot{r} + (B-A)pq = M_3 \end{cases}$$

- Система диф. ур-ий движения (1)

$\vec{M}_s = \vec{M}_s(\vec{\Theta}, \vec{\omega})(2)$, где $\vec{\Theta}$ - радиальный вектор определен (аналогично $\vec{F} = \vec{F}(\vec{q}, \dot{\vec{q}})$)

$\vec{\Theta}$ - единичный вектор $SO(3)$, кватернион, имеет конформное представление, ...

В общем случае система (1) для \vec{M}_s из (2) независима.

Для ее замены используется метод гибкого уравнения для неп-об ограничений:

$\vec{\Theta} = f_0(\vec{\theta}, \vec{\omega})$ (3)-күнеш үр-ж в көз-жан бүгі (үр-ж Ридонд, күнешінде
үр-ж динеме, ...)

- Көз-жан $\begin{cases} (1) \\ (3) \end{cases}$ - заманыңас в мөнде жағынан тұрақтапады.

(заманыңас зертте ≈ жалғыз көз-жан үр-ж көз-ж негенен)

- Көз-жан $\begin{cases} (1) \\ (3) \end{cases}$ не инерциалык в квадратиках, в жаңа глобуме т.б. Несе с
көз-жан в орбиталык мөнде заман не инерциалык в квадратиках.



Сүйз-ж 3 сурал инерциалык заман Анар. жа-ни -
ауран динеме, Ларсена и Ковалевской.

① Сүйз-ж динеме



② Сүйз-ж Ларсена



Көмеки гана. инерциалык:

$$A = B \neq C$$

$$u \cdot u = \vec{g}$$

③ Сүйз-ж Ковалевской



$$A = B = C$$

T. С көмеки на экваториалной плоскости экваторлық инерциалык.

Гравитациялық инерциалык системе как правило прости.

А гравитациялық инерциалык мөнде прости гана. жаңа.

Егер бул ауран, инерциалык мөнде орбиталык жаңа жаңа.

Лекция №1

① Тривое універсальне рівняння кв. згублення

$$\begin{cases} A\dot{p} + (C-B)qr = 0 & A \geq B \geq C, \quad A > C \\ B\dot{q} + (A-C)pr = 0 & (A=B=C - \text{спец. випадок: } \vec{\omega}_3 = \begin{pmatrix} p \\ q \\ r \end{pmatrix} = \text{const}) \\ C\dot{r} + (B-A)pq = 0 & \text{если } \vec{\omega} \text{ и } \vec{\zeta} - \text{const, то и } \vec{x} \text{ const,} \\ & \text{также } \vec{\zeta} - \text{независим., } \vec{x} - \text{независим.} \end{cases} \quad (4)$$

Універсале згублення кв. (4):

$$A\dot{p}^2 + B\dot{q}^2 + C\dot{r}^2 = 2T = \text{const} \quad (5)$$

$$\vec{K}_x = \text{const} \Rightarrow K_3^2 = \text{const} \Leftrightarrow A^2\dot{p}^2 + B^2\dot{q}^2 + C^2\dot{r}^2 = \text{const} \quad (6)$$

Відповідно до (5) та (6) - непланарне універсале рівняння (4)

- Задумано: якщо $\dot{x} = F(x, t)$ - кв. зг. з. г., то $G(t, x)$ - непланарне універсале \Leftrightarrow
- $$\Leftrightarrow G(t, \underbrace{x(x_0, t_0, t)}_{\text{Реш. в з. кон.}}) = \text{const} = G_0$$

Критерій н.у.:

$$\frac{dG}{dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + F_i \frac{\partial G}{\partial x_i} = 0 \quad - \text{правильність кв. зг.}$$

$$2A\dot{p}\dot{p} + 2B\dot{q}\dot{q} + 2C\dot{r}\dot{r} = 2(B-C)pqr + 2(C-A)pqr + 2(A-B)pqr = 0$$

Если $A > C$, то (5) та (6) \Rightarrow

$$\begin{aligned} p &= \pm \sqrt{a - Bq^2} \quad (7) \quad a, b, c, d - \text{какие - то const} \\ r &= \pm \sqrt{c - dq^2} \end{aligned}$$

Погодимо b_0 з е. з. (4):

$$B\dot{q} \pm (A-C)\sqrt{a-Bq^2}\sqrt{c-dq^2} = 0$$

$$\pm \int \frac{dq}{\sqrt{a-Bq^2} \cdot \sqrt{c-dq^2}} = \frac{C-A}{B} t + \text{const} \Rightarrow q(t) \quad (8) - \text{змінн. времени універсале} \\ (\text{виробляється через залежн. от-ва})$$

Погодимо (8) з (7), находимо $p(t)$, $r(t)$.



Въгълът между двете x оси, когато $\vec{K} \parallel \vec{x}_3$ и градуси

директи ψ, θ, φ .

$$\vec{K}_3 = \begin{bmatrix} A p(t) \\ B q(t) \\ C r(t) \end{bmatrix} = K \begin{bmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{bmatrix}$$

$$K = |\vec{K}_3| = \text{const} \quad \dot{\varphi} = \frac{p \sin \varphi + q \cos \varphi}{\sin \theta} \quad (\text{из кинемат.})$$

↓

$$\cos \theta(t) = \frac{C r(t)}{K}$$

$$\tan \psi(t) = \frac{A p(t)}{B q(t)}$$

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \int_0^t f_\varphi(t) dt$$

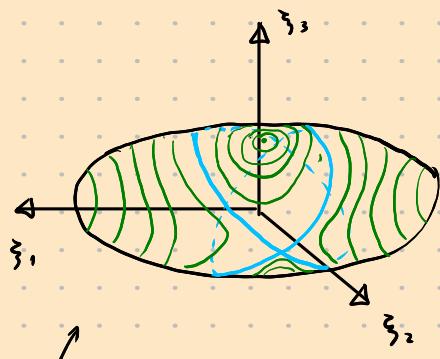
Геометрически интерпретации Мах-Курда

Резултант K в единици \vec{K}_3 :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 = K^2 = \text{const} - \text{сърца} \\ \frac{K_1^2}{A} + \frac{K_2^2}{B} + \frac{K_3^2}{C} = 2T - \text{закон на Мах-Курда} \end{array} \right.$$

$$\vec{K}_3 = \begin{pmatrix} K_1 \\ K_2 \\ K_3 \end{pmatrix}$$

\vec{K}_3 приема различни траектории на пересечени сърца и закона на Мах-Курда.



$$K^2 = 2BT - \text{yp-e сепаратрис}$$

$$\left(1 - \frac{B}{A}\right) K_1^2 + \left(1 - \frac{B}{C}\right) K_3^2 = 0$$

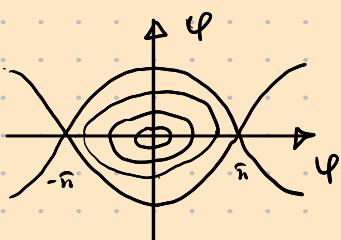
$$\lambda^2$$

$$-\mu^2$$

$$(\lambda K_1 - \mu K_2)(\lambda K_1 + \mu K_2) > 0$$

A - канава движение \rightarrow
ес в \vec{x}_3 - канава движение

Симпл - сепаратриса,
зелено - кривите движение K_3



Линия Дикандерова обяснява неустойчивост
(външно движение) движение външна сепаратрица -
погодяване на нейната (какът ѝ назовава
външна предпълната линия) - и резултат
переходят чрез нея

Несъстоятелен интерпретации: Тези са външни върху \vec{K} .

Интерпретация Пуассона

$$f(\vec{r}) = \vec{r}^T J \vec{F} - 1 = 0 \quad - \text{значение инерции}$$

$$\vec{r} = \lambda \vec{\omega} \quad \lambda^2 \underbrace{\vec{\omega}^T J \vec{\omega}}_{2T} - 1 = 0$$

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2T}} = \text{const}$$

$$\nabla f = 2J\vec{r} \quad (\text{проверка наклоненности})$$

$$\nabla f = \frac{2}{\sqrt{2T}} J \vec{\omega} = \frac{2\vec{K}}{\sqrt{2T}} = \text{const}, \quad \text{нормаль } \vec{n} \parallel \nabla f \parallel \vec{K}$$

Ноенъ $\nabla f \parallel \vec{n}$?

$$f(\vec{r}) = 0 - S$$



$$\vec{r} \in S \Rightarrow f(\vec{r}) = 0 \\ \vec{r} + d\vec{r} \in S \Rightarrow f(\vec{r} + d\vec{r}) = 0$$

$$f(\vec{r} + d\vec{r}) \approx f(\vec{r}) + \underbrace{\nabla f \cdot d\vec{r}}_0 = 0 \Rightarrow \nabla f \perp T_{\vec{r}} S \quad (\text{однородное прост-во})$$

$$\vec{g} = \vec{r} \cdot \underbrace{\frac{\vec{k}}{K}}_{\vec{n}} = \frac{1}{\sqrt{2T}} \frac{\vec{\omega} \cdot \vec{k}}{K} = \frac{\sqrt{2T}}{K} = \text{const}$$

Происходит касание эллипса инерции со нормалью $\perp \vec{K}$
без прескользывания.



Параллель - проекция т. касания на эллипс (закончил)

Перпендикуляр - проекция т. касания на нормаль касания (быстро закончил)

В случае земного - мая (A=B=C) все сказано очевидно.

Симметрия для A=B

Параллель и перпендикуль, очевидно, симметрии орбитальным.

Движение предполагает один результирующий приводимо. (чтобы сказали)



$$\Theta = \text{const}$$

$$\omega_1 = \text{const}$$

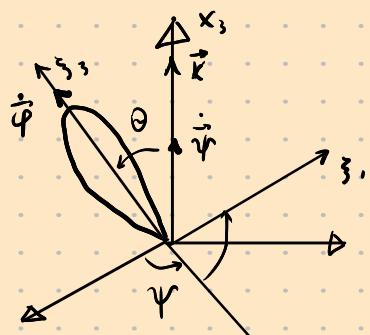
$$C_r + (\beta - A) \vec{p} \cdot \vec{q} = 0 \Rightarrow C_r = H = \text{const}$$

$$C_r = K_{zz} = k \cos \theta \Rightarrow \cos \theta = \frac{C_r}{k} = \text{const}$$

$$\vec{K} = \begin{bmatrix} Ap \\ Aq \\ Cr \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} p \\ q \\ r \end{bmatrix} + (C-A) \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ r \end{bmatrix} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \vec{\omega} = \frac{\vec{K}}{A} + \frac{A-C}{A} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ r \end{bmatrix}$$

$$\cos \theta = \frac{Cr}{K} \quad \dot{r} = \frac{\vec{K}}{A} \quad \dot{\varphi} = \frac{A-C}{A} r$$



Параллельна рівність пресесії не може бути зробленою.

$$\frac{\dot{\varphi}}{\dot{r}} = \frac{A-C}{A} r \frac{A}{K} = \frac{A-C}{C} \cdot \frac{Cr}{K} \cos \theta$$

$$C\dot{\varphi} + (C-A)\dot{r} \cos \theta = 0 \quad - \text{одержалимо схему!}$$

Вони не мають параллельної пресесії не аж. зовсім! Не аж. Але сама!

$A = B \neq C$ (\vec{z}_3 - ось гориз. симетрії! Важко зробити на ось гориз. симетрії)



Кожен момент винесений чи не якого зваження здійснюється
такою пресесією? (пресесія відбувається нап-пам)

$$\dot{\varphi} = \text{const}, \quad \dot{r} = \text{const}, \quad \theta = \text{const}$$

η - независ. змінн.

$$\eta_1, \eta_3 \text{ cog. } \dot{\varphi}, \dot{r}$$

$$K_z = \begin{bmatrix} A\dot{r} \sin \theta \\ 0 \\ C(\dot{\varphi} + \dot{r} \cos \theta) \end{bmatrix} = \alpha \vec{i} + \beta \vec{e} = \alpha \begin{bmatrix} \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{bmatrix} + \beta \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \alpha = A\dot{r}, \quad \beta = C(\dot{\varphi} + \dot{r} \cos \theta) - A\dot{r} \cos \theta = C\dot{\varphi} + (C-A)\dot{r} \cos \theta$$

$$\vec{K} = \vec{M} \quad (\theta \text{ однаковий нап-бі)$$

$$\vec{K} = \dot{\vec{r}} \times \vec{K} = \langle \dot{\vec{r}} \parallel \vec{i} \rangle = \beta \dot{\vec{r}} \times \vec{e} = \langle \dot{\varphi} \vec{e} = \dot{\vec{\varphi}} \rangle = \left[C + (C-A) \frac{\dot{r}}{l} \cos \theta \right] \dot{\vec{r}} \times \dot{\vec{\varphi}}$$

$$\vec{M} = \left[C + (C-A) \frac{\dot{\varphi}}{\dot{\varphi}} \cos \theta \right] \dot{\vec{\varphi}} \times \dot{\vec{\varphi}}$$

"одинаковая по-ва инерция"

$$\text{Если } |\dot{\varphi}| \gg |\dot{\psi}| \text{ и } \theta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \vec{M} = C \dot{\vec{\varphi}} \times \dot{\vec{\varphi}}$$

Лагранг Аугенвальда



$$A = B \neq C$$

$$T + \Pi = \text{const}$$

$$C_r + (B - A) \rho q = 0 \Rightarrow C_r = H = \text{const}$$

$$\vec{K} = \vec{M}, \text{ носит. на } \vec{x}_3; \vec{K} \cdot \vec{x}_3 = 0 \Leftrightarrow$$

$$\Rightarrow (\vec{K} \cdot \vec{x}_3) = 0 \Rightarrow \vec{K} \cdot \vec{x}_3 = K = \text{const}$$

$$\frac{1}{2} A (\rho^2 + q^2) + \frac{1}{2} C r^2 + mg l \cos \theta = \tilde{E} = \text{const}$$

$$\frac{1}{2} A (\rho^2 + q^2) + mg l \cos \theta = E = \tilde{E} - \frac{1}{2} \cdot \frac{H^2}{C} = \text{const}$$



$$\frac{1}{2} A (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta) + mg l \sin \theta = E \quad (1)$$

(изменение кинетической энергии при вращении вокруг горизонтальной оси)

$$C(\dot{\varphi} + \dot{\theta} \cos \theta) = H \quad (2)$$

$$\vec{K} = \begin{bmatrix} A \dot{\theta} \\ A \dot{q} \\ C \dot{r} \end{bmatrix} = A \vec{j}_2 + H \vec{\xi}_3$$

$$K = \vec{K} \cdot \vec{x}_3 = A \underbrace{\dot{\theta} \vec{x}_3}_{\dot{\varphi} \sin \theta} + H \underbrace{\vec{\xi}_3 \cdot \vec{x}_3}_{\cos \theta} = A \dot{\varphi} \sin^2 \theta + H \cos \theta \quad (3)$$

$$\stackrel{(3)}{\Rightarrow} \dot{\varphi} = \frac{K - H \cos \theta}{A \sin^2 \theta} \stackrel{(1)}{\Rightarrow}$$

$$\vec{j}_2 = \dot{\theta} + \dot{\varphi} \cdot \sin \theta$$

$(\dot{\theta} \perp \vec{x}_3)$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} A \dot{\theta} + \frac{1}{2} A \frac{(K - H \cos \theta)^2 \sin^2 \theta}{A^2 \sin^4 \theta} + mg l \cos \theta = E$$

$V(\theta)$

$$\int \frac{\sqrt{A} d\theta}{2(E - V(\theta))} = t + \text{const} \Rightarrow \theta(t) = \text{функция времени}$$

"реконструкция по-ут (т.к. функция в неявном виде - каскадные)"

Несколько интересных случаев:

$$\dot{\varphi} = \frac{K - H \cos \theta(t)}{A \sin^2 \theta(t)} \Rightarrow \dot{\varphi} = \int f_{\varphi}(t) dt + \text{const}$$

или реконструкция, но не для каждого (минимум + максимум)

$$\dot{\varphi} = \frac{u}{c} - \dot{\varphi}(t) \cos \theta(t) = f_{\varphi}(t) \Rightarrow \dot{\varphi} = \int f_{\varphi}(t) dt + \text{const}$$

↓ minimum energy + conservation

$$m_3(3): \ddot{\Theta} + \frac{(K - Hu)^2 \sin^2 \Theta}{A^2 \sin^4 \Theta} + \frac{2(mgl \cos \Theta - E)}{A} \cdot \sin^2 \Theta$$

$$\dot{\Theta} \sin \Theta = -(\cos \Theta)' \quad \text{where } u = \cos \Theta$$

$$\dot{u}^2 + \frac{(K - Hu)^2}{A^2} + \frac{2(mgl u - E)}{A} (1 - u^2) = 0$$

Однозначное назначение: $P(u) = \text{коэф. назнач.}$



$P(u) \leq 0$ - однозначное назначение

Справа Радиусы:



Численные примеры:



I. Однозначное назначение:



$$\operatorname{sign} \dot{\varphi}|_{\theta_{\min}} = \operatorname{sign} \dot{\varphi}|_{\theta_{\max}}$$

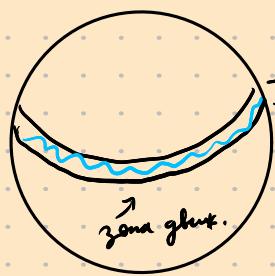


$$\dot{\varphi}|_{\theta_{\max}} = 0$$



$$\operatorname{sign} \dot{\varphi}|_{\theta_{\min}} \neq \operatorname{sign} \dot{\varphi}|_{\theta_{\max}}$$

У бесконечных (H → ∞) зон глубине орбит узки:

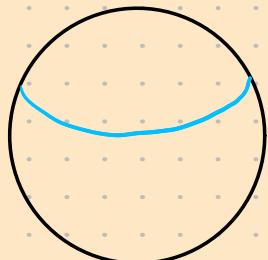


$\Delta \rightarrow 0$
 $T \rightarrow 0$
 (nemoy korek.)

Первый предел при $\Omega \rightarrow \infty$.

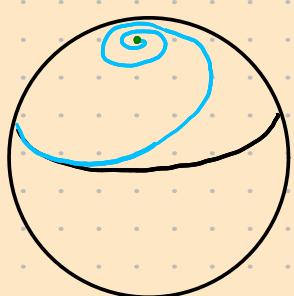
II. Устойчивые вихри

1. Водоворотное превращение



Если $\Theta(0) \neq 0$, то превращение не может быть.

2.



$T \rightarrow \infty$

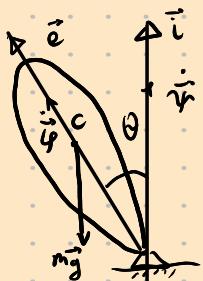
Асимметрическое вихревое к тонкому верхнему
слою Пуассона (без. вращение)

3. "Конгри" барок



Барок конгриализирует барок без. син. с наименшей глубиной
свертывания.

Регулярные превращения в случае Аарранта



$$[C + (C-A) \frac{\dot{r}}{r} \cos \theta] \dot{j} \times \dot{i} = \ddot{M}$$

$$\ddot{M} = mgl \dot{i} \times \dot{e} = \frac{mgl}{\dot{r} \cdot \dot{r}} \dot{j} \times \dot{i}$$

$$C \dot{i} \dot{r} + (C-A) \dot{r}^2 \cos \theta = mgl$$

$$C(\dot{\varphi} + \dot{\varphi} \cos \theta) = H = \text{const}$$

$$C\dot{\varphi} = H - C\dot{\varphi} \cos \theta$$

$$H\dot{\varphi} - A\dot{\varphi}^2 \cos \theta = mgl$$

$$A\dot{\varphi}^2 \cos \theta - H\dot{\varphi} + mgl = 0$$

$$\dot{\varphi}_{1,2} = \frac{H \pm \sqrt{H^2 - 4A m g l \cos \theta}}{2A \cos \theta} \quad (1)$$

Ein $H \rightarrow \infty$ (durchstoßendes Pendel)

$$\dot{\varphi}_1 \rightarrow \frac{H}{A \cos \theta} \rightarrow \infty \quad - \text{Schnelles Pendeln}$$

$$\sqrt{H^2 - 4A m g l \cos \theta} \simeq H \left(1 - \frac{2A m g l \cos \theta}{H^2} \right) \quad - \text{gute Approximation, zulässig für } H.$$

$$\dot{\varphi}_2 \rightarrow \frac{mgl}{H} \rightarrow 0 \quad - \text{Langsam pendeln}$$

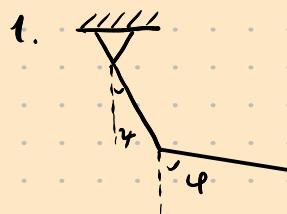
Um (1) \Rightarrow gilt folgende Approximation für den Fall $H \gg 4A m g l \cos \theta$:

$$H^2 \approx 4A m g l \cos \theta.$$

$$H^2 \approx 4A m g l \quad - \text{graviertes Maßwerk} \quad (\text{genaueres Ergebnis bei großer Amplitude})$$

Уравнения Лагранжа 2-го рода

Примеры



взаимо-однозначное
соответствие



$$= T^2$$

глобальное



$$= S^2$$

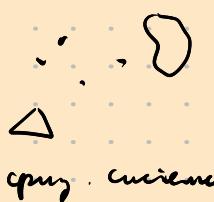


$$\sim R^3$$

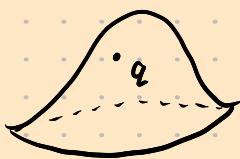


локально

$$\sim R^3 \times SO(3)$$



\sim



$- M$, $\dim M = n$

Конформно-инвариантное многообразие

Многообразия симплекс можно представить в взаимо-однознач. соответствие с конформно-инвариантными многообразиями.

q - параметризующий конформно-инвариантное многообразие M (аддитивные коор-тры)

$$1. q = \begin{bmatrix} \psi \\ \varphi \end{bmatrix} \quad 2. q = \begin{bmatrix} \psi \\ \varphi \end{bmatrix} \quad 3. q = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} \quad 4. q =$$

размерность $n!$

Она имеет вид.

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ \vdots \\ x_n \\ \varphi \end{bmatrix}$$

① Гладкостный (пример 3 - симплекс)

② Поклонный (пример 2 - имеет однозначн. в. коорд.)

Многообразия, подобных коор-там не имеет (сферы)



Наше описание q :

$$\vec{r} = \vec{r}(q, t)$$

- Кооп-тн гамми узбе.

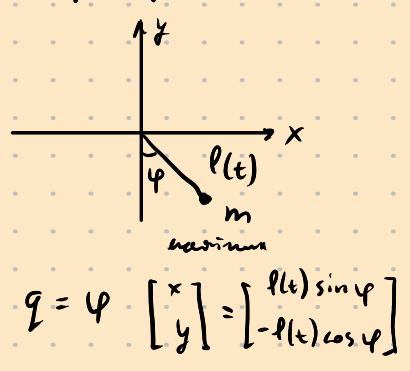
Численно недорогим:

$$\vec{r}_i, \delta q^i \neq 0 \quad \forall \delta q \neq 0 - \text{дифференциал}\text{ по } q_i \text{ в единиц}$$

$$\left(\sum \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_i} \delta q^i \right)$$

Т.е. изменение δq однозначно ведет к изменению $\delta \vec{r}$.

Пример



Вариационное описание

$$\delta \vec{r} = \vec{r}_{,i} \delta q^i - \text{базис!}$$



Базисное описание:

$$d\vec{r} = \delta \vec{r} + \vec{r}_{,t} dt - \text{нужно не мен.}$$

$T_q M$ - касат. пл-ть к M в $\tau \cdot q$

δq - базисы в касательной прямой (модуль)

δq^i - базисные кооп-т, меняющие направл.

Механические связи и их классификация

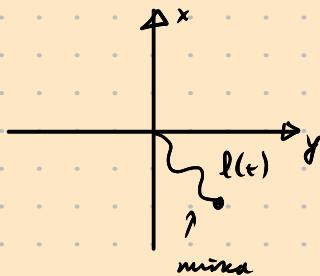
1.



$$\begin{cases} x^2 + y^2 = l^2(t) \Leftrightarrow x^2 + y^2 - l^2(t) = 0 \\ f_i(q, t) = 0 \\ i = 1, m \end{cases}$$

равнотренированые
(равнопомощные)
связи

2.



$$\begin{cases} x^2 + y^2 - l^2(t) \leq 0 \\ f_i(q, t) \leq 0 \\ i = 1, s \end{cases}$$

недифференцируемые
связи

