Билеты по теоретической механике

В. Шаршуков

9 января 2022 г.

Содержание

1 Аффинные евклидовы пространства 5
- 1.1 Аффинные пространства 5
- 1.2 Аффинные евклидовы пространства 6
- 1.3 Список литературы 6

2 Аффинные координаты и преобразования 7
- 2.1 Аффинные и декартовы системы координат 7
- 2.2 Аффинные преобразования 8
- 2.3 Список литературы 9

3 Криволинейные системы координат 10
- 3.1 Определение 10
- 3.2 Замена координат 10
- 3.3 Список литературы 11

4 Локальные базисы криволинейных координат 12
- 4.1 Определение 12
- 4.2 Условие ортогональности 13
- 4.3 Список литературы 13

5 Коэффициенты Ламе. Проекции скорости точки на оси криволинейной системы координат 14
- 5.1 Общие сведения 14
- 5.2 Коэффициенты Ламе 14
- 5.3 Проекции скорости точки на оси криволинейной системы координат 15
- 5.4 Список литературы 15

6 Проекции ускорения точки на оси ортогональной криволинейной системы координат 16
- 6.1 Список литературы 17

7 Натуральный триэдр. Проекции ускорения точки на оси натурального триэдра 18
- 7.1 Натуральный триэдр траектории 18
- 7.2 Разложение ускорения по осям натурального триэдра траектории 20
- 7.3 Список литературы 22

8 Определение кривизны траектории точки по движению 23
- 8.1 Кинематический метод 23
- 8.2 Список литературы 23

9 Движение точки по прямой и по окружности **24**
- 9.1 Прямолинейное движение 24
- 9.2 Движение по окружности 24
- 9.3 Список литературы 26

10 Движение механической системы. Твёрдое тело. Число степеней свободы положения **27**
- 10.1 Движение механической системы 27
- 10.2 Твёрдое тело 27
- 10.3 Число степеней свободы 28
- 10.4 Список литературы 29

11 Группа движений аффинного евклидова пространства **30**
- 11.1 Предварительные сведения 30
- 11.2 Группа движений твёрдого тела 31
- 11.3 Подгруппы движений 33
- 11.4 Список литературы 33

12 Поступательное движение твёрдого тела **34**
- 12.1 Список литературы 35

13 Вращение твёрдого тела вокруг неподвижной оси **36**
- 13.1 Определение. Основные понятия 36
- 13.2 Векторные формулы скорости и ускорения точек твёрдого тела, вращающегося вокруг неподвижной оси 37
- 13.3 Список литературы 38

14 Плоское движение твёрдого тела. Преобразование координат **39**
- 14.1 Список литературы 40

15 Две геометрические теоремы о плоском движении **41**
- 15.1 Список литературы 42

16 Формула Эйлера. Следствие **43**
- 16.1 Список литературы 45

17 Центр скоростей. Центроиды. Теорема Пуансо **46**

18 Ускорение точек твёрдого тела в плоском движении **47**

19 Задание движения твёрдого тела через углы Эйлера **48**

20 Две геометрические теоремы о движении твёрдого тела вокруг неподвижной точки **49**

21 Проекции угловой скорости тела с неподвижной точкой **50**

22 Ускорение точек тела с неподвижной точкой **51**

23 Скорость точек твёрдого тела в общем случае **52**

24 Ускорение точек твёрдого тела в общем случае **53**

25 Сложное движение точки, основные понятия **54**

26 Теорема сложения скоростей в сложном движении точки **55**

27 Теорема сложения ускорений в сложном движении точки **56**

28 Теорема о сложении угловых скоростей твёрдого тела **57**

Список литературы **58**

1 Аффинные евклидовы пространства

1.1 Аффинные пространства

Определение 1.1. *Аффинным пространством* называют множество E, связанное с векторным пространством $\vec{E}$ отображением $f : E \times E \to \vec{E}$ со свойствами:

1. $(\forall a, b, c \in E)$ $\left(\overrightarrow{ab} + \overrightarrow{bc} + \overrightarrow{ca} = \vec{0} \in \vec{E}\right)$ (*Соотношение Шаля*);
2. $(\forall a \in E)$ $\left(x \mapsto \overrightarrow{ax} — \text{биекция на } \vec{E}\right)$

Элементы множества E называют *точками* аффинного пространства, а элементы множества $\vec{E}$ — *свободными векторами*.

Из свойств 1,2 можно получить следствия:

3. $(\forall a \in E)$ $\left(\overrightarrow{aa} = \vec{0}\right)$;
4. $(\forall a, b \in E)$ $\left(\overrightarrow{ab} + \overrightarrow{ba} = \vec{0}\right)$ (иначе: $\overrightarrow{ab} = -\overrightarrow{ba}$);
5. $(\forall a \in E)$ $(\forall \vec{h} \in \vec{E})$ $(\exists! b \in E)$ $\left(\overrightarrow{ab} = \vec{h}\right)$

   (вместо $\overrightarrow{ab} = \vec{h}$ пишут символически: $b = a + \vec{h}$);
6. $(\forall a \in E)$ $(\forall \vec{h}, \vec{k} \in \vec{E})$ $\left(a + (\vec{h} + \vec{k}) = (a + \vec{h}) + \vec{k}\right)$.

Наряду со свободными векторами векторного пространства $\vec{E}$ в аффинном пространстве вводят

Определение 1.2. Если a — точка аффинного пространства E, а $\vec{h}$ — вектор связанного с ним векторного пространства $\vec{E}$, то пару $(a, \vec{h})$ называют *вектором $\vec{h}$, закреплённым в точке a*.

Каждому закреплённому вектору $(a, \vec{h})$ соответствует упорядоченная пара точек $(a, a + \vec{h})$, и каждой упорядоченной паре точек (a, b) соответствует закреплённый вектор $(a, \overrightarrow{ab})$, поэтому закреплённым вектором называют также упорядоченную пару точек аффинного пространства.

Определение 1.3. *Прямой, проходящей через точки A и B* $(A \neq B)$ аффинного пространства E, называют множество точек

$$l(A, B) = \left\{M \in E \,|\, M = A + t \cdot \overrightarrow{AB},\ t \in \mathbb{R}\right\}.$$

Множество $l(A, B)$ можно считать упорядоченным, полагая, что точка $B_1 = A + t_1 \cdot \overrightarrow{AB}$ предшествует точке $B_2 = A + t_2 \cdot \overrightarrow{AB}$ тогда и только тогда, когда $t_1 < t_2$. В этом случае прямую $l(A, B)$ будем считать *направленной*, или *сонаправленной с вектором* $\overrightarrow{AB}$.

Определение 1.4. *Размерностью* аффинного пространства E называют размерность связанного с ним векторного пространства $\vec{E}$.

1.2 Аффинные евклидовы пространства

Определение 1.5. Аффинное пространство E называется *евклидовым аффинным пространством*, если связанное с ним векторное пространство $\vec{E}$ евклидово, то есть на $\vec{E}$ задано

1. скалярное произведение векторов $\vec{p}, \vec{h} \in \vec{E}$; обозначается как $\vec{p} \cdot \vec{h}$, $(\vec{p}, \vec{h})$ или $\left\langle \vec{p}, \vec{h} \right\rangle$;
2. евклидова норма вектора $\vec{p} \in \vec{E}$; вводится по формуле $\|\vec{p}\| = \sqrt{\vec{p}\vec{p}}$;

Определение 1.6. Аффинное евклидово пространство E называется *метрическим*, если введено отображение $\rho : E \times E \to \mathbb{R}$ такое, что

$$\forall x, y \in E \quad \rho(x, y) = \|\overrightarrow{yx}\| .$$

В этом случае отображение ρ называют *евклидовым расстоянием*.

Если $\vec{E}$ — векторное или евклидово пространство $\mathbb{R}^n$, то вместо E используют обозначение $\mathbb{E}^n$.

1.3 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

2 Аффинные координаты и преобразования

2.1 Аффинные и декартовы системы координат

Пусть $E = \mathbb{E}^n$, тогда вектор $\overrightarrow{OM} \in \vec{E} = \mathbb{R}^n$ можно разложить по базису $(\vec{e}_1, \ldots, \vec{e}_n)$ векторного пространства $\mathbb{R}^n$:

$$\overrightarrow{OM} = \sum_{j=1}^{n} x_j \vec{e}_j, \tag{2.1}$$

или, в другой записи:

$$M = O + \sum_{j=1}^{n} x_j \vec{e}_j. \tag{2.2}$$

Пусть $O \in \mathbb{E}^n$, а $(\vec{e}_1, \ldots, \vec{e}_n)$ — базис пространства $\mathbb{R}^n$.

Определение 2.1. Упорядоченную последовательность $(O, \vec{e}_1, \ldots, \vec{e}_n)$ называют *репером* пространства $\mathbb{E}^n$; точку O называют *началом* этого репера, а базис $(\vec{e}_1, \ldots, \vec{e}_n)$ — его *базисом*.

Определение 2.2. Вещественные числа $x_1, \ldots, x_n$ в 2.2 называют *аффинными координатами* точки $M \in \mathbb{E}^n$ относительно выбранного репера с началом $O \in \mathbb{E}^n$ и базисом $(\vec{e}_1, \ldots, \vec{e}_n)$.

Определение 2.3. *Ориентацией репера* называют ориентацию базиса соответствующего векторного пространства.

TODO: связь между репером, базисом и системой координат.

Определение 2.4. Аффинную систему координат, оси которой взаимно ортогональны, называют *декартовой*.

Пусть $(O, \vec{e}_1, \ldots, \vec{e}_n)$ — репер в пространстве $\mathbb{E}^n$, и пусть даны представления точек $M, N \in \mathbb{E}^n$:

$$\begin{aligned} M &= O + \sum_{j=1}^{n} x_j \vec{e}_j, \\ N &= O + \sum_{j=1}^{n} y_j \vec{e}_j. \end{aligned} \tag{2.3}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \overrightarrow{MN} &= \overrightarrow{MO} + \overrightarrow{ON} \\ &= \overrightarrow{ON} - \overrightarrow{OM} \\ &= \sum_{j=1}^{n} (y_j - x_j) \vec{e}_j. \end{aligned} \tag{2.4}$$

2.2 Аффинные преобразования

Пусть

$$M = O + \sum_{j=1}^{n} x_j \vec{e}_j = O_1 + \sum_{j=1}^{n} \tilde{x}_j \vec{e}_j, \tag{2.5}$$

где

$$O_1 = O + \sum_{j=1}^{n} a_j \vec{e}_j. \tag{2.6}$$

Тогда

$$O + \sum_{j=1}^{n} x_j \vec{e}_j = O + \sum_{j=1}^{n} a_j \vec{e}_j + \sum_{j=1}^{n} \tilde{x}_j \vec{e}_j,$$

откуда следует, что

$$x_j = \tilde{x}_j + a_j, \quad j \in [1:n]. \tag{2.7}$$

Рассмотрим два ортонормальных базиса $(\vec{e}\,'_1, \ldots, \vec{e}\,'_n)$ и $(\vec{e}\,''_1, \ldots, \vec{e}\,''_n)$ пространства $\mathbb{R}^n$. Как известно, они связаны равенствами:

$$\vec{e}\,''_i = \sum_{j=1}^{n} p_{ij} \vec{e}\,'_j, \quad j \in [1:n]. \tag{2.8}$$

Теорема 2.1. *Матрица $P = (p_{ij})$ в выр. 2.8 ортогональна.*

Доказательство. Любое преобразование базисов вида 2.8 должно сохранять длины векторов, то есть

$$\vec{x} \cdot \vec{x} = P\vec{x} \cdot P\vec{x} \quad \forall \vec{x} \in \mathbb{R}^n.$$

Так как

$$P\vec{x} \cdot P\vec{x} = \vec{x} \cdot P^T P \vec{x},$$

а $P^T P$ — симметричная матрица, то $P^T P = I$, что и является условием ортогональности. □

Из ортогональности матрицы P следует, что

$$1 = \det I = \det(P^T P) = \det P^T \det P = (\det P)^2,$$

откуда $\det P = \pm 1$. Если элементы матрицы P непрерывно зависят от каких-то параметров, то и $\det P$ также непрерывно зависит от них. Отсюда следует, что при изменении этих параметров величина $\det P$ не меняется.

Выразим теперь связь между координатами точки в различных реперах. Пусть $\vec{x}\,' = (x'_1, \ldots, x'_n)$ и $\vec{x}\,'' = (x''_1, \ldots, x''_n)$ — разложения вектора $\vec{x}$ по базисам $(\vec{e}\,'_1, \ldots, \vec{e}\,'_n)$ и $(\vec{e}\,''_1, \ldots, \vec{e}\,''_n)$ соответственно, тогда

$$\vec{x}\,'' = P\vec{x}\,', \quad \vec{x}\,' = P^T \vec{x}\,''.$$

Пусть теперь

$$M = O + \sum_{j=1}^{n} x'_j \vec{e}'_j = O_1 + \sum_{j=1}^{n} x''_j \vec{e}''_j,$$

где

$$O_1 = O + \sum_{j=1}^{n} a_j \vec{e}'_j.$$

Тогда из равенств

$$\begin{aligned} O + \sum_{j=1}^{n} x'_j \vec{e}'_j &= O + \sum_{j=1}^{n} a_j \vec{e}'_j + \sum_{i=1}^{n} x''_i \vec{e}''_i \\ &= O + \sum_{j=1}^{n} a_j \vec{e}'_j + \sum_{j=1}^{n} \vec{e}'_j \sum_{i=1}^{n} p_{ij} x''_i \end{aligned}$$

следует, что

$$x'_j = a_j + \sum_{i=1}^{n} p_{ij} x''_i, \quad j \in [1:n]. \tag{2.9}$$

Аналогично

$$x''_j = \sum_{i=1}^{n} p_{ji} (x'_i - a_i), \quad j \in [1:n]. \tag{2.10}$$

2.3 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

3 Криволинейные системы координат

3.1 Определение

Определение 3.1. Открытое связное множество называется *областью.*

Определение 3.2. Отображение $f : D \subset \mathbb{R}^n \to G \subset \mathbb{R}^n$ называют *гладким отображением класса* $C^r(D)$ при $1 \leqslant r < \infty$, $r = \infty$ или $r = \omega$, если оно дифференцируемо до порядка r включительно, бесконечно дифференцируемо или аналитично соответственно.

Определение 3.3. *Криволинейной системой координат* в области $D \subset \mathbb{R}^n$ называют систему гладких функций $(x_1(y_1, \ldots, y_n), \ldots, x_n(y_1, \ldots, y_n))$, задающих взаимно однозначное отображение области D на некоторую область $G \subset \mathbb{R}^n$, причём якобиан

$$J(y) = \det \begin{pmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial y_1}(y) & \ldots & \frac{\partial x_n}{\partial y_1}(y) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial x_1}{\partial y_n}(y) & \ldots & \frac{\partial x_n}{\partial y_n}(y) \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

отличен от нуля во всех точках области D.

Замечание 3.1. Отличие от нуля якобиана $J(y)$ при всех $y \in D$ гарантирует, что обратное к $f(y)$ отображение $f^{-1}(x)$ также является гладким.

Определение 3.4. Взаимо однозначное и взаимно непрерывное отображение называется *гомеоморфизмом.*

Таким образом, криволинейная система координат задаётся двумя гладкими взаимно однозначными отображениями $f(y)$ и $f^{-1}(x)$, устанавливающими гомеоморфизм между множествами D и G.

Определение 3.5. Гладкий гомеоморфизм $f : D \to G$ класса $C^r(D)$ называют *диффеоморфизмом класса* $C^r(D)$, а множества D и G называют *диффеоморфными.*

Итак, криволинейная система координат в области $D \subset \mathbb{R}^n$ является некоторым диффеоморфизмом $f : D \to G \subset \mathbb{R}^n$ с ненулевым якобианом.

3.2 Замена координат

Пусть $y \in \mathbb{R}^n$, и в области $D \subset \mathbb{R}^n$ две системы координат $x(y) = (x_1(y), \ldots, x_n(y))$ и $z(y) = (z_1(y), \ldots, z_n(y))$ заданы отображениями $f : D \to G_1 \subset \mathbb{R}^n$ и $g : D \to G_2 \subset \mathbb{R}^n$.

Определение 3.6. *Заменой координат* x на z называется отображение $\psi : G_1 \to G_2$, задаваемое формулой $\psi = g \circ f^{-1}$.

Замечание 3.2. Замена $\psi : G_1 \to G_2$ — диффеоморфизм с ненулевым якобианом, то есть это криволинейная система координат в $G_1 \subset \mathbb{R}^n$.

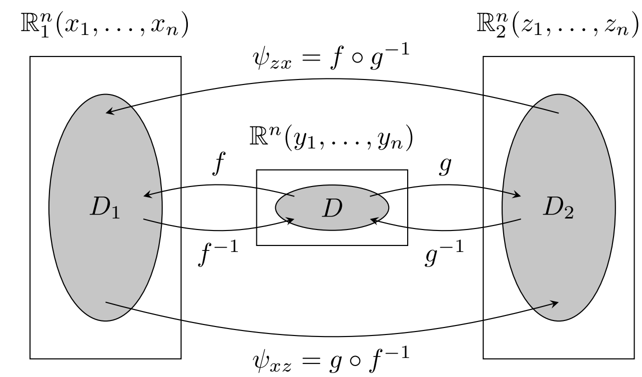

Рис. 3.1

3.3 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

4 Локальные базисы криволинейных координат

Криволинейные координаты обозначим $\vec{q} = (q_1, q_2, q_3) \in Q = \{\vec{q} \,|\, \vec{q} = \vec{q}(\vec{r}), \vec{r} \in D\}$.

4.1 Определение

TODO: инфа из учебника

Определение 4.1. Пусть $\vec{q}_0 = (q_{10}, q_{20}, q_{30}) \in Q$, $\vec{r}_0 = \vec{r}(\vec{q}_0) = (x_0, y_0, z_0)$, тогда множества

$$(q_{i0}) = \{(x, y, z) \in D \,|\, q_i(x, y, z) = q_{i0}\}, \quad i = 1, 2, 3 \tag{4.1}$$

называют *координатными поверхностями* криволинейной системы координат $\vec{q} = (q_1, q_2, q_3)$ в точке (q_{10}, q_{20}, q_{30}), а множества

$$\begin{aligned} \tilde{q}_1 &= (q_{20}) \cap (q_{30}) \\ \tilde{q}_2 &= (q_{10}) \cap (q_{30}) \\ \tilde{q}_3 &= (q_{10}) \cap (q_{20}) \end{aligned} \tag{4.2}$$

— её *координатными линиями* в этой точке.

Замечание 4.1. $(q_{10}) \cap (q_{20}) \cap (q_{30}) = \{(x_0, y_0, z_0)\}$.

По определению, якобиан криволинейной системы координат отличен от нуля в каждой точке области определения Q. Векторы $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_1}$, $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_2}$, $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_3}$ составляют строки матрицы этого якобиана и поэтому не могут быть нулевыми.

Теорема 4.1. *Векторы* $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_1}$, $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_2}$, $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_3}$ *являются касательными соответственно к линиям* $\tilde{q}_1$, $\tilde{q}_2$, $\tilde{q}_3$ *в точке* $\vec{q}_0$.

Доказательство. Для наглядности рассмотрим координатную кривую $\tilde{q}_1$. Эта кривая параметризуется переменной q_i в точке $\vec{q}_0$. Положим $\vec{r} = \vec{r}(q_1, q_{20}, q_{30})$, тогда производая $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_1}$ даст направление касательной к этой кривой в точке $\vec{q}_0$. $\square$

Определение 4.2. Совокупность векторов $(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2, \vec{\tau}_3)$, определяемых формулой

$$\vec{\tau}_i = \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_i}}{\left|\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_i}\right|}, \quad i = 1, 2, 3$$

называют *локальным базисом* криволинейной системы координат в точке $\vec{q}_0$.

Определение 4.3. Если векторы $\vec{\tau}_1$, $\vec{\tau}_2$, $\vec{\tau}_3$ взаимно ортогональны в точке $\vec{q}_0$, то криволинейная система координат называется *ортогональной* в этой точке.

4.2 Условие ортогональности

Так как векторы $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_1}$, $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_2}$, $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_3}$ ненулевые, то условия ортогональности локального базиса

$$\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j = 0, \quad i, j = 1, 2, 3, \ i \neq j$$

эквивалентны равенствам

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_j} = 0, \quad i, j = 1, 2, 3, \ i \neq j$$

или, в координатной форме,

$$\frac{\partial x}{\partial q_i}\frac{\partial x}{\partial q_j} + \frac{\partial y}{\partial q_i}\frac{\partial y}{\partial q_j} + \frac{\partial z}{\partial q_i}\frac{\partial z}{\partial q_j} = 0, \quad i, j = 1, 2, 3, \ i \neq j. \tag{4.3}$$

4.3 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

5 Коэффициенты Ламе. Проекции скорости точки на оси криволинейной системы координат

5.1 Общие сведения

В качестве пространства будем использовать аффинное евклидово пространство $\mathbb{E}^n$.

Определение 5.1. *Положением механической системы в момент* t_0 будем называть точку $M^0 \in \mathbb{E}^n$.

Определение 5.2. Пусть J — промежуток на $\mathbb{R}$. *Движением* механической системы будем называть дважды непрерывно дифференцируемую функцию $D : J \to \mathbb{E}^n$ времени t такую, что $D(t_0) = M^0$.

Определение 5.3. Предположим, что точка этого пространства может быть задана радиус-вектором $\vec{r}$ в какой-либо декартовой системе координат, то есть движение этой точки представлено вектор-функцией $\vec{r} : J \to \mathbb{R}^n$. В этом случае *скоростью* и *ускорением* точки в этом движении называют соответственно вектор-функции $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ и $\vec{v} = \ddot{\vec{r}}$, а *траекторией* точки называют кривую $\{\vec{r}(t) \in \mathbb{R}^n \,|\, t \in J\}$.

5.2 Коэффициенты Ламе

Так как

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m} = \frac{\partial x}{\partial q_m}\vec{i} + \frac{\partial y}{\partial q_m}\vec{j} + \frac{\partial z}{\partial q_m}\vec{k}, \tag{5.1}$$

то, введя обозначение

$$H_m = \left|\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m}\right| = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial q_m}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q_m}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_m}\right)^2}, \tag{5.2}$$

векторы локального базиса можно представить в виде

$$\vec{\tau}_m = \frac{1}{H_m}\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m}, \tag{5.3}$$

или, иначе:

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m} = H_m \vec{\tau}_m. \tag{5.4}$$

Определение 5.4. Величины H_m (иногда удобнее обозначение H_{q_m}) называют *коэффициентами Ламе*.

Выразим направляющие косинусы осей локального базиса криволинейной системы координат $\vec{q}$ относительно осей декартовой системы координат:

$$\cos\angle(\vec{\tau}_m, \vec{i}) = \vec{\tau}_m \cdot \vec{i} = \frac{1}{H_m}\frac{\partial x}{\partial q_m}, \quad \ldots, \quad m = 1, 2, 3. \tag{5.5}$$

Определение 5.5. *Движением точки в криволинейных координатах* $\vec{q}$ называют дважды непрерывно дифференцируемую на промежутке $J \subset \mathbb{R}$ вектор-функцию $\vec{q}(t)$.

Определение 5.6. Функции $\dot{\vec{q}}$ и $\ddot{\vec{q}}$ называют соответственно *обобщённой скоростью* и *обобщённым ускорением точки в движении* $\vec{q}(t)$.

Определение 5.7. Кривую

$$\Gamma = \{\vec{q}(t) \in \mathbb{R}^3 \,|\, t \in J\}$$

называют *траекторией точки в криволинейных координатах.*

5.3 Проекции скорости точки на оси криволинейной системы координат

Напишем вектор скорости в виде

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_1}\dot{q}_1 + \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_2}\dot{q}_2 + \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_3}\dot{q}_3, \tag{5.6}$$

тогда по формулам 5.4 получим

$$\vec{v} = H_1\dot{q}_1\vec{\tau}_1 + H_2\dot{q}_2\vec{\tau}_2 + H_3\dot{q}_3\vec{\tau}_3.$$

Это равенство можно рассматривать как разложение вектора скорости по единичным векторам осей криволинейных координат; для проекций скорости на координатные оси будем иметь

$$v_{q_m} = H_{q_m}\dot{q}_m \quad (m = 1, 2, 3). \tag{5.7}$$

Если криволинейная система ортогональна, то

$$\begin{gathered} v = \sqrt{(H_1\dot{q}_1)^2 + (H_2\dot{q}_2)^2 + (H_3\dot{q}_3)^2}, \\ \cos\angle(\vec{v}, \vec{\tau}_m) = H_m\dot{q}_m v^{-1}, \quad m = 1, 2, 3. \end{gathered} \tag{5.8}$$

5.4 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

2. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

6 Проекции ускорения точки на оси ортогональной криволинейной системы координат

Для определения проекций ускорения представим их в виде

$$w_{q_m} = \vec{w} \cdot \vec{\tau}_m = \dot{\vec{v}} \cdot \frac{1}{H_m} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m},$$

откуда

$$H_m w_{q_m} = \dot{\vec{v}} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m} = \frac{d}{dt} \left(\vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m} \right) - \vec{v} \cdot \frac{d}{dt} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m}. \tag{6.1}$$

Из выр. 5.6 непосредственно следует

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial \dot{q}_m} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m}. \tag{6.2}$$

Кроме того, по определению полной производной

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m} = \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial q_1 \partial q_m} \dot{q}_1 + \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial q_2 \partial q_m} \dot{q}_2 + \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial q_3 \partial q_m} \dot{q}_3;$$

но это же выражение получим, если возьмём от обеих частей выр. 5.6 частную производную по q_m. Действительно, так как $\dot{q}_1,\ \dot{q}_2,\ \dot{q}_3$ зависят только от времени, а не от $q_1,\ q_2,\ q_3$, то

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial q_m} = \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial q_m \partial q_1} \dot{q}_1 + \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial q_m \partial q_2} \dot{q}_2 + \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial q_m \partial q_3} \dot{q}_3;$$

таким образом, имеем

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial q_m}. \tag{6.3}$$

Подставляя значения $\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m}$ по выр. 6.2 и $\frac{d}{dt} \frac{\partial \vec{r}}{\partial q_m}$ по выр. 6.3 в равенство 6.1, получим

$$H_m w_{q_m} = \frac{d}{dt} \left(\vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial \dot{q}_m} \right) - \vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial q_m}. \tag{6.4}$$

Замечая, что

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial \dot{q}_m} = \frac{\partial}{\partial \dot{q}_m} \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}}{2} = \frac{\partial}{\partial \dot{q}_m} \frac{v^2}{2},$$
$$\vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial q_m} = \frac{\partial}{\partial q_m} \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}}{2} = \frac{\partial}{\partial q_m} \frac{v^2}{2},$$

на основании выр. 6.4 получим выражение проекций ускорения на оси криволинейной системы координат:

$$w_{q_m} = \frac{1}{H_m} \left(\frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_m} - \frac{\partial T}{\partial q_m} \right), \tag{6.5}$$

где для краткости введено обозначение

$$T = \frac{1}{2}v^2. \tag{6.6}$$

Используя линейный дифференциальный оператор Эйлера-Лагранжа, определяемый формулой

$$E_{q_m}(T) = \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_m} - \frac{\partial T}{\partial q_m}, \tag{6.7}$$

окончательно получаем

$$w_{q_m} = \frac{1}{H_{q_m}} E_{q_m}(T). \tag{6.8}$$

6.1 Список литературы

1. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

7 Натуральный триэдр. Проекции ускорения точки на оси натурального триэдра

7.1 Натуральный триэдр траектории

TODO: картинки из книги (страница 184)

Рассмотрим некоторую кривую, не лежащую в одной плоскости (кривую двоякой кривизны). Установим на этой кривой начало M_0 и положительное направление отсчёта дуг σ. Возьмём какую-нибудь текущую точку M, положение которой определим либо дугой σ, либо вектор-радиусом $\vec{r}$ относительно некоторой неподвижной точки O. Через точку M проведём касательную к кривой; направление касательной в сторону возрастающих значений σ зададим единичным вектором касательной $\vec{\tau}$.

Возьмём на кривой весьма близкую к M точку M_1; пусть положение её определяется значением дуги $\sigma + \Delta\sigma$, причём $\Delta\sigma > 0$, то есть M_1 лежит за M в сторону положительного отсчёта дуги. Единичный вектор касательной в точке M_1 обозначим через $\vec{\tau}_1$. Проведём через $\vec{\tau}$ плоскость Π, параллельную $\vec{\tau}_1$; чтобы построить её, достаточно перенести $\vec{\tau}_1$ в точку M; два вектора $\vec{\tau}$ и $\vec{\tau}_1$, имеющие начало в точке M, определяют положение Π. При изменении положения M_1 плоскость Π также изменяет своё положение, вращаясь вокруг $\vec{\tau}$; если будем приближать M_1 к M, уменьшая $\Delta\sigma$ до нуля, то эта плоскость будет приближаться к некоторому предельному положению Π_0, называемому *соприкасающейся плоскостью.*

В точке M проведём плоскость N_0, перпендикулярную к касательной. Эта плоскость называется *нормальной плоскостью* кривой. Любая прямая, проведённая в этой плоскости через точку M, будет перпендикулярна к $\vec{\tau}$, то есть будет *нормальна* кривой; линия пересечения нормальной и соприкасающейся плоскостей определяет *главную нормаль* кривой. Иными словами, главной нормалью называется нормаль, лежащая в соприкасающейся плоскости. Нормаль, перпендикулярная к главной нормали, называется *бинормалью* кривой.

Определение 7.1. Совокупность трёх взаимно перпендикулярных осей:

1. касательной, направленной в сторону возрастания дуги,
2. главной нормали, направленной в сторону вогнутости кривой, и
3. бинормали, направленной по отношению к касательной и главной нормали так же, как ось Oz расположена по отношению к осям Ox и Oy,

образует так называемый *натуральный триэдр* (естественный трёхгранник) кривой. Единичные векторы этих осей обозначим соответственно через $\vec{\tau}, \vec{n}$ и $\vec{b}$.

Найдём выражения этих трёх единичных векторов натурального триэдра через вектор-радиус точки на кривой, заданный как вектор-функция дуги:

$$\vec{r} = \vec{r}(\sigma). \tag{7.1}$$

Найдём прежде всего $\vec{\tau}$. По определению векторной производной вектор $\frac{d\vec{r}}{d\sigma}$ направлен по касательной к годографу вектора $\vec{r}$ в сторону возрастающих σ. С другой стороны, численная величина производной равна

$$\left|\frac{d\vec{r}}{d\sigma}\right| = \frac{|d\vec{r}|}{d\sigma} = 1.$$

Таким образом, векторная производная представляет собой искомый единичный вектор касательной:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{r}}{d\sigma}. \tag{7.2}$$

Для определения единичного вектора главной нормали $\vec{n}$ обратимся к рисунку. Рассмотрим равнобедренный треугольник, образованный векторами $\vec{\tau}$ и $\vec{\tau}_1$ в плоскости П. Если точка M_1 взята на весьма малом расстоянии $\Delta\sigma$ от точки M, то угол ε между касательными $\vec{\tau}$ и $\vec{\tau}_1$ в смежных точках кривой — его называют *углом смежности* — будет также мал и вектор $\Delta\vec{r}$ с тем меньшей ошибкой, чем меньше $\Delta\sigma$, можно считать перпендикулярным к $\vec{\tau}$ и, следовательно, параллельным вектору нормали $\vec{n}'$, лежащему с $\Delta\vec{\tau}$ в одной и той же плоскости П. По величине $|\Delta\vec{\tau}|$, как основание равнобедренного треугольника с малым углом ε при вершине и боковыми сторонами, равными единице, будет равен

$$|\Delta\vec{\tau}| = 2\,|\vec{\tau}|\sin\frac{\varepsilon}{2} \approx 2\cdot 1\cdot\frac{\varepsilon}{2} = \varepsilon.$$

Отсюда найдём (с точностью до малых высших порядков)

$$\Delta\vec{\tau} = \varepsilon\vec{n}',$$

или

$$\vec{n}' = \frac{1}{\varepsilon}\Delta\vec{\tau} = \frac{\Delta\vec{\tau}}{\Delta\sigma}\cdot\frac{\Delta\sigma}{\varepsilon}.$$

Будем приближать $\Delta\sigma$ к нулю, тогда точка M_1 будет стремиться к M, плоскость П — к соприкасающейся плоскости Π_0, единичный вектор нормали $\vec{n}'$ — к искомому единичному вектору $\vec{n}$, и мы будем иметь

$$\vec{n} = \lim_{\Delta\sigma\to 0}\frac{\Delta\vec{\tau}}{\Delta\sigma}\cdot\lim_{\Delta\sigma\to 0}\frac{\Delta\sigma}{\varepsilon}.$$

Первый предел равен векторной производной

$$\frac{d\vec{\tau}}{d\sigma} = \frac{d}{d\sigma}\left(\frac{d\vec{r}}{d\sigma}\right) = \frac{d^2\vec{r}}{d\sigma^2};$$

что же касается второго предела, то заметим, что отношение $\frac{\varepsilon}{\Delta\sigma}$, определяющее среднюю скорость поворота касательной к кривой при переходе от данной точки к смежной, характеризует *среднюю кривизну* кривой на участке $(\sigma, \sigma+\Delta\sigma)$, а величина

$$\lim_{\Delta\sigma\to 0}\frac{\varepsilon}{\Delta\sigma} = K \tag{7.3}$$

определяет *кривизну* кривой в данной точке.

Таким образом, имеем следующее выражение единичного вектора *главной нормали*:

$$\vec{n} = \frac{1}{K}\frac{d\vec{\tau}}{d\sigma} = \frac{1}{K}\frac{d^2\vec{r}}{d\sigma^2}. \tag{7.4}$$

Величину $1/K = \rho$, имеющую размерность длины, называют *радиусом кривизны* кривой в данной точке.

В случае произвольной кривой через данную её точку и две смежные с нею точки можно провести круг, который при стремлении смежных точек к данной рассматриваемой будет стремиться к некоторому предельному кругу, называемому *соприкасающимся кругом* или *кругом кривизны*. Радиус этого круга будет радиусом кривизны кривой, центр круга C (TODO: ссылка на картинку) — *центром кривизны* кривой. Очевидно, круг кривизны лежит в соприкасающейся плоскости, центр кривизны C — на главной нормали со стороны вогнутости кривой.

Введя радиус кривизны ρ, получим

$$\vec{n} = \rho\frac{d\vec{\tau}}{d\sigma} = \rho\frac{d^2\vec{r}}{d\sigma^2}. \tag{7.5}$$

Теперь уже не составляет труда найти и единичный вектор бинормали. Из условия выбора положительного направления на бинормали следует:

$$\vec{b} = \vec{\tau} \times \vec{n} = \frac{1}{K}\left(\frac{d\vec{r}}{d\sigma} \times \frac{d^2\vec{r}}{d\sigma^2}\right) = \rho\left(\frac{d\vec{r}}{d\sigma} \times \frac{d^2\vec{r}}{d\sigma^2}\right). \tag{7.6}$$

7.2 Разложение ускорения по осям натурального триэдра траектории

Обозначим через v_τ проекцию вектора скорости на направление касательной к траектории. Очевидно, что v_τ по абсолютной величине равно численной величине скорости v; что же касается знака v_τ, то v_τ положительно, если направление движения в данный момент совпадает с направлением положительного отсчёта дуг σ по траектории, и отрицательно в противоположном случае. Будем иметь

$$\vec{v} = v_\tau\vec{\tau}. \tag{7.7}$$

Если s — пройденный путь, то $d\sigma = ds$, когда $d\sigma > 0$, и $d\sigma = -ds$, если $d\sigma < 0$, поэтому

$$v_\tau = \frac{d\sigma}{dt} = \pm\frac{ds}{dt} = \pm v. \tag{7.8}$$

Вектор ускорения есть производная по времени от вектора скорости, поэтому

$$\vec{w} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(v_\tau\vec{\tau}) = \frac{dv_\tau}{dt}\vec{\tau} + v_\tau\frac{d\vec{\tau}}{dt}. \tag{7.9}$$

Далее, имеем

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{d\vec{\tau}}{d\sigma}\frac{d\sigma}{dt};$$

согласно формулам 7.4 и 7.8 найдём

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{1}{\rho}\vec{n}v_\tau.$$

Подставив полученное выражение в равенство 7.9, будем иметь

$$\vec{w} = \vec{\tau}\frac{dv_\tau}{dt} + \vec{n}\frac{v^2}{\rho}, \tag{7.10}$$

где v_τ^2 заменено на равное ему v^2.

Равенство 7.10 представляет собой *разложение вектора ускорения по осям натурального триэдра*.

Обозначим коэффициенты при единичных векторах $\vec{\tau}$, $\vec{n}$ и $\vec{b}$ в разложении 7.10, то есть проекции ускорения на оси натурального триэдра, соответственно через w_τ, w_n и w_b; тогда будем иметь

$$\vec{w} = w_\tau\vec{\tau} + w_n\vec{n} + w_b\vec{b}, \tag{7.11}$$

причём из выр. 7.10 следует, что

$$w_\tau = \frac{dv_\tau}{dt} = \frac{d^2\sigma}{dt^2}, \quad w_n = \frac{v^2}{\rho}, \quad w_b = 0.$$

Последнее равенство говорит о том, что вектор ускорения перпендикулярен к бинормали, то есть *ускорение лежит в соприкасающейся плоскости*.

Первое слагаемое в разложении 7.11, $w_\tau\vec{\tau}$, даёт *касательную* (тангенциальную) составляющую ускорения, второе, $w_n\vec{n}$, — *нормальную* составляющую ускорения. Иногда для краткости их называют просто касательным и нормальным ускорениями.

Нормальное ускорение всегда совпадает по направлению с главной нормалью, так как $w_n = \frac{v^2}{\rho}$ — существенно положительная величина. Вспоминая ранее сказанное о направлении $\vec{n}$, видим, что *нормальное ускорение направлено к центру кривизны траектории* (нормальное ускорение иногда ещё называют поэтому *центростремительным*), то есть по главной нормали к траектории в сторону её вогнутости. Отсюда вытекает свойство ускорения: *вектор ускорения направлен в сторону вогнутости траектории*.

Итак, *вектор ускорения в криволинейном движении может быть представлен как геометрическая сумма двух ускорений: касательного и нормального*.

Величина ускорения может быть представлена так:

$$w = \sqrt{w_\tau^2 + w_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv_\tau}{dt}\right)^2 + \frac{v^4}{\rho^2}}, \tag{7.12}$$

а направление задано косинусами углов, составляемых им с касательной и главной нормалью к траектории:

$$\cos(\widehat{\vec{w},\vec{\tau}}) = \frac{w_\tau}{w}, \quad \cos(\widehat{\vec{w},\vec{n}}) = \frac{w_n}{w}. \tag{7.13}$$

7.3 Список литературы

1. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

8 Определение кривизны траектории точки по движению

8.1 Кинематический метод

Если известны модули скорости $v = v(t)$ и ускорения $w = w(t)$ движения точки, то кривизну траектории можно найти по формулам:

$$\begin{gathered} w_\tau = \dot{v}, \quad w_n = \sqrt{w^2 - w_\tau^2}, \\ K = \frac{w_n}{v^2}, \quad \rho = \frac{1}{K}. \end{gathered} \tag{8.1}$$

Если движение точки задано тройкой скалярных функций $x(t),\ y(t),\ z(t)$, то

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{(\dot{x}(t))^2 + (\dot{y}(t))^2 + (\dot{z}(t))^2}, \\ w &= \sqrt{(\ddot{x}(t))^2 + (\ddot{y}(t))^2 + (\ddot{z}(t))^2}. \end{aligned} \tag{8.2}$$

Если же движение точки задано тройкой ортогональных криволинейных координат — скалярных функций $q_1(t),\ q_2(t),\ q_3(t)$, то проекции скорости и ускорения точки выразятся как

$$v_{q_m} = H_{q_m}\dot{q}_m, \quad w_{q_m} = \frac{1}{H_{q_m}} E_{q_m}(T), \quad m = 1, 2, 3.$$

Тогда

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{(v_{q_1}(t))^2 + (v_{q_2}(t))^2 + (v_{q_3}(t))^2}, \\ w &= \sqrt{(w_{q_1}(t))^2 + (w_{q_2}(t))^2 + (w_{q_3}(t))^2}. \end{aligned} \tag{8.3}$$

8.2 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

9 Движение точки по прямой и по окружности

9.1 Прямолинейное движение

Определение 9.1. *Прямолинейное движение* — движение точки, траектория которой лежит на прямой.

Начало системы $Oxyz$ поместим на этой прямой, а ось x направим вдоль неё. Тогда получим уравнение траектории:

$$y = 0, \quad z = 0,$$

тогда

$$v^2 = (\dot{x}(t))^2,$$
$$w^2 = (\ddot{x}(t))^2$$

и, как следствие,

$$w_\tau^2 = (\dot{v})^2 = (\ddot{x})^2, \quad w_n = \sqrt{w^2 - w_\tau^2} = 0,$$
$$K = 0, \quad \rho = +\infty.$$

Определение 9.2. Прямолинейное движение называют *равномерным*, если $v(t) = v_0$, где v_0 — постоянная.

Уравнение движения:

$$x(t) = x_0 + v_0(t - t_0), \quad x(t_0) = x_0.$$

Естественная координата:

$$s = \left| v_0(t - t_0) \right|.$$

Определение 9.3. Прямолинейное движение называют *равнопеременным*, если $w(t) = w_0$, где w_0 — постоянная.

Уравнение движения:

$$x(t) = x_0 + v_0(t - t_0) + \frac{w_0}{2}(t - t_0)^2,$$
$$x(t_0) = x_0, \quad \dot{x}(t_0) = v(t_0) = v_0.$$

Естественная координата:

$$s = \left| v_0(t - t_0) + \frac{w_0}{2}(t - t_0)^2 \right|.$$

9.2 Движение по окружности

Определение 9.4. *Углом поворота между векторами* называется вектор

$$\angle(\vec{a}, \vec{b}) = \begin{cases} (\arccos(\vec{a}, \vec{b})) \cdot \frac{\vec{a} \times \vec{b}}{|\vec{a} \times \vec{b}|}, & \vec{a} \nparallel \vec{b}; \\ \vec{0}, & \vec{a} \parallel \vec{b}. \end{cases}$$

Определение 9.5. *Углом между векторами* $\vec{a}$ *и* $\vec{b}$ называется величина

$$\left|\angle(\vec{a},\vec{b})\right| = \arccos(\vec{a},\vec{b}).$$

Когда говорят об угле между векторами $\vec{a}$ и $\vec{b}$, отсчитываемом от $\vec{a}$ к $\vec{b}$, то имеют в виду угол поворота $\angle(\vec{a},\vec{b})$.

Определение 9.6. *Движением по окружности* называют любое движение точки, траектория которого лежит на окружности.

В случае движения по окружности угол смежности ε равен центральному углу между радиусами, проведёнными в точки касания, а соответствующая дуга равна произведению этого угла на радиус R, то есть

$$\Delta\sigma = \varepsilon R, \implies \frac{\varepsilon}{\Delta\sigma} = \frac{1}{R},$$

поэтому

$$K = \lim_{\Delta\sigma\to 0} \frac{\varepsilon}{\Delta\sigma} = \frac{1}{R}, \quad \rho = R.$$

(TODO: решить, куда поместить определения угловой скорости и ускорения, а также скалярные и векторные формулы скорости и ускорнения точек)

Определение 9.7. Движение по окружности называют *равномерным вращением*, если $\omega(t) = \omega_0$, где ω_0 — постоянная.

В этом случае

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \omega_0(t - t_0), \quad \varphi(t_0) = \varphi_0.$$

Определение 9.8. Движение по окружности называют *равнопеременным вращением*, если $\varepsilon = \varepsilon_0$, где ε_0 — постоянная.

В этом случае

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \omega_0(t - t_0) + \frac{\varepsilon_0}{2}(t - t_0)^2,$$
$$\varphi(t_0) = \varphi_0, \quad \dot{\varphi(t_0)} = \omega(t_0) = \omega_0.$$

Рассмотрим частные случаи движения по окружности:

1. Если тело вращается равномерно, то $\varepsilon(t) = 0$, поэтому
$$w_\tau = 0, \quad w_n = R\omega_0^2.$$

2. Если в некоторый момент времени угловая скорость ω тела достигает максимального или минимального значения, то $\dot{\omega} = \varepsilon = 0$, поэтому
$$w_\tau = 0, \quad w_n = R\omega_0^2.$$

3. Если в некоторый момент угол поворота достигает максимального или минимального значения, то $\dot{\varphi} = \omega = 0$, поэтому
$$w_\tau = 0, \quad w_n = 0.$$

9.3 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*
2. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

10 Движение механической системы. Твёрдое тело. Число степеней свободы положения

10.1 Движение механической системы

Пусть T — некоторое множество индексов τ, которыми помечены все точки механической системы, а $J \subset \mathbb{R}$ — промежуток времени t, на котором определено движение механической системы.

Пространством будем считать аффинное евклидово пространство $\mathbb{E}^n$; точку этого пространства $M = (x, y, z) \in \mathbb{E}^n$ будем представлять вектор-радиусом $\vec{r}$ в декартовой системе координат.

Определение 10.1. *Положением механической системы в момент времени* t_0 будем называть семейство $\mathcal{M} = \{M_\tau\}_{\tau \in T}$ точек в $\mathbb{E}^n$.

Определение 10.2. *Движением механической системы* будем называть семейство $\mathcal{DM} = \{D_\tau : J \to \mathbb{E}^n\}_{\tau \in T}$ дважды непрерывно дифференцируемых функций времени t такое, что

$$\forall \tau \in T \quad D_\tau(t_0) = M_\tau.$$

Ясно, что положением механической системы в любой другой момент времени $t \in J$ будет семейство $\{D_\tau(t)\}_{\tau \in T}$.

Определение 10.3. *Перемещением механической системы* за время от t_1 до t_2 называют семейство векторов $\{\overrightarrow{AB} \mid A = D_\tau(t_1),\ B = D_\tau(t_2)\}_{\tau \in T}$.

10.2 Твёрдое тело

Определение 10.4. *Классом движений* назовём некоторое множество движений $\mathcal{DM}$.

Определение 10.5. *Неизменяемой на классе движений* назовём такую механическую систему, что

$$\forall t \in J \quad \forall \tau_1, \tau_2 \in T \quad \rho(D_{\tau_1}(t), D_{\tau_2}(t)) = \rho(M_{\tau_1}, M_{\tau_2})$$

для любого движения этого класса.

Определение 10.6. Механическую систему назовём *сплошной связной средой на классе движений*, если каждое её положение есть область или замкнутая область в $\mathbb{E}^n$.

Определение 10.7. *Твёрдым телом* или *абсолютно твёрдым телом на классе движений* назовём сплошную связную неизменяемую механическую систему на этом классе движений.

10.3 Число степеней свободы

Будем говорить, что движение $\mathcal{DM} = \{D_\tau\}_{\tau \in T}$ может быть выражено через систему скалярных функций

$$q_i : J \to \mathbb{R}, \quad i = 1, \dots, m,$$

если

$$\begin{array}{ll} \forall \tau \in T & \exists (q_1, \dots, q_m) \mapsto f_\tau(q_1, \dots, q_m) \\ \forall t \in J & D_\tau(t) = f_\tau(q_1(t), \dots, q_m(t)). \end{array} \tag{10.1}$$

Определение 10.8. Говорят, что механическая система имеет *s степеней свободы положения на классе движений*, если всякое движение этого класса может быть выражено через некоторую систему скалярных функций

$$q_i : J \to \mathbb{R}, \quad i = 1, \dots, s$$

и если хотя бы одно движение этого класса не может быть выражено ни через какую систему из меньшего числа скалярных функций.

Если класс движений очевиден из контекста, то говорят просто о *числе s степеней свободы* механической системы.

Рассмотрим механическую систему, состоящую из конечного числа N точек. Такая система на классе всех движений в $\mathbb{E}^n$ имеет $s = n \cdot N$ степеней свободы.

Рассмотрим такой подкласс всех движений этой системы, для которых координаты (x_ν, y_ν, z_ν), $\nu = 1, \dots, N$ её точек удовлетворяют уравнениям

$$f_\nu(x_1, y_1, z_1, \dots, x_N, y_N, z_N) = 0, \quad \nu = 1, \dots, m,$$

причём фунции f_ν аргументов $(x_1, y_1, z_1, \dots, x_N, y_N, z_N)$ независимы при $t \in J$; будем считать, что ранг матрицы Якоби этих функций равен m. В этом случае говорят, что рассматривается механическая система из N точек, *стеснённая m голономными связями.*

Теорема 10.1. *Механическая система в $\mathbb{E}^n$ из N точек, стеснённая m голономными связями, имеет*

$$s = n \cdot N - m$$

степеней свободы.

Доказательство. (TODO: доказать утверждение) □

Теорема 10.2. *Для твёрдого тела на классе всех его движений в $\mathbb{E}^n$ число степеней свободы положения равно*

$$s = \frac{n \cdot (n+1)}{2}.$$

Доказательство. (TODO: доказать утверждение (указания можно найти на 37 странице конспекта)) □

Определение 10.9. Движение твёрдого тела называют *поступательным*, если у подвижного репера, связанного с этим телом, с течением времени может изменяться только начало.

Определение 10.10. Движение твёрдого тела называют *вращением вокруг точки O*, если с течением времени не меняются координаты (в неподвижной системе) некоторой точки O этого тела.

(TODO: найти число степеней свободы положения твёрдого тела на этих двух классах движений)

10.4 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

11 Группа движений аффинного евклидова пространства

11.1 Предварительные сведения

Определение 11.1. *Законом композиции на множестве* X называют отображение

$$* : X \times X \to X.$$

Вместо $*(a, b)$ пишут $a * b$.

Определение 11.2. Пусть $*$ — закон композиции на X. Тогда пару $(X, *)$ называют *алгебраической структурой.*

Определение 11.3. Пусть $*$ — закон композиции на X. Если

$$\forall a, b, c \in X \quad a * (b * c) = (a * b) * c,$$

то закон композиции $*$ называется *ассоциативным.*

Определение 11.4. Алгебраическая структура $(X, *)$ называется *полугруппой*, если закон композиции $*$ ассоциативен.

Определение 11.5. Элемент $e \in X$ называется *единичным* или *нейтральным* относительно закона композиции $*$, если

$$\forall x \in X \quad e * x = x * e = x.$$

Замечание 11.1. В алгебраической структуре $(X, *)$ не может быть более одного единичного элемента.

Определение 11.6. Полугруппу с единицей называют *моноидом.*

Определение 11.7. Элемент a моноида $(X, *, e)$ называют *обратимым*, если

$$\exists b \in X : \quad a * b = b * a = e.$$

Для элемента b используют обозначение a^{-1}.

Определение 11.8. Моноид, все элементы которого обратимы, называют *группой.*

Определение 11.9. Закон композиции $*$ называют *коммутативным*, если

$$\forall a, b \in X \quad a * b = b * a.$$

Определение 11.10. Группу с коммутативным законом композиции называют *абелевой* (*коммутативной*) группой.

Определение 11.11. Подмножество H группы G называется *подгруппой группы* G, если:

1. H содержит единичный элемент из G:

$$e \in H;$$

2. H содержит композицию любых двух элементов из H:

$$\forall a, b \in H \quad a * b \in H;$$

3. H содержит вместе со всяких своим элементом h обратный к нему элемент h^{-1}:

$$\forall h \in H \quad h^{-1} \in H.$$

Пусть $s(\Omega)$ — множество всех биективных отображений $f : \Omega \to \Omega$. Введём закон композиции $* : s(\Omega) \times s(\Omega) \to s(\Omega)$ такой, что

$$\forall \varphi, \psi \in s(\Omega) \quad \varphi * \psi = \varphi \circ \psi;$$

тогда $(s(\Omega), *)$ — группа, причём её единицей является тождественное отображение $\mathrm{id}_\Omega : \Omega \to \Omega$ такое, что

$$\forall x \in \Omega \quad \mathrm{id}_\Omega(x) = x.$$

11.2 Группа движений твёрдого тела

(TODO: Дальше может быть путаница в терминах. Короче, надо понять, что в его понимании такое "перемещение но вот как я это понимаю. Рассмотрим некоторое движение твёрдого тела $\mathcal{DM} = \{D_\tau : J \to \mathbb{E}^3\}_{\tau \in T}$. Функция D_τ задаёт перемещение точки M_τ твёрдого тела. У нас есть формула, по которому мы можем найти коэффициенты $x_j^\tau(t)$, то есть перемещению точки соответствует биекция $D : \mathbb{E}^3 \to \mathbb{E}^3$, задающаяся этой формулой. В этом случае получается, что каждому движению твёрдого тела соответствует множество таких биекций. Если это всё верно, то надо аккуратно переписать всё в верных терминах.)

Рассмотрим движение $\mathcal{DM} = \{D_\tau : J \to \mathbb{E}^3\}_{\tau \in T}$ механической системы в $\mathbb{E}^3$.

Пусть $(O, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ — некоторый фиксированный репер в $\mathbb{E}^3$ и пусть

$$M_\tau = D_\tau(t) = O + \sum_{j=1}^{3} x_j^\tau(t) \vec{e}_j, \quad \tau \in T. \tag{11.1}$$

Так как свободное твёрдое тело (твёрдое тело на классе всех движений в $\mathbb{E}^3$) имеет 6 степеней свободы, то функции $x_j^\tau(t)$ могут быть выражены через какие-то 6 скалярных функций $q_1, \ldots, q_6$.

етыре точки M_0, M_1, M_2, M_3 твёрдого тела выберем так, чтобы векторы $\overrightarrow{M_0M_1}, \overrightarrow{M_0M_2}, \overrightarrow{M_0M_3}$ образовывали ортонормированный базис $(\vec{i}_1, \vec{i}_2, \vec{i}_3)$

пространства $\mathbb{R}^3$. Тогда каждая точка M_τ твёрдого тела определяется своими аффинными координатами в репере $(M_0, \vec{i}_1, \vec{i}_2, \vec{i}_3)$:

$$M_\tau = M_0 + \sum_{j=1}^{3} y_j^\tau \vec{i}_j, \tag{11.2}$$

причём координаты y_j^τ не зависят от времени.

Векторы $\vec{i}_1, \vec{i}_2, \vec{i}_3$, построенные по движущимся точкам M_0, M_1, M_2, M_3, являются функциями времени:

$$\vec{i}_j = \vec{i}_j(t), \quad j = 1, 2, 3.$$

Ортонормированные базисы $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ и $(\vec{i}_1(t), \vec{i}_2(t), \vec{i}_3(t))$ пространства $\mathbb{R}^3$ связаны равенствами

$$\vec{i}_k = \sum_{j=1}^{3} p_{kj}(t)\vec{e}_j, \quad k = 1, 2, 3, \tag{11.3}$$

где матрица $P(t) = (p_{kj}(t))$ ортогональна.

Если D_{M_0} — движение точки M_0 и

$$D_{M_0}(t) = O + \sum_{j=1}^{3} a_j(t)\vec{e}_j,$$

то

$$x_j^\tau(t) = a_j(t) + \sum_{k=1}^{3} p_{kj}(t) y_k^\tau, \quad j = 1, 2, 3. \tag{11.4}$$

Элементы p_{kj} ортогональной матрицы P могут быть выражены через углы Эйлера φ, ψ, θ, поэтому формулы 11.4 дают искомое представление для функций x_j^τ через шесть функций $a_1(t), a_2(t), a_3(t), \varphi(t), \psi(t), \theta(t)$. Это значит, что всякому перемещению соответствует биективное отображение $D : \mathbb{E}^3 \to \mathbb{E}^3$, определяемое формулами 11.4.

Задавая всевозможные движения (то есть функции $a_1, a_2, a_3, \varphi, \psi, \theta$) и фиксируя всевозможные моменты времени $t \in J$, мы будем получать те или иные перемещения твёрдого тела за время от t_0 до t и соответствующие ему биекции $D : \mathbb{E}^3 \to \mathbb{E}^3$.

Теорема 11.1. *Семейство D_3 всех таких биекций является подгруппой группы $s(\mathbb{E}^3)$.*

Доказательство. (TODO: указания на странице 44 конспекта) ☐

Определение 11.12. Семейство D_3 называют *группой движений* в $\mathbb{E}^3$.

11.3 Подгруппы движений

Определение 11.13. Если матрица $P(t)$ не зависит от времени, то движение твёрдого тела называют *поступательным*.

Каждому перемещению твёрдого тела за время от t_0 до t в некотором поступательном движении соответствует некоторое множество биекций $D : \mathbb{E}^3 \to \mathbb{E}^3$, определяемых формулами:

$$x_j^\tau(t) = a_j(t) + \sum_{k=1}^{3} p_{kj}^0 y_k^\tau, \quad j = 1, 2, 3,$$

где $P(t_0) = P^0 = (p_{kj}^0)$.

Теорема 11.2. *Множество $D_3^{(n)}$ всех таких биекций*

11.4 Список литературы

1. Л.К. Бабаджанянц, *Классическая механика*

12 Поступательное движение твёрдого тела

Под *поступательным* движением абсолютно твёрдого тела понимают такое его движение, при котором прямая, проведённая через любые две точки тела и жёстко с ним связанная, остаётся во всё время движения *параллельной самой себе.*

Точки *поступательно* движущегося тела могут описывать *любые криволинейные траектории*, но движение тела сохраняет свой *поступательный* характер.

Теорема 12.1. *При поступательном движении твёрдого тела все его точки описывают одинаковые траектории и в любой момент времени имеют одинаковые скорости и ускорения.*

Доказательство. Определим положение любой точки M твёрдого тела вектор-радиусом $\vec{r}'$, проведённым из некоторой точки O', также принадлежащей телу (TODO: ссылка на рисунок). Если движение поступательное, то по определению вектор $\vec{r}'$ остаётся параллельным самому себе. Величина вектора $\vec{r}'$ ($r' = O'M$) не изменяется, так как тело твёрдое. Итак, $\vec{r}'$ является постоянным вектором.

Обозначим через $\vec{r}_0$ вектор-радиус точки O' относительно некоторой неподвижной точки O. Равенство

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}' \tag{12.1}$$

показывает, что траектория точки M получается из траектории точки O' путём параллельного перенесения её на постоянный по величине и направлению вектор. Следовательно, *траектории точек твёрдого тела, движущегося поступательно, представляют собой конгруэнтные кривые*, получающиеся друг из друга путём параллельного переноса.

Дифференцируя обе части формулы 12.1 по времени и замечая, что производная постоянного вектора $\vec{r}'$ равна нулю, получим

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}_0}{dt},$$

или, вспоминая определение вектора скорости,

$$\vec{v} = \vec{v}_0, \tag{12.2}$$

то есть *скорости всех точек твёрдого тела, движущегося поступательно, в любой момент времени друг другу равны как по величине, так и по направлению.*

Дифференцируя обе части 12.2 ещё раз по времени, получаем

$$\vec{w} = \vec{w}_0, \tag{12.3}$$

то есть *ускорения всех точек поступательно движущегося твёрдого тела в любой момент времени одинаковы.* □

12.1 Список литературы

1. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

13 Вращение твёрдого тела вокруг неподвижной оси

13.1 Определение. Основные понятия

Рассмотрим движение твёрдого тела, при котором две точки его остаются неподвижными; такое движение представляет собой вращение тела вокруг проходящей через неподвижные точки прямой, называемой *осью вращения*.

Пусть ось вращения тела совпадает с осью Oz. Чтобы определить положение тела, проведём через ось Oz две полуплоскости: подвижную Q, твёрдо связанную с вращающимся телом, и неподвижную P (TODO: картинка). Заданием двугранного угла φ между этими полуплоскостями положение твёрдого тела вполне определяется.

Движение твёрдого тела, имеющего неподвижную ось вращения, определяется заданием угла φ в функции времени:

$$\varphi = f(t). \tag{13.1}$$

Это уравнение называется *уравнением вращения* тела.

Величина, учитывающая быстроту изменения угла поворота со временем, называется *угловой скоростью тела*.

Условимся обозначать абсолютное значение некоторой величины как a, а её алгебраическое значение как $\tilde{a}$. Конечно, $|\tilde{a}| = a$. В случае угловой скорости будем использовать соответственно обозначения ω и $\tilde{\omega}$.

За меру быстроты изменения угла поворота с течением времени примем отношение приращения угла $\Delta\varphi$ к промежутку времени Δt, в течение которого это приращение произошло. Такое отношение назовём *средней угловой скоростью* за промежуток времени Δt и обозначим

$$\tilde{\omega}_{\text{ср}} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}.$$

Желая перейти от средней угловой скорости за некоторый промежуток времени к *истинной угловой скорости в данный момент*, будем стремить интервал времени Δt к нулю. По определению производной угловая скорость $\tilde{\omega}$ в данный момент будет равна

$$\tilde{\omega} = \lim_{\Delta t \to 0} \tilde{\omega}_{\text{ср}} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi}. \tag{13.2}$$

Аналогично вводится понятие *среднего углового ускорения* за промежуток времени Δt:

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{ср}} = \frac{\Delta\tilde{\omega}}{\Delta t}$$

и *углового ускорения в данный момент*:

$$\tilde{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \to 0} \tilde{\varepsilon}_{\text{ср}} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\tilde{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\tilde{\omega}}{dt} = \dot{\tilde{\omega}}. \tag{13.3}$$

Из формулы 13.2 будет также следовать

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \ddot{\varphi}.$$

13.2 Векторные формулы скорости и ускорения точек твёрдого тела, вращающегося вокруг неподвижной оси

Введём в рассмотрение *вектор угловой скорости*, который будем обозначать через $\vec{\omega}$.

Величиной вектора угловой скорости $\vec{\omega}$ является

$$\omega = \left|\frac{d\varphi}{dt}\right| = \dot{\varphi}.$$

Условимся направлять вектор угловой скорости $\vec{\omega}$ по оси вращения так, чтобы наблюдатель, смотрящий с конца вектора $\vec{\omega}$, видел вращение тела в положительном направлении, то есть против часовой стрелки при правой системе координат.

Откладывая вектор $\vec{\omega}$ по оси вращения, можно определить вектор линейной скорости $\vec{v}$ любой точки M как векторное произведение вектора угловой скорости на вектор-радиус этой точки относительно любой точки оси вращения (*формула Эйлера*) (TODO: картинка):

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}. \tag{13.4}$$

В самом деле, величина векторного произведения 13.4 равна

$$v = \omega r \sin\alpha = \omega h,$$

то есть величине скорости; пусть, далее, принята правая система осей, тогда при показанном стрелкой направлении вращения вектор угловой скорости должен быть отложен по оси вращения вверх (TODO: картинка 140). Векторное произведение $\vec{\omega} \times \vec{r}$ перпендикулярно к $\vec{\omega}$ и $\vec{r}$ и направлено так, чтобы, смотря с его конца, видеть поворот от $\vec{\omega}$ к $\vec{r}$ на наименьший угол против часовой стрелки; но это и будет направление скорости $\vec{v}$.

Выведем теперь векторную формулу ускорения. Для этого возьмём векторную производную по времени от обеих частей равенства 13.4; будем иметь

$$\vec{w} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{\omega} \times \vec{r}) = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{r} + \vec{\omega} \times \frac{d\vec{r}}{dt}. \tag{13.5}$$

Производную по времени от вектора угловой скорости $\vec{\omega}$ назовём *вектором углового ускорения*. Называя вектор углового ускорения $\vec{\varepsilon}$ и замечая, что по определению скорости $\dot{\vec{r}} = \vec{v}$, приведём 13.5 к виду

$$\vec{w} = \vec{\varepsilon} \times \vec{r} + \vec{\omega} \times \vec{v}. \tag{13.6}$$

Первое слагаемое, $\vec{\omega} \times \vec{r}$, представляет собой *вращательную* составляющую ускорения. Действительно, оно равно по величине

$$w^{(\text{в})} = \varepsilon r \sin(\widehat{\vec{\varepsilon}, \vec{r}}) = \varepsilon h,$$

а по направлению совпадает со скоростью $\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}$, если векторы $\vec{\omega}$ и $\vec{\varepsilon}$ сонаправлены, и противоположно скорости, если $\vec{\omega}$ и $\vec{\varepsilon}$ разнонаправлены.

Второе слагаемое в формуле 13.6 представляет собой *осестремительное* ускорение. Его величина равна

$$w^{(\text{ос})} = \omega v \sin(\widehat{\vec{\omega}, \vec{v}}) = \omega^2 h,$$

так как векторы ω и v взаимно перпендикулярны, а $v = \omega h$.

Направление векторного произведения $\vec{\omega} \times \vec{v}$ перпендикулярно к оси вращения (вектору $\vec{\omega}$) и скорости $\vec{v}$, то есть идёт по радиусу круга, описываемого точкой, к его центру. Итак, действительно,

$$\vec{w}^{(\text{в})} = \vec{\varepsilon} \times \vec{r}, \quad \vec{w}^{(\text{ос})} = \vec{\omega} \times \vec{v}. \tag{13.7}$$

13.3 Список литературы

1. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

14 Плоское движение твёрдого тела. Преобразование координат

Определение 14.1. Движение, при котором все точки твёрдого тела, расположенные в плоскостях, параллельных некоторой неподвижной плоскости, во всё время движения остаются в тех же плоскостях, называется *плоским движением.*

Если разбить мысленно тело на плоские сечения, параллельные заданной плоскости, то эти сечения будут оставаться каждое в своей плоскости.

(TODO: картинка (книга, страница 142))

Пусть тело A совершает действие, параллельное плоскости Π. Проведём мысленно в теле ряд плоскостей $\Pi', \Pi'', \ldots$, параллельных Π. Тело разобьётся на ряд плоских фигур $S', S'', \ldots$. Все точки, принадлежащие какой-нибудь фигуре, движутся в плоскости фигуры, и, следовательно, фигура в целом движется в своей плоскости. Движение одной такой плоской фигуры вполне определяет движение всего твёрдого тела, так как плоскости, которыми мы разбили твёрдое тело, друг с другом неизменно связаны и не могут двигаться друг по отношению к другу.

Если мы возьмём в какой-нибудь фигуре S' точку M' и восставим в ней перпендикуляр к плоскости фигуры S', то точки M' и M'' фигур S' и S'', лежащие на этом перпендикуляре, будут иметь одинаковое движение, то есть будут описывать одинаковые траектории, иметь одинаковые скорости, одинаковые ускорения.

Таким образом, можно значительно упростить изучение плоского движения твёрдого тела — достаточно изучить движение одной плоской фигуры в её плоскости.

Возьмём две системы осей в плоскости движения фигуры: одну систему Oxy — неподвижную, другую — $O'x'y'$, неизменно связанную с движущейся фигурой (TODO: картинка (книга, страница 228)). Положение точки M фигуры в неподвижной плоскости будем определять вектор-радиусом $\vec{r}$, проведённым из начала O неподвижной системы осей; выбор рассматриваемой точки фигуры определяется указанием вектора $\vec{r}'$, проведённого из начала O' подвижной системы. Вектор-радиус начала O' относительно O обозначим через $\vec{r}_0$. Проекциями вектора $\vec{r}$ на оси x и y будут декартовы координаты x и y в неподвижной системе осей; при движении фигуры координаты x и y изменяются со временем; в противоположность этому проекции вектора $\vec{r}'$ на подвижные оси, то есть декартовы координаты x' и y' точки M в системе подвижных осей, остаются постоянными, как расстояния точек твёрдой фигуры до проведённых на ней прямых.

Всякой точке фигуры соответствует определённая пара чисел x' и y'. В частности, точке O', началу подвижной системы, соответствуют значения x' и y', равные нулю; значения координат x и y для этой точки обозначим через x_0 и y_0 (проекции вектора $\vec{r}_0$).

Чтобы определить положение повдижной системы осей относительно неподвижной, достаточно задать:

1. положение начала O', то есть вектор-радиус $\vec{r}_0$;
2. угол одной из подвижных осей с одной из неподвижных, например угол φ оси x с осью x'.

(TODO: последнее требует некоторого уточнения)

Определение 14.2. Начало O' подвижной системы называется *полюсом*; угол φ будет в таком случае *углом поворота* вокруг полюса.

Плоское движение твёрдого тела определяется:

1. уравнениями движения полюса
$$x_0 = f_1(t), \quad y_0 = f_2(t); \tag{14.1}$$
2. уравнением вращения фигуры вокруг полюса
$$\varphi = \varphi(t). \tag{14.2}$$

Чтобы получить уравнения движения любой точки плоской фигуры, спроектируем на неподвижные оси x и y очевидное геометрическое равенство
$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}\,'.$$
Получим
$$\begin{aligned} x &= x_0 + x' \cos\varphi - y' \sin\varphi, \\ y &= y_0 + y' \sin\varphi + y' \cos\varphi. \end{aligned} \tag{14.3}$$

Уравнения 14.3 представляют собой уравнения движения точки M или, что то же самое, параметрические уравнения её траектории.

14.1 Список литературы

1. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

15 Две геометрические теоремы о плоском движении

Теорема 15.1 (Шаля)**.** *Всякое перемещение плоской фигуры в своей плоскости, а следовательно, и всякое плоское перемещение твёрдого тела можно себе представить как совокупность двух перемещений:*

1. *поступательного перемещения, зависящего от выбора полюса, и*
2. *вращательного перемещения вокруг полюса;*

угол и направление поворота от выбора полюса не зависят.

Доказательство. Положение плоской фигуры может быть задано положением двух её точек O' и M или положением отрезка $O'M$ (TODO: рисунок 149, стр. 234)

Пусть фигура $O'M$ переместилась из положения I в положение II. Разобьём переход на две части. Сначала переместим фигуру поступательно в положение I', причём все точки её получат перемещения, геометрические равные перемещению $\overrightarrow{O'O_1}$ полюса O', а затем повернём фигуру на $\angle M'O_1M_1$ вокруг оси, проходящей через точку O_1 перпендикулярно к плоскости фигуры.

Заметим, что вектор поступательного перемещения зависит от выбора полюса, а угол поворота не зависит от этого выбора. В самом деле, тот же переход из положения I в положение II можно осуществить, приняв за полюс точку M и переместив сначала фигуру в положение II' (TODO: картинка), причём все точки фигуры получат перемещения, геометрически равные $\overrightarrow{MM_1}$ и отличные от $\overrightarrow{O'O_1}$, а затем повернув фигуру на $\angle O''M_1O_1$ вокруг оси, проходящей через M_1. Но по свойству поступательного перемещения $\overrightarrow{O''M_1}$ параллелен $\overrightarrow{O'M}$ и точно так же $\overrightarrow{O_1M'}$ параллелен $\overrightarrow{O'M}$. Следовательно, $\overrightarrow{O''M_1}$ и $\overrightarrow{O_1M'}$ параллельны между собой и $\angle O''M_1O = \angle M'O_1M_1$. Вместе с тем поворот вокруг точек O_1 и M_1 в том и другом случае происходит в одну и ту же сторону. Окончательное положение фигуры не зависит от того, будет ли сначала совершаться поступательное перемещение или поворот. □

Естественно возникает вопрос, нельзя ли, используя произвольность в выборе полюса, осуществить заданное перемещение тела *одним* поворотом, без поступательного перемещения.

На этот вопрос даёт ответ

Теорема 15.2 (Эйлера)**.** *Всякое непоступательное перемещение плоской фигуры в её плоскости может быть осуществлено одним поворотом вокруг некоторого центра.*

Доказательство. (TODO: рисунок 151, страница 236)

Пусть фигура переместилась из положения I в положение II.

Восставим из середин перемещений точек A и B, то есть из середин отрезков AA' и BB', перпендикуляры и найдём пересечение их в точке C.

Докажем, что фигура I может быть переведена в положение II поворотом вокруг центра C на $\angle ACA' = \angle BCB'$. В самом деле, треугольники ABC и $A'CB'$ равны между собой, так как $AB = A'B'$ в силу неизменяемости фигуры и $AC = A"C,\ BC = B'C$ по построению. Следовательно,

$$\angle ACB = \angle A'CB';$$

прибавляя к обеим частям этого равенства по одинаковому углу BCA', найдём, что

$$\angle ACA' = \angle BCB'.$$

Повернём теперь фигуру I на угол ACA', тогда AC совместится с $A'C$, BC — с $B'C$, так как углы равны, и AB совместится с $A'B'$, что и доказывает теорему. □

Определение 15.1. Точка C называется *центром поворота*.

Замечание 15.1. Только что указанное построение не даёт результата в двух случаях:

1. если перпендикуляры, восстановленные из середин перемещений, сливаются в одну линию (TODO: рис 152 стр 236), но в этом случае центр поворота лежит на пересечении продолжений отрезков AB и $A'B'$;

2. если перпендикуляры параллельны между собой, что имеет место при *поступательном* перемещении; этот случай соответствует положению центра поворота в бесконечном удалении.

15.1 Список литературы

1. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

16 Формула Эйлера. Следствие

(TODO: рис. 149 стр 234)

Теорема 15.1 доказана для любого *конечного* перемещения. Для частного случая *бесконечно малого* перемещения дадим векторную формулу. Для этого обозначим перемещение полюса O' через $\vec{p}_0$, а перемещение точки M через $\vec{p}$; тогда

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \overrightarrow{M'M_1}. \tag{16.1}$$

Здесь $\overrightarrow{M'M_1}$ представляет собой перемещение точки M при повороте фигуры вокруг полюса. Обозначая угол поворота через θ, будем иметь из треугольника O_1M_1M'

$$M'M_1 = O_1M' \cdot 2\sin\frac{\theta}{2}.$$

Принимая поворот бесконечно малым, можно заменить синус его аргументом; тогда величина вектора $\overrightarrow{M'M_1}$ будет равна

$$M'M_1 = O_1M' \cdot \theta = r'\theta.$$

(FIXME: Это определение было где-то ещё...) Чтобы указать направление вектора $\overrightarrow{M'M_1}$, введём в рассмотрение вектор-радиус $\vec{r}'$ точки M относительно полюса и вектор бесконечно малого поворота $\vec{\Theta}$, определив последний следующим образом:

1. величина вектора поворота равна величине угла поворота,
2. вектор $\vec{\Theta}$ перпендикулярен к плоскости перемещения, причём направлен в ту сторону, откуда поворот фигуры виден происходящим в положительном направлении.

Введя вектор $\vec{\Theta}$, можем представить $\overrightarrow{M'M_1}$ в виде

$$\overrightarrow{M'M_1} = \vec{\Theta} \times \vec{r}'.$$

Действительно, это векторное произведение имеет величину

$$\theta r' \sin(\widehat{\vec{\Theta}, \vec{r}'}) = \theta r'$$

и в предельном случае бесконечно малого перемещения направлено так же, как и $\overrightarrow{M'M_1}$ (то есть перпендикулярно к $\vec{r}'$ в сторону поворота фигуры).

Формула 16.1 даёт

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \vec{\Theta} \times \vec{r}'. \tag{16.2}$$

Основываясь на формуле плоского перемещения и определении скорости как предела при $\Delta t \to 0$ отношения бесконечно малого перемещения $\vec{p}$ к промежутку времени Δt, в течение которого это перемещение произошло:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{p}}{\Delta t},$$

получим по 16.2
$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{p}_0}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \to 0} \left(\frac{\vec{\Theta}}{\Delta t} \times \vec{r}' \right). \tag{16.3}$$

Первое слагаемое, $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{p}_0}{\Delta t}$, представляет собой скорость полюса:

$$\vec{v}_0 = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{p}_0}{\Delta t}. \tag{16.4}$$

Вектор $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{\Theta}}{\Delta t}$ назовём вектором *угловой скорости вращения фигуры*:

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{\Theta}}{\Delta t}. \tag{16.5}$$

Направление $\vec{\omega}$ совпадает с направлением $\vec{\Theta}$; поэтому вектор $\vec{\omega}$ перпендикулярен к плоскости движения, и если смотреть вдоль него, то вращение фигуры должно представиться происходящим в положительном направлении. Величина $\vec{\omega}$ равна абсолютному значению производной угла поворота φ по времени. Действительно, если назвать значения угла φ в моменты t и $t + \Delta t$ соответственно через φ и $\varphi + \Delta\varphi$, то $\theta = |\Delta\varphi|$ и, следовательно,

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\theta}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{|\Delta\varphi|}{\Delta t} = |\dot{\varphi}|\,.$$

Как и раньше, в тех случаях, когда возможны недоразумения, будем отличать $\omega = |\dot{\varphi}|$ от $\tilde{\omega} = \dot{\varphi}$.

Отметим ещё, что вектор угловой скорости $\vec{\omega}$ не изменяется при перемене полюса, так как $\vec{\Theta}$ от выбора полюса не зависит. Это дало право называть $\vec{\omega}$ вектором угловой скорости *фигуры*.

Вернёмся к формуле 16.3. Подставляя вместо

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{p}_0}{\Delta t}, \quad \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\vec{\Theta}}{\Delta t}$$

их значения 16.4 и 16.5, получим *поле скоростей точек в плоском движении фигуры*
$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{\omega} \times \vec{r}'. \tag{16.6}$$

(TODO: в конспекте понятие *поле* не встречается, поэтому, по всей видимости, нужно заменить его на что-то другое.)

(TODO: рис. 153 стр 238)

Рассмотрим два частных случая.

1. Поступательное движение: $\omega = 0$; формула 16.6 даёт

   $$\vec{v} = \vec{v}_0,$$

   то есть скорости всех точек одинаковы и равны скорости полюса.

2. Вращение вокруг неподвижной оси: $v_0 = 0$; получаем

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}',$$

то есть уже известный нам закон распределения скоростей при вращении тела вокруг неподвижной оси.

(TODO: в книге на этом месте идут рассуждения об абсолютном, относительном и переносном движениях. Как мне кажется, оставлять их тут не надо.)

Дифференцируя по времени уравнение плоского движения $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}'$, получим

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}_0}{dt} + \frac{d\vec{r}'}{dt};$$

но первое слагаемое представляет собой скорость полюса и, следовательно,

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{v} - \vec{v}_0 = \vec{\omega} \times \vec{r}', \tag{16.7}$$

то есть вращательная скорость вокруг полюса равна производной вектор-радиуса $\vec{r}'$ по времени.

Формула скорости точки B, когда за полюс принята точка A, будем обозначать следующим образом:

$$\vec{v}_B = \vec{v}_A + \vec{v}_{AB}, \quad \vec{v}_{AB} = \vec{\omega} \times \vec{r}'_{AB}. \tag{16.8}$$

Теорема 16.1. *Проекции скоростей концов отрезка на направление отрезка равны между собой.*

Доказательство. (TODO: рис. 155, стр. 239)

По формуле 16.8 будем иметь, проектируя обе её части на направление отрезка AB:

$$\operatorname{proj}_{AB} \vec{v}_B = \operatorname{proj}_{AB} \vec{v}_A + \operatorname{proj}_{AB} \vec{v}_{AB};$$

но вектор $\vec{v}_{AB}$ перпендикулярен к направлению отрезка AB, следовательно, $\operatorname{proj}_{AB} \vec{v}_{AB} = 0$, и окончательно получим

$$\operatorname{proj}_{AB} \vec{v}_B = \operatorname{proj}_{AB} \vec{v}_A.$$

□

16.1 Список литературы

1. Л.Г. Лойцянский, *Курс теоретической механики*

17 Центр скоростей. Центроиды. Теорема Пуансо

18 Ускорение точек твёрдого тела в плоском движении

19 Задание движения твёрдого тела через углы Эйлера

20 Две геометрические теоремы о движении твёрдого тела вокруг неподвижной точки

21 Проекции угловой скорости тела с неподвижной точкой

22 Ускорение точек тела с неподвижной точкой

23 Скорость точек твёрдого тела в общем случае

24 Ускорение точек твёрдого тела в общем случае

25 Сложное движение точки, основные понятия

26 Теорема сложения скоростей в сложном движении точки

27 Теорема сложения ускорений в сложном движении точки

28 Теорема о сложении угловых скоростей твёрдого тела

Список литературы

[1] А.И. Лурье Л.Г. Лойцянский. *Курс теоретической механики.* Т. 1. М.: Наука, 1982.

[2] Ю.Ю. Пупышева Л.К. Бабаджанянц Ю.А. Пупышев. *Классическая механика.* 2013. URL: http://pm-pu.ru/stuff/adus/books/babadzhanyants_mehanika.pdf.