

Г. Н. Яковенко

КРАТКИЙ КУРС
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ

2005

УДК 531(075.8)
ББК 22.21
Я47

Издание осуществлено при поддержке Российского фонда
фундаментальных исследований по проекту 02-01-00697 и
Совета Программ поддержки ведущих научных школ
по гранту НШ-2094-2003.1

Рецензенты:
кафедра прикладной математики
Нижегородского государственного университета,
член-корреспондент РАН, д.ф.-м.н Ю.Н. Павловский

Яковенко Г.Н.

Я47 Краткий курс теоретической механики / Г.Н. Яковенко — 2005.
ISBN 5-94774-124-5

Курс посвящён изложению первоначальных сведений по теоретической механике. Курс содержит два раздела: кинематика и динамика. В разделе кинематики кроме традиционных вопросов в отдельной главе обсуждается теория скользящих векторов. В разделе динамики рассмотрено движение систем переменного состава. Особое внимание уделено кватернионному описанию движения твёрдого тела.

Курс предназначен для студентов, аспирантов и преподавателей университетов, физико-технических и инженерно-физических вузов. Он будет полезен студентам технических вузов при изучении теоретической механики, а также специалистам, желающим углубить и расширить свои знания в области механики.

УДК 531(075.8)
ББК 22.21

Рисунки А.Р. Шакурова

ISBN 5-94774-124-5

© Г.Н. Яковенко, 2005

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
----------------	---

КИНЕМАТИКА

Глава 1. Кинематика точки

§ 1. Траектория, скорость, ускорение	6
§ 2. Декартовы координаты	10
§ 3. Криволинейные (обобщённые) координаты	12

Глава 2. Кинематика твёрдого тела

§ 4. Угловая скорость. Скорости точек твёрдого тела	16
§ 5. Угловое ускорение. Ускорения точек твёрдого тела	20
§ 6. Примеры вычисления угловой скорости и углового ускорения ...	22

Глава 3. Сложное движение

§ 7. Скорость и ускорение точки в сложном движении	25
§ 8. Полярные координаты	28
§ 9. Угловая скорость и угловое ускорение тела в сложном движении	31
§ 10. Регулярная прецессия	33
§ 11. Сложение вращений твёрдого тела	37

Глава 4. Скользящие векторы

§ 12. Эквивалентные преобразования и их инварианты	42
§ 13. Приведение множества скользящих векторов к винту. Эквивалентность двух множеств скользящих векторов	47
§ 14. Статико-кинематические аналогии. Примеры приведения к винту	51

ДИНАМИКА

Глава 5. Основные законы динамики в инерциальных и неинерциальных системах отсчёта	
§ 15. Динамика материальной точки	54
§ 16. Система материальных точек. Закон изменения импульса	57
§ 17. Закон изменения момента импульса. Динамика плоского движения	60
§ 18. Закон изменения кинетической энергии	64
§ 19. Потенциальные силы. Закон изменения полной механической энергии	69
Глава 6. Движение материальной точки по воздействию центральной силы	
§ 20. Уравнения движения	72
§ 21. Потенциальный случай. Движение в поле всемирного тяготения	75
§ 22. Взаимное тяготение двух и трёх точек	79
Глава 7. Динамика системы переменного состава	
§ 23. Законы изменения импульса, момента импульса, кинетической энергии	81
§ 24. Поступательное движение тела переменного состава. Реактивное движение	83
§ 25. Вращение тела переменного состава вокруг неподвижной оси. Вытекание жидкости из подвижной цистерны	85
Глава 8. Задание положения твёрдого тела	
§ 26. Матрица поворота. Углы Эйлера	88
§ 27. Алгебра кватернионов	92
§ 28. Сложение поворотов. Параметры Родрига–Гамильтона	95
§ 29. Кинематические уравнения в параметрах Родрига–Гамильтона	100
Глава 9. Динамика твёрдого тела	
§ 30. Геометрия масс	102
§ 31. Кинетическая энергия и кинетический момент при движении твёрдого тела с неподвижной точкой	107
§ 32. Динамические уравнения Эйлера	110
§ 33. Случай Эйлера. Регулярная прецессия в случае Эйлера	112
§ 34. Случай Эйлера. Интерпретация Пуансо	116
§ 35. Вынужденная регулярная прецессия тела с динамической симметрией. Регулярная прецессия в случае Лагранжа	118
§ 36. Свободное движение твёрдого тела	120
Литература	121

ВВЕДЕНИЕ

Рассматривается **конечномерная механическая система**, состоящая из конечного числа **материальных точек** и конечного числа **твёрдых тел**. Каждый представитель системы — точка или тело — совершает движение и испытывает воздействие извне. Соответственно, механика состоит из трёх разделов. Первый — **кинематика** — изучает движение вне зависимости от причин его возникновения. Второй — **статика** — изучает взаимодействие с внешней средой и характеристики этого взаимодействия. В настоящем курсе раздел статике специально не выделен и вопросы, связанные с ним, подробно не рассматриваются. Наконец, третий раздел — **динамика** — изучает связь движения и воздействия извне.

Механическая система движется в трёхмерном евклидовом пространстве — **системе отсчёта**. Предполагается, что есть возможность различать и именовать точки пространства.

Теоретическая механика строится аксиоматически. Некоторые утверждения — аксиомы, постулаты, законы, начала — принимаются за истину. Они будут формулироваться по мере необходимости. Прочие утверждения следуют из аксиом (правильные) или аксиомам противоречат (неправильные).

Нестандартные обозначения объяснены в тексте.

Предполагается, что

- функции, участвующие в построениях, — достаточно гладкие;
- рассуждения, определения, утверждения — локальны.

Продолжение настоящего “Краткого курса...” в “Кратком курсе...” [15].

“Движенье — счастье-и-е моё, движе-е-нье...”
“В путь”, из цикла “Прекрасная мельничиха”,
Опус 25, 1823 год

Музыка Франца Шуберта, стихи Вильгельма Мюллера

КИНЕМАТИКА

ГЛАВА 1 КИНЕМАТИКА ТОЧКИ

§ 1. ТРАЕКТОРИЯ, СКОРОСТЬ, УСКОРЕНИЕ

Определение 1.1. Материальная точка — геометрическая точка, которой поставлено в соответствие положительное число m — масса.

В системе отсчёта фиксируется точка O , а положение материальной точки A в каждый момент времени t определяется радиус-вектором \mathbf{r} : начальная точка радиус-вектора \mathbf{r} в точке O , материальная точка A совпадает с конечной точкой \mathbf{r} . Задать движение материальной точки A — задать тем или иным способом вектор-функцию $\mathbf{r}(t)$. Вектор-функция $\mathbf{r}(t)$ определяет три кинематические характеристики движущейся точки: траекторию, скорость, ускорение.

Определение 1.2. Траектория материальной точки — годограф радиус-вектора $\mathbf{r}(t)$.

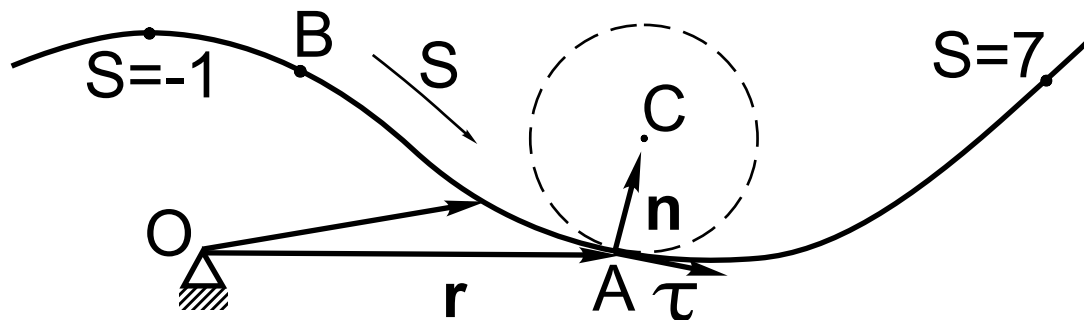


Рис. 1.1

Введём геометрические характеристики траектории [13, § 22]. Фиксируем на траектории точку B , от которой вычисляется длина дуги s , и направление положительного отсчёта дуги (рис. 1.1). Таким образом, каждой точке A траектории ставится в соответствие число s (положительное или отрицательное) — расстояние по траектории между точками A и B . Радиус-вектор, проведённый к некоторой точке траектории, также становится функцией длины дуги s : $\mathbf{r}(s)$. По этой функции вычисляются орты **сопровождающего трёхгранника**.

Орт касательной

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{d\mathbf{r}}{ds}. \quad (1.1)$$

Подчеркнём, что $\boldsymbol{\tau}$ — орт:

$$(\boldsymbol{\tau}, \boldsymbol{\tau}) = 1 \quad (1.2)$$

(здесь и далее используются обозначения: $(\ , \)$ — скалярное произведение векторов, $[\ , \]$ — векторное). Орт $\boldsymbol{\tau}$ располагается на касательной к траектории и направлен в сторону увеличения длины дуги.

Орт нормали. Вводится **вектор кривизны**

$$\mathbf{K} = \frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds} = \frac{d^2\mathbf{r}}{ds^2}, \quad (1.3)$$

который характеризует скорость поворота орта касательной. Орт нормали \mathbf{n} — орт, задающий направление вектора кривизны:

$$\mathbf{K} = \frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds} = K\mathbf{n} = \frac{1}{\rho}\mathbf{n}, \quad K = \frac{1}{\rho}. \quad (1.4)$$

Вместо величины K кривизны удобно использовать **радиус кривизны** ρ — радиус окружности, аппроксимирующей траекторию в данной точке (рис. 1.1). Центр C этой окружности называется **центром кривизны**. Орт \mathbf{n} направлен к центру кривизны C . Из (1.2) — (1.4) следует ортогональность ортов $\boldsymbol{\tau}$ и \mathbf{n} :

$$0 = \frac{d}{ds}(\boldsymbol{\tau}, \boldsymbol{\tau}) = 2\left(\frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds}, \boldsymbol{\tau}\right) = 2(\mathbf{K}, \boldsymbol{\tau}) = 2\frac{1}{\rho}(\mathbf{n}, \boldsymbol{\tau}).$$

Вместо термина “орт нормали” используется также термин “орт главной нормали”.

Орт бинормали \mathbf{b} вводится так, чтобы три вектора $\{\boldsymbol{\tau}, \mathbf{n}, \mathbf{b}\}$ — сопровождающий трёхгранник — представляли собой правый ортонормированный базис: $\mathbf{b} = [\boldsymbol{\tau}, \mathbf{n}]$.

Одним из способов задания движения материальной точки — $\mathbf{r}(t)$ — является задание траектории $\mathbf{r}(s)$ и движения по ней $s(t)$.

Определение 1.3. *Скорость материальной точки определяется следующим образом*

$$\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \dot{\mathbf{r}}. \quad (1.5)$$

Из формул (1.5) и (1.1) следует

$$\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{d\mathbf{r}}{ds} \frac{ds}{dt} = \boldsymbol{\tau} \frac{ds}{dt} = V\boldsymbol{\tau}, \quad (1.6)$$

то есть, во-первых, скорость \mathbf{V} направлена по касательной к траектории, во-вторых, величина скорости V равна производной по времени t от пройденного пути:

$$V = \frac{ds}{dt}. \quad (1.7)$$

Определение 1.3 скорости открывает возможность вычислять производные от времени от векторов $\mathbf{a}(t)$ разной природы.

Теорема 1.1 (А. Резаль) [1, 10] *Пусть A и B начальная и конечная точки вектора $\mathbf{a}(t) = \overline{AB}$. Справедлива следующая формула*

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt} = \dot{\mathbf{a}} = \mathbf{V}_B - \mathbf{V}_A. \quad (1.8)$$

□ Введём неподвижную в системе отсчёта точку O и отложим от неё радиус-векторы \mathbf{r}_A и \mathbf{r}_B , проведённые к точкам A и B (рис. 1.2). Утверждение (1.8) теоремы следует из определения 1.3 и формул

$$\mathbf{a} = \mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A, \quad \dot{\mathbf{a}} = \dot{\mathbf{r}}_B - \dot{\mathbf{r}}_A = \mathbf{V}_B - \mathbf{V}_A. \quad \blacksquare$$

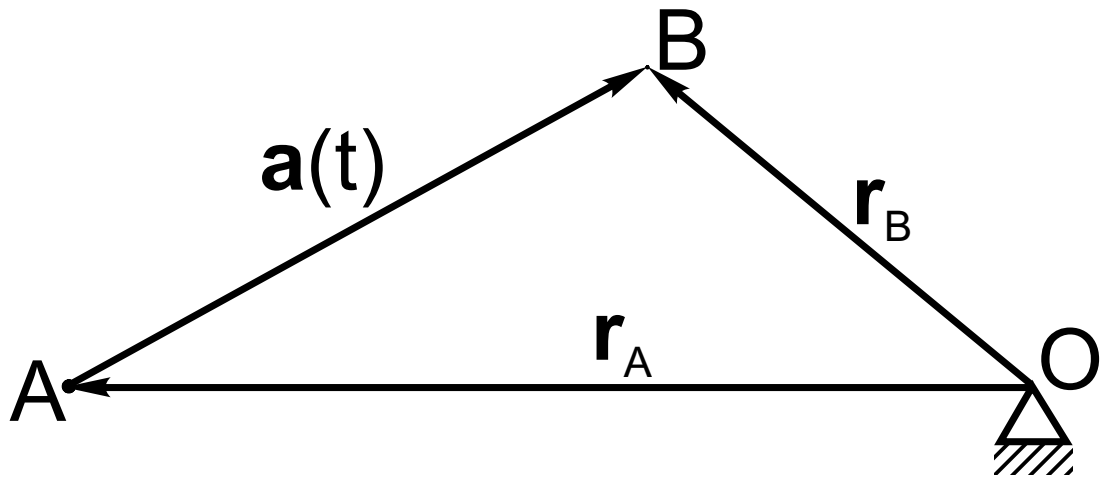


Рис. 1.2

Определение 1.4. Ускорение материальной точки определяется следующим образом

$$\mathbf{W} = \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \dot{\mathbf{V}} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \ddot{\mathbf{r}}. \quad (1.9)$$

Из формул (1.6) и (1.9) следует

$$\mathbf{W} = \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{d(V\boldsymbol{\tau})}{dt} = \frac{dV}{dt}\boldsymbol{\tau} + V\frac{d\boldsymbol{\tau}}{dt}.$$

Вычисления с учётом (1.4) и (1.7)

$$\frac{d\boldsymbol{\tau}}{dt} = \frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds} \frac{ds}{dt} = \frac{\mathbf{n}}{\rho} V$$

приводят к результату

$$\mathbf{W} = \frac{dV}{dt}\boldsymbol{\tau} + \frac{V^2}{\rho}\mathbf{n} = \mathbf{W}_\tau + \mathbf{W}_n : \quad (1.10)$$

разложению ускорения \mathbf{W} по ортам сопровождающего трёхгранника. Компоненты разложения называются: \mathbf{W}_τ — **касательное или тангенциальное ускорение**, \mathbf{W}_n — **нормальное ускорение**, — и имеют величины

$$W_\tau = \frac{dV}{dt}, \quad W_n = \frac{V^2}{\rho}. \quad (1.11)$$

Так как векторы $\boldsymbol{\tau}$ и \mathbf{n} ортогональны, справедливо равенство

$$W^2 = W_\tau^2 + W_n^2. \quad (1.12)$$

§ 2. ДЕКАРТОВЫ КООРДИНАТЫ

Одна из возможностей именовать точки системы отсчёта (см. введение) — задание правого ортонормированного базиса: в пространстве фиксируются такие четыре точки: O, A_1, A_2, A_3 , что для базисных векторов $\mathbf{i}_k = \overline{OA_k}$ справедливо равенство

$$(\mathbf{i}_k, \mathbf{i}_l) = \delta_{kl} = \begin{cases} 1, & k = l, \\ 0, & k \neq l. \end{cases} \quad (2.1)$$

“Фамилия, имя, отчество” произвольной точки B — коэффициенты $x_k = (\mathbf{r}, \mathbf{i}_k)$ разложения радиус-вектора $\mathbf{r} = \overline{OB}$ по базису \mathbf{i}_k : $\mathbf{r} = \sum_{k=1}^3 x_k \mathbf{i}_k$ (рис. 2.1). Далее числа x_1, x_2, x_3 для краткости называются декартовыми координатами (вместо “прямоугольные декартовы”).

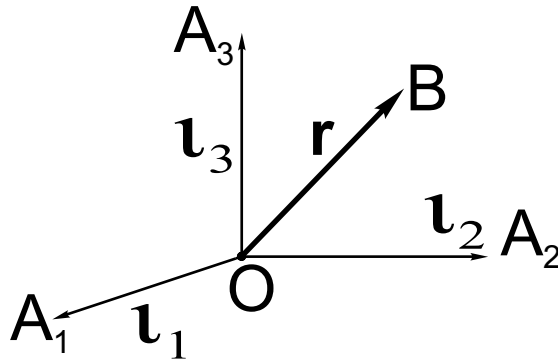


Рис. 2.1

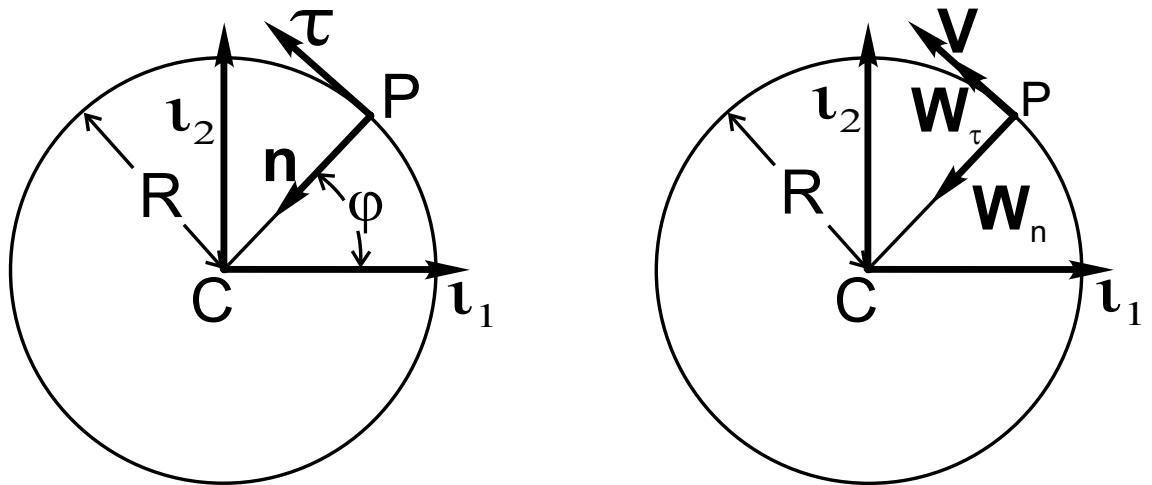


Рис. 2.2

С применением декартовых координат проиллюстрируем понятия, введённые в § 1.

Пример 2.1. Точка P совершает движение по окружности радиуса R (рис. 2.2). Положение точки определяет радиус-вектор $\mathbf{r} = \overline{CP} = R(\mathbf{i}_1 \cos \varphi + \mathbf{i}_2 \sin \varphi)$, где φ — угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{i}_1 . Длина дуги \widehat{OP} равна $s = R\varphi$, откуда следует равенство $\varphi = s/R$. По формуле (1.1) вычисляется орт касательной

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{d\mathbf{r}}{ds} = \frac{d\mathbf{r}}{d\varphi} \frac{d\varphi}{ds} = -\mathbf{i}_1 \sin \varphi + \mathbf{i}_2 \cos \varphi.$$

По формуле (1.3) вычисляется вектор кривизны

$$\mathbf{K} = \frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds} = \frac{d\boldsymbol{\tau}}{d\varphi} \frac{d\varphi}{ds} = -\frac{1}{R}(\mathbf{i}_1 \cos \varphi + \mathbf{i}_2 \sin \varphi) = -\frac{1}{R}\mathbf{n},$$

откуда следуют выражения для радиуса кривизны ρ и орта нормали \mathbf{n} :

$$\rho = R, \quad \mathbf{n} = -(\mathbf{i}_1 \cos \varphi + \mathbf{i}_2 \sin \varphi).$$

По формуле (1.5) скорость точки равна

$$\mathbf{V} = \dot{\mathbf{r}} = R\dot{\varphi}(-\mathbf{i}_1 \sin \varphi + \mathbf{i}_2 \cos \varphi) = R\dot{\varphi}\boldsymbol{\tau},$$

а величина скорости при движении точки по окружности равна $V = R\dot{\varphi}$. По формуле (1.9) ускорение точки равно

$$\mathbf{W} = \dot{\mathbf{V}} = R\ddot{\varphi}(-\mathbf{i}_1 \sin \varphi + \mathbf{i}_2 \cos \varphi) - R\dot{\varphi}^2(\mathbf{i}_1 \cos \varphi + \mathbf{i}_2 \sin \varphi) = R\ddot{\varphi}\boldsymbol{\tau} + R\dot{\varphi}^2\mathbf{n},$$

а величины касательного и нормального ускорений при движении точки по окружности равны $W_\tau = R\ddot{\varphi}$, $W_n = R\dot{\varphi}^2$.

§ 3. КРИВОЛИНЕЙНЫЕ (ОБОБЩЕННЫЕ) КООРДИНАТЫ

Положение материальной точки в системе отсчёта определяется положением радиус-вектора \mathbf{r} , начальная точка которого неподвижна, а конечная точка совпадает с материальной точкой. Положение радиус-вектора в трёхмерном пространстве можно задавать тремя числами: $\mathbf{r}(q_1, q_2, q_3)$.

Определение 2.1. Числа q_1, q_2, q_3 называются **криволинейными (обобщенными) координатами** при выполнении двух условий.

1. Три числа q_1, q_2, q_3 находятся в взаимно однозначном соответствии с любым положением точки в системе отсчёта.

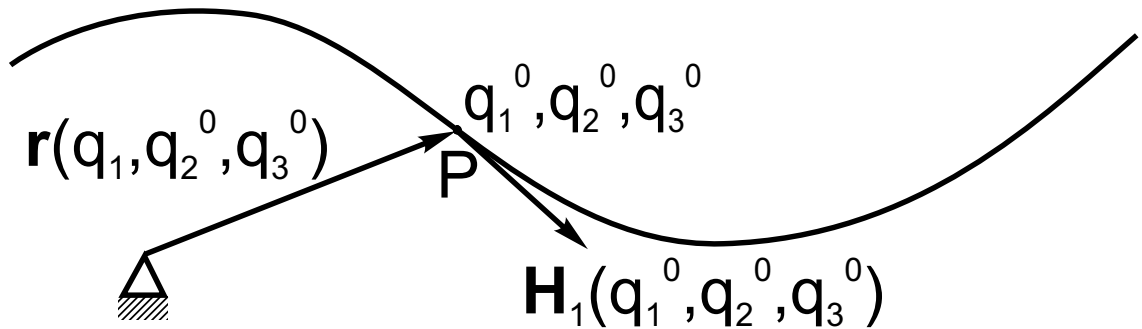


Рис. 3.1

2. Фиксируем точку q_1^0, q_2^0, q_3^0 в системе отсчёта. Две координаты q_2^0, q_3^0 оставим фиксированными, а одной q_1 дозволим изменяться. Конечная точка радиус-вектора $\mathbf{r}(q_1, q_2^0, q_3^0)$ прочертит кривую, которая называется **координатной линией**, соответствующей координате q_1 (рис. 3.1). Вектор $\mathbf{H}_1(q) = \partial \mathbf{r}(q) / \partial q_1$ — **касательный вектор к координатной линии** (здесь и в подобных случаях используется обозначение $q = (q_1, q_2, q_3)$). Аналогично строятся другие координатные линии и касательные векторы к ним

$$\mathbf{H}_i(q) = \frac{\partial \mathbf{r}(q)}{\partial q_i}. \quad (3.1)$$

Второе условие требует линейную независимость касательных векторов $\mathbf{H}_1(q), \mathbf{H}_2(q), \mathbf{H}_3(q)$ в каждой точке q системы отсчёта.

При выполнении условий 1 и 2 три вектора $\mathbf{H}_1(q), \mathbf{H}_2(q), \mathbf{H}_3(q)$ образуют в каждой точке системы отсчёта **локальный базис**, соответствующий конкретным криволинейным координатам. Скалярные функции

$$H_i(q) = |\mathbf{H}_i(q)| \quad (3.2)$$

называются **коэффициентами Ламе**, криволинейные координаты, для которых выполняется

$$(\mathbf{H}_i, \mathbf{H}_k) = 0, \quad i \neq k, \quad (3.3)$$

называются **ортогональной системой координат**.

Задать движение $\mathbf{r}(t)$ материальной точки в криволинейных координатах это, во-первых, задать связь $\mathbf{r}(q)$ положения точки в системе отсчёта с координатами q , во-вторых, определить изменение координат $q(t)$ во времени t . Если обе зависимости заданы, скорость точки равна

$$\mathbf{V}(q, \dot{q}) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{r}(q)}{\partial q_i} \dot{q}_i = \sum_{i=1}^3 \mathbf{H}_i(q) \dot{q}_i \quad (3.4)$$

— использовано обозначение (3.1). Для величины скорости из (3.4) следует

$$V^2(q, \dot{q}) = (\mathbf{V}, \mathbf{V}) = \sum_{i, k=1}^3 (\mathbf{H}_i(q), \mathbf{H}_k(q)) \dot{q}_i \dot{q}_k. \quad (3.5)$$

Для ортогональных систем координат (см. (3.2), (3.3)) формула (3.5) упрощается:

$$V^2(q, \dot{q}) = \sum_{i=1}^3 H_i^2(q) \dot{q}_i^2. \quad (3.6)$$

Из выражения (3.4) следует

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i} \quad (3.7)$$

(q_i и \dot{q}_i — независимые переменные). Выражение (3.4) влечёт также формулу

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial q_i} = \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i}, \quad (3.8)$$

для обоснования которой сравнивается результат вычисления производной по t в правой части формулы (3.8) с результатом дифференцирования по q_k выражения (3.4).

С учётом обозначений (1.9), (3.1), формул (3.7), (3.8) и правила дифференцирования произведения выведем соотношение

$$(\mathbf{H}_i, \mathbf{W}) = \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_i} \left(\frac{V^2(q, \dot{q})}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial q_i} \left(\frac{V^2(q, \dot{q})}{2} \right) \quad (3.9)$$

для ускорения \mathbf{W} точки:

$$\begin{aligned} (\mathbf{H}_i, \mathbf{W}) &= \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i}, \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i}, \mathbf{V} \right) - \left(\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i}, \mathbf{V} \right) \stackrel{(3.7), (3.8)}{=} \\ &= \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \dot{q}_i}, \mathbf{V} \right) - \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial q_i}, \mathbf{V} \right) = \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_i} \left(\frac{V^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial q_i} \left(\frac{V^2}{2} \right). \end{aligned}$$

Последний переход есть результат очевидных вычислений (z — некоторая переменная):

$$\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}, \mathbf{V}\right) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{V}, \mathbf{V}) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V^2}{2}\right).$$

В частности, если обе части второго закона Ньютона $m\mathbf{W} = \mathbf{F}$ (§ 15) умножить скалярно на вектор \mathbf{H}_i , ввести обозначения для кинетической энергии $T(q, \dot{q}) = mV^2(q, \dot{q})/2$ и для обобщённой силы $Q_i = (\mathbf{F}, \mathbf{H}_i) = (\mathbf{F}, \partial \mathbf{r} / \partial \mathbf{q}_i)$, то с учётом формулы (3.9) получим уравнения Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial T}{\partial q_i} = Q_i \quad (3.10)$$

для свободной материальной точки.

Формула (3.9) определяет также проекцию ускорения \mathbf{W} на касательную к координатной линии

$$\frac{1}{H_i} (\mathbf{H}_i, \mathbf{W}) = \frac{1}{H_i} \left\{ \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_i} \left(\frac{V^2(q, \dot{q})}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial q_i} \left(\frac{V^2(q, \dot{q})}{2} \right) \right\}. \quad (3.11)$$

Для ортогональной системы координат (см. (3.3)) выражения (3.11) есть коэффициенты W_i разложения ускорения $\mathbf{W} = \sum_{i=1}^3 W_i \mathbf{e}_i$ по ортам \mathbf{e}_i , связанным с касательными к координатным линиям.

Проиллюстрируем введённые в этом параграфе понятия на примере.

Пример 3.1. На рис 3.2 положение точки P определено цилиндрическими координатами r, φ, z . Радиус-вектор раскладывается по ортонормированному базису $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ следующим образом:

$$\mathbf{r} = \mathbf{i}r \cos \varphi + \mathbf{j}r \sin \varphi + \mathbf{k}z. \quad (3.12)$$

В соответствии с формулами (3.1) и (3.2) вычисляются векторы, касательные к координатным линиям, и коэффициенты Ламе:

$$\mathbf{H}_r = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial r} = \mathbf{i} \cos \varphi + \mathbf{j} \sin \varphi, \quad H_r = 1,$$

$$\mathbf{H}_\varphi = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi} = -\mathbf{i}r \sin \varphi + \mathbf{j}r \cos \varphi, \quad H_\varphi = r,$$

$$\mathbf{H}_z = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial z} = \mathbf{k}, \quad H_z = 1.$$

По формуле (3.4) скорость точки, движение которой задано цилиндрическими координатами $r(t), \varphi(t), z(t)$, равна

$$\mathbf{V} = \mathbf{H}_r \dot{r} + \mathbf{H}_\varphi \dot{\varphi} + \mathbf{H}_z \dot{z}.$$

Вычисления $(\mathbf{H}_r, \mathbf{H}_\varphi) = 0$, $(\mathbf{H}_r, \mathbf{H}_z) = 0$, $(\mathbf{H}_z, \mathbf{H}_\varphi) = 0$ приводят к выводу (см. (3.3)): цилиндрические координаты являются ортогональными, вследствие чего величина скорости вычисляется по формуле (3.6):

$$V^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2 + \dot{z}^2.$$

Учёт этого результата в соотношении (3.9) определит левые части уравнений Лагранжа (3.10):

$$m(\mathbf{H}_r, \mathbf{W}) = m(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2), \quad m(\mathbf{H}_\varphi, \mathbf{W}) = m(r^2\ddot{\varphi} + 2r\dot{r}\dot{\varphi}), \quad m(\mathbf{H}_z, \mathbf{W}) = m\ddot{z} \quad (3.13)$$

и проекции ускорения \mathbf{W} на касательные к координатным линиям (см. (3.11)):

$$(\mathbf{H}_r, \mathbf{W}) = \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2, \quad (\mathbf{H}_\varphi, \mathbf{W})/r = r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi}, \quad (\mathbf{H}_z, \mathbf{W}) = \ddot{z}.$$

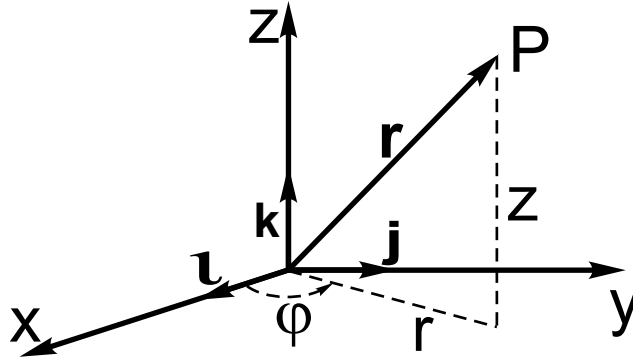


Рис. 3.2

ГЛАВА 2

КИНЕМАТИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА

§ 4. УГЛОВАЯ СКОРОСТЬ. СКОРОСТИ ТОЧЕК ТВЁРДОГО ТЕЛА

Определение 4.1. Твёрдое тело — такая совокупность материальных точек, что расстояние между любыми двумя неизменно.

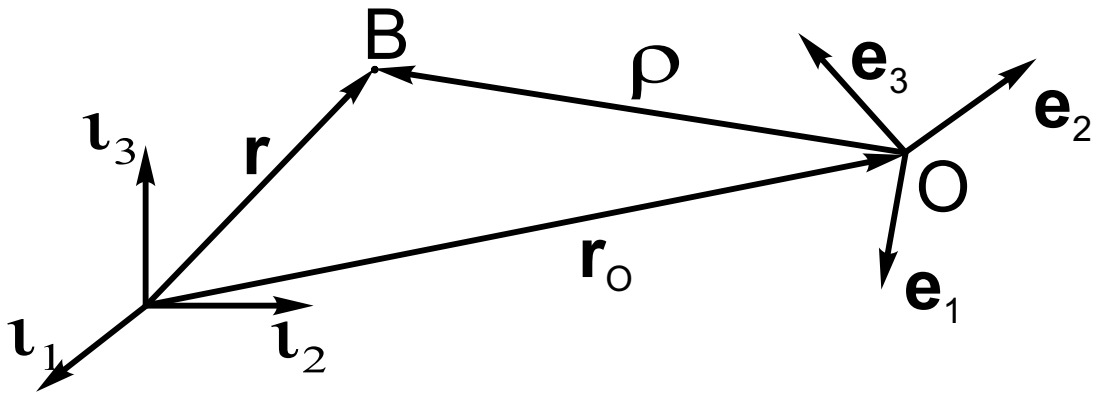


Рис. 4.1

Твёрдое тело совершает движение в системе отсчёта, с которой связан ортонормированный базис $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ (см. (2.1), рис. 2.1 и рис. 4.1). Так как в кинематике нет масс, а есть только геометрические точки, под твёрдым телом удобно подразумевать абсолютно жёсткое трёхмерное пространство. Выделим в теле точку O и с началом в ней правый ортонормированный базис $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ (рис. 4.1), для представителей которого выполняется

$$(\mathbf{e}_k, \mathbf{e}_l) = \delta_{kl}. \quad (4.1)$$

Дифференцирование (4.1) по времени t приводит к результату

$$(\dot{\mathbf{e}}_k, \mathbf{e}_l) = -(\mathbf{e}_k, \dot{\mathbf{e}}_l). \quad (4.2)$$

Задать движение твёрдого тела — задать тем или иным способом вектор-функции $\mathbf{r}_0(t), \mathbf{e}_1(t), \mathbf{e}_2(t), \mathbf{e}_3(t)$ (рис.4.1). Убедимся, что этой информации достаточно для определения движения любой точки тела B . Конкретная точка тела именуется координатами y_k разложения

$$\boldsymbol{\rho} = \sum_{k=1}^3 y_k \mathbf{e}_k, \quad y_k = \text{const} \quad (4.3)$$

радиус-вектора $\boldsymbol{\rho} = \overline{OB}$ по ортам $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, связанным с телом. Поведение точки относительно системы отсчёта задаётся формулой (рис. 4.1)

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_0 + \sum_{k=1}^3 y_k \mathbf{e}_k, \quad (4.4)$$

в правой части которой находятся информация $\mathbf{r}_0(t), \mathbf{e}_1(t), \mathbf{e}_2(t), \mathbf{e}_3(t)$ о движении тела и “фамилия, имя, отчество” — y_1, y_2, y_3 — точки B .

Для вычисления скорости точки B тела продифференцируем по t формулу (4.4):

$$\mathbf{V} = \dot{\mathbf{r}}_0 + \dot{\boldsymbol{\rho}} = \mathbf{V}_0 + \sum_{k=1}^3 y_k \dot{\mathbf{e}}_k. \quad (4.5)$$

Из (4.5) видно, что для нахождения скорости произвольной точки требуется дополнительно знать три вектора $\dot{\mathbf{e}}_1, \dot{\mathbf{e}}_2, \dot{\mathbf{e}}_3$. Как показывает следующая лемма, на самом деле дополнительно требуется знать один вектор: угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$.

Лемма 4.1. *В любой момент времени t существует такой единственный вектор $\boldsymbol{\omega}$ (угловая скорость), что для каждого базисного вектора \mathbf{e}_k выполняется соотношение*

$$\dot{\mathbf{e}}_k = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{e}_k], \quad k = 1, 2, 3. \quad (4.6)$$

В качестве $\boldsymbol{\omega}$ можно взять

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 [\mathbf{e}_i, \dot{\mathbf{e}}_i]. \quad (4.7)$$

□ Для обоснования существования нужно подставить (4.7) в правую часть (4.6), раскрыть двойное векторное произведение и использовать (4.1), (4.2):

$$\begin{aligned} [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{e}_k] &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 [[\mathbf{e}_i, \dot{\mathbf{e}}_i], \mathbf{e}_k] = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \{ \dot{\mathbf{e}}_i (\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_k) - \mathbf{e}_i (\dot{\mathbf{e}}_i, \mathbf{e}_k) \} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \{ \dot{\mathbf{e}}_i \delta_{ik} + (\mathbf{e}_i, \dot{\mathbf{e}}_k) \mathbf{e}_i \} = \frac{1}{2} (\dot{\mathbf{e}}_k + \dot{\mathbf{e}}_k) = \dot{\mathbf{e}}_k. \end{aligned}$$

При вычислении учтено свойство разложения вектора по ортонормированному

базису: $\mathbf{a} = \sum_{i=1}^3 a_i \mathbf{e}_i = \sum_{i=1}^3 (\mathbf{e}_i, \mathbf{a}) \mathbf{e}_i$.

Для доказательства единственности предполагаем, что существует два вектора $\boldsymbol{\omega}_1, \boldsymbol{\omega}_2$, удовлетворяющие условию (4.6) леммы, вычитаем выражения (4.6), в которые подставлены $\boldsymbol{\omega}_1$ и $\boldsymbol{\omega}_2$, получаем уравнение

$$[\boldsymbol{\omega}_1 - \boldsymbol{\omega}_2, \mathbf{e}_k] = 0, \quad k = 1, 2, 3,$$

справедливое только при $\boldsymbol{\omega}_1 = \boldsymbol{\omega}_2$. ■

Лемма 4.2. В любой момент времени t существует такой единственный вектор $\boldsymbol{\omega}$ (угловая скорость), что для любого вектора $\boldsymbol{\rho} = \overline{OB}$, связанного с телом, справедливо

$$\dot{\boldsymbol{\rho}} = [\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\rho}]. \quad (4.8)$$

□ Лемма доказывается дифференцированием с учетом (4.6) формулы (4.3):

$$\dot{\boldsymbol{\rho}} = \sum_{k=1}^3 y_k \dot{\mathbf{e}}_k = \sum_{k=1}^3 y_k [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{e}_k] = [\boldsymbol{\omega}, \sum_{k=1}^3 y_k \mathbf{e}_k] = [\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\rho}]. \quad (4.9)$$

■

Теорема 4.1 (об угловой скорости). В любой момент времени t существует такой единственный вектор $\boldsymbol{\omega}$ (угловая скорость), что скорости любых двух точек O и B твердого тела связаны соотношением

$$\mathbf{V}_B = \mathbf{V}_O + [\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\rho}], \quad (4.10)$$

где $\boldsymbol{\rho} = \overline{OB}$.

□ Теорема доказывается дифференцированием по времени t с учетом (4.8) выражения (4.4). ■

Следствие. Если для скорости точки O тела выполняется $\mathbf{V}_O = 0$, то скорость любой другой точки B твердого тела равна

$$\mathbf{V}_B = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}], \quad (4.11)$$

где $\mathbf{r} = \overline{OB}$. Такое движение названо в § 11 чистым вращением.

Определение 4.2. Угловой скоростью твёрдого тела называется вектор $\boldsymbol{\omega}$, связывающий скорости любых двух точек O и B тела формулой (4.10).

Отметим, что угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ тела — свободный вектор: у него есть величина, есть направление, но нет точки приложения.

Формула (4.10) показывает, что для вычисления скорости \mathbf{V}_B произвольной точки тела — распределения скоростей в теле — требуется знать скорость \mathbf{V}_O некоторой фиксированной точки O тела и его угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$ (рис. 4.2).

Сформулируем и докажем полезный для приложений результат.

Теорема 4.2. Угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ раскладывается по ортонормированному базису $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, связанному с телом, следующим образом:

$$\boldsymbol{\omega} = \sum_{i=1}^3 \omega_i \mathbf{e}_i, \quad (4.12)$$

$$\omega_1 = (\dot{\mathbf{e}}_2, \mathbf{e}_3) = -(\mathbf{e}_2, \dot{\mathbf{e}}_3), \quad \omega_2 = (\dot{\mathbf{e}}_3, \mathbf{e}_1) = -(\mathbf{e}_3, \dot{\mathbf{e}}_1),$$

$$\omega_3 = (\dot{\mathbf{e}}_1, \mathbf{e}_2) = -(\mathbf{e}_1, \dot{\mathbf{e}}_2).$$

□ Проведем доказательство для ω_1 :

$$\omega_1 = (\mathbf{e}_1, \boldsymbol{\omega}) = ([\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3], \boldsymbol{\omega}) = ([\boldsymbol{\omega}, \mathbf{e}_2], \mathbf{e}_3) = (\dot{\mathbf{e}}_2, \mathbf{e}_3) = -(\mathbf{e}_2, \dot{\mathbf{e}}_3).$$

При доказательстве использованы возможность в смешанном произведении циклически перемещать сомножители и формулы: (4.2), (4.6), $\mathbf{e}_1 = [\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3]$. ■

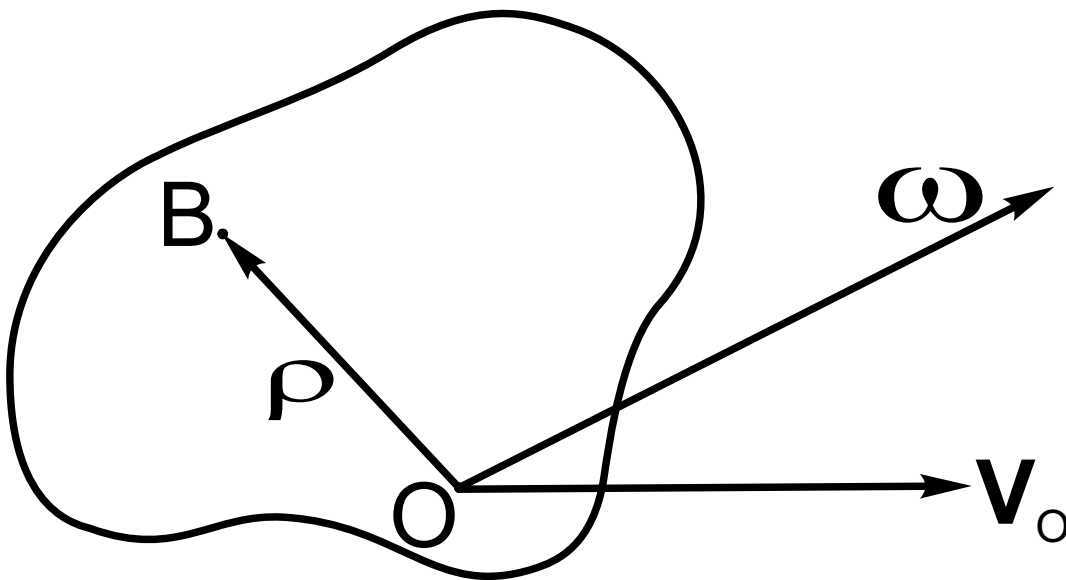


Рис. 4.2

§ 5. УГЛОВОЕ УСКОРЕНИЕ.
УСКОРЕНИЯ ТОЧЕК ТВЁРДОГО ТЕЛА

Определение 5.1. Угловое ускорение ϵ твёрдого тела следующим образом определяется через угловую скорость ω

$$\epsilon = \dot{\omega}. \quad (5.1)$$

Угловое ускорение ϵ , как и угловая скорость ω , — свободный вектор.

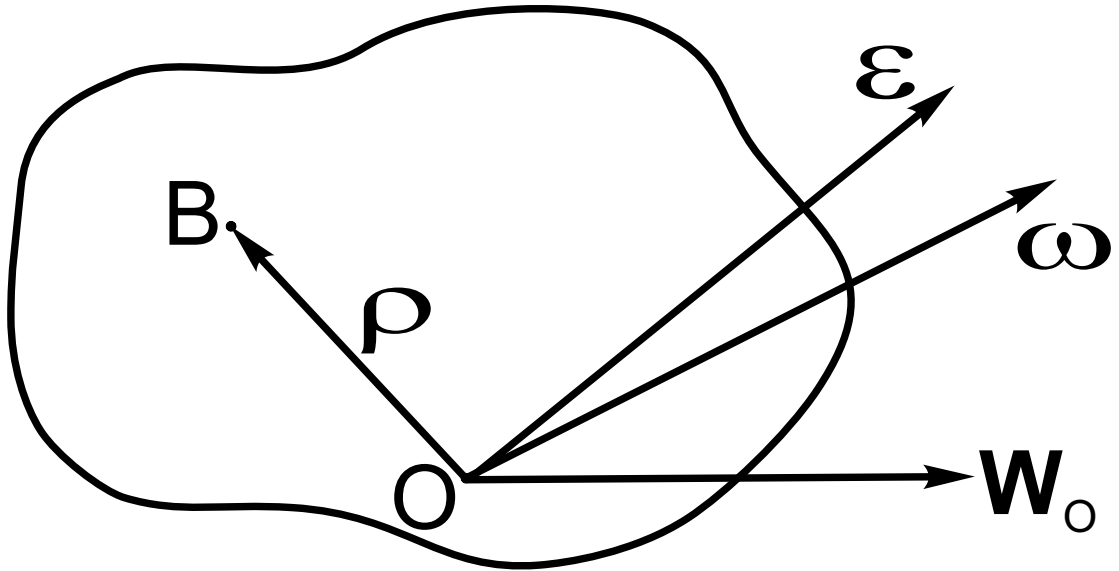


Рис. 5.1

Теорема 5.1. Ускорения любых двух точек O и B твёрдого тела связаны соотношением

$$W_B = W_O + [\epsilon, \rho] + [\omega, [\omega, \rho]], \quad (5.2)$$

где $\rho = \overline{OB}$.

□ Для доказательства нужно продифференцировать по времени t формулу (4.10), использовать определения 1.4, 5.1 и формулу (4.8). ■

Следствие. Если для ускорения точки O тела выполняется $W_O = 0$, то ускорение любой другой точки B твёрдого тела равно (см. (4.11))

$$W_B = [\epsilon, \mathbf{r}] + [\omega, [\omega, \mathbf{r}]] = [\epsilon, \mathbf{r}] + [\omega, V_B], \quad (5.3)$$

где $\mathbf{r} = \overline{OB}$.

Определение 5.2. Вектор $W_{вр} = [\epsilon, \rho]$ называется **вращательным ускорением**, вектор $W_{ос} = [\omega, [\omega, \rho]]$ — **осеостремительным ускорением**.

Формула (5.2) показывает, что для вычисления ускорения \mathbf{W}_B произвольной точки B тела — распределения ускорений в теле — требуется знать ускорение \mathbf{W}_O некоторой фиксированной точки O тела, угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$ тела и его угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon}$ (рис. 5.1).

§ 6. ПРИМЕРЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ И УГЛОВОГО УСКОРЕНИЯ

Пример 6.1. Прямая, связанная с телом, перемещается параллельно самой себе. Такому условию удовлетворяют практически интересные случаи движения твёрдого тела: вращение вокруг неподвижной оси, движение плоской фигуры в плоскости, винтовое движение (гайка накручивается на винт). Ортонормированные базисы $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ и $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, связанные с системой отсчёта и с телом, выберем так, чтобы орт \mathbf{e}_3 располагался на этой прямой, а орт \mathbf{i}_3 системы отсчёта был бы этой прямой параллелен:

$$\mathbf{e}_3 = \mathbf{i}_3 = \text{const.} \quad (6.1)$$

Ортам $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ остаётся возможность вращаться вокруг орта $\mathbf{e}_3 = \mathbf{i}_3$ (рис. 6.1).

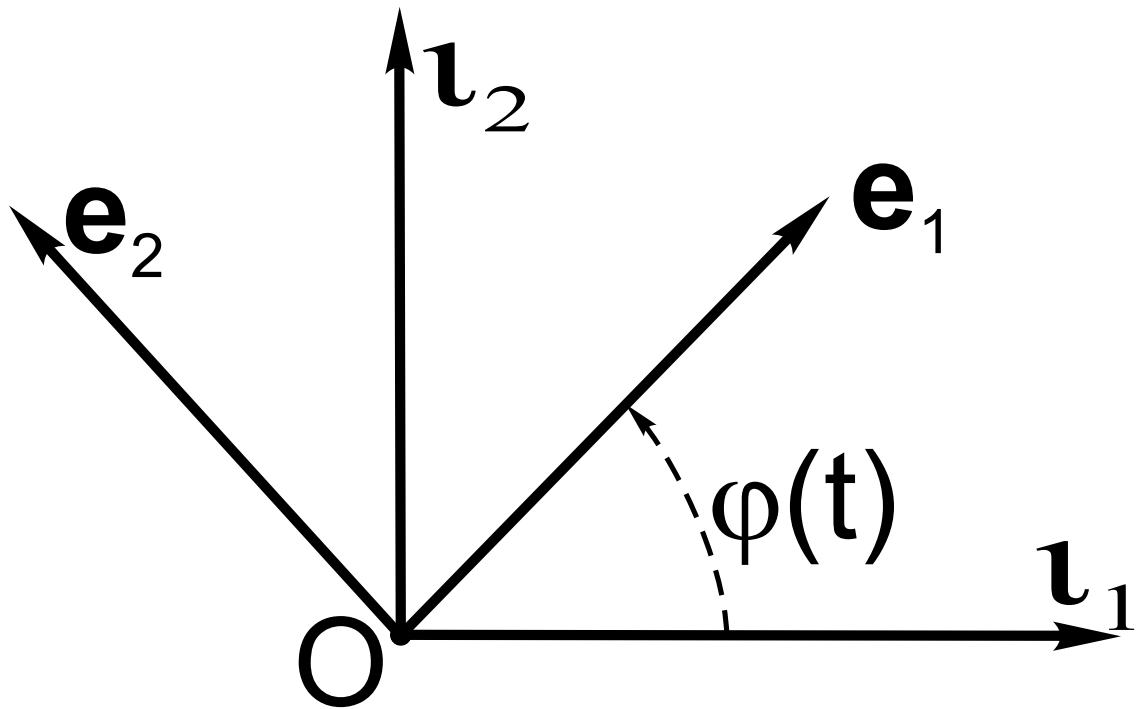


Рис. 6.1

Орты $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ раскладываются по неподвижным ортам $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2$ системы отсчёта следующим образом (φ — угол между ортами \mathbf{i}_1 и \mathbf{e}_1 , см. рис 6.1):

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= \mathbf{i}_1 \cos \varphi + \mathbf{i}_2 \sin \varphi, \\ \mathbf{e}_2 &= -\mathbf{i}_1 \sin \varphi + \mathbf{i}_2 \cos \varphi. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Дифференцирование этих выражений по времени t с учётом (6.1) приводит к результатам:

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{e}}_1 &= (-\mathbf{i}_1 \sin \varphi + \mathbf{i}_2 \cos \varphi) \dot{\varphi} = \mathbf{e}_2 \dot{\varphi}, \\ \dot{\mathbf{e}}_2 &= (-\mathbf{i}_1 \cos \varphi + \mathbf{i}_2 \sin \varphi) \dot{\varphi} = -\mathbf{e}_1 \dot{\varphi}.\end{aligned}\quad (6.3)$$

С учётом соотношений (6.1) – (6.3) вычислим по формуле (4.7) угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$ тела:

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 [\mathbf{e}_i, \dot{\mathbf{e}}_i] = \frac{1}{2} ([\mathbf{e}_1, \dot{\mathbf{e}}_1] + [\mathbf{e}_2, \dot{\mathbf{e}}_2]) = \frac{1}{2} ([\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2] - [\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_1]) \dot{\varphi} = \dot{\varphi} \mathbf{e}_3.$$

Таким образом, в случае, когда прямая, связанная с телом, перемещается параллельно себе самой, направление угловой скорости

$$\boldsymbol{\omega} = \dot{\varphi} \mathbf{e}_3 = \omega \mathbf{e}_3 \quad (6.4)$$

совпадает с постоянным направлением $\mathbf{e}_3 = \mathbf{i}_3$, а величина угловой скорости равна $\omega = \dot{\varphi}$ — производной по t угла поворота.

Угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon}$ вычисляется по формуле (5.1), исходя из выражений (6.1) и (6.4):

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \dot{\boldsymbol{\omega}} = \dot{\varphi} \mathbf{e}_3 = \dot{\omega} \mathbf{e}_3, \quad (6.5)$$

то есть направление углового ускорения также совпадает с постоянным направлением $\mathbf{e}_3 = \mathbf{i}_3$, а величина углового ускорения равна $\varepsilon = \dot{\varphi} = \dot{\omega}$.

Пример 6.2. Прямой круговой конус равномерно катится без скольжения по плоскости (рис. 6.2). Требуется найти его угловую скорость и угловое ускорение.

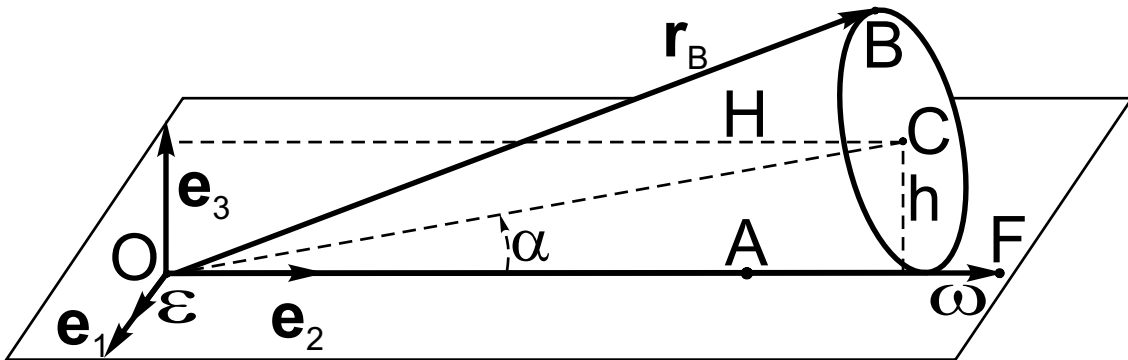


Рис. 6.2

Отсутствие скольжения означает, что каждая точка A соприкосновения конуса с плоскостью имеют нулевую скорость: $\mathbf{V}_A = 0$. Скорость вершины O конуса всегда равна нулю: $\mathbf{V}_O \equiv 0$, а скорости других точек B конуса определяются формулой (4.11): $\mathbf{V}_B = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}]$, $\mathbf{r} = \overline{OB}$. Для точек A соприкосновения из этого результата следует: $\mathbf{V}_A = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}] = 0$, $\mathbf{r} = \overline{OA}$, то есть направление угловой

скорости $\boldsymbol{\omega}$ должно совпадать с линией соприкосновения: $\boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e}_2$ (\mathbf{e}_2 — орт, расположенный на линии соприкосновения). Если известна скорость какой-нибудь точки конуса, например, центра C основания: \mathbf{V}_C , — то находится и величина ω угловой скорости: $\omega = V_C/h$, где h — расстояние от точки C до вектора $\boldsymbol{\omega}$. Угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon}$ проще всего вычислить как скорость конечной точки F вектора $\boldsymbol{\omega}$ (см. теорему 1.1): $\boldsymbol{\varepsilon} = \dot{\boldsymbol{\omega}} = \mathbf{V}_F$. При равномерном вращении конуса точка F есть точка твёрдого тела — плоскости $\{\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$, \mathbf{e}_3 — орт, перпендикулярный плоскости качения. Скорость \mathbf{V}_F по формуле (4.11) равна $\mathbf{V}_F = [\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\omega}]$, где $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \mathbf{e}_3$ — угловая скорость плоскости $\{\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$, ($\Omega = V_C/H$, рис. 6.2), $\boldsymbol{\omega}$ — радиус-вектор \overline{OF} . Окончательно: угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon} = \varepsilon \mathbf{e}_1$ конуса направлено перпендикулярно плоскости $\{\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$ (рис. 6.2), а по величине равно $\varepsilon = \Omega \omega = V_C^2/Hh = (V_C^2/h^2) \operatorname{tg} \alpha = \omega^2 \operatorname{tg} \alpha$ (угол α указан на рис. 6.2).

ГЛАВА 3

СЛОЖНОЕ ДВИЖЕНИЕ

§ 7. СКОРОСТЬ И УСКОРЕНИЕ ТОЧКИ В СЛОЖНОМ ДВИЖЕНИИ

Определение 7.1. Сложное движение механического объекта это, когда, во-первых, задано движение трёхмерного пространства (**подвижное пространство**) относительно системы отсчёта, во-вторых, задано движение объекта относительно подвижного пространства. Характеристики движения (скорость, угловое ускорение и т. д.) относительно подвижного пространства называются характеристиками **относительного движения**, характеристики движения вместе с подвижным пространством (при остановленном относительном движении) называются характеристиками **переносного движения**, характеристики движения относительно исходной системы отсчёта называются характеристиками **абсолютного движения**.

Пусть обе составляющие (переносная и относительная) движения заданы, ставится задача определить характеристики абсолютного движения.

Для материальной точки B эта задача конкретизируется следующим образом (см. рис. 7.1, повторяющий рис. 4.1).

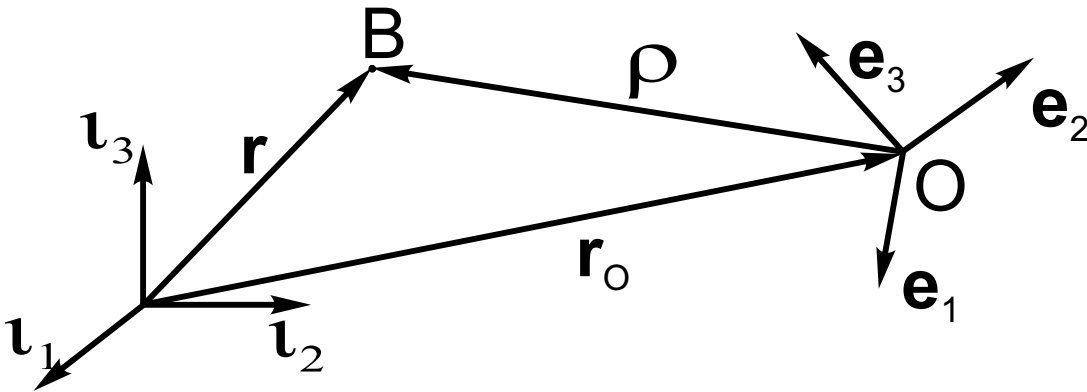


Рис. 7.1

Переносное движение — поведение подвижной системы — определяется вектор-функциями $\mathbf{r}_0(t)$, $\mathbf{e}_1(t)$, $\mathbf{e}_2(t)$, $\mathbf{e}_3(t)$. Относительное движение точки B — движение относительно подвижной системы — определяется коэффициентами $y_k(t)$ разложения

$$\boldsymbol{\rho} = \sum_{k=1}^3 y_k \mathbf{e}_k, \quad (7.1)$$

радиус-вектора $\boldsymbol{\rho} = \overline{OB}$ по ортам $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, связанным с подвижной системой. Абсолютное движение точки B задаётся формулой (рис.7.1)

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_0 + \sum_{k=1}^3 y_k \mathbf{e}_k, \quad (7.2)$$

в правой части которой находятся информация $\mathbf{r}_0(t), \mathbf{e}_1(t), \mathbf{e}_2(t), \mathbf{e}_3(t)$ о движении подвижной системы и информация об относительном движении $y_1(t), y_2(t), y_3(t)$ точки B .

Для вычисления характеристик абсолютного движения надо отдельно рассмотреть переносное движение и относительное.

Переносное движение точки — это когда в (7.2) зафиксировано относительное движение: $\boldsymbol{\rho} = \text{const}$. Дифференцирование (7.2) по времени t с учётом $\boldsymbol{\rho} = \text{const}$ приводит к формулам для **переносной скорости** $\mathbf{V}_{\text{пер}}$ и **переносного ускорения** $\mathbf{W}_{\text{пер}}$ — скорость и ускорение точки твёрдого тела:

$$\mathbf{V}_{\text{пер}} = \dot{\mathbf{r}}_0 + \sum_{k=1}^3 y_k \dot{\mathbf{e}}_k, \quad (7.3)$$

$$\mathbf{W}_{\text{пер}} = \ddot{\mathbf{r}}_0 + \sum_{k=1}^3 y_k \ddot{\mathbf{e}}_k. \quad (7.4)$$

Относительное движение точки — это когда в (7.2) зафиксировано переносное движение: $\mathbf{r}_0 = \text{const}, \mathbf{e}_1 = \text{const}, \mathbf{e}_2 = \text{const}, \mathbf{e}_3 = \text{const}$. Дифференцирование (7.2) по времени t в этом случае приводит к формулам для **относительной скорости** $\mathbf{V}_{\text{отн}}$ и **относительного ускорения** $\mathbf{W}_{\text{отн}}$ — скорость и ускорение точки в неподвижной системе отсчёта:

$$\mathbf{V}_{\text{отн}} = \sum_{k=1}^3 \dot{y}_k \mathbf{e}_k, \quad (7.5)$$

$$\mathbf{W}_{\text{отн}} = \sum_{k=1}^3 \ddot{y}_k \mathbf{e}_k. \quad (7.6)$$

В литературе употребляются также обозначения: $\mathbf{V}_e, \mathbf{W}_e$ для переносных скорости и ускорения (от английского слова endure); $\mathbf{V}_r, \mathbf{W}_r$ для относительных скорости и ускорения (от английского слова relative).

В **абсолютном движении точки** учитывается вклад всех участников сложного движения: подвижной системы $\mathbf{r}_0(t), \mathbf{e}_1(t), \mathbf{e}_2(t), \mathbf{e}_3(t)$ и перемещения точки относительно подвижной системы $y_1(t), y_2(t), y_3(t)$.

Теорема 7.1 (о сложении скоростей). Абсолютная скорость $\mathbf{V}_{\text{абс}}$ точки в сложном движении есть сумма переносной скорости и относительной скорости:

$$\mathbf{V}_{\text{абс}} = \mathbf{V}_{\text{пер}} + \mathbf{V}_{\text{отн}}. \quad (7.7)$$

□ Для доказательства продифференцируем формулу (7.2) по времени t и используем обозначения (7.3), (7.5):

$$\mathbf{V}_{abc} = \underbrace{\dot{\mathbf{r}}_0 + \sum_{k=1}^3 y_k \dot{\mathbf{e}}_k}_{\mathbf{V}_{пер}} + \underbrace{\sum_{k=1}^3 \dot{y}_k \mathbf{e}_k}_{\mathbf{V}_{отн}} = \mathbf{V}_{пер} + \mathbf{V}_{отн}. \quad (7.8)$$

■

Теорема 7.2 (о сложении ускорений, теорема Кориолиса). Абсолютное ускорение \mathbf{W}_{abc} точки в сложном движении есть сумма переносного ускорения, относительного ускорения и кориолисового ускорения (ускорения Кориолиса)

$$\mathbf{W}_{кор} = 2[\boldsymbol{\omega}_{пер}, \mathbf{V}_{отн}], \quad (7.9)$$

где $\boldsymbol{\omega}_{пер}$ — угловая скорость подвижной системы:

$$\mathbf{W}_{abc} = \mathbf{W}_{пер} + \mathbf{W}_{отн} + \mathbf{W}_{кор}. \quad (7.10)$$

□ Для доказательства продифференцируем формулу (7.8) по времени t (дважды формулу (7.2)), для части слагаемых используем обозначения (7.3), (7.5), а для оставшихся слагаемых обозначение $\mathbf{W}_{кор}$:

$$\mathbf{W}_{abc} = \underbrace{\ddot{\mathbf{r}}_0 + \sum_{k=1}^3 y_k \ddot{\mathbf{e}}_k}_{\mathbf{W}_{пер}} + \underbrace{\sum_{k=1}^3 \ddot{y}_k \mathbf{e}_k}_{\mathbf{W}_{отн}} + 2 \underbrace{\sum_{k=1}^3 \dot{y}_k \dot{\mathbf{e}}_k}_{\mathbf{W}_{кор}} = \mathbf{W}_{пер} + \mathbf{W}_{отн} + \mathbf{W}_{кор}.$$

Покажем, что слагаемые, обозначенные $\mathbf{W}_{кор}$, преобразуются с использованием формул (4.6) и (7.5) к правой части формулы (7.9):

$$2 \sum_{k=1}^3 \dot{y}_k \dot{\mathbf{e}}_k = 2 \sum_{k=1}^3 \dot{y}_k [\boldsymbol{\omega}_{пер}, \mathbf{e}_k] = 2[\boldsymbol{\omega}_{пер}, \sum_{k=1}^3 \dot{y}_k \mathbf{e}_k] = 2[\boldsymbol{\omega}_{пер}, \mathbf{V}_{отн}].$$

■

Для абсолютных скорости и ускорения в литературе используются также обозначения \mathbf{V}_a , \mathbf{W}_a или отсутствие индексов: \mathbf{V} , \mathbf{W} . Для кориолисова ускорения — обозначение \mathbf{W}_c .

§ 8. ПОЛЯРНЫЕ КООРДИНАТЫ

Точка P движется в плоскости. На плоскости фиксируется точка O и полярная ось, направление которой задано ортом \mathbf{i}_1 . Полярные координаты точки P — это расстояние $r = OP$ и угол φ между полярной осью и радиус-вектором $\mathbf{r} = \overline{OP}$ (рис. 8.1).

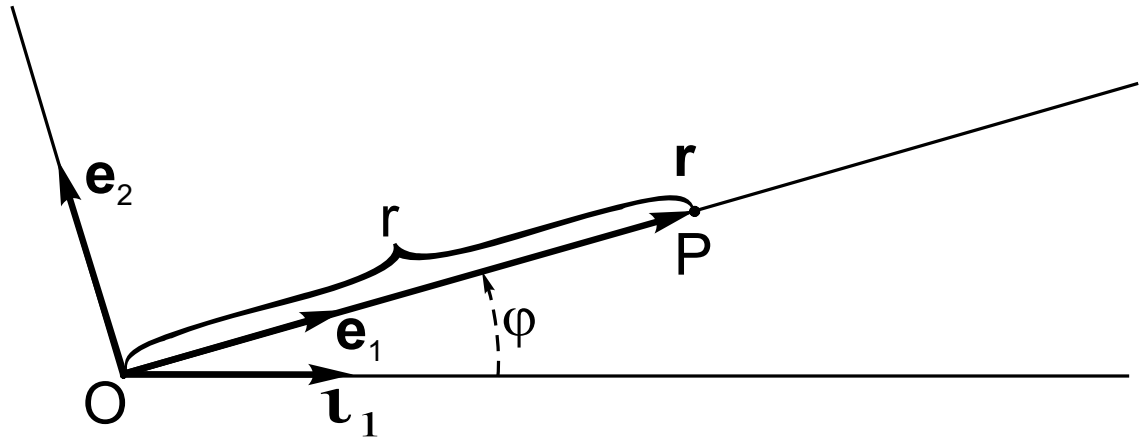


Рис. 8.1

Введём подвижную систему: орт \mathbf{e}_1 расположен на прямой, заданной вектором $\mathbf{r} = \overline{OP}$, то есть справедливо $\mathbf{r} = r\mathbf{e}_1$; орт \mathbf{e}_2 принадлежит плоскости движения и перпендикулярен орту орт \mathbf{e}_1 ; орт \mathbf{e}_3 задаётся так, чтобы орты $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ представляли собой правый ортонормированный базис.

Введённая подвижная система координат вращается вокруг неподвижной оси, заданной ортом \mathbf{e}_3 , и в соответствии с результатами примера 6.1 имеет угловую скорость $\boldsymbol{\omega}_{\text{пер}} = \dot{\varphi}\mathbf{e}_3$ и угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{пер}} = \ddot{\varphi}\mathbf{e}_3$.

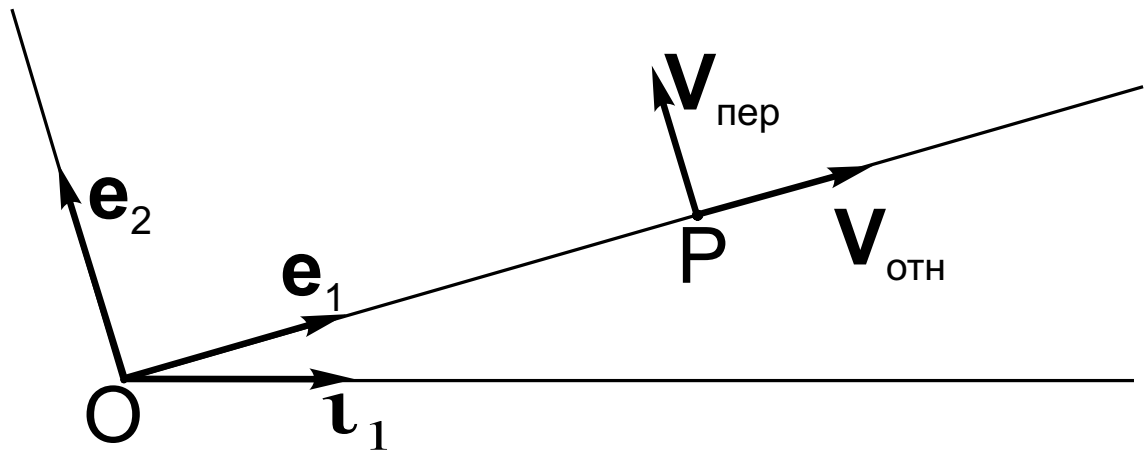


Рис. 8.2

Переносное движение точки P — движение вместе с подвижной системой (оно задаётся углом φ), относительное движение — движение в подвижной системе (оно задаётся координатой r).

Скорость в переносном движении (при движении по окружности) равна (рис. 8.2)

$$\mathbf{V}_{пер} = [\boldsymbol{\omega}_{пер}, \mathbf{r}] = \dot{\varphi}r[\mathbf{e}_3, \mathbf{e}_1] = \dot{\varphi}r\mathbf{e}_2. \quad (8.1)$$

Скорость в относительном движении (рис. 8.2) —

$$\mathbf{V}_{отн} = \dot{r}\mathbf{e}_1. \quad (8.2)$$

Абсолютная скорость по теореме 7.1 равна (рис. 8.2)

$$\mathbf{V}_{абс} = \mathbf{V} = \mathbf{V}_{пер} + \mathbf{V}_{отн} = \mathbf{V}_\varphi + \mathbf{V}_r \quad (8.3)$$

($V_\varphi = V_{пер} = \dot{\varphi}r$, $V_r = V_{отн} = \dot{r}$), а её величина —

$$V^2 = \dot{r}^2 + \dot{\varphi}^2 r^2. \quad (8.4)$$

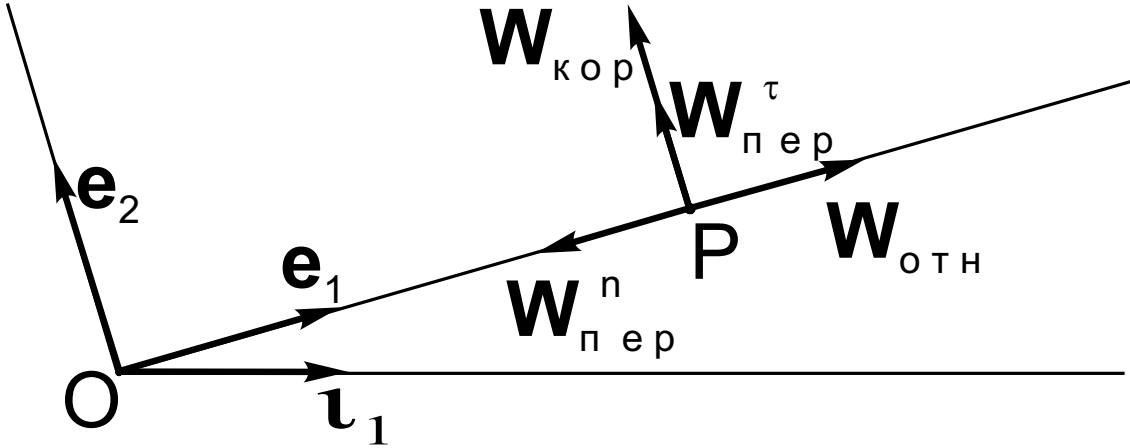


Рис. 8.3

Ускорение в переносном движении (при движении по окружности) состоит из касательного (тангенциального)¹ $\mathbf{W}_{пер}^\tau$ и нормального $\mathbf{W}_{пер}^n$ (рис. 8.3), которые равны (пример 2.1)

$$\mathbf{W}_{пер}^\tau = [\boldsymbol{\varepsilon}_{пер}, \mathbf{r}] = \ddot{\varphi}r[\mathbf{e}_3, \mathbf{e}_1] = \ddot{\varphi}r\mathbf{e}_2,$$

$$\mathbf{W}_{пер}^n = [\boldsymbol{\omega}_{пер}, \mathbf{V}_{пер}] = \dot{\varphi}^2 r[\mathbf{e}_3, \mathbf{e}_2] = -\dot{\varphi}^2 r\mathbf{e}_1.$$

Ускорение $\mathbf{W}_{отн}$ в относительном движении равно (рис. 8.3)

$$\mathbf{W}_{отн} = \ddot{r}\mathbf{e}_1.$$

¹Да простят автора тензорные пуристы за размещение индексов и пояснительных надписей то в верхней части формулы, то в нижней (см. (1.10), (7.10), (8.5)).

Подсчёт кориолисова ускорения $\mathbf{W}_{кор}$ приводит к следующему результату (рис. 8.3):

$$\mathbf{W}_{кор} = 2[\boldsymbol{\omega}_{пер}, \mathbf{V}_{отн}] = 2\dot{\varphi}\dot{r}[\mathbf{e}_3, \mathbf{e}_1] = 2\dot{\varphi}\dot{r}\mathbf{e}_2.$$

Окончательно, абсолютное ускорение представляется следующим образом

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{абс} &= \mathbf{W} = \mathbf{W}_{отн} + \mathbf{W}_{пер}^n + \mathbf{W}_{пер}^\tau + \mathbf{W}_{кор} = \\ &= (\ddot{r} - \dot{\varphi}^2 r)\mathbf{e}_1 + (\ddot{\varphi}r + 2\dot{\varphi}\dot{r})\mathbf{e}_2 = \mathbf{W}_r + \mathbf{W}_\varphi. \end{aligned} \quad (8.5)$$

Ускорение раскладывается на две ортогональные составляющие: **радиальная** \mathbf{W}_r и **трансверсальная** \mathbf{W}_φ . Величины, соответственно, равны

$$W_r = \ddot{r} - \dot{\varphi}^2 r, \quad W_\varphi = \ddot{\varphi}r + 2\dot{\varphi}\dot{r} \quad (8.6)$$

(ср. с результатами примера 3.1).

§ 9. УГЛОВАЯ СКОРОСТЬ И УГЛОВОЕ УСКОРЕНИЕ ТЕЛА В СЛОЖНОМ ДВИЖЕНИИ

Как и в § 7, рассматриваются система отсчёта, с которой связан ортонормированный базис $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ (рис. 9.1), и подвижное пространство, движение которого задано векторами $\mathbf{r}_0(t), \mathbf{e}_1(t), \mathbf{e}_2(t), \mathbf{e}_3(t)$ (рис. 9.1).

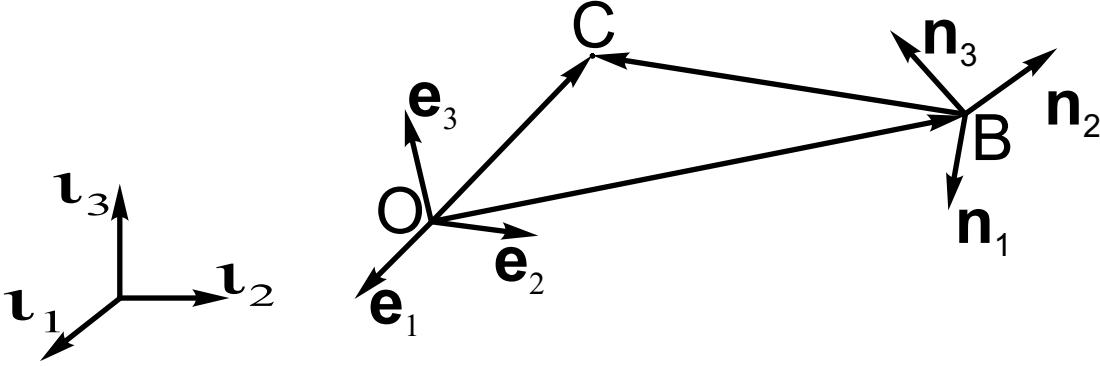


Рис. 9.1

Скорости и ускорения точек подвижного пространства выражаются по формулам (4.10) и (5.2) с использованием векторов

$$\mathbf{V}_0, \quad \mathbf{W}_0, \quad \boldsymbol{\omega}^{пер} = \sum_{k=1}^3 \omega_k^{пер} \mathbf{i}_k, \quad \boldsymbol{\varepsilon}^{пер} = \sum_{k=1}^3 \varepsilon_k^{пер} \mathbf{i}_k = \dot{\boldsymbol{\omega}}^{пер} = \sum_{k=1}^3 \dot{\omega}_k^{пер} \mathbf{i}_k. \quad (9.1)$$

Относительно подвижного пространства совершает движение тело, поведение которого в подвижном пространстве определено векторами $\overline{OB}, \mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3$ (рис. 9.1). Относительные скорости и ускорения точек тела выражаются по формулам (4.10) и (5.2) с использованием векторов

$$\mathbf{V}_0^{отн}, \quad \mathbf{W}_0^{отн}, \quad \boldsymbol{\omega}^{отн} = \sum_{k=1}^3 \omega_k^{отн} \mathbf{e}_k, \quad \boldsymbol{\varepsilon}^{отн} = \sum_{k=1}^3 \dot{\omega}_k^{отн} \mathbf{e}_k. \quad (9.2)$$

Для вычисления по формулам (4.10) и (5.2) абсолютных скоростей и ускорений точек тела требуется знать характеристики точки B : $\mathbf{V}_B^{abc} = \mathbf{V}_B$ и $\mathbf{W}_B^{abc} = \mathbf{W}_B$, — и характеристики тела: $\boldsymbol{\omega}^{abc} = \boldsymbol{\omega}$ и $\boldsymbol{\varepsilon}^{abc} = \boldsymbol{\varepsilon}$. Векторы \mathbf{V}_B^{abc} и \mathbf{W}_B^{abc} вычисляются по формулам (7.7) и (7.10), например,

$$\mathbf{V}_B^{abc} = \mathbf{V}_B = \mathbf{V}_B^{пер} + \mathbf{V}_B^{отн} = \underbrace{\mathbf{V}_O + [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \overline{OB}]}_{\mathbf{v}_B^{пер}} + \mathbf{V}_B^{отн}. \quad (9.3)$$

Теорема 9.1. Угловая скорость $\boldsymbol{\omega}^{abc} = \boldsymbol{\omega}$ и угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon}^{abc} = \boldsymbol{\varepsilon}$ тела в сложном движении связаны с характеристиками переносного и относительного движения следующим образом

$$\boldsymbol{\omega}^{abc} = \boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн}, \quad (9.4)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{abc} = \boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}^{пер} + \boldsymbol{\varepsilon}^{отн} + [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \boldsymbol{\omega}^{отн}]. \quad (9.5)$$

□ Произвольная точка C тела участвует в сложном движении и её скорость в соответствии с формулами (7.7) и (4.10) равна

$$\mathbf{V}_C^{abc} = \mathbf{V}_C = \mathbf{V}_C^{пер} + \mathbf{V}_C^{отн} = \underbrace{\mathbf{V}_O + [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \overline{OC}]}_{\mathbf{v}_C^{пер}} + \underbrace{\mathbf{V}_B^{отн} + [\boldsymbol{\omega}^{отн}, \overline{BC}]}_{\mathbf{v}_C^{отн}}.$$

Учёт в этой формуле $\overline{OC} = \overline{OB} + \overline{BC}$ (рис. 9.1), перегруппировка слагаемых и использование формулы (9.3) приводит к результату

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_C &= \underbrace{\mathbf{V}_O + [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \overline{OB}]}_{\mathbf{v}_B} + \mathbf{V}_B^{отн} + [\boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн}, \overline{BC}] = \\ &= \mathbf{V}_B + [\boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн}, \overline{BC}]. \end{aligned} \quad (9.6)$$

Теорема 4.1 гласит: существует единственный вектор $\boldsymbol{\omega}$, такой что скорости двух точек тела связаны выражением $\mathbf{V}_C = \mathbf{V}_B + [\boldsymbol{\omega}, \overline{BC}]$, сравнение которого с результатом (9.6) доказывает формулу (9.4). Для обоснования формулы (9.5) продифференцируем по времени t угловую скорость

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн} = \sum_{k=1}^3 \omega_k^{пер} \mathbf{i}_k + \sum_{k=1}^3 \omega_k^{отн} \mathbf{e}_k$$

(привлечены формулы (9.1), (9.2)):

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \dot{\boldsymbol{\omega}} = \sum_{k=1}^3 \dot{\omega}_k^{пер} \mathbf{i}_k + \sum_{k=1}^3 \dot{\omega}_k^{отн} \mathbf{e}_k + \sum_{k=1}^3 \omega_k^{отн} \dot{\mathbf{e}}_k.$$

К формуле (9.5) приводит использование обозначений из (9.1), (9.2)

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{пер} = \sum_{k=1}^3 \dot{\omega}_k^{пер} \mathbf{i}_k, \quad \boldsymbol{\varepsilon}^{отн} = \sum_{k=1}^3 \dot{\omega}_k^{отн} \mathbf{e}_k$$

для первых двух сумм и преобразование с учётом леммы 4.1 последней суммы:

$$\sum_{k=1}^3 \omega_k^{отн} \dot{\mathbf{e}}_k = \sum_{k=1}^3 \omega_k^{отн} [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \mathbf{e}_k] = [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \sum_{k=1}^3 \omega_k^{отн} \mathbf{e}_k] = [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \boldsymbol{\omega}^{отн}],$$

— в последнем переходе использовано обозначение из (9.2). ■

§ 10. РЕГУЛЯРНАЯ ПРЕЦЕССИЯ

Определение 10.1. Регулярная прецессия твёрдого тела — это сложное движение, при котором подвижная система вращается вокруг неподвижной оси с постоянной угловой скоростью $\omega^{\text{пер}}$ ($\epsilon^{\text{пер}} = 0$), а относительным движением тела является также вращением вокруг неподвижной оси с постоянной угловой скоростью $\omega^{\text{отн}}$ ($\epsilon^{\text{отн}} = 0$). Оси, вокруг которых происходят вращения, пересекаются. Параметры регулярной прецессии: угловая скорость собственного вращения $\omega^{\text{отн}}$, угловая скорость прецессии $\omega^{\text{пер}}$, угол нутации θ — угол между осями вращения (рис. 10.1).

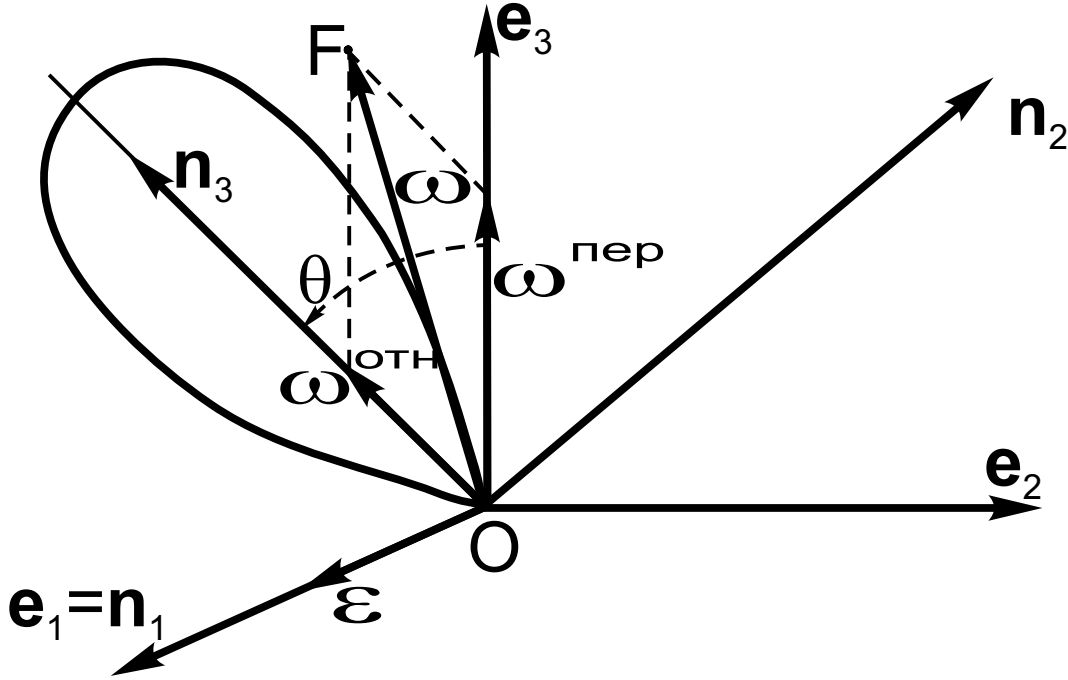


Рис. 10.1

Пусть в подвижной системе выбран ортонормированный базис $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ так, что выполняется (рис. 10.1)

$$\omega^{\text{пер}} = \omega^{\text{пер}} \mathbf{e}_3, \quad \omega^{\text{отн}} = \omega^{\text{отн}} (-\mathbf{e}_2 \sin \theta + \mathbf{e}_3 \cos \theta). \quad (10.1)$$

Пусть в теле выбран ортонормированный базис $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3$ так, что в данный момент выполняется (рис. 10.1)

$$\omega^{\text{пер}} = \omega^{\text{пер}} (\mathbf{n}_2 \sin \theta + \mathbf{n}_3 \cos \theta), \quad \omega^{\text{отн}} = \omega^{\text{отн}} \mathbf{n}_3. \quad (10.2)$$

Абсолютная угловая скорость $\omega^{\text{абс}} = \omega$ тела по формулам (9.4), (10.1), (10.2)

равна (рис. 10.1)

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\omega}^{abc} = \boldsymbol{\omega} &= \boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн} = -\omega^{отн} \mathbf{e}_2 \sin \theta + (\omega^{пер} + \omega^{отн} \cos \theta) \mathbf{e}_3 = \\ &= \omega^{пер} \mathbf{n}_2 \sin \theta + (\omega^{отн} + \omega^{пер} \cos \theta) \mathbf{n}_3.\end{aligned}\quad (10.3)$$

Абсолютное угловое ускорение $\boldsymbol{\varepsilon}^{abc} = \boldsymbol{\varepsilon}$ тела по формуле (9.5) с учётом $\boldsymbol{\varepsilon}^{пер} = 0$, $\boldsymbol{\varepsilon}^{отн} = 0$ равно (рис. 10.1)

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\varepsilon}^{abc} &= \boldsymbol{\varepsilon} = [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \boldsymbol{\omega}^{отн}] = [\omega^{пер} \mathbf{e}_3, \omega^{отн} (-\mathbf{e}_2 \sin \theta + \mathbf{e}_3 \cos \theta)] = \\ &= -\omega^{пер} \omega^{отн} [\mathbf{e}_3, \mathbf{e}_2] \sin \theta = \omega^{пер} \omega^{отн} \mathbf{e}_1 \sin \theta = \\ &= \omega^{пер} \omega^{отн} \mathbf{n}_1 \sin \theta.\end{aligned}\quad (10.4)$$

Этот результат можно получить и по теореме 1.1:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\varepsilon} &= \dot{\boldsymbol{\omega}} = \mathbf{V}_F = [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \overline{OF}] = [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \boldsymbol{\omega}] = [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн}] = \\ &= [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \boldsymbol{\omega}^{отн}] = \omega^{пер} \omega^{отн} \mathbf{e}_1 \sin \theta = \omega^{пер} \omega^{отн} \mathbf{n}_1 \sin \theta.\end{aligned}$$

Пример 10.1. Конус из примера 6.2 при равномерном движении без проскальзывания совершает регулярную прецессию (рис. 6.2, рис 10.2).

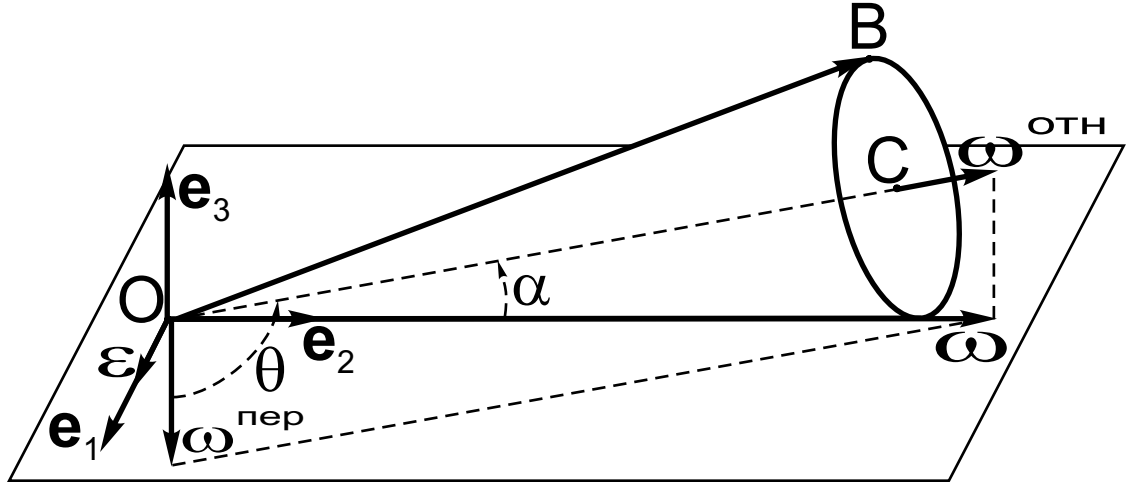


Рис. 10.2

Подвижная система связана с плоскостью $\{\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$, система вращается вокруг оси \mathbf{e}_3 с постоянной угловой скоростью $\omega^{пер}$. Конус в этой системе вращается вокруг своей оси симметрии OC с постоянной угловой скоростью $\omega^{отн}$. Три

угловые скорости связывает теорема 4.1: $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн}$ (рис.10.2). Абсолютная угловая скорость $\boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e}_2$ найдена в примере 6.2, величины других угловых скоростей вычисляются по теореме Пифагора (угол α указан на рис. 10.2): $\omega^{пер} = \omega \operatorname{tg} \alpha$, $\omega^{отн} = \omega / \cos \alpha$, а для векторов выполняется (рис. 10.2):

$$\boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e}_2, \quad \boldsymbol{\omega}^{пер} = -\omega \mathbf{e}_3 \operatorname{tg} \alpha, \quad \boldsymbol{\omega}^{отн} = \omega(\mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3 \operatorname{tg} \alpha) \quad \boldsymbol{\varepsilon} = \omega^2 \mathbf{e}_1 \operatorname{tg} \alpha.$$

Добавлен результат из примера 6.2 для углового ускорения. Для третьего параметра регулярной прецессии — угла нутации θ — выполняется $\theta = \alpha + \pi/2$. Рассмотрим точки A и B конуса (рис. 10.2):

$$\mathbf{OA} = OA \mathbf{e}_2, \quad \mathbf{OB} = OB(\mathbf{e}_2 \cos 2\alpha + \mathbf{e}_3 \sin 2\alpha),$$

— и вычислим двумя способами их ускорения.

С точки зрения сложного движения (теорема 7.2, рис 10.3).

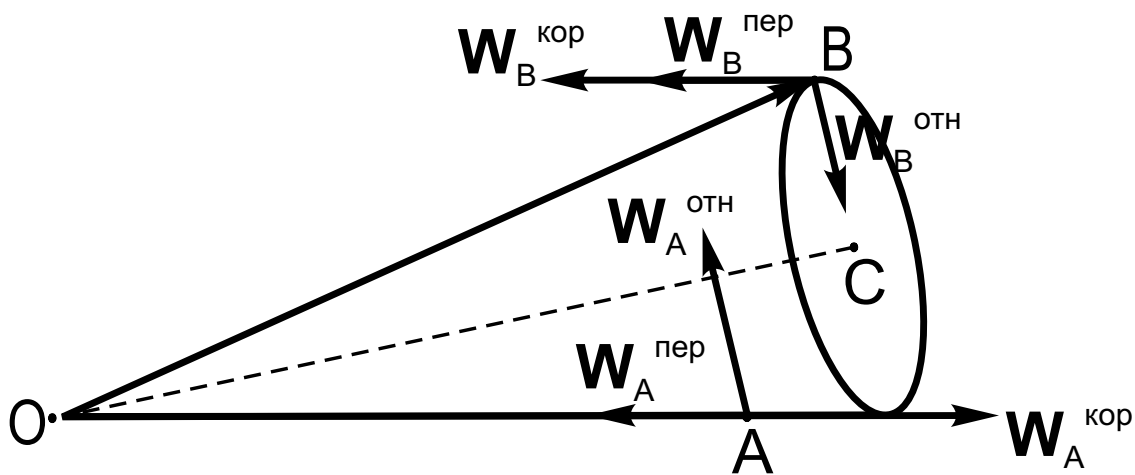


Рис. 10.3

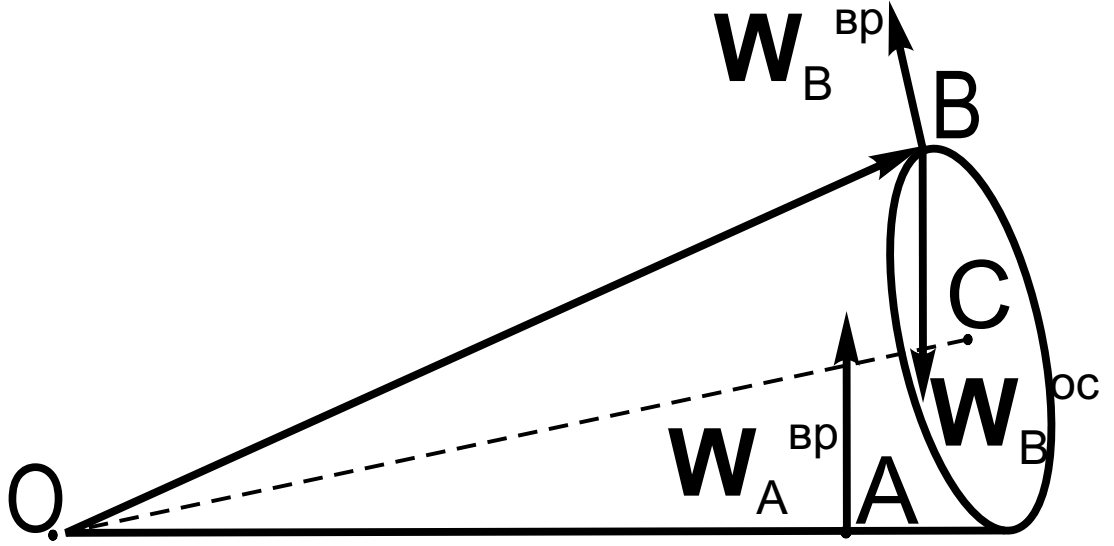


Рис. 10.4

$$\begin{aligned}
 \mathbf{W}_A^{\text{пер}} &= [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{V}_A^{\text{пер}}] = [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{OA}]] = -OA\omega^2 \mathbf{e}_2 \text{tg}^2 \alpha, \\
 \mathbf{W}_A^{\text{отн}} &= [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, \mathbf{V}_A^{\text{отн}}] = [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, \mathbf{OA}]] = OA\omega^2 (-\mathbf{e}_2 \text{tg}^2 \alpha + \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha), \\
 \mathbf{W}_A^{\text{коп}} &= 2[\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{V}_A^{\text{отн}}] = 2[\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, \mathbf{OA}]] = 2OA\omega^2 \mathbf{e}_2 \text{tg}^2 \alpha, \\
 \mathbf{W}_A &= \mathbf{W}_A^{\text{пер}} + \mathbf{W}_A^{\text{отн}} + \mathbf{W}_A^{\text{коп}} = OA\omega^2 \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{W}_B^{\text{пер}} &= [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{V}_B^{\text{пер}}] = [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{OB}]] = -OB\omega^2 \mathbf{e}_2 \text{tg}^2 \alpha \cos 2\alpha, \\
 \mathbf{W}_B^{\text{отн}} &= [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, \mathbf{V}_B^{\text{отн}}] = [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, \mathbf{OB}]] = OB\omega^2 (\mathbf{e}_2 \text{tg}^2 \alpha - \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha), \\
 \mathbf{W}_B^{\text{коп}} &= 2[\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{V}_B^{\text{отн}}] = 2[\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, [\boldsymbol{\omega}^{\text{отн}}, \mathbf{OB}]] = -2OB\omega^2 \mathbf{e}_2 \text{tg}^2 \alpha, \\
 \mathbf{W}_B &= \mathbf{W}_B^{\text{пер}} + \mathbf{W}_B^{\text{отн}} + \mathbf{W}_B^{\text{коп}} = -OB\omega^2 (2\mathbf{e}_2 \sin^2 \alpha + \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha).
 \end{aligned}$$

С точки зрения принадлежности к твёрдому телу (теорема 5.1 и следствие из неё, рис 10.4).

$$\begin{aligned}
 \mathbf{W}_A^{\text{BP}} &= [\boldsymbol{\varepsilon}, \mathbf{OA}] = OA\omega^2 \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha, \\
 \mathbf{W}_A^{\text{oc}} &= [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{V}_A] = 0, \\
 \mathbf{W}_A &= \mathbf{W}_A^{\text{BP}} + \mathbf{W}_A^{\text{oc}} = OA\omega^2 \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{W}_B^{\text{BP}} &= [\boldsymbol{\varepsilon}, \mathbf{OB}] = OB\omega^2 (-2\mathbf{e}_2 \sin^2 \alpha + \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha \cos 2\alpha), \\
 \mathbf{W}_B^{\text{oc}} &= [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{V}_B] = [\boldsymbol{\omega}, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{OB}]] = -OB\omega^2 \mathbf{e}_3 \sin 2\alpha, \\
 \mathbf{W}_B &= \mathbf{W}_B^{\text{BP}} + \mathbf{W}_B^{\text{oc}} = -OB\omega^2 (2\mathbf{e}_2 \sin^2 \alpha + \mathbf{e}_3 \text{tg} \alpha).
 \end{aligned}$$

Сравнение двух способов вычисления ускорений приводит к выводу о хорошем совпадении результатов.

§ 11. СЛОЖЕНИЕ ВРАЩЕНИЙ ТВЁРДОГО ТЕЛА

В § 4 была выведена формула (4.10)

$$\mathbf{V}_B = \mathbf{V}_O + [\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\rho}], \quad \boldsymbol{\rho} = \overline{OB} \quad (11.1)$$

(рис. 11.1, повторяющий рис. 4.2).

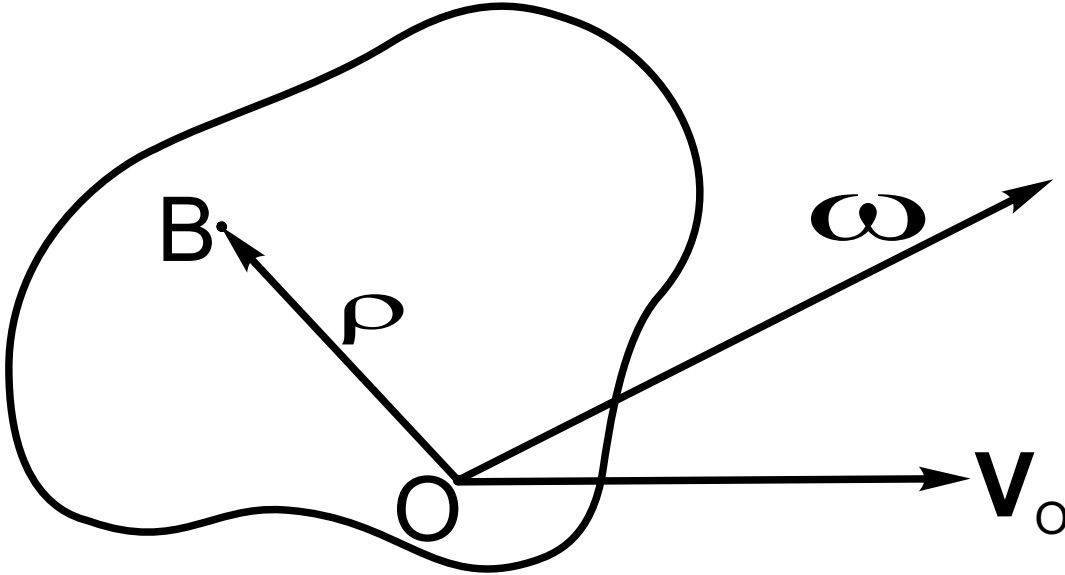


Рис. 11.1

Отсутствие одного из слагаемых в (11.1) выделяет одно из **простых движений твёрдого тела** [14].

Определение 11.1. Поступательное движение твёрдого тела — это, когда любая прямая, связанная с телом, перемещается параллельно самой себе.

Из определения вытекает, что орты $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ (рис. 4.1), связанные с телом, не меняются во время движения: $\dot{\mathbf{e}}_k \equiv 0$, откуда и из формулы (4.7) или (4.12) следует $\boldsymbol{\omega} \equiv 0$. Из (11.1) видно, что при поступательном движении скорости точек твёрдого тела в любой момент времени t совпадают:

$$\mathbf{V}_B = \mathbf{V}_O. \quad (11.2)$$

Из $\boldsymbol{\omega} \equiv 0$ и определения 5.1 углового ускорения вытекает $\boldsymbol{\epsilon} \equiv 0$, а из формулы (5.2) — совпадение в любой момент времени t ускорений точек твёрдого тела: $\mathbf{W}_B = \mathbf{W}_O$. Если в некоторый конкретный момент времени t для угловой скорости выполняется $\boldsymbol{\omega} = 0$, то из (11.1) следует, что в этот момент времени t справедливо $\mathbf{V}_B = \mathbf{V}_O$. Такое движение называется **мгновенно поступательным**.

Определение 11.2. Чистое вращение твёрдого тела — это, когда для скорости некоторой точки O выполняется $\mathbf{V}_O = 0$.

Из определения вытекает, что скорости точек тела

$$\mathbf{V}_B = [\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\rho}], \quad \boldsymbol{\rho} = \overline{OB} \quad (11.3)$$

таковы, как, если бы происходило вращение тела вокруг неподвижной оси (в этом случае для любой точки O , принадлежащей оси, выполняется $\mathbf{V}_O = 0$). Задать чистое вращение — указать точку O , скорость которой равна нулю: $\mathbf{V}_O = 0$, и угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$ тела. Угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$, хотя она свободный вектор, в случае чистого вращения принято откладывать от неподвижной точки O .

Далее в этом параграфе предполагаем, что известны скорость \mathbf{V}_O некоторой точки O тела и его угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ (рис. 11.1). Скорости прочих точек определяются по формуле (11.1). С использованием двух простых движений, рассмотрим несколько вариантов сложных движений твёрдого тела.

1. Пусть точка подвижной системы совпадает с точкой O твёрдого тела, и система перемещается поступательно: $\boldsymbol{\omega}^{пер} = 0$, откуда следует, что для точек твёрдого тела справедливо $\mathbf{V}_B^{пер} = \mathbf{V}_O$. Так как в относительном движении тела выполняется $\mathbf{V}_O^{отн} = 0$, то относительное движение есть чистое вращение с угловой скоростью (см. (9.4)) $\boldsymbol{\omega}^{отн} = \boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}^{пер} = \boldsymbol{\omega}$. Вычисление скоростей точек в описанном сложном движении приводит к результату

$$\mathbf{V}_B = \mathbf{V}_B^{пер} + \mathbf{V}_B^{отн} = \mathbf{V}_O + [\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\rho}], \quad \boldsymbol{\rho} = \overline{OB},$$

то есть скорости в теле распределены так, как будто тело одновременно совершает поступательное движение вместе с некоторой точкой O и чистое вращение с неподвижной точкой O (см. (11.2), (11.3)).

2. Сложение чистых вращений с общей неподвижной точкой (ситуация регулярной прецессии § 10). Подвижная система совершает чистое вращение: $\mathbf{V}_O^{пер} = 0$, $\boldsymbol{\omega}^{пер}$. Тело в подвижной системе также совершает чистое вращение: $\mathbf{V}_O^{отн} = 0$, $\boldsymbol{\omega}^{отн}$, причём, неподвижные точки в обоих движениях совпадают: O . Абсолютное движение также чистое вращение: $\mathbf{V}_O = \mathbf{V}_O^{пер} + \mathbf{V}_O^{отн} = 0$, $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}^{пер} + \boldsymbol{\omega}^{отн}$ (рис. 11.2).

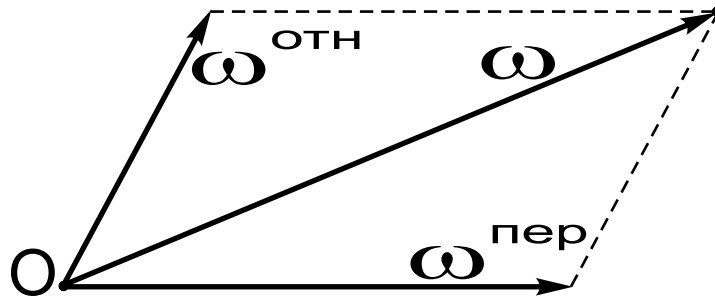


Рис. 11.2

Эквивалентное преобразование. Два чистых вращения с общей неподвижной точкой можно заменить чистым вращением. Обратное: чистое вращение можно разложить на два чистых вращения, вводя подвижную систему, как указано в этом пункте.

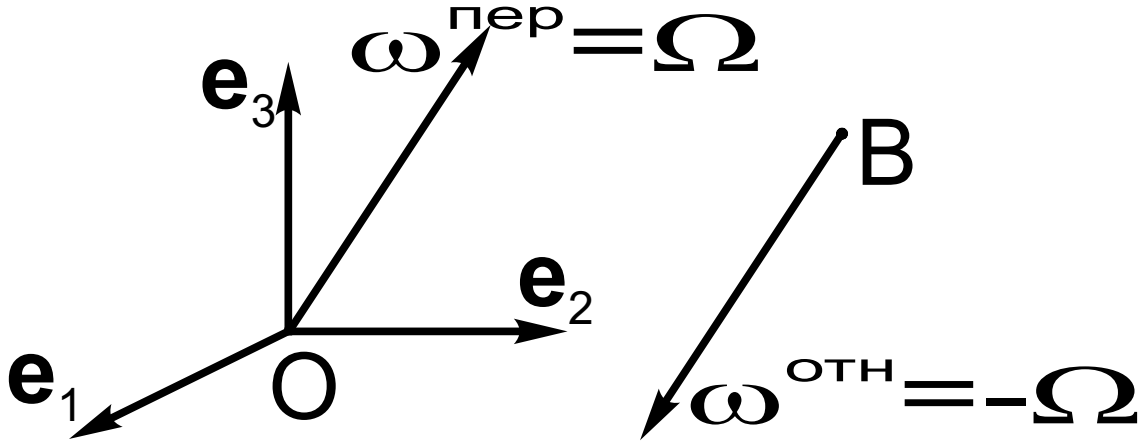


Рис. 11.3

3. Пара чистых вращений. Подвижная система совершает чистое вращение: $\mathbf{V}_O^{\text{пер}} = 0$, $\omega^{\text{пер}} = \Omega$. Тело в подвижной системе также совершает чистое вращение: $\mathbf{V}_B^{\text{отн}} = 0$, $\omega^{\text{отн}} = -\Omega$ (рис. 11.3). Подчеркнём: угловые скорости $\omega^{\text{пер}} = \Omega$, $\omega^{\text{отн}} = -\Omega$ — участники двух движений — пара. В абсолютном движении: $\omega = \omega^{\text{пер}} + \omega^{\text{отн}} = \Omega - \Omega = 0$, $\mathbf{V}_B = \mathbf{V}_B^{\text{пер}} + \mathbf{V}_B^{\text{отн}} = [\omega^{\text{пер}}, \overline{OB}] = [\Omega, \overline{OB}]$, то есть, абсолютное движение — поступательное (определение 11.1), и скорость любой точки C тела равна $\mathbf{V}_C = \mathbf{V}_B = [\Omega, \overline{OB}]$. Обратное: поступательное движение тела со скоростью \mathbf{V} представляется как пара чистых вращений: выбор элемента пары Ω и точек O и B неоднозначен и подчинён условию $\mathbf{V} = [\Omega, \overline{OB}]$.

Отметим частный случай пары чистых вращений: пара с нулевым плечом — $\overline{OB} \parallel \Omega$ (рис. 11.4).

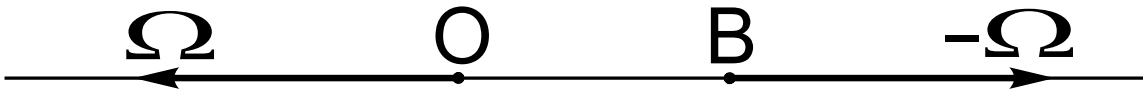


Рис. 11.4

Такая пара называется **векторный нуль** и в этом случае тело пребывает в покое: для скорости любой точки C тела выполняется $\mathbf{V}_C = \mathbf{V}_B = [\Omega, \overline{OB}] = 0$. **Эквивалентное преобразование.** Сложное движение можно эквивалентно

“усложнить” добавлением или изъятием **векторного нуля**: переносное и относительное движения есть чистые вращения с угловыми скоростями, как показано на рис. 11.4.

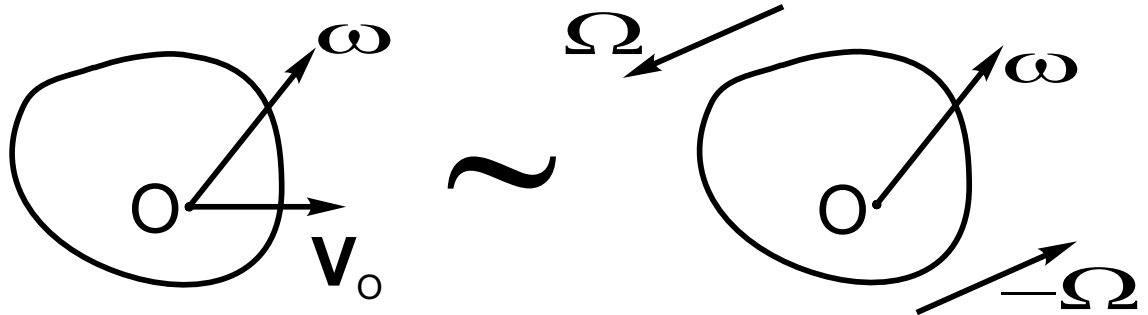


Рис. 11.5

4. **Произвольное движение твёрдого тела** с точки зрения распределения скоростей, как следует из п. 1, раскладывается на поступательное и чистое вращение; поступательное, в свою очередь (п. 3), представляется как пара чистых вращений, то есть, “элементарной частицей” в кинематике твёрдого тела является чистое вращение. Таким образом, произвольное движение твёрдого тела есть результат сложения трёх чистых вращений: подвижная система совершает чистое вращение с угловой скоростью Ω , относительно неё другая подвижная система совершает чистое вращение с угловой скоростью $-\Omega$, а в ней тело совершает чистое вращение с угловой скоростью ω (рис. 11.5).

5. **Сложное движение твёрдого тела** (§ 9). Как показано в предыдущем пункте, распределение скоростей точек подвижной системы (переносные скорости) — есть результат сложения трёх чистых вращений (рис. 11.6), распределение скоростей в теле при движении в подвижной системе (относительные скорости) — также результат сложения трёх чистых вращений (рис. 11.6). В абсолютном движении распределение скоростей в теле есть результат сложения шести чистых вращений, указанных на рис. 11.6.

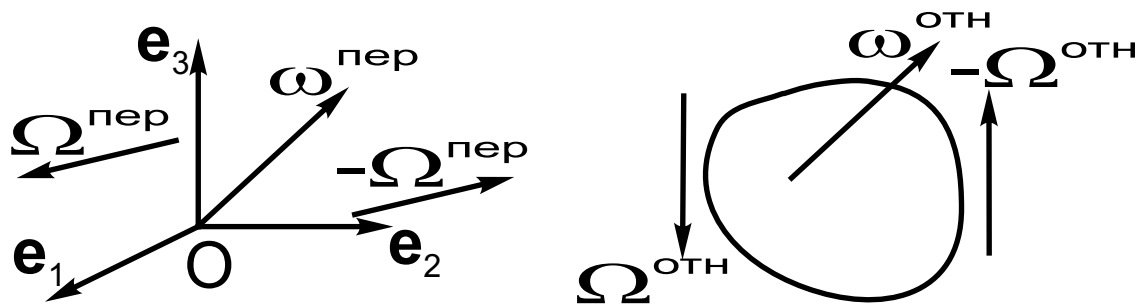


Рис. 11.6

5. “Многосложное” движение твёрдого тела. Подвижная система совершает движение относительно системы отсчёта, относительно этой подвижной системы совершает движение другая подвижная система и так далее, относительно последней подвижной системы совершает движение твёрдое тело. Требуется найти скорости точек твёрдого тела. Рассуждения предыдущего пункта и индукция приводят к выводу, что распределение скоростей в твёрдом теле есть результат сложения чистых вращений, которым соответствуют угловые скорости $\{\omega_i\}$. Каждая угловая скорость ω_i приложена к неподвижной для данного чистого вращения точке O_i . Множество угловых скоростей $\{\omega_i\}$ можно эквивалентно преобразовывать: применяя два эквивалентных преобразования, указанные в п.2 и п.3.

ГЛАВА 4

СКОЛЬЗЯЩИЕ ВЕКТОРЫ

§ 12. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ИХ ИНВАРИАНТЫ

К традиционному определению вектора (направленный отрезок [3]) добавим менее традиционные.

Определение 12.1. **Приложенный вектор** — вектор с фиксированной начальной точкой. **Скользящий вектор** — вектор, который можно перемещать вдоль линии действия. **Пара** — два скользящих вектора \mathbf{a} и $-\mathbf{a}$, линии действия которых параллельны, расстояние между линиями — плечо пары. **Свободный вектор** — вектор с произвольной точкой приложения. Множество векторов $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, называется **множеством скользящих векторов**, если множество разрешено подвергать нижеследующим двум эквивалентным преобразованиям.

1э. Добавлять и изымать векторный нуль: два вектора $\{\mathbf{a}, -\mathbf{a}\}$, расположенные на одной прямой (рис. 12.1).

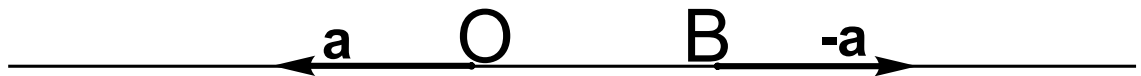
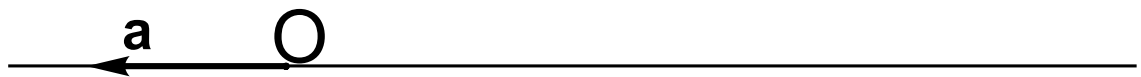
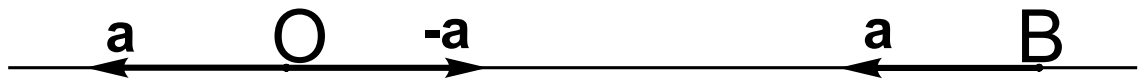


Рис. 12.1



а)



б)



в)

Рис. 12.2

Введённое преобразование позволяет перемещать отдельный вектор \mathbf{a} вдоль прямой, на которой он расположен. Для перемещения нужно добавить к вектору \mathbf{a} (рис. 12.2 а)) векторный нуль $\{-\mathbf{a}, \mathbf{a}\}$ (рис. 12.2 б)) и изъять векторный нуль $\{\mathbf{a}, -\mathbf{a}\}$ (рис. 12.2 в)).

Эквивалентное преобразование 1э оправдывает термин “скользящий вектор”.

2э. Два вектора \mathbf{a} и \mathbf{b} с общей начальной точкой O можно заменить их векторной суммой $\mathbf{c} = \mathbf{a} + \mathbf{b}$ (рис. 12.3).

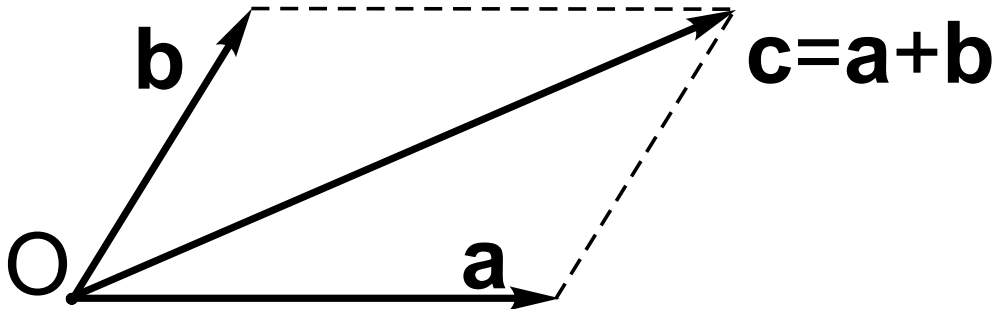


Рис. 12.3

Вектор \mathbf{c} , отложенный из точки O , можно заменить на результат разложения по двум прямым, проходящим через точку O (прямые и вектор \mathbf{c} расположены в одной плоскости, рис. 12.3).

Определение 12.2. Два множества скользящих векторов называются эквивалентными, если от одного множества к другому возможен переход при помощи преобразований 1э и 2э.

Определение 12.3. Главным вектором \mathbf{R} множества скользящих векторов $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, называется сумма

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i \quad (12.1)$$

— результат такого параллельного переноса векторов \mathbf{a}_i , что у них совпадают начальные точки, и последующего их сложения.

Главный вектор — свободный вектор, его точка приложения не определена.

Определение 12.4. Момент $M_O(\mathbf{a}_i)$ вектора \mathbf{a}_i относительно точки O вычисляется по формуле

$$M_O(\mathbf{a}_i) = [\mathbf{r}_i, \mathbf{a}_i], \quad (12.2)$$

где вектор \mathbf{r}_i проведён из точки O к прямой, на которой расположен вектор \mathbf{a}_i (рис. 12.4).

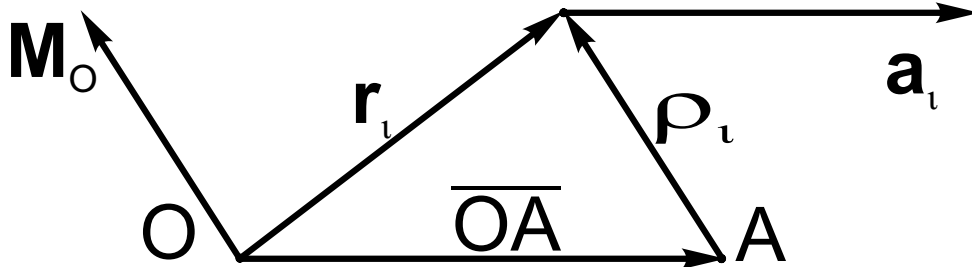


Рис. 12.4

Точка O принимается за начальную точку момента $\mathbf{M}_O(\mathbf{a}_i)$, то-есть, момент — приложенный вектор.

Замечание 12.1. Скорость точки B при чистом вращении тела (определение 11.2, $\mathbf{V}_O = 0$) есть момент угловой скорости относительно точки B :

$$\mathbf{V}_B = [\boldsymbol{\omega}, \overline{OB}] = [\boldsymbol{\omega}, -\overline{BO}] = [\overline{BO}, \boldsymbol{\omega}] = \mathbf{M}_B(\boldsymbol{\omega}), \quad (12.3)$$

использованы формулы (11.3), (12.2), рис. 11.1, рис. 12.4.

Определение 12.5. Главным моментом \mathbf{M}_O множества скользящих векторов $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, называется сумма векторов $\mathbf{M}_O(\mathbf{a}_i)$, отложенных из точки O :

$$\mathbf{M}_O = \sum_{i=1}^N \mathbf{M}_O(\mathbf{a}_i) = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, \mathbf{a}_i]. \quad (12.4)$$

Главный момент \mathbf{M}_O также приложенный вектор — к той точке O , относительно которой вычисляется. Из определений 12.3, 12.5 видно, что при эквивалентных преобразованиях 1э и 2э главный вектор и главный момент не изменяются.

Определение 12.6. Главный вектор \mathbf{R} и главный момент \mathbf{M}_O называются векторными инвариантами множества скользящих векторов.

Теорема 12.1 (о переносе полюса). Главные моменты относительно точек O и A связаны формулой

$$\mathbf{M}_A = \mathbf{M}_O - [\overline{OA}, \mathbf{R}], \quad (12.5)$$

где \mathbf{R} — главный вектор множества скользящих векторов.

□ Доказательство следует из последовательности преобразований (см. рис. 12.4 и (12.1)):

$$\mathbf{M}_A = \sum_{i=1}^N [\boldsymbol{\rho}_i, \mathbf{a}_i] = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i - \overline{OA}, \mathbf{a}_i] = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, \mathbf{a}_i] - [\overline{OA}, \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i] = \mathbf{M}_O - [\overline{OA}, \mathbf{R}].$$

■

Теорема 12.1 даёт возможность представить картину распределения главных моментов \mathbf{M}_A по пространству.

Замечание 12.2. Из формулы (12.5) следует, что при $\mathbf{R} = 0$ главные моменты не меняются при переходе от точки к точке. В этом случае главный момент — свободный вектор. Такая картина имеет место для пары $\{\mathbf{a}, -\mathbf{a}\}$ при любом плече — расстоянии между линиями, на которых расположены элементы пары \mathbf{a} и $-\mathbf{a}$.

Далее предполагается $\mathbf{R} \neq 0$. Укажем несколько следующих из формулы (12.5) свойств распределения главных моментов в этом случае.

1. Если точки O и A расположены на прямой, параллельной \mathbf{R} , то для главных моментов выполняется $\mathbf{M}_A = \mathbf{M}_O$ (рис. 12.5).



Рис. 12.5

2. Для любых двух точек O и A выполняется

$$(\mathbf{R}, \mathbf{M}_A) = (\mathbf{R}, \mathbf{M}_O). \quad (12.6)$$

Определение 12.7. Скалярное произведение $(\mathbf{R}, \mathbf{M}_O)$ главного вектора \mathbf{R} на главный момент \mathbf{M}_O называется **скалярным инвариантом множества скользящих векторов**.

Выражение $(\mathbf{R}, \mathbf{M}_O)$ инвариантно не только при эквивалентных преобразованиях 1э и 2э, так как инвариантны сомножители, но и при вычислении главного момента относительно разных точек O и A .



Рис. 12.6

3. Если поделить соотношение (12.6) на инвариантное число R — величину главного вектора, то в обеих частях получим проекции главного момента на направление главного вектора:

$$\text{Пр}_R \mathbf{M}_A = (\mathbf{R}/R, \mathbf{M}_A) = (\mathbf{R}/R, \mathbf{M}_O) = \text{Пр}_R \mathbf{M}_O \quad (12.7)$$

— ещё один инвариант, не меняющийся и при эквивалентных преобразованиях и при переходе от точки к точке (рис. 12.6).

Таким образом, при переходе от точки к точке может изменяться только “поперечная” составляющая главного момента, и, когда главный момент параллелен главному вектору ($[\mathbf{R}, \mathbf{M}_B] = 0$), “поперечная” составляющая равна нулю, и величина главного момента минимальна (рис. 12.6).

Определение 12.8. *Прямая, для точек B которой выполняется $[\mathbf{R}, \mathbf{M}_B] = 0$, называется осью минимальных моментов или осью винта. Величина минимального главного момента равна*

$$\min_B M_B = \frac{1}{R}(\mathbf{R}, \mathbf{M}_O). \quad (12.8)$$

Термин — ось винта — будет пояснён далее. Ось минимальных моментов параллельна главному вектору \mathbf{R} (свойство 1), поэтому достаточно найти одну принадлежащую ей точку. Удобно искать точку B , для которой выполняется $\overline{OB} \perp \mathbf{R}$, O — точка, главный момент \mathbf{M}_O относительно которой известен. Умножим $\mathbf{M}_B = \mathbf{M}_O - [\overline{OB}, \mathbf{R}]$ (см. (12.5)) векторно на \mathbf{R} , с учётом $[\mathbf{R}, \mathbf{M}_B] = 0$ и $\overline{OB} \perp \mathbf{R}$ получим результат:

$$\begin{aligned} 0 = [\mathbf{R}, \mathbf{M}_B] &= [\mathbf{R}, \mathbf{M}_O] - [\mathbf{R}, [\overline{OB}, \mathbf{R}]] = [\mathbf{R}, \mathbf{M}_O] - \overline{OB}(\mathbf{R}, \mathbf{R}) + \mathbf{R}(\mathbf{R}, \overline{OB}) = \\ &= [\mathbf{R}, \mathbf{M}_O] - \overline{OB}R^2, \end{aligned}$$

из которого находится расположение точки B : $\overline{OB} = [\mathbf{R}, \mathbf{M}_O]/R^2$, — и уравнение для оси минимальных моментов (оси винта)

$$\mathbf{r} = \frac{1}{R^2}[\mathbf{R}, \mathbf{M}_O] + \lambda \mathbf{R}, \quad (12.9)$$

где λ — произвольный вещественный параметр. В аналитической геометрии и теоретической механике используются и другие по сравнению с (12.9) уравнения для прямой линии и оси минимальных моментов [1, 3, 10, 14].

§ 13. ПРИВЕДЕНИЕ МНОЖЕСТВА СКОЛЬЗЯЩИХ ВЕКТОРОВ К ВИНТУ. ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ ДВУХ МНОЖЕСТВ СКОЛЬЗЯЩИХ ВЕКТОРОВ

Определение 13.1. Винтом называется совокупность: прямая линия — ось винта; расположенный на оси скользящий вектор \mathbf{R} ; расположенный на оси момент \mathbf{M}_B относительно точки B оси винта. Момент может быть представлен парой, лежащей в перпендикулярной к оси винта плоскости. Если элементы \mathbf{a}_i — угловые скорости, говорят **кинематический винт**, элементы \mathbf{a}_i — силы, говорят **статический винт**.

Покажем, что произвольное множество скользящих векторов $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, последовательно, состоящей из введённых в § 12 эквивалентных преобразования 1э и 2э, приводится к винту. Для множества $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, по формулам (12.1) и (12.4) вычисляются главный вектор \mathbf{R} и главный момент \mathbf{M}_O относительно некоторой точки O . Предполагается $\mathbf{R} \neq 0$, при $\mathbf{R} = 0$ винт не определён. Векторы \mathbf{R} , \mathbf{M}_O и точка O по формуле (12.9) однозначно задают ось минимальных моментов (12.9) — ось винта (определение 12.8). Возьмём некоторую точку B на оси винта и каждый элемент \mathbf{a}_i множества $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, эквивалентно преобразуем (рис. 13.1): добавим к точке B векторный нуль $\{\mathbf{a}_i, -\mathbf{a}_i\}$.

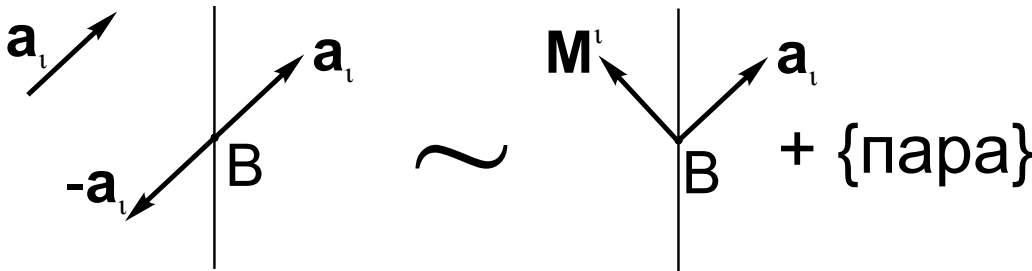


Рис. 13.1

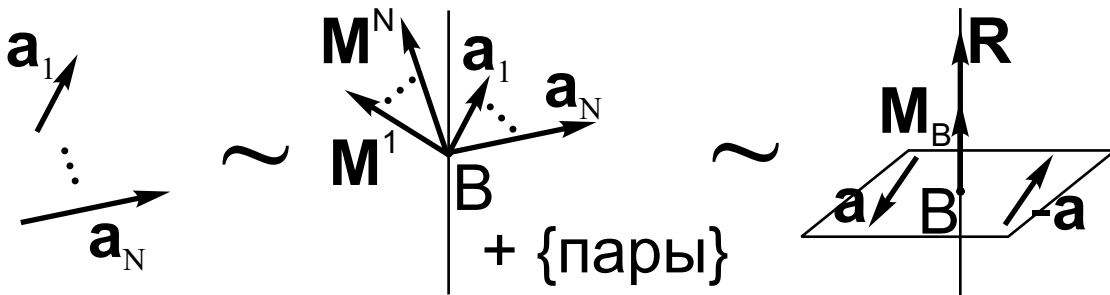


Рис. 13.2

Элемент \mathbf{a}_i эквивалентно представится в виде вектора \mathbf{a}_i , отложенного из точки B оси винта, плюс пара $\{\mathbf{a}_i, -\mathbf{a}_i\}$ с моментом \mathbf{M}^i (момент пары — свободный

вектор, замечание 12.2). Прделав эту операцию со всеми элементами \mathbf{a}_i множества $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, эквивалентно преобразуем множество $\{\mathbf{a}_i\}$ в пучок векторов \mathbf{a}_i , отложенных из точки B оси винта, плюс совокупность пар $\{\mathbf{a}_i, -\mathbf{a}_i\}$ с моментами \mathbf{M}^i (рис. 13.2). Пучок векторов \mathbf{a}_i , отложенных из точки B , заменим их векторной суммой (преобразование 2э). Результат сложения равен по определению 12.2 главному вектору $\mathbf{R} = \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i$. Отметим, что в данном случае это вектор, приложенный к точке B и направленный по оси винта (определение 12.8). Вклад пар в главный момент — нулевой.

Приведём два результата из теории пар [14].

Теорема 13.1. *Имеет место эквивалентность:*

{От пары $\{\mathbf{a}, -\mathbf{a}\}$ к паре $\{\mathbf{b}, -\mathbf{b}\}$ существует переход при помощи эквивалентных преобразований 1э и 2э § 12.}



{Моменты \mathbf{M}^1 и \mathbf{M}^2 , соответствующие парам $\{\mathbf{a}, -\mathbf{a}\}$ и $\{\mathbf{b}, -\mathbf{b}\}$, совпадают: $\mathbf{M}^1 = \mathbf{M}^2 = \mathbf{M}$ }

□ Утверждение ⇓ следует из инвариантности главного момента при преобразованиях 1э и 2э. Утверждение ⇕ есть следствие трёх вспомогательных фактов: при помощи эквивалентных преобразований 1э и 2э можно

1. повернуть пару в своей плоскости;
2. изменить плечо пары;
3. перенести пару в параллельную плоскость.

Обоснование этих фактов и доказательство утверждения ⇕ предоставляется читателю (см. [14]). ■

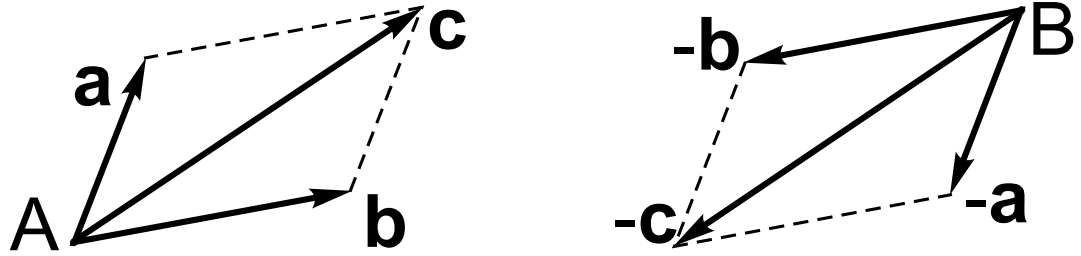


Рис. 13.3

Теорема 13.2. *Две пары с моментами \mathbf{M}^1 и \mathbf{M}^2 можно эквивалентно заменить одной парой с моментом $\mathbf{M} = \mathbf{M}^1 + \mathbf{M}^2$.*

□ Возьмём на линии, перпендикулярной одновременно \mathbf{M}^1 и \mathbf{M}^2 , две точки A, B и в силу теоремы 13.1 сделаем в исходных парах такой эквивалентный переход к парам $\{\mathbf{a}, -\mathbf{a}\}$, $\{\mathbf{b}, -\mathbf{b}\}$, чтобы элементы пар \mathbf{a}, \mathbf{b} были приложены к точке A , а элементы $-\mathbf{a}, -\mathbf{b}$ — к точке B (рис. 13.3): $\mathbf{M}^1 = [\overline{AB}, \mathbf{a}]$, $\mathbf{M}^2 = [\overline{AB}, \mathbf{b}]$. Сложение двух векторов, приложенных к точке A , и двух векторов — к точке

B , приводит к искомой паре: для главного момента выполняется

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}^1 + \mathbf{M}^2 = [\overline{AB}, \mathbf{a}] + [\overline{AB}, \mathbf{b}] = [\overline{AB}, \mathbf{a} + \mathbf{b}] = [\overline{AB}, \mathbf{c}]. \blacksquare$$

Теорема 13.2 позволяет вычислить главный момент относительно точки B :

$$\mathbf{M}_B = \sum_{i=1}^N \mathbf{M}^i. \text{ Вклад векторов } \mathbf{a}_i, \text{ приложенных к точке } B, \text{ в главный момент}$$

\mathbf{M}_B нулевой. Главный момент \mathbf{M}_B — инвариант преобразований 1э, 2э и, так как точка B принадлежит оси винта, по определению 12.6 вектор \mathbf{M}_B направлен по этой оси и представим в виде пары (рис. 13.2).

Проведённые рассуждения дают возможным считать доказанным следующий результат.

Теорема 13.3. Любое множество скользящих векторов (определение 12.1) эквивалентно (определение 12.2) винту (определение 13.1).

Алгоритм приведения множества скользящих векторов $\{\mathbf{a}_i\}$, $i = \overline{1, N}$, к винту.

1. По формулам (12.1) и (12.4) вычисляются главный вектор \mathbf{R} и главный момент \mathbf{M}_O относительно некоторой точки O :

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i, \quad \mathbf{M}_O = \sum_{i=1}^N [\overline{OO_i}, \mathbf{a}_i], \quad (13.1)$$

где O_i — точка приложения вектора \mathbf{a}_i . При $\mathbf{R} = 0$ винт не определён.

2. При $\mathbf{R} \neq 0$ формула (12.9) однозначно задаёт ось минимальных моментов — ось винта (определение 12.8):

$$\mathbf{r} = \frac{1}{R^2} [\mathbf{R}, \mathbf{M}_O] + \lambda \mathbf{R}, \quad (13.2)$$

где λ — произвольный вещественный параметр.

3. К произвольной точке B оси винта прикладывается вектор, равный главному вектору \mathbf{R} , и момент, равный вектору (см. (12.8))

$$\mathbf{M}_B = \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{M}_O)}{R^2} \mathbf{R}. \quad (13.3)$$

Момент \mathbf{M}_B можно заменить парой $\{\mathbf{a}, -\mathbf{a}\}$, момент которой равен \mathbf{M}_B (рис. 13.2).

Примеры приведения множества скользящих векторов к винту будут рассмотрены в § 14.

Сформулируем и докажем результат об эквивалентности по определению 12.2 двух множеств скользящих векторов.

Теорема 13.4.

{Два множества скользящих векторов $\{\mathbf{a}_i\}$ и $\{\mathbf{b}_i\}$ эквивалентны.}

⇕

{Множества $\{\mathbf{a}_i\}$ и $\{\mathbf{b}_i\}$ имеют одинаковые главный вектор \mathbf{R} и главный момент \mathbf{M}_O относительно какой-нибудь точки O .}

□ Утверждение \Downarrow следует из определения 12.2 эквивалентности и факта инвариантности векторов \mathbf{R} и \mathbf{M}_O при эквивалентных преобразованиях 1э и 2э. Для обоснования утверждения \Uparrow заметим, что совпадение векторов \mathbf{R} и \mathbf{M}_O влечёт совпадение соответствующих множеств винтов (см. алгоритм), а приведение к винту обратимо, так как обратимы преобразования 1э и 2э. Переход от $\{\mathbf{a}_i\}$ к $\{\mathbf{b}_i\}$ это совокупность преобразований: от $\{\mathbf{a}_i\}$ к винту и от общего винта к $\{\mathbf{b}_i\}$. ■

§ 14. СТАТИКО–КИНЕМАТИЧЕСКИЕ АНАЛОГИИ. ПРИМЕРЫ ПРИВЕДЕНИЯ К ВИНТУ

Эквивалентным преобразованиям 1э и 2э (§ 12) — добавление и изъятие векторного нуля, сложение и разложение векторов с общей начальной точкой — некоторые физические объекты можно подвергать, а некоторые нет. Положительный (кинематический) пример был приведён в § 11: сколь угодно сложное движение твёрдого тела — это (с точки зрения распределения скоростей) одновременное участие во многих чистых вращениях с угловыми скоростями ω_i . В § 11 было обосновано, что к множеству $\{\omega_i\}$ можно применять эквивалентные преобразования 1э и 2э. Ещё один положительный пример (статический): множество сил, действующих на твёрдое тело. Поведение тела полностью определено главным вектором сил (§ 16, закон движения центра масс) и главным моментом сил (§ 17, закон изменения момента количества движения и одна из форм закона — динамические уравнения Эйлера, § 32). Оба вектора (главный вектор и главный момент) при эквивалентных преобразованиях 1э и 2э не меняются, поэтому множество сил можно этим преобразованиям подвергать. Отрицательный пример: две изолированные материальные точки. При отсутствии сил каждая точка перемещается с постоянной скоростью (§ 15). Если же к точкам применить векторный нуль $\{\mathbf{F}, -\mathbf{F}\}$, составленный из двух сил, причём, сила \mathbf{F} приложена к одной точке, а сила $-\mathbf{F}$ к другой, то скорости точек будут меняться, то-есть, добавление векторного нуля меняет поведение системы.

Принадлежность угловых скоростей в сложном движении и сил, действующих на твёрдое тело, к скользящим векторам даёт возможность абстрагироваться от физической сущности объектов и использовать теорию скользящих векторов, развитую в предыдущих параграфах, с переносом полученных результатов с угловых скоростей на силы и обратно. В этом и заключается статико-кинематическая аналогия. В обоих случаях множество векторов приводится к винту.

Таблица 14.1

\mathbf{R}	\mathbf{M}_O	$(\mathbf{R}, \mathbf{M}_O)$	Кинематика	Статика
0	$\neq 0$		Поступательное движение	Пара сил
$\neq 0$		0	Чистое вращение	Равнодействующая
		$\neq 0$	Кинематический винт	Статический винт
0	0		Покой	Равновесие

В таблице 14.1 представлено, как результат приведения к винту интерпретируется в зависимости от инвариантов — векторных \mathbf{R} , \mathbf{M}_O и скалярного $(\mathbf{R}, \mathbf{M}_O)$

— в кинематике (\mathbf{R} — угловая скорость, \mathbf{M}_O — скорость точки O , замечание 12.1) и в статике (\mathbf{R} — сила, \mathbf{M}_O — момент силы).

Приведём два примера приведения к винту — кинематический и статический. В обоих примерах выполняется $(\mathbf{R}, \mathbf{M}_O) \neq 0$, то есть, по таблице 14.1 результат приведения — полноценный винт.

Пример 14.1 [12, задача 4.48]. В ортонормированном базисе $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ (§ 2) заданы скорости $\mathbf{V}_A = v(\mathbf{i}_2 + \mathbf{i}_3)$, $\mathbf{V}_B = v(\mathbf{i}_2 + \mathbf{i}_3)$, $\mathbf{V}_C = -v\mathbf{i}_3$ точек A, B, C : $\mathbf{r}_A = a\mathbf{i}_1$, $\mathbf{r}_B = a\mathbf{i}_2$, $\mathbf{r}_C = a\mathbf{i}_3$, — твёрдого тела. Найти кинематический винт.

Из формулы (4.10) и данных задачи следует:

$$\mathbf{V}_B = \mathbf{V}_A + [\boldsymbol{\omega}, \overline{AB}], \quad [\boldsymbol{\omega}, \overline{AB}] = 0 \quad (\mathbf{V}_A = \mathbf{V}_B),$$

$$\boldsymbol{\omega} = k\overline{AB} = k(\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A) = ka(\mathbf{i}_2 - \mathbf{i}_1).$$

Подстановка $\boldsymbol{\omega}$ в формулу $\mathbf{V}_C = \mathbf{V}_A + [\boldsymbol{\omega}, \overline{AC}]$ ($\overline{AC} = \mathbf{r}_C - \mathbf{r}_A$) приводит к результатам: $k = -v/a^2$, $\boldsymbol{\omega} = (\mathbf{i}_1 - \mathbf{i}_2)v/a$. По формуле (4.10) вычисляется скорость начальной точки O базиса: $\mathbf{V}_O = \mathbf{V}_A + [\boldsymbol{\omega}, \overline{AO}] = v\mathbf{i}_2$, ($\overline{AO} = -\mathbf{r}_A = -a\mathbf{i}_1$). Следуя замечанию 12.1, принимаем в качестве главного вектора $\mathbf{R} = \boldsymbol{\omega} = (\mathbf{i}_1 - \mathbf{i}_2)v/a$, главного момента $\mathbf{M}_O = \mathbf{V}_O = v\mathbf{i}_2$ и используем алгоритм приведения к винту § 13. Формула (13.2) задаёт ось винта:

$$\mathbf{r} = \frac{1}{R^2}[\mathbf{R}, \mathbf{M}_O] + \lambda\mathbf{R} = a(\lambda\mathbf{i}_1 - \lambda\mathbf{i}_2 + \mathbf{i}_3/2).$$

Проекция формулы на направления ортов: $x_1 = \lambda a$, $x_2 = -\lambda a$, $x_3 = a/2$, — и исключение параметра λ приводит к более понятному представлению оси винта $x_1 + x_2 = 0$, $x_3 = a/2$. На оси винта располагаются главный вектор \mathbf{R} и главный момент (см. (13.3)) \mathbf{M} :

$$\mathbf{R} = \boldsymbol{\omega} = (\mathbf{i}_1 - \mathbf{i}_2)v/a, \quad \mathbf{M} = \mathbf{V} = (\mathbf{i}_2 - \mathbf{i}_1)v/2.$$

Тело, как гайка при накручивании на винт, перемещается вдоль оси винта со скоростью $V = |\mathbf{M}| = v/\sqrt{2}$ и вращается вокруг оси винта с угловой скоростью $\omega = |\mathbf{R}| = v\sqrt{2}/a$.

Пример 14.2 [11, задача 7.12]. В ортонормированном базисе $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ (\mathbf{i}_3 — направление от центра Земли) на радиомачту действуют: сила веса $\mathbf{G} = -G\mathbf{i}_3$, сила натяжения антенны $\mathbf{F} = F\mathbf{i}_2$ и равнодействующая сил давления ветра $\mathbf{P} = P\mathbf{i}_1$. Силы приложены к точкам: $\mathbf{r}_G = l\mathbf{i}_3$, $\mathbf{r}_F = H\mathbf{i}_3$, $\mathbf{r}_P = h\mathbf{i}_3$. Найти статический винт.

Следуя алгоритму § 13, вычисляем по формулам (13.1) главный вектор \mathbf{R} и главный момент \mathbf{M}_O относительно начальной точки O базиса:

$$\mathbf{R} = P\mathbf{i}_1 + F\mathbf{i}_2 - G\mathbf{i}_3, \quad \mathbf{M}_O = -FH\mathbf{i}_1 + Ph\mathbf{i}_2.$$

Далее вычисляем вспомогательные объекты

$$R^2 = P^2 + F^2 + G^2, \quad (\mathbf{R}, \mathbf{M}_O) = PF(h - H),$$

$$[\mathbf{R}, \mathbf{M}_O] = PGh \mathbf{i}_1 + FGh \mathbf{i}_2 + (P^2h + F^2H) \mathbf{i}_3$$

и по формуле (13.2) ось винта

$$\mathbf{r} = \frac{PGh \mathbf{i}_1 + FGh \mathbf{i}_2 + (P^2h + F^2H) \mathbf{i}_3}{P^2 + F^2 + G^2} + \lambda(P \mathbf{i}_1 + F \mathbf{i}_2 - G \mathbf{i}_3).$$

Проекция формулы на направления ортов и приравнивание нулю координаты x_3 приводит к результату $\lambda = (P^2h + F^2H)/\{G(P^2 + F^2 + G^2)\}$ и к точке пересечения осью винта плоскости $\{x_1, x_2\}$:

$$x_1 = \frac{P(P^2h + F^2H + G^2h)}{G(P^2 + F^2 + G^2)}, \quad x_2 = \frac{F(P^2h + F^2H + G^2H)}{G(P^2 + F^2 + G^2)}, \quad x_3 = 0,$$

а направлением оси винта является $\mathbf{R} = P \mathbf{i}_1 + F \mathbf{i}_2 - G \mathbf{i}_3$ (другое представление оси винта). На оси винта располагаются: сила — главный вектор \mathbf{R} и момент \mathbf{M} пары (см. (13.3)) с величинами

$$R = \sqrt{P^2 + F^2 + G^2}, \quad M = \frac{PF(h - H)}{\sqrt{P^2 + F^2 + G^2}}.$$

“Ньютон, прости меня! В твоё время ты нашёл тот единственный путь, который был пределом возможного для человека величайшего ума и творческой силы... Пусть никто не думает, что великое создание Ньютона может быть ниспровергнуто теорией относительности или какой-нибудь другой теорией. Ясные и широкие идеи Ньютона навечно сохранят своё значение фундамента, на котором построены наши современные физические представления”.

А. Эйнштейн. Собрание научных трудов, т. IV. М., изд-во “Наука”, 1967. С. 270.

ДИНАМИКА

ГЛАВА 5

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ДИНАМИКИ В ИНЕРЦИАЛЬНЫХ И НЕИНЕРЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЁТА

§ 15. ДИНАМИКА МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ

Введём основные понятия.

Материальная точка — геометрическая точка, которой поставлено в соответствие положительное число m (**масса**), не меняющееся во время движения (определение 1.1). **Состояние материальной точки**: её положение \mathbf{r} и скорость \mathbf{V} .

Изолированная материальная точка — точка, не взаимодействующая с другими точками.

Инерциальная система отсчёта — система, в которой изолированная материальная точка движется с постоянной скоростью: $\mathbf{V} = \dot{\mathbf{r}} = \text{const}$ (**первый закон Ньютона**).

Импульсом — количеством движения — точки называется выражение $\mathbf{Q} = m\mathbf{V} = m\dot{\mathbf{r}}$.

По первому закону Ньютона для **изолированной точки в инерциальной системе отсчёта** выполняется

$$\mathbf{Q} = m\mathbf{V} = m\dot{\mathbf{r}} = \text{const}.$$

У **неизолированной точки в инерциальной системе отсчёта** импульс изменяется.

Силой \mathbf{F} , действующей на неизолированную точку (мерой взаимодействия с другими точками) называется производная от импульса по времени t (**второй закон Ньютона**):

$$\dot{\mathbf{Q}} = m\dot{\mathbf{V}} = m\mathbf{W} = m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}(t, \mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}). \quad (15.1)$$

В ньютоновой конечномерной механике предполагается, что сила может зависеть только от указанных аргументов: времени t и состояния точки — положения \mathbf{r} и скорости $\mathbf{V} = \dot{\mathbf{r}}$. Далее для краткости уравнение (15.1) будет именоваться **уравнение Ньютона**.

Рассмотрим **неизолированную точку в неинерциальной системе отсчёта**. Если формулу (7.10) для ускорения в подвижной системе умножить на массу m , с учётом (15.1) получим соотношение

$$m\mathbf{W}_{абс} = m\mathbf{W} = m\mathbf{W}_{пер} + m\mathbf{W}_{отн} + m\mathbf{W}_{кор} = \mathbf{F},$$

из которой следует, как нужно подправить второй закон Ньютона (15.1), чтобы он работал в произвольной (подвижной, неинерциальной) системе отсчёта:

$$m\mathbf{W}_{отн} = \mathbf{F} + \mathbf{J}_{пер} + \mathbf{J}_{кор}. \quad (15.2)$$

Введены обозначения для **переносной и кориолисовой сил инерции**:

$$\mathbf{J}_{пер} = -m\mathbf{W}_{пер}, \quad \mathbf{J}_{кор} = -m\mathbf{W}_{кор} = -2m[\boldsymbol{\omega}_{пер}, \mathbf{V}_{отн}], \quad (15.3)$$

(см. (7.9)).

Пример 15.1. Система координат вращается вокруг своей вертикальной оси \mathbf{e}_3 с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}(t) = \omega(t)\mathbf{e}_3$. Материальная точка может перемещаться вдоль оси \mathbf{e}_2 : $\mathbf{r} = ye_2$ (рис. 15.1). При движении точка испытывает трение скольжения с коэффициентом трения f . Составить уравнение движения точки.

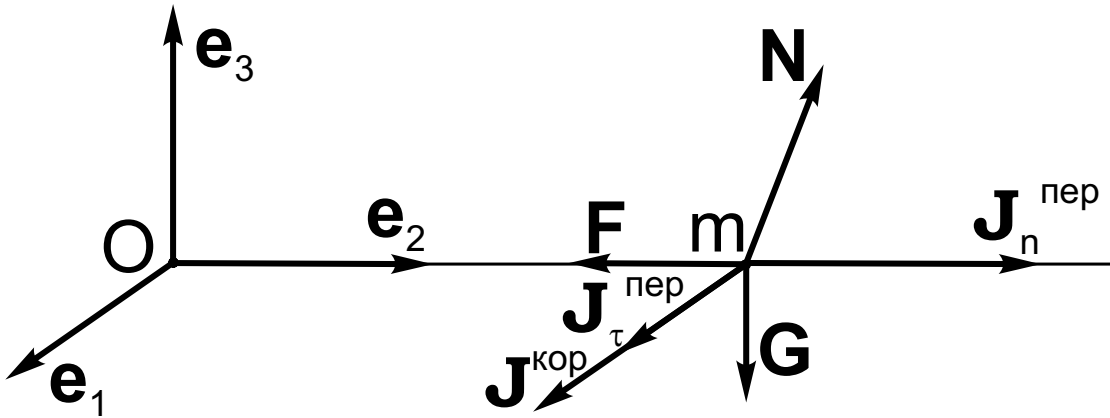


Рис. 15.1

При переходе в подвижную систему вводятся силы инерции (см. (15.3)):

$$\mathbf{J}^{пер} = -m\mathbf{W}^{пер} = -m\mathbf{W}_n^{пер} - m\mathbf{W}_\tau^{пер} = \mathbf{J}_n^{пер} + \mathbf{J}_\tau^{пер} = m\omega^2(t)y\mathbf{e}_2 + m\dot{\omega}(t)y\mathbf{e}_1,$$

$$\mathbf{J}^{кор} = -m\mathbf{W}^{кор} = -2m[\boldsymbol{\omega}^{пер}, \mathbf{V}^{отн}] = 2m\omega(t)\dot{y}\mathbf{e}_1$$

(см. сноску на стр. 29). На точку действуют сила трения скольжения $\mathbf{F} = -F\mathbf{e}_2\text{sign}\dot{y}$, сила тяжести $\mathbf{G} = -mg\mathbf{e}_3$ и нормальная реакция \mathbf{N} (рис. 15.1). Проекция уравнения Ньютона (15.1) на ось \mathbf{e}_2 приводит к уравнению $m\ddot{y} = m\omega^2(t)y - F$. Для величины F силы трения выполняется $F = fN$, f — коэффициент трения скольжения, N — величина нормальной реакции. Для вычисления нормальной реакции \mathbf{N} спроектируем уравнение Ньютона (15.1) на плоскость $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_3\}$:

$$0 = \mathbf{N} + \mathbf{G} + \mathbf{J}_\tau^{пер} + \mathbf{J}^{кор} = \mathbf{N} - mg\mathbf{e}_3 + m\dot{\omega}(t)y\mathbf{e}_1 + 2m\omega(t)\dot{y}\mathbf{e}_1.$$

Из полученного уравнения находится нормальная реакция \mathbf{N} и её величина $N = \sqrt{m^2g^2 + (m\dot{\omega}(t)y + 2m\omega(t)\dot{y})^2}$. По функции N вычисляется величина силы трения, подстановка которой в уравнение Ньютона после сокращения на массу m приводит к окончательному виду уравнения движения точки:

$$\ddot{y} = \omega^2(t)y - f\sqrt{g^2 + (\dot{\omega}(t)y + 2\omega(t)\dot{y})^2} \text{sign } \dot{y}$$

— нелинейному нестационарному обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка с разрывной правой частью.

§ 16. СИСТЕМА МАТЕРИАЛЬНЫХ ТОЧЕК. ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСА

Система состоит из N материальных точек (рис. 16.1). Силы взаимодействия между двумя точками, принадлежащими системе, называются **внутренними** и представляют собой векторный нуль: два вектора $\{\mathbf{F}_{\text{внутр}}, -\mathbf{F}_{\text{внутр}}\}$, расположенные на одной прямой (**третий закон Ньютона**). Силы $\mathbf{F}_{\text{внешн}}$, действующие на точки, принадлежащие системе, и вызванные взаимодействием с точками, не принадлежащими системе, называются **внешними**.

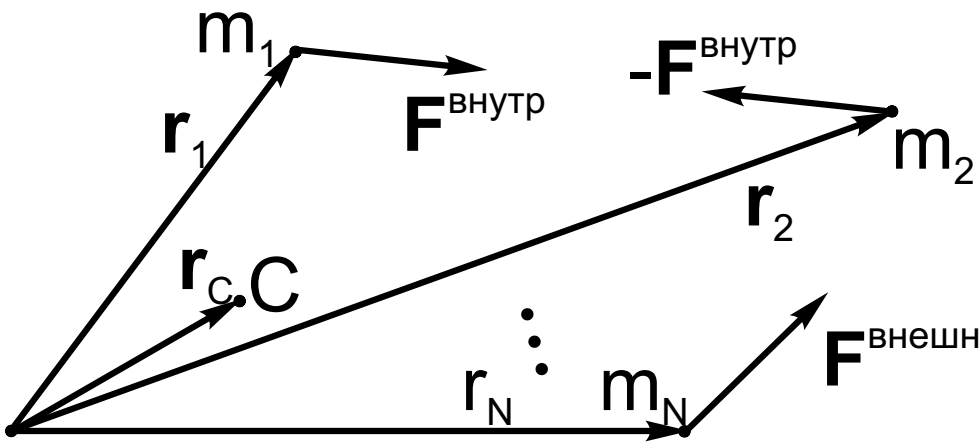


Рис. 16.1

Определение 16.1. Центр инерции системы материальных точек вычисляется по формуле

$$\mathbf{r}_C = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i, \quad m = \sum_{i=1}^N m_i. \quad (16.1)$$

Для твёрдого тела вместо термина “центр инерции” употребляется термин “центр масс”.

Центр инерции располагается “внутри” системы материальных точек: принадлежит выпуклой оболочке системы — множеству точек $\mathbf{r} = \sum_{i=1}^N \lambda_i \mathbf{r}_i$, $\lambda_i \geq 0$,

$\sum_{i=1}^N \lambda_i = 1$ ($\lambda_i = m_i/m$). Поведение центра инерции определяет “по крупному” поведение системы материальных точек.

Определение 16.2. Импульс — количество движения — системы мате-

риальных точек вычисляется по формуле

$$\mathbf{Q} = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{V}_i = \sum_{i=1}^N m_i \dot{\mathbf{r}}_i. \quad (16.2)$$

Импульс системы — главный вектор (определение 12.3) импульсов отдельных точек — и является свободным вектором (с неопределённой точкой приложения). Из (16.1) следует $m\mathbf{r}_C = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i$, а после дифференцирования по времени t :

$$m\dot{\mathbf{r}}_C = m\mathbf{V}_C = \sum_{i=1}^N m_i \dot{\mathbf{r}}_i = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{V}_i = \mathbf{Q}, \quad (16.3)$$

то есть, импульс реагирует только на движение центра инерции:

$$\mathbf{Q} = m\mathbf{V}_C. \quad (16.4)$$

Дифференцирование по времени t соотношения (16.3)

$$m\ddot{\mathbf{r}}_C = m\dot{\mathbf{V}}_C = \sum_{i=1}^N m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \sum_{i=1}^N m_i \dot{\mathbf{V}}_i = \dot{\mathbf{Q}},$$

учёт уравнения Ньютона (15.1) ($m_i \dot{\mathbf{V}}_i = m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{F}_i^{\text{внешн}} + \mathbf{F}_i^{\text{внутр}}$)

$$\dot{\mathbf{Q}} = m\dot{\mathbf{V}}_C = m\mathbf{W}_C = m\ddot{\mathbf{r}}_C = \sum_{i=1}^N m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \sum_{i=1}^N m_i \dot{\mathbf{V}}_i = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i^{\text{внешн}} + \mathbf{F}_i^{\text{внутр}})$$

и того обстоятельства, что “действие равно противодействию” ($\sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i^{\text{внутр}} = 0$), приводит к **закону изменения импульса — количества движения** — и к **закону движения центра инерции**

$$\dot{\mathbf{Q}} = \mathbf{R}^{\text{внешн}}, \quad m\mathbf{W}_C = \mathbf{R}^{\text{внешн}}, \quad (16.5)$$

обозначено $\mathbf{R}^{\text{внешн}}$ — главный вектор внешних сил, действующих на систему: $\mathbf{R}^{\text{внешн}} = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i^{\text{внешн}}$. Если проекция $R_z^{\text{внешн}}$ вектора $\mathbf{R}^{\text{внешн}}$ на некоторое направление \mathbf{z} равна нулю, то имеют место **закон сохранения импульса — количества движения**: $Q_z = \text{const}$, — и равномерность движения в этом направлении центра инерции: $V_z = \text{const}$.

Если импульс и ускорение центра инерции измеряются в неинерциальной системе отсчёта, то надо к каждой точке добавить силы инерции (15.3) и добавить в правые части законов (16.5) главные векторы $\mathbf{R}^{\text{пер}}$, $\mathbf{R}^{\text{кор}}$ переносных и кориолисовых сил инерции. Вычислим, к примеру, $\mathbf{R}^{\text{кор}}$ (см. (15.3) и (16.3)):

$$\mathbf{R}^{\text{кор}} = -2 \sum_{i=1}^N m_i [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{V}_i^{\text{отн}}] = -2 [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{V}_i^{\text{отн}}] = -2m [\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}}, \mathbf{V}_C^{\text{отн}}].$$

Аналогичные вычисления для главного вектора $\mathbf{R}^{пер}$ приводят к результату $\mathbf{R}^{пер} = -m\mathbf{W}_C^{пер}$, то есть, поправки в законы (16.5) при переходе в неинерциальную систему координат реагируют только на поведение центра инерции: $\mathbf{R}^{кор} = -2m[\boldsymbol{\omega}^{пер}, \mathbf{V}_C^{отн}]$, $\mathbf{R}^{пер} = -m\mathbf{W}_C^{пер}$.

§ 17. ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА. ДИНАМИКА ПЛОСКОГО ДВИЖЕНИЯ

Определение 17.1. Момент импульса — момент количества движения, кинетический момент — системы материальных точек относительно точки O вычисляется по формуле

$$\mathbf{K}_O = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, m_i \mathbf{V}_i], \quad (17.1)$$

где вектор \mathbf{r}_i проведён из точки O к материальной точке номер i (см. определение 12.4).

Момент импульса \mathbf{K}_O системы является главным моментом (определение 12.5) импульсов отдельных точек и приложен к точке O , относительно которой момент импульса вычисляется (рис. 17.1).

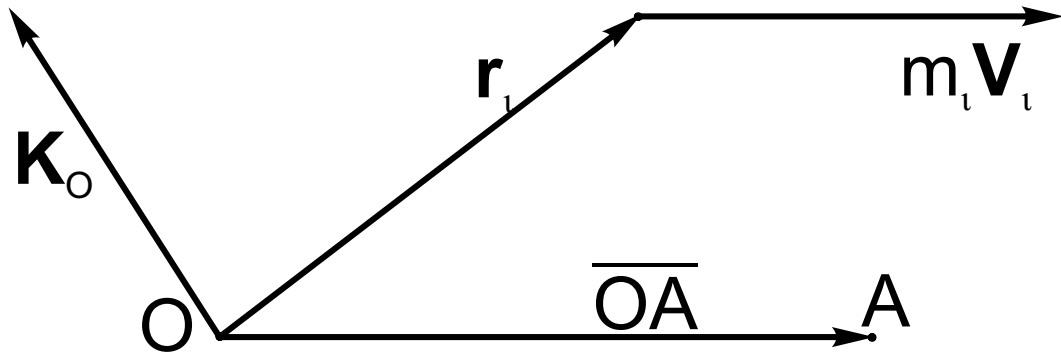


Рис. 17.1

Из теоремы 12.1 следует формула пересчёта момента импульса при переходе от точки O к другой точке A (см. (12.5)):

$$\mathbf{K}_A = \mathbf{K}_O - [\overline{OA}, \mathbf{Q}], \quad (17.2)$$

\mathbf{Q} — импульс системы.

Дифференцирование по времени t соотношения (17.1)

$$\dot{\mathbf{K}}_O = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, m_i \dot{\mathbf{V}}_i] + \sum_{i=1}^N [\dot{\mathbf{r}}_i, m_i \mathbf{V}_i],$$

учёт уравнения Ньютона (15.1) ($m_i \dot{\mathbf{V}}_i = \mathbf{F}_i^{\text{внешн}} + \mathbf{F}_i^{\text{внутр}}$) и формулы $\dot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{V}_i - \mathbf{V}_O$ (см. (1.8) и рис. 1.2)

$$\dot{\mathbf{K}}_O = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, \mathbf{F}_i^{\text{внешн}} + \mathbf{F}_i^{\text{внутр}}] + \sum_{i=1}^N [\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_O, m_i \mathbf{V}_i],$$

а также того обстоятельства, что для моментов внутренних сил выполняется $\sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, \mathbf{F}_i^{внутр}] = 0$, приводит к **закону изменения момента импульса — момента количества движения, кинетического момента**

$$\dot{\mathbf{K}}_O = \mathbf{M}_O^{внешн} - m[\mathbf{V}_O, \mathbf{V}_C] \quad (17.3)$$

системы материальных точек, обозначено $\mathbf{M}_O^{внешн}$ — главный момент внешних сил, действующих на систему: $\mathbf{M}_O^{внешн} = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, \mathbf{F}_i^{внешн}]$, и использована формула (16.3): $\sum_{i=1}^N m_i \mathbf{V}_i = m \mathbf{V}_C$ (C — центр инерции системы). Отметим два практически важных случая, когда закон (17.3) упрощается

$$\left\{ \begin{array}{l} 1. \quad \mathbf{V}_O = 0, \\ 2. \quad O = C \end{array} \right\} \Rightarrow \dot{\mathbf{K}}_O = \mathbf{M}_O^{внешн}. \quad (17.4)$$

Если проекция $M_z^{внешн}$ вектора $\mathbf{M}_O^{внешн}$ на некоторое направление \mathbf{z} равна нулю, то в ситуации (17.4) имеет место **закон сохранения момента импульса (момента количества движения, кинетического момента)** — момента относительно оси z : $K_z = \text{const}$.

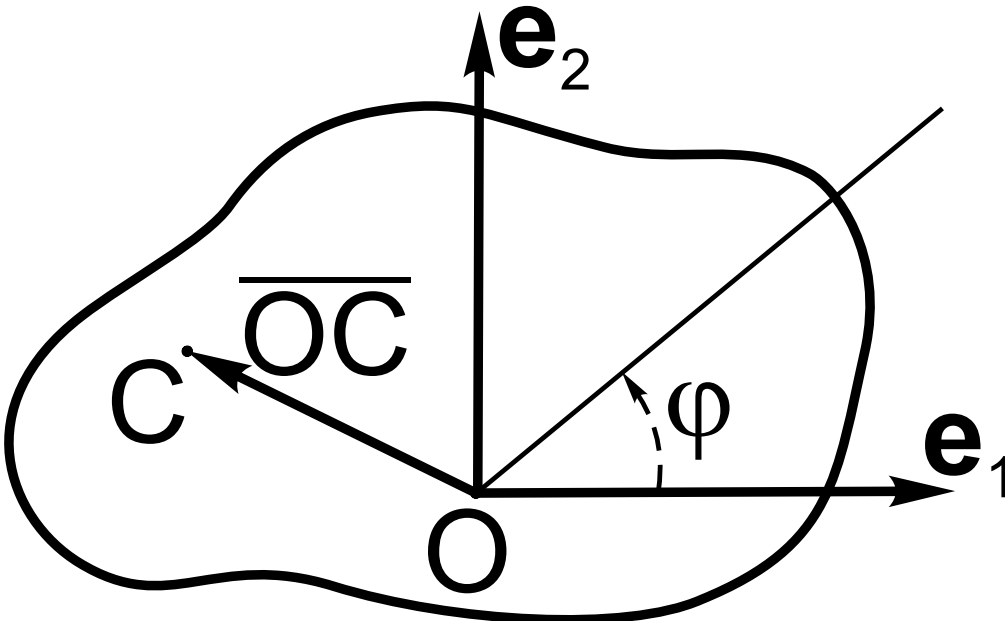


Рис. 17.2

Если скорости точек, а значит и момент импульса (17.1) измеряются в неинерциальной системе отсчёта, то надо к каждой точке добавить силы инерции (15.3)

и добавить в правые части законов (17.3) и (17.4) главные моменты $\mathbf{M}_O^{пер}$, $\mathbf{M}_O^{кор}$ переносных и кориолисовых сил инерции.

Рассмотрим использование неинерциальной системы для составления **динамических уравнений в плоском движении**. Плоское твёрдое тело совершает движение в плоскости под действием известных сил (рис. 17.2). Подвижная система перемещается поступательно: $\boldsymbol{\omega}^{пер} = 0$ (определение 11.1), одна из точек подвижной системы совпадает с точкой O тела. С подвижной системой свяжем базис: орты \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 расположены в плоскости движения, орт \mathbf{e}_3 перпендикулярен плоскости. Угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ тела в плоском движении направлена по орту \mathbf{e}_3 : $\boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e}_3$, величина угловой скорости равна $\omega = \dot{\varphi}$ — производной по времени t угла поворота (пример 6.1, (6.4), рис. 6.1, рис. 17.2).

В подвижной системе тело вращается вокруг неподвижной оси \mathbf{e}_3 с угловой скоростью (см. (9.4))

$$\boldsymbol{\omega}^{отн} = \boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}^{пер} = \boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e}_3 = \dot{\varphi} \mathbf{e}_3 \quad (17.5)$$

(учтено $\boldsymbol{\omega}^{пер} = 0$). В подвижной системе момент импульса относительно неподвижной точки O равен:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_O &= \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, m_i \mathbf{V}_i] = \sum_{i=1}^N m_i [\mathbf{r}_i, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_i]] = \\ &= \sum_{i=1}^N m_i \{ \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) - \mathbf{r}_i(\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_i) \} = \boldsymbol{\omega} \sum_{i=1}^N m_i r_i^2 = I_O \boldsymbol{\omega}, \end{aligned} \quad (17.6)$$

использована формула (11.3), учтено, что $\boldsymbol{\omega} \perp \mathbf{r}_i$, введено обозначение для момента инерции $I_0 = \sum_{i=1}^N m_i r_i^2$. В подвижной системе вследствие $\boldsymbol{\omega}^{пер} = 0$ справедливо $\mathbf{W}_i^{пер} = \mathbf{W}_O$, поэтому для главного момента переносных сил инерции выполняется (см. (15.3), (16.1)):

$$\mathbf{M}_O^{пер} = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, -m_i \mathbf{W}_i^{пер}] = - \left[\sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i, \mathbf{W}_O \right] = -m [\overline{OC}, \mathbf{W}_O]. \quad (17.7)$$

Вследствие $\boldsymbol{\omega}^{пер} = 0$ для главного момента кориолисовых сил инерции выполняется (см. (15.3)):

$$\mathbf{M}_O^{кор} = \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i, -m_i \mathbf{W}_i^{кор}] = -2 \sum_{i=1}^N m_i [\mathbf{r}_i, [\boldsymbol{\omega}^{пер}, \mathbf{V}^{отн}]] = 0. \quad (17.8)$$

Подстановка соотношений (17.6) — (17.8) в закон (17.4)

$$\dot{\mathbf{K}}_O = \mathbf{M}_O^{внешн} + \mathbf{M}_O^{пер} + \mathbf{M}_O^{кор}$$

в неинерциальной системе координат приводит к результату

$$I_O \dot{\boldsymbol{\omega}} = \mathbf{M}_O^{внешн} - m [\overline{OC}, \mathbf{W}_O]. \quad (17.9)$$

Обратим внимание, что в формуле (17.9) участвует не скорость \mathbf{V}_O точки O тела, а её ускорение \mathbf{W}_O . Отметим два практически важных случая, когда закон (17.9) упрощается

$$\left\{ \begin{array}{l} 1. \quad \mathbf{W}_O = 0, \\ 2. \quad O = C \end{array} \right\} \Rightarrow I_O \dot{\boldsymbol{\omega}} = \mathbf{M}_O^{\text{внешн}}. \quad (17.10)$$

В скалярном виде уравнение (17.10) с учётом (17.5) записывается следующим образом: $I_O \ddot{\varphi} = M_O^{\text{внешн}}$. После добавления закона движения центра масс (16.5), например, в проекциях на орты $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$, получается полный набор динамических уравнений плоского движения:

$$m\ddot{x} = R_x^{\text{внешн}}, \quad m\ddot{y} = R_y^{\text{внешн}}, \quad I_O \ddot{\varphi} = M_O^{\text{внешн}}, \quad (17.11)$$

где x, y — декартовы координаты центра масс (§ 2), $R_x^{\text{внешн}}, R_y^{\text{внешн}}$ — проекции главного вектора внешних сил на оси декартовой системы, точка O в (17.11) выбрана в соответствии с условиями (17.10).

§ 18. ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Определение 18.1. Кинетическая энергия системы вычисляется по формуле

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i V_i^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i (\mathbf{V}_i, \mathbf{V}_i). \quad (18.1)$$

Дифференцирование (18.1) по времени t приводит с учётом уравнения Ньютона (15.1) ($m_i \dot{\mathbf{V}}_i = \mathbf{F}_i$) к выражению

$$\frac{dT}{dt} = \sum_{i=1}^N (m_i \dot{\mathbf{V}}_i, \mathbf{V}_i) = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i, \mathbf{V}_i) = N. \quad (18.2)$$

Обозначение N поясняет следующее

Определение 18.2. Мощность N сил, действующих на систему материальных точек, вычисляется по формуле

$$N = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i, \mathbf{V}_i), \quad (18.3)$$

где \mathbf{V}_i — скорость точки, к которой приложена сила \mathbf{F}_i .

Определение 18.3. Элементарная работа δA сил, действующих на систему материальных точек, вычисляется по формуле

$$\delta A = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i, d\mathbf{r}_i), \quad (18.4)$$

где $d\mathbf{r}_i$ — перемещение точки, к которой приложена сила \mathbf{F}_i .

Умножение (18.2) на dt с учётом $\mathbf{V}_i dt = d\mathbf{r}_i$ и (18.4) приводит к **закону изменения кинетической энергии в дифференциальной форме:**

$$dT = \delta A. \quad (18.5)$$

Пусть система время $t \in [t_1, t_2]$ перемещается по пути $\mathbf{r}_i(t)$.

Определение 18.4. Работа A_{12} сил на пути $\mathbf{r}_i(t)$ системы материальных точек за время $t \in [t_1, t_2]$ вычисляется по формуле (см. (18.4))

$$A_{12} = \int_{t_1}^{t_2} \delta A = \int_{t_1}^{t_2} \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i, d\mathbf{r}_i) = \int_{t_1}^{t_2} \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i(t, \mathbf{r}(t), \dot{\mathbf{r}}(t)), \mathbf{V}_i(t)) dt. \quad (18.6)$$

Интегрирование формулы (18.5) приводит с учётом (18.6) к **закону изменения кинетической энергии в интегральной форме :**

$$T_2 - T_1 = A_{12}. \quad (18.7)$$

Отметим, что работа, которая по законам (18.5) и (18.7) меняет кинетическую энергию, совершается не только внешними силами, но и внутренними. Например, если пружину между двумя грузами растянуть и грузы из состояния покоя отпустить, то каждая внутренняя сила начнёт совершать положительную работу, и кинетическая энергия по закону (18.7) увеличится.

Если силы, действующие на систему материальных точек, работы не совершают ($A_{12} = 0$), то кинетическая энергия сохраняется: в (18.7) $T_2 = T_1$ (см. пример 18.2).

Приведём результат, помогающий вычислять кинетическую энергию систем материальных точек. Если система совершает сложное движение, то подстановка скорости $\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_i^{\text{пер}} + \mathbf{V}_i^{\text{отн}}$ каждой точки (см. (7.7)) в выражение (18.1) приводит к результату

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i (\mathbf{V}_i, \mathbf{V}_i) = T^{\text{пер}} + T^{\text{отн}} + \sum_{i=1}^N m_i (\mathbf{V}_i^{\text{пер}}, \mathbf{V}_i^{\text{отн}}). \quad (18.8)$$

Определение 18.5 [14]. *Подвижная система называется системой Кёнига при выполнении следующих условий.*

Система движется поступательно:

1. $\boldsymbol{\omega}^{\text{пер}} = 0$.

Одна из точек O подвижной системы совпадает с центром инерции C системы материальных точек:

2. $O = C$.

Для системы Кёнига справедливо $\mathbf{V}_i^{\text{пер}} = \mathbf{V}_C$ и, как следствие:

$$T^{\text{пер}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i (\mathbf{V}_i^{\text{пер}}, \mathbf{V}_i^{\text{пер}}) = \frac{1}{2} m V_C^2. \quad (18.9)$$

Вычисление последнего слагаемого в (18.8) в системе Кёнига с учётом (16.3) и $\mathbf{V}_i^{\text{пер}} = \mathbf{V}_C$ приводит к выводу, что это слагаемое вследствие $\mathbf{V}_C^{\text{отн}} = 0$ равно нулю:

$$\sum_{i=1}^N m_i (\mathbf{V}_i^{\text{пер}}, \mathbf{V}_i^{\text{отн}}) = (\mathbf{V}_C, \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{V}_i^{\text{отн}}) = (\mathbf{V}_C, m \mathbf{V}_C^{\text{отн}}) = 0. \quad (18.10)$$

Подстановка результатов (18.9) и (18.10) в формулу (18.8) даёт возможность считать, что доказана

Теорема 18.1 (теорема Кёнига для системы материальных точек). *Кинетическая энергия системы материальных точек равна:*

$$T = \frac{1}{2} m V_C^2 + T^{\text{отн}}, \quad (18.11)$$

где $T^{отн}$ — кинетическая энергия в системе Кёнига (движущейся поступательно со скоростью V_C центра инерции).

Пример 18.1. Вычислить кинетическую энергию цепи велосипеда (рис. 18.1). Скорость велосипеда V , масса цепи m , радиус заднего колеса R , радиус задней шестерёнки r . Колёса катятся без проскальзывания.

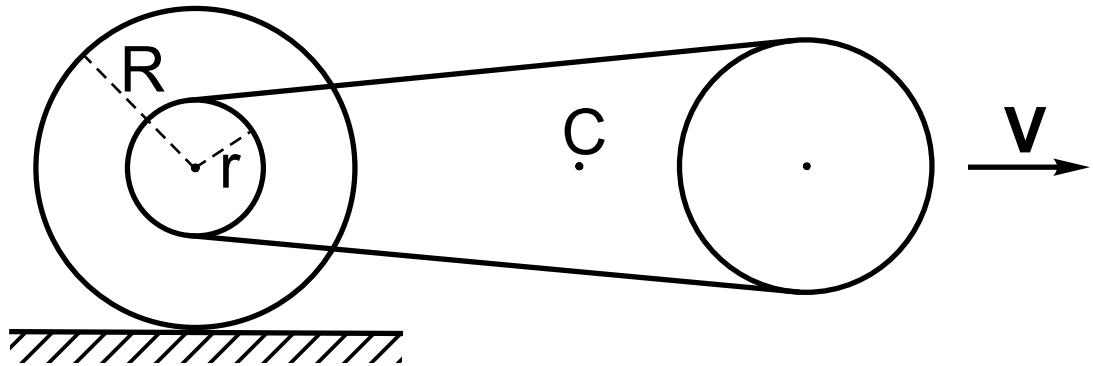


Рис. 18.1

Угловая скорость заднего колеса и задней шестерёнки равна $\omega = V/R$. Такая же угловая скорость и в системе Кёнига ($\omega^{пер} = 0$). Величины скоростей точек цепи в системе Кёнига равны $V_i^{отн} = \omega r = Vr/R$. Теорема Кёнига приводит к ответу (см. (18.11))

$$T = \frac{1}{2}mV^2 + \frac{1}{2}m\frac{r^2}{R^2}V^2 = \frac{1}{2}m\frac{R^2 + r^2}{R^2}V^2.$$

Если система материальных точек есть твёрдое тело, для которого известны скорость V_C центра масс и угловая скорость ω , то в формуле (18.11) конкретизируется $T^{отн}$. Вследствие $\omega^{пер} = 0$ в системе Кёнига происходит чистое вращение (определение 11.2) с угловой скоростью $\omega^{отн} = \omega$ (рис. 18.2).

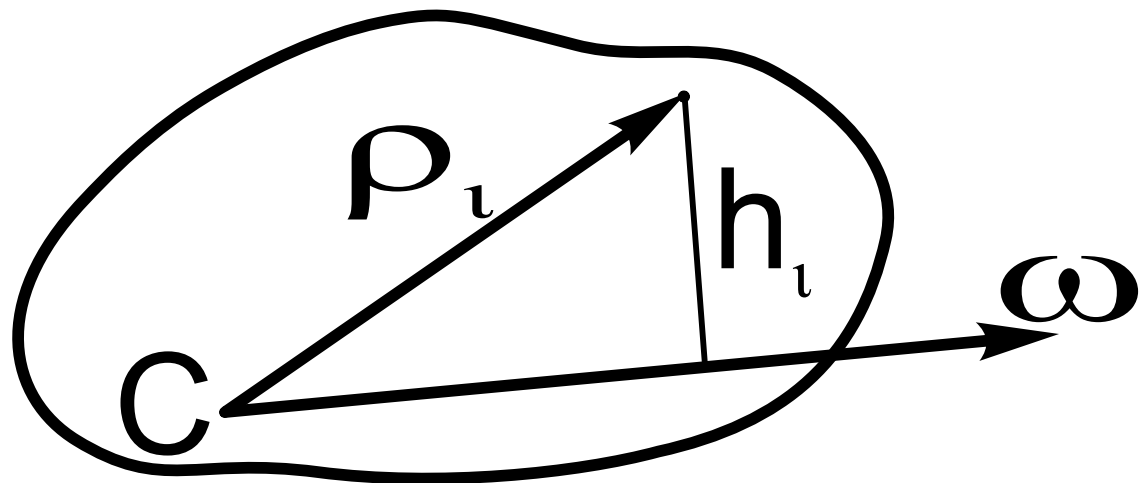


Рис. 18.2

Величина скорости $V_i^{отн}$ точки тела в системе Кёнига равна $V_i^{отн} = h_i\omega$, где h_i — расстояние от точки до линии, проходящей через центр масс C параллельно вектору ω (рис. 18.2). Кинетическая энергия $T^{отн}$ в системе Кёнига равна:

$$T^{отн} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i (V_i^{отн})^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i h_i^2 \omega^2 = \frac{1}{2} I_\omega \omega^2, \quad (18.12)$$

введено обозначение $I_\omega = \sum_{i=1}^N m_i h_i^2$ для момента инерции относительно параллельной вектору ω оси, проходящей через центр масс C тела. Подстановка результата (18.12) формулу (18.11) даёт возможность считать, что доказана

Теорема 18.2 (теорема Кёнига для твёрдого тела). Кинетическая энергия твёрдого тела равна:

$$T = \frac{1}{2} m V_C^2 + \frac{1}{2} I_\omega \omega^2, \quad (18.13)$$

где V_C — величина скорости центра масс C тела, ω — величина угловой скорости тела, I_ω — момент инерции тела относительно параллельной вектору ω оси, проходящей через центр масс C .

Пример 18.2. Однородный диск массы m , радиуса R катится без проскальзывания по горизонтальному рельсу (рис. 18.3). Начальная скорость центра масс C диска равна V_0 . Вычислить скорость центра масс диска V_C при дальнейшем движении.

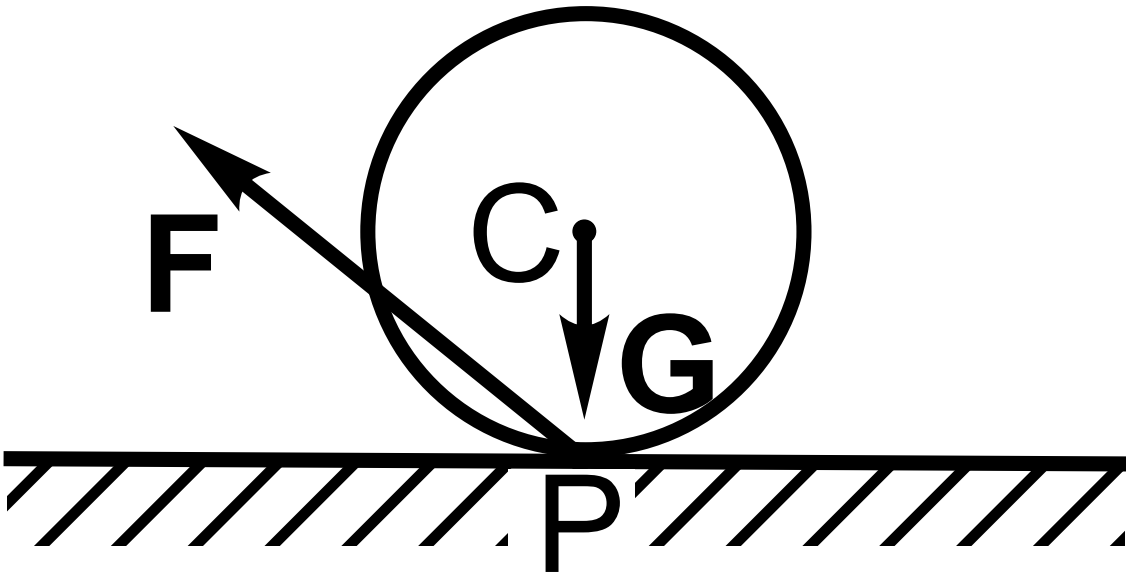


Рис. 18.3

Сила тяжести \mathbf{G} , равнодействующая которой приложена в центре масс C , работы не совершает, так как точка приложения силы перемещается перпендикулярно силе (см. (18.4), (18.6)). Из (18.4) следует, что из-за отсутствия проскальзывания ($V_P = 0$) сила реакции \mathbf{F} (рис. 18.3), также работы не совершает: $\delta A = (\mathbf{F}, d\mathbf{r}) = (\mathbf{F}, \mathbf{V}_P)dt = 0$, то есть, в силу закона изменения кинетической энергии (18.7) кинетическая энергия диска не меняется. По теореме 18.2 кинетическая энергия диска равна

$$T = \frac{1}{2}mV_C^2 + \frac{1}{2}I_C\omega^2 = \frac{1}{2}mV_C^2 + \frac{1}{2} \frac{1}{2}mR^2 \left(\frac{V_C}{R}\right)^2 = \frac{3}{4}mV_C^2,$$

учтено, что для диска выполняется: $I_C = mR^2/2$, $\omega = V_C/R$. Так как при движении кинетическая энергия не меняется: $T = \frac{3}{4}mV_C^2 = \frac{3}{4}mV_0^2$, то скорость центра масс диска также остаётся неизменной: $V_C \equiv V_0$.

§ 19. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ СИЛЫ. ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛНОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Положения материальных точек определены радиус-векторами \mathbf{r}_i , $i = \overline{1, N}$.

Определение 19.1. Если силы $\mathbf{F}_i(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$, действующие на отдельные материальные точки, не зависят от скоростей точек, говорят, что заданы **силовые поля**.

Определение 19.2. Силовые поля $\mathbf{F}_i(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ (и силы $\mathbf{F}_i(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$) называются **потенциальными**, если существует такая скалярная функция $\Pi(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ — **потенциальная энергия**, что справедливы равенства

$$\mathbf{F}_i(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = -\text{grad}_i \Pi(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = -\nabla_i \Pi(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) \quad (19.1)$$

($\text{grad}_i \Pi(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = \nabla_i \Pi(t, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ — градиент потенциальной энергии [13, § 26, § 55] по переменным, соответствующим радиус-вектору \mathbf{r}_i , при фиксированных других переменных). Силовые поля $\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ (и силы $\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$) называются **стационарно потенциальными**, если силы \mathbf{F}_i и потенциальная энергия Π не зависят явно от времени t :

$$\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = -\text{grad}_i \Pi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = -\nabla_i \Pi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N).$$

Функция $U = -\Pi$ называется **силовой функцией**.

Пусть в системе отсчёта введены декартовы координаты (§ 2):

$$\mathbf{r}_i = \sum_{k=1}^3 x_{ik} \mathbf{i}_k, \quad d\mathbf{r}_i = \sum_{k=1}^3 \mathbf{i}_k dx_{ik}, \quad \mathbf{F}_i = \sum_{k=1}^3 F_{ik} \mathbf{i}_k. \quad (19.2)$$

Определение (19.1) потенциальной силы $\mathbf{F}_i = \sum_{k=1}^3 F_{ik} \mathbf{i}_k$ в декартовых координатах записывается следующим образом [13, § 26, § 55]:

$$F_{ik}(t, x) = -\frac{\partial \Pi(t, x)}{\partial x_{ik}}. \quad (19.3)$$

Вычисление элементарной работы δA потенциальных сил \mathbf{F}_i с учётом (18.4), (19.2), (19.3) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \delta A &= \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i, d\mathbf{r}_i) = \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^3 F_{ik}(t, x) dx_{ik} = - \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \Pi(t, x)}{\partial x_{ik}} dx_{ik} = -d\Pi(t, x) + \frac{\partial \Pi(t, x)}{\partial t} dt. \end{aligned}$$

Для стационарно потенциальных сил $\mathbf{F}_i(x) = \sum_{k=1}^3 F_{ik}(x)\mathbf{i}_k$ элементарная работа δA — полный дифференциал потенциальной энергии $\Pi(x)$:

$$\begin{aligned} \delta A &= \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_i, d\mathbf{r}_i) = \\ &= \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^3 F_{ik}(x) dx_{ik} = - \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \Pi(x)}{\partial x_{ik}} dx_{ik} = -d\Pi(x). \end{aligned} \quad (19.4)$$

Теорема 19.1. Пусть силы $\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ зависят только от положений точек. Имеет место эквивалентность утверждений

{Силы $\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ стационарно потенциальны.}

\Downarrow

{Элементарная работа сил $\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ — полный дифференциал.}

□ Доказательства \Downarrow было проведено в декартовых координатах при обосновании формулы (19.4). Для доказательства \Uparrow нужно раскрыть полный дифференциал $d\Pi(x)$ и в равенстве двух дифференциальных форм (см. (19.4))

$$\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^3 F_{ik}(x) dx_{ik} = - \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \Pi(x)}{\partial x_{ik}} dx_{ik}$$

приравнять коэффициенты при дифференциалах dx_{ik} от независимых переменных x_{ik} . Полученное равенство (19.3) эквивалентно в декартовых координатах определению 19.2 потенциальности. ■

Определение 19.3. Система материальных точек называется **консервативной**, если силы, действующие на систему, — стационарно потенциальны.

Определение 19.4. Полная механическая энергия E системы материальных точек вычисляется по формуле

$$E = T + \Pi \quad (19.5)$$

— сумма кинетической и потенциальной энергий.

Теорема 19.2 (закон сохранения полной механической энергии). Полная механическая энергия E консервативной системы сохраняется во время движения:

$$E = T + \Pi = \text{const}. \quad (19.6)$$

□ Закон изменения кинетической энергии в дифференциальной форме (18.5) ($dT = \delta A$) для консервативной системы с учётом (19.4) принимает вид: $dT = -d\Pi$. Интегрирование на пути $\mathbf{r}_i(t)$ время $t \in [t_1, t_2]$ приводит к закону изменения кинетической энергии в интегральной форме (см. (18.7)): $T_2 - T_1 = \Pi_1 - \Pi_2$. Это равенство, записанное иначе $E_2 = T_2 + \Pi_2 = T_1 + \Pi_1 = E_1$,

доказывает утверждение (19.6) теоремы. ■

Пример 19.1. Определённая в декартовых координатах сила

$$\mathbf{F} = ax^\alpha y^\beta \mathbf{i} + bx^k y^l \mathbf{j} + 0\mathbf{k}$$

($a, \alpha, \beta, b, k, l$ — вещественные параметры) потенциальна, если с некоторой функцией $\Pi(x, y, z)$ выполняются равенства (19.3):

$$\frac{\partial \Pi}{\partial x} = -ax^\alpha y^\beta, \quad \frac{\partial \Pi}{\partial y} = -bx^k y^l, \quad \frac{\partial \Pi}{\partial z} = 0.$$

Условия интегрируемости приводят к результату

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial x \partial y} = -a\beta x^\alpha y^{\beta-1} = -bkx^{k-1}y^l,$$

который должен выполняться тождественно по переменным x и y . Приравнение коэффициентов и показателей степени определяет три условия $a\beta = bk$, $\alpha = k - 1$, $\beta - 1 = l$ на шесть параметров $a, \alpha, \beta, b, k, l$. При этих условиях сила

$$\mathbf{F} = ax^\alpha y^\beta \mathbf{i} + bx^k y^l \mathbf{j}$$

потенциальна с потенциальной энергией $\Pi = cx^i y^j$. Параметры силы $a, \alpha, \beta, b, k, l$ следующим образом выразятся через параметры c, i, j потенциальной энергии: $a = -ci$, $\alpha = i - 1$, $\beta = j$, $b = -cj$, $k = i$, $l = j - 1$.

ГЛАВА 6

ДВИЖЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СИЛЫ

§ 20. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

В системе отсчёта фиксируется точка O , положение материальной точки с массой m в каждый момент времени t определяется радиус-вектором \mathbf{r} (рис. 20.1): начальная точка радиус-вектора \mathbf{r} в точке O , материальная точка совпадает с конечной точкой \mathbf{r} (§ 1).

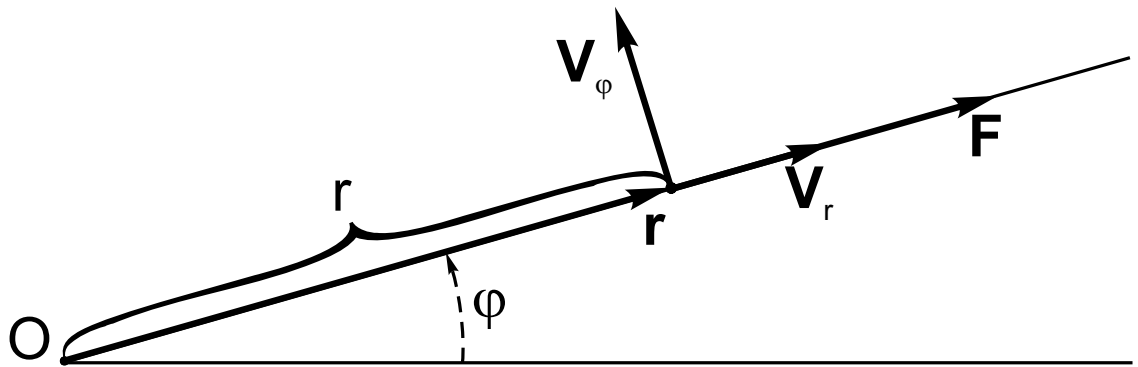


Рис. 20.1

Определение 20.1. Сила называется **центральной**, если она коллинеарна радиус-вектору \mathbf{r} :

$$\mathbf{F} = f \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (20.1)$$

f — величина силы.

Величина силы может следующим образом зависеть от кинематических характеристик точки (§ 15): $f(t, \mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}})$. Исходя из начального состояния точки ($t_0, \mathbf{r}_0, \dot{\mathbf{r}}_0 = \mathbf{V}_0$) требуется найти движение $\mathbf{r}(t)$ точки. Вследствие закона изменения момента импульса (см. (17.3), (17.4)) под воздействием центральной силы момент импульса при движении сохраняется:

$$\dot{\mathbf{K}}_0 = \mathbf{M}_0 = [\mathbf{r}, \mathbf{F}] = [\mathbf{r}, f \frac{\mathbf{r}}{r}] = 0 :$$

$\mathbf{K}_0 = [\mathbf{r}, m\mathbf{V}] = \text{const}$, то есть, движение точки происходит в плоскости перпендикулярной постоянному вектору \mathbf{K}_0 ($\mathbf{r} \perp \mathbf{K}_0 = \text{const}$). Плоскость проходит

через точку O и начальную скорость \mathbf{V}_0 . В плоскости введём полярные координаты r, φ (§ 8). Скорость точки в полярных координатах выражается следующим образом ((8.1) — (8.3)): $\mathbf{V} = \mathbf{V}_r + \mathbf{V}_\varphi$, $V_r = \dot{r}$, $V_\varphi = r\dot{\varphi}$. В соответствии с разложением $\mathbf{V} = \mathbf{V}_r + \mathbf{V}_\varphi$ для момента импульса получим (рис (20.1)): $\mathbf{K}_0 = [\mathbf{r}, m\mathbf{V}] = [\mathbf{r}, m(\mathbf{V}_r + \mathbf{V}_\varphi)] = [\mathbf{r}, m\mathbf{V}_\varphi]$,

$$K_0 = mr^2\dot{\varphi} = \text{const}, \quad c = \frac{K_0}{m}, \quad c = r^2\dot{\varphi} = \text{const}. \quad (20.2)$$

Характеристику $c = r^2\dot{\varphi}$ будем называть **приведённым моментом импульса**.

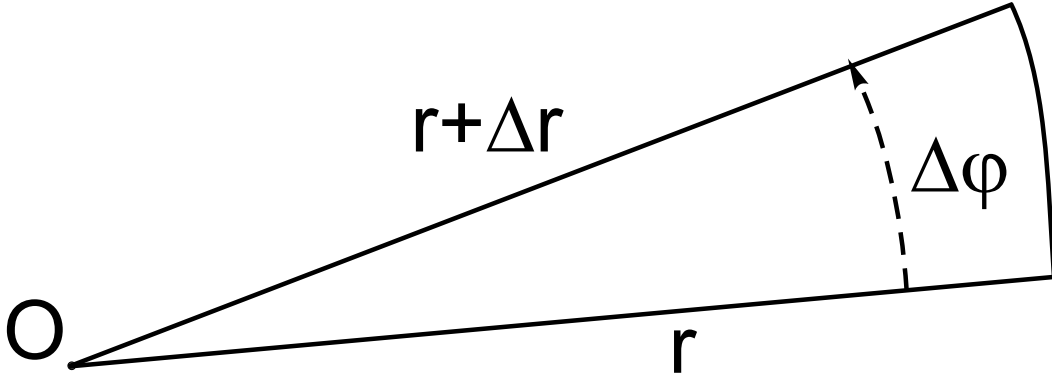


Рис. 20.2

За малое время Δt радиус-вектор, пренебрегая величинами второго порядка и выше, замечает треугольник, площадь которого равна (рис. 20.2): $\Delta S = \frac{1}{2}(r + \Delta r)r \sin \Delta\varphi = \frac{1}{2}r^2\Delta\varphi$. Деление полученного выражения на Δt и переход к пределу $\Delta t \rightarrow 0$ приводит к формуле (см. (20.2))

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{2}r^2\dot{\varphi} = \frac{1}{2}c = \frac{K_0}{2m} = \text{const}, \quad (20.3)$$

которая обосновывает

Второй закон Кеплера. При движении под воздействием центральной силы площадь, замечаемая радиус-вектором, пропорциональна времени движения.

Производная dS/dt называется **секториальной скоростью**, вследствие (20.3) сохранение момента импульса иногда называют **интегралом площадей**. Из закона сохранения (20.2) можно сделать следующий вывод: при движении под воздействием центральной силы достаточно знать изменение во времени одной из полярных координат, например, $r(t)$. Изменение другой координаты найдется из (20.2):

$$\dot{\varphi} = \frac{c}{r^2}. \quad (20.4)$$

Ускорение точки в полярных координатах выражается следующим образом ((8.5), (8.6)): $\mathbf{W} = \mathbf{W}_r + \mathbf{W}_\varphi$, $W_r = \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2$, $W_\varphi = \ddot{\varphi}r + 2\dot{\varphi}\dot{r}$ (рис. 20.3).

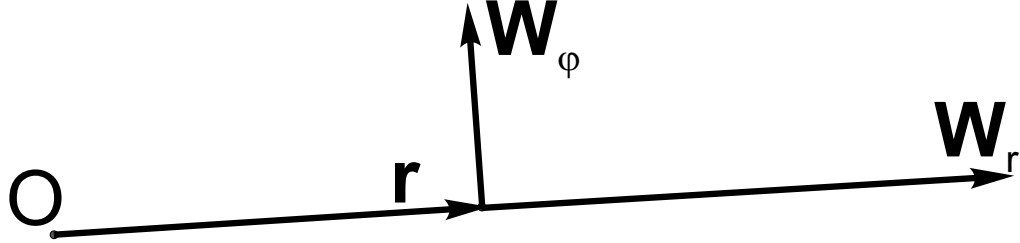


Рис. 20.3

Проекция уравнения Ньютона $m\mathbf{W} = \mathbf{F} = f\mathbf{r}/r$ на направление радиус-вектора \mathbf{r} приводит к уравнению

$$m(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) = f(t, r, \dot{r}, \varphi, \dot{\varphi}). \quad (20.5)$$

Система уравнений (20.4), (20.5) есть замкнутая система обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка для определения при начальных данных $t_0, r_0, \dot{r}_0, \varphi_0, \dot{\varphi}_0$ движения $r(t), \varphi(t)$ точки. Для определения траектории $r(\varphi)$ точки в полярных координатах сделаем с учётом (20.4) в уравнении (20.5) переход от независимой переменной t к независимой переменной φ :

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} \stackrel{(20.4)}{=} \frac{dr}{d\varphi} \frac{c}{r^2} = -\frac{d}{d\varphi} \left(\frac{1}{r} \right) c = -u'c, \quad (20.6)$$

введены обозначения

$$u = \frac{1}{r}, \quad u' = \frac{du}{d\varphi}, \quad (20.7)$$

$$\ddot{r} = \frac{d\dot{r}}{dt} = \frac{d\dot{r}}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} \stackrel{(20.4)(20.6)}{=} -u'' \frac{c^2}{r^2}. \quad (20.8)$$

Подстановка (20.4), (20.8) в уравнение (20.5) и очевидные преобразования приводят к **уравнению Бине**

$$u'' + u = -\frac{r^2}{mc^2} f(t, r, \dot{r}, \varphi, \dot{\varphi}). \quad (20.9)$$

В автономном случае ($\partial f/\partial t = 0$) уравнение (20.9) после подстановки (20.4), (20.6), (20.7) становится замкнутым уравнением

$$u'' + u = -\frac{1}{mc^2 u^2} f(1/u, -u'c, \varphi, u^2 c) \quad (20.10)$$

для нахождения траектории $r(\varphi) = 1/u(\varphi)$. В литературе уравнение (20.9) называют также второй формулой Бине (первая формула здесь не рассматривается).

§ 21. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ СЛУЧАЙ. ДВИЖЕНИЕ В ПОЛЕ ВСЕМИРНОГО ТЯГОТЕНИЯ

Изучим вопрос: при каких условиях центральная сила (определение 20.1) стационарно потенциальна (определение 19.2). В плоскости движения в полярных координатах на роль стационарно потенциальной силы претендует центральная сила $\mathbf{F} = f(r, \varphi)\mathbf{r}/r$. Вычислим элементарную работу:

$$\delta A = (\mathbf{F}, d\mathbf{r}) = f(r, \varphi) \frac{(\mathbf{r}, d\mathbf{r})}{r} = f(r, \varphi) \frac{r dr}{r} = f(r, \varphi) dr,$$

использовано тождество $(\mathbf{r}, d\mathbf{r}) = \frac{1}{2}d(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \frac{1}{2}d(r^2) = r dr$. По теореме 19.1 для потенциальности силы элементарная работа должна быть полным дифференциалом:

$$\delta A = f(r, \varphi) dr + 0 d\varphi = -d\Pi(r, \varphi) = -\frac{\partial \Pi}{\partial r} dr - \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} d\varphi.$$

Приравнивание коэффициентов при дифференциалах от независимых переменных определяет систему уравнений для потенциальной энергии

$$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = -f(r, \varphi), \quad \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} = 0$$

и условие её интегрируемости

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r \partial \varphi} = -\frac{\partial f(r, \varphi)}{\partial \varphi} = 0.$$

Таким образом, в соответствии с теоремой 19.1 имеет место

Теорема 21.1. *Центральная сила стационарно потенциальна (материальная точка является консервативной системой) тогда и только тогда, когда её величина $f(r)$ зависит только от расстояния r между материальной точкой и начальной точкой O радиус-вектора.*

Стационарно потенциальную центральную силу можно задавать или её величиной $f(r)$ или потенциальной энергией $\Pi(r)$. Между ними следующая связь:

$$f(r) = -\frac{\partial \Pi(r)}{\partial r}, \quad \Pi(r) = -\int f(r) dr. \quad (21.1)$$

В соответствии с теоремой 19.2 для консервативных систем справедлив закон сохранения полной механической энергии, который с учётом (8.4), (20.4), (21.1) для центральной силы принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} T + \Pi &= \frac{1}{2}mV^2 + \Pi(r) \stackrel{(8.4)}{=} \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + \dot{\varphi}^2 r^2) + \Pi(r) \stackrel{(20.4)}{=} \\ &= \frac{1}{2}m \left(\dot{r}^2 + \frac{c^2}{r^2} \right) + \Pi(r) = E = \text{const}. \end{aligned} \quad (21.2)$$

Если соотношение (21.2) алгебраически разрешить относительно \dot{r} , то задача нахождения движения $r(t)$, $\varphi(t)$ сведётся к интегрированию двух дифференциальных уравнений: $\dot{r} = h(r, c, E)$ и $\dot{\varphi} = c/r^2$ (см. (20.4)). Для нахождения траектории $r(\varphi)$ точки нужно “одно уравнения разделить на другое”, получим уравнение

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{r^2 h(r, c, E)}{c}$$

с разделяющимися переменными. В частности, в поле всемирного тяготения (потенциальная энергия, присутствующая в $h(r, c, E)$, приведена ниже в (21.3)) это уравнение интегрируется в элементарных функциях и определяет орбиты в небесной механике [1, гл. III, § 7]. Здесь орбиты будут вычислены при помощи уравнения Бине (20.9).

В поле всемирного тяготения на точку массы m действует стационарно потенциальная центральная сила (20.1). Приведём её величину и потенциальную энергию (см. (21.1)):

$$f = -\gamma \frac{Mm}{r^2} = -\frac{m\mu}{r^2}, \quad \Pi = -\gamma \frac{Mm}{r} = -\frac{m\mu}{r}, \quad (21.3)$$

γ — всемирная постоянная, M — масса расположенного в неподвижной точке O “Солнца”, $\mu = \gamma M$ — постоянная для данной Солнечной системы. Подстановка величины f силы в уравнение Бине (20.9) определяет линейное неоднородное уравнение с постоянными коэффициентами

$$u'' + u = \frac{\mu}{c^2} \quad (21.4)$$

с очевидным частным решением $u = \mu/c^2$, добавление которого к общему решению однородного уравнения (уравнения колебаний) приводит к общему решению уравнения (21.4)

$$u = \frac{\mu}{c^2} + A \cos(\varphi + \beta), \quad (21.5)$$

A , β — произвольные постоянные. Предполагаем $A \geq 0$, в противном случае минус можно “перегнать” в β . С учётом (20.7) ($u = 1/r$) получаем уравнение $r(\varphi)$ траектории

$$r = \frac{p}{1 + e \cos(\varphi + \beta)}, \quad (21.6)$$

введены обозначения для фокального параметра p и эксцентриситета e

$$p = \frac{c^2}{\mu}, \quad e = \frac{Ac^2}{\mu} \geq 0. \quad (21.7)$$

Траектории, определённые (21.6), есть конические сечения в полярных координатах, “Солнце” O расположено в фокусах. Из (21.6) видно, что в зависимости от эксцентриситета e возможны следующие виды сечений — траекторий небесных тел:

1. $e = 0$, окружность радиуса p ;
2. $0 < e < 1$, знаменатель в (21.6) ни при каком значении φ не обращается в нуль, финитная траектория — эллипс;
3. $e = 1$, знаменатель в (21.6) обращается в нуль при $\varphi + \beta = \pi$ — парабола;
4. $e > 1$, знаменатель в (21.6) обращается в нуль при $\varphi + \beta = \pm \arccos(1/e)$ — гипербола с асимптотами, соответствующими углам $\varphi + \beta = \pm \arccos(1/e)$.

Пункт 2 обосновывает

Первый закон Кеплера. *Планеты движутся по эллипсам, в фокусах которых находится Солнце.*

Выразим фокальный параметр p и эксцентриситет e через приведённый момент импульса $c = r^2\dot{\varphi}$ (см. (20.2)) и **приведённую полную энергию**

$$E^* = \frac{1}{m}E = \frac{1}{m}(T + \Pi) = \frac{1}{2} \left(\dot{r}^2 + \frac{c^2}{r^2} \right) - \frac{\mu}{r} = \frac{1}{2} \left(\dot{r}_0^2 + \frac{c^2}{r_0^2} \right) - \frac{\mu}{r_0} = \text{const} \quad (21.8)$$

(в равенстве (21.2) учтена потенциальная энергия (21.3)). Определим в (21.5) постоянную A через начальные условия r_0 , \dot{r}_0 , φ_0 , $\dot{\varphi}_0$ (в преобразованиях использованы формулы (20.6), (20.7), (21.8)):

$$\begin{aligned} u_0 &= \frac{1}{r_0} = \frac{\mu}{c^2} + A \cos(\varphi_0 + \beta), & u'_0 &= -\frac{1}{c} \dot{r}_0 = -A \sin(\varphi_0 + \beta), \\ A^2 &= \left(\frac{1}{r_0} - \frac{\mu}{c^2} \right)^2 + \frac{1}{c^2} \dot{r}_0^2 = \frac{1}{r_0^2} - 2 \frac{\mu}{r_0 c^2} + \frac{\mu^2}{c^4} + \frac{1}{c^2} \dot{r}_0^2 = \\ &= \frac{1}{c^2} \left(\dot{r}_0^2 + \frac{c^2}{r_0^2} - 2 \frac{\mu}{r_0} + \frac{\mu^2}{c^2} \right) = \frac{\mu^2}{c^4} \left(\frac{2E^* c^2}{\mu^2} + 1 \right), \\ A &= \frac{\mu}{c^2} \sqrt{1 + \frac{2E^* c^2}{\mu^2}}. \end{aligned}$$

Подстановка полученного результата в (21.7) приводит к искомым выражениям

$$p = \frac{c^2}{\mu}, \quad e = \frac{Ac^2}{\mu} = \sqrt{1 + \frac{2E^* c^2}{\mu^2}}. \quad (21.9)$$

Докажем

Третий закон Кеплера. *Отношение квадрата времени T обращения планеты к кубу большой полуоси траектории одинаково для всех планет одной и той же Солнечной системы.*

□ По второму закону Кеплера (постоянство секториальной скорости) время T обращения равно отношению площади эллиптической орбиты (πab , $a = p/(1 - e^2)$ — большая полуось, $b = p/\sqrt{1 - e^2}$ — малая [3, гл. III, § 2; гл. IV, § 3]) к

секториальной скорости $c/2$ (см. (20.3)). С учётом (21.9) приходим к нужному результату:

$$\frac{T^2}{a^3} = \left(\frac{\pi ab}{c/2} \right)^2 / a^3 = \frac{4\pi^2 b^2}{ac^2} = \frac{4\pi^2 p}{c^2} = \frac{4\pi^2}{\mu}.$$

■

§ 22. ВЗАИМНОЕ ТЯГОТЕНИЕ ДВУХ И ТРЁХ ТОЧЕК

Две материальные точки с массами m_1 и m_2 взаимодействуют только друг с другом, и это взаимодействие происходит по закону всемирного тяготения. Положения точек определяют радиус-векторы \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 , отложенные от неподвижной точки O (рис. 22.1).

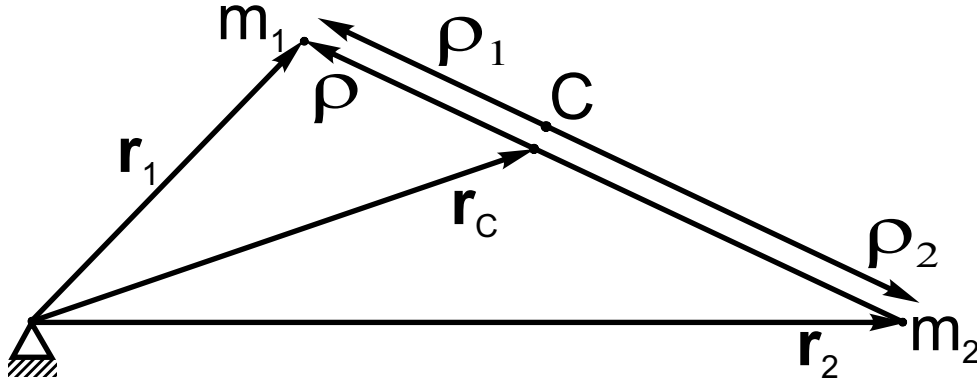


Рис. 22.1

Ставится следующая задача: определить движение точек $\mathbf{r}_1(t)$, $\mathbf{r}_2(t)$, соответствующее начальным данным $\mathbf{r}_1^0, \mathbf{r}_2^0, \mathbf{V}_1^0 = \dot{\mathbf{r}}_1^0, \mathbf{V}_2^0 = \dot{\mathbf{r}}_2^0$. Введём вектор $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, проведённый от второй точки к первой (рис. 22.1). Центру инерции C соответствуют радиус-вектор \mathbf{r}_C , отложенный от точки O , и векторы $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2$, проведённые из C к материальным точкам (рис. 22.1):

$$\mathbf{r}_C = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}, \quad \boldsymbol{\rho}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \boldsymbol{\rho}, \quad \boldsymbol{\rho}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \boldsymbol{\rho}. \quad (22.1)$$

Так как внешние силы отсутствуют, центр инерции C системы движется с постоянной скоростью \mathbf{V}_C^0 (см. (16.5), (22.1)):

$$\mathbf{V}_C^0 = \frac{m_1 \mathbf{V}_1^0 + m_2 \mathbf{V}_2^0}{m_1 + m_2}, \quad \mathbf{r}_C = \mathbf{r}_C^0 + \mathbf{V}_C^0 t = \frac{m_1 \mathbf{r}_1^0 + m_2 \mathbf{r}_2^0}{m_1 + m_2} + \frac{m_1 \mathbf{V}_1^0 + m_2 \mathbf{V}_2^0}{m_1 + m_2} t. \quad (22.2)$$

Запишем для каждой точки уравнение Ньютона (15.1) (см. (21.3)):

$$m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 = -\gamma \frac{m_1 m_2}{\rho^2} \frac{\boldsymbol{\rho}}{\rho}, \quad m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 = \gamma \frac{m_1 m_2}{\rho^2} \frac{\boldsymbol{\rho}}{\rho},$$

сократим в каждом уравнении одну из масс, вычтем из первого уравнения второе, с учётом $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ получим уравнение

$$\ddot{\boldsymbol{\rho}} = -\gamma \frac{m_1 + m_2}{\rho^2} \frac{\boldsymbol{\rho}}{\rho}$$

с одной неизвестной вектор-функцией $\boldsymbol{\rho}(t)$. Сделав при помощи (22.1) переход от $\boldsymbol{\rho}$ к $\boldsymbol{\rho}_1$, получим уравнение

$$\ddot{\boldsymbol{\rho}}_1 = -\gamma \frac{m_2^3}{(m_1 + m_2)^2 \rho_1^2} \frac{\boldsymbol{\rho}_1}{\rho_1}.$$

Таким образом в подвижной системе Кёнига (определение 18.5) движение первой точки с массой m_1 происходит по закону всемирного тяготения к неподвижному в точке C Солнцу с массой $M = m_2^3/(m_1 + m_2)^2$. Движение второй точки с массой m_2 связано с движением первой следующим образом (см. (22.1)): $\boldsymbol{\rho}_2(t) = -m_1\boldsymbol{\rho}_1(t)/m_2$. Для получения точного ответа $\boldsymbol{\rho}_1(t)$, $\boldsymbol{\rho}_2(t)$ или $\boldsymbol{\rho}_1(\varphi)$, $\boldsymbol{\rho}_2(\varphi)$ требуется в соответствии с (22.1) пересчитать начальные данные и использовать результаты § 20, § 21. К окончательному ответу приводят формулы (см. рис. 22.1, (22.2)): $\mathbf{r}_1(t) = \mathbf{r}_C(t) + \boldsymbol{\rho}_1(t)$, $\mathbf{r}_2(t) = \mathbf{r}_C(t) + \boldsymbol{\rho}_2(t)$.

Где-то в районе трёх гравитирующих точек проходит грань между аналитическими возможностями и невозможностями человека. Приведём пифагорейскую задачу [2, с. 74], ответ которой современный человек угадать не способен (с точки зрения автора). Три материальные точки с массами $3m$, $4m$ и $5m$ в начале движения находятся в вершинах F , G , H пифагорейского треугольника ($GH = 3s$, $HF = 4s$, $FG = 5s$, рис. 22.2). Каждая пара точек взаимодействует по закону всемирного тяготения, точки начинают движение из состояния покоя. Удивляет итоговая часть движения: точка с массой $5m$ удаляется по прямой от “двойной звезды”, которую образуют точки с массами $3m$ и $4m$, периодически сталкиваясь друг с другом. “Двойная звезда” удаляется в сторону, противоположную точке с массой $5m$ (рис. 22.2). Отметим, что в процессе взаимодействия сохраняются импульс $\mathbf{Q} = 12m\mathbf{V}_C = 0$ (центр инерции C неподвижен), момент импульса $\mathbf{K}_C = 0$ и полная механическая энергия $E = T + \Pi$.

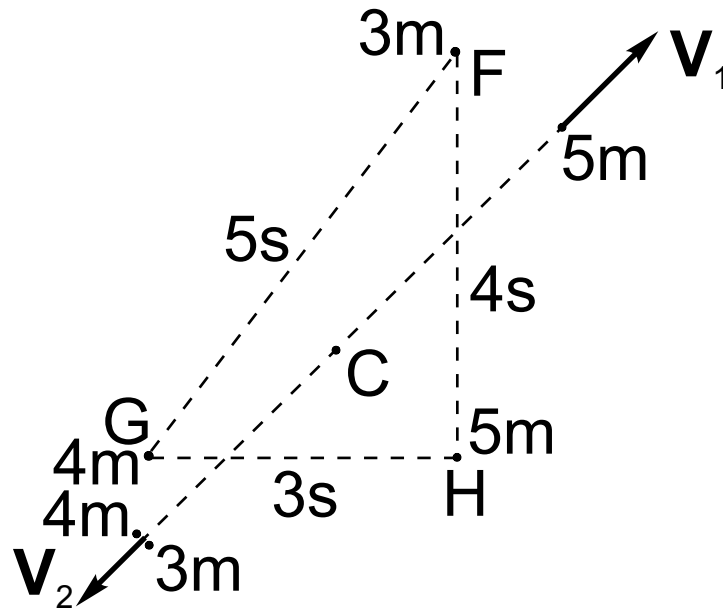


Рис. 22.2

ГЛАВА 7

ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА

§ 23. ЗАКОНЫ ИЗМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСА, МОМЕНТА ИМПУЛЬСА, КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Законы динамики (изменение импульса, момента импульса и т. д.) выводились в гл. 5 в предположении, что состав системы неизменен. Задача о движении систем переменного состава находится на стыке конечномерной механики и механики сплошной среды. Далее рассматриваются некоторые вопросы, ответы на которые можно получить в рамках теоретической механики.

Пусть масса системы изменяется по закону

$$m(t) = m_0 - m^{yx}(t) + m^{np}(t), \quad (23.1)$$

где m_0 — масса в начальный момент времени t_0 , $m^{yx}(t)$ и $m^{np}(t)$ — уход и приход масс за промежуток времени $[t_0, t]$. Для вывода закона изменения импульса системы переменного состава фиксируем в момент времени t состав системы и обозначим $\mathbf{Q}^*(t)$ импульс фиксированной системы. В момент времени $t + \Delta t$ импульс системы переменного состава будет равен

$$\mathbf{Q}(t + \Delta t) = \mathbf{Q}^*(t) + \Delta \mathbf{Q}^* - \Delta \mathbf{Q}^{yx} + \Delta \mathbf{Q}^{np},$$

где $\Delta \mathbf{Q}^*$ — изменение импульса фиксированных в момент времени t точек, $\Delta \mathbf{Q}^{yx}$ и $\Delta \mathbf{Q}^{np}$ — изменение импульса из-за ушедших и пришедших точек. Вычисление производной

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{Q}(t)}{dt} &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\mathbf{Q}(t + \Delta t) - \mathbf{Q}(t)}{\Delta t} = \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\mathbf{Q}^*(t) + \Delta \mathbf{Q}^* - \Delta \mathbf{Q}^{yx} + \Delta \mathbf{Q}^{np} - \mathbf{Q}^*(t)}{\Delta t} = \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \mathbf{Q}^*}{\Delta t} - \frac{\Delta \mathbf{Q}^{yx}}{\Delta t} + \frac{\Delta \mathbf{Q}^{np}}{\Delta t} \right) \end{aligned}$$

приводит к результату

$$\frac{d\mathbf{Q}}{dt} = \mathbf{R}^{\text{внешн}} + \mathbf{R}^{\text{доп}} \quad (23.2)$$

— закону изменения импульса для системы переменного состава. Учтен закон изменения импульса $\dot{\mathbf{Q}}^* = \mathbf{R}^{\text{внешн}}$ для фиксированной в момент времени t системы постоянного состава ($\mathbf{R}^{\text{внешн}}$ — главный вектор внешних сил), введено

обозначение

$$\mathbf{R}^{\text{доп}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(-\frac{\Delta \mathbf{Q}^{yx}}{\Delta t} + \frac{\Delta \mathbf{Q}^{\text{пр}}}{\Delta t} \right) \quad (23.3)$$

для силы, дополнительно действующей на систему из-за переменности ее состава.

Дословное повторение рассуждений, при помощи которых доказано уравнение (23.2), приводит к закону изменения момента импульса для системы переменного состава

$$\frac{d\mathbf{K}_O}{dt} = \mathbf{M}_O^{\text{внешн}} + \mathbf{M}_O^{\text{доп}}, \quad (23.4)$$

где $\mathbf{M}_O^{\text{внешн}}$ — главный момент внешних сил, $\mathbf{M}_O^{\text{доп}}$ — дополнительный момент, связанный с уходом и приходом масс:

$$\mathbf{M}_O^{\text{доп}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(-\frac{\Delta \mathbf{K}_O^{yx}}{\Delta t} + \frac{\Delta \mathbf{K}_O^{\text{пр}}}{\Delta t} \right). \quad (23.5)$$

Видом, аналогичным (23.2), (23.4), обладает и закон изменения кинетической энергии для системы переменного состава:

$$\frac{dT}{dt} = N + N^{\text{доп}}, \quad (23.6)$$

где $N = \sum (\mathbf{F}_i, \mathbf{V}_i)$ — мощность внешних и внутренних сил, действующих на систему; дополнительная мощность $N^{\text{доп}}$ определена уходом и приходом масс:

$$N^{\text{доп}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(-\frac{\Delta T^{yx}}{\Delta t} + \frac{\Delta T^{\text{пр}}}{\Delta t} \right). \quad (23.7)$$

Рассмотрим применение законов (23.2), (23.4), (23.6) в некоторых частных случаях систем переменного состава.

§ 24. ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ТЕЛА ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА. РЕАКТИВНОЕ ДВИЖЕНИЕ

Точки, принадлежащие телу, обладают одной и той же скоростью $\mathbf{V}(t)$. У тела имеется n стоков, через которые происходит уход масс, и r источников, через которые — приход. В соответствии с формулой (23.1) масса тела, импульс \mathbf{Q} и левая часть уравнения (23.2) равны

$$\begin{aligned} m(t) &= m_0 - \sum_{i=1}^n m_i^{yx}(t) + \sum_{l=1}^r m_l^{np}(t), \\ \mathbf{Q} &= \left\{ m_0 - \sum_{i=1}^n m_i^{yx}(t) + \sum_{l=1}^r m_l^{np}(t) \right\} \mathbf{V}, \\ \frac{d\mathbf{Q}}{dt} &= \frac{d(m\mathbf{V})}{dt} = \frac{dm}{dt} \mathbf{V} + m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \\ &= \left(- \sum_{i=1}^n \frac{dm_i^{yx}}{dt} + \sum_{l=1}^r \frac{dm_l^{np}}{dt} \right) \mathbf{V} + m \frac{d\mathbf{V}}{dt}. \end{aligned} \quad (24.1)$$

Пусть за время Δt тело покинули массы Δm_i^{yx} , и присоединились к движению тела массы Δm_l^{np} . С точностью до членов первого порядка малости уход и приход импульса равны

$$\Delta \mathbf{Q}^{yx} = \sum_{i=1}^n \Delta m_i^{yx} \mathbf{C}_i^{yx}, \quad \Delta \mathbf{Q}^{np} = \sum_{l=1}^r \Delta m_l^{np} \mathbf{C}_l^{np}, \quad (24.2)$$

где \mathbf{C}_i^{yx} , \mathbf{C}_l^{np} — средние за промежуток времени Δt скорости. Вычисление с учетом (24.2) дополнительной силы (23.3) приводит к формуле

$$\mathbf{R}^{доп} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(- \frac{\Delta \mathbf{Q}^{yx}}{\Delta t} + \frac{\Delta \mathbf{Q}^{np}}{\Delta t} \right) = - \sum_{i=1}^n \frac{dm_i^{yx}}{dt} \mathbf{C}_i^{yx} + \sum_{l=1}^r \frac{dm_l^{np}}{dt} \mathbf{C}_l^{np}. \quad (24.3)$$

Результатом подстановки (24.1) и (24.3) в уравнение (23.2) является **уравнение Мещерского**

$$m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{R}^{внешн} - \sum_{i=1}^n \frac{dm_i^{yx}}{dt} \mathbf{u}_i^{yx} + \sum_{l=1}^r \frac{dm_l^{np}}{dt} \mathbf{u}_l^{np}, \quad (24.4)$$

где $\mathbf{u}_i^{yx} = \mathbf{C}_i^{yx} - \mathbf{V}$, $\mathbf{u}_l^{np} = \mathbf{C}_l^{np} - \mathbf{V}$ — скорости уходящих и приходящих масс в подвижной поступательной системе, связанной с телом.

Используем уравнение Мещерского для описания вертикального взлета ракеты. Относительную скорость \mathbf{u} истечения продуктов сгорания считаем постоянной и направленной противоположно скорости ракеты. С учетом того, что в

данном случае: $m(t) = m_0 - m^{yx}(t)$, $\dot{m}(t) = -\dot{m}^{yx}(t)$, проекция уравнения Мещерского (24.4) на направление полета равна

$$m \frac{dV}{dt} = -mg - \frac{dm}{dt}u. \quad (24.5)$$

Уравнение (24.5) интегрируется, что приводит к результату

$$V(t) = V_0 - gt + u \ln \frac{m_0}{m(t)}. \quad (24.6)$$

При $g = 0$ это соотношение носит название **формулы Циолковского**. Из формулы (24.6) видно, что текущее значение скорости определяется только моментом времени t и текущим значением массы $m(t)$ ракеты. Для вычисления высоты $h = \int V(t)dt$ требуется дополнительно знать закон сгорания топлива $m(t) = m_0 - m^{yx}(t)$.

При помощи уравнений (23.6) и (24.5) вычислим мощность внутренних сил, участвующих в разгоне продуктов сгорания до относительной скорости u . За время Δt ракету покидает масса Δm^{yx} с абсолютной скоростью $V - u$, что в соответствии с (23.7) и $\Delta m^{yx} = -\Delta m$ приводит к результату

$$N_{\text{доп}} = \frac{1}{2} \frac{dm}{dt} (V - u)^2. \quad (24.7)$$

Непосредственное вычисление с учетом (24.5) дает формулу

$$\frac{dT}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{mV^2}{2} \right) = -mgV + \frac{1}{2} \frac{dm}{dt} (V^2 - 2Vu),$$

а в соответствии с (23.6) правая часть должна быть равна

$$N_{\text{тяж}} + N_{\text{внутр}} + N_{\text{доп}},$$

что и приводит с учетом $N_{\text{тяж}} = -mgV$ и (24.7) к результату для мощности внутренних сил

$$N_{\text{внутр}} = -\frac{dm}{dt} \frac{u^2}{2}.$$

**§ 25. ВРАЩЕНИЕ ТЕЛА ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА ВОКРУГ НЕПОДВИЖНОЙ ОСИ.
ВЫТЕКАНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ПОДВИЖНОЙ ЦИСТЕРНЫ**

Вращение тела переменного состава вокруг неподвижной оси z . Рас- суждениями, аналогичными тем, которые привели к уравнению Мещерского (24.4), выводится формула:

$$I_z(t) \frac{d\omega}{dt} = M_z^{\text{внешн}} - \sum_{i=1}^n \frac{dm_i^{yx}}{dt} M_z\{\mathbf{u}_i^{yx}\} + \sum_{l=1}^r \frac{dm_l^{\text{пп}}}{dt} M_z\{\mathbf{u}_l^{\text{пп}}\}, \quad (25.1)$$

где $I_z(t)$ — момент инерции тела относительно оси вращения z , $M_z^{\text{внешн}}$ — глав- ный момент внешних сил относительно оси z , $M_z\{\cdot\}$ — операция вычисления момента относительно оси z , прочие обозначения те же, что и в (24.4).

В качестве примера использования уравнения (25.1) рассмотрим задачу о раскручивании кольцевой космической станции при помощи реактивных дви- гателей [12, задача 10.29]. Скорости истечения \mathbf{u}^{yx} продуктов сгорания у дви- гателей неизменны по величине: $u^{yx} = u$, — и направлены по касательной к внешней окружности радиуса R . Раскручивание происходит вокруг оси сим- метрии z . Уравнение (25.1) принимает вид

$$(I_0 - m^{yx}(t)R^2) \frac{d\omega}{dt} = \frac{dm^{yx}}{dt} Ru, \quad (25.2)$$

где I_0 — момент инерции тела в момент времени $t = 0$, $m^{yx}(t) = \sum_{i=1}^n m_i^{yx}(t)$ — суммарный расход горючего за промежуток времени $[0, t]$, $M_z\{\mathbf{u}_i^{yx}\} = -Ru$. Результат интегрирования уравнения (25.2) аналогичен формуле (24.6):

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{u}{R} \ln \frac{I_0}{I_0 - m^{yx}(t)R^2}.$$

В заключение рассмотрим задачу, решение которой находится на грани воз- можностей конечномерной механики.

Однородная жидкость вытекает из цистерны массы M через кран, отстоя- щий от центра инерции цистерны на расстоянии a по горизонтали (рис. 25.1). Ось крана вертикальна, и частицы вытекшей жидкости сохраняют ту горизон- тальную составляющую скорости, которую они имели в момент отделения от крана. Во все время движения уровень жидкости в цистерне остается горизон- тальным, а центр инерции находится на той же вертикали, что и центр инерции цистерны. Пренебрегая массой колес и трением, найти скорость движения ци- стерны в зависимости от времени t , если масса жидкости в цистерне меняется по закону

$$m(t) = \frac{1}{2} m_0 \left(1 + \cos \frac{\pi t}{t_1} \right), \quad (25.3)$$

где m_0 — начальная масса жидкости, а t_1 определяет промежуток времени $[0, t_1]$, за который жидкость полностью покидает цистерну [12, задача 10.12].

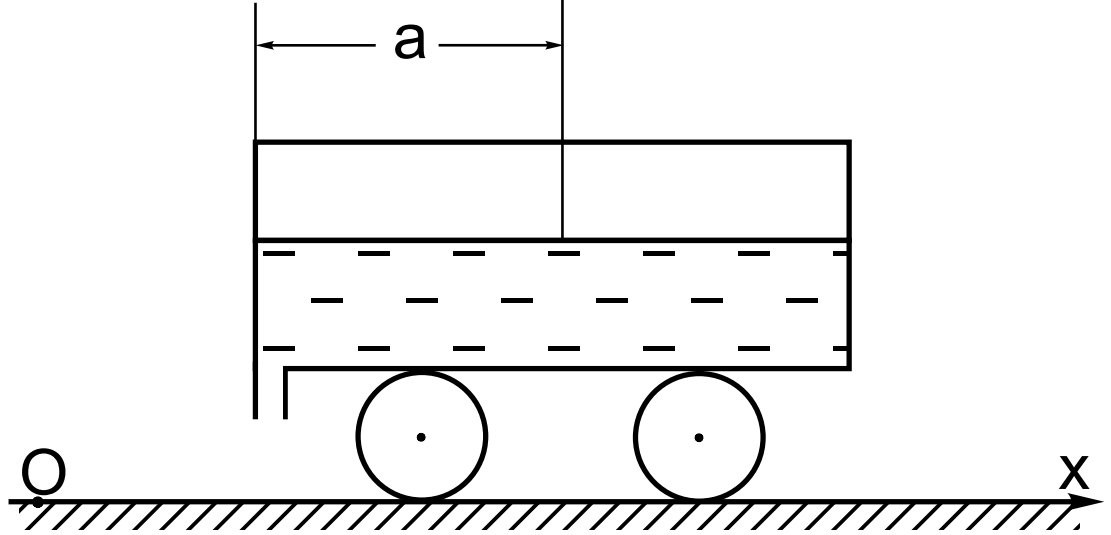


Рис. 25.1

Сложность задачи заключается в том, что жидкость в цистерне ведет себя не как твердое тело: из-за асимметрии вытекания для сохранения горизонтальности поверхности происходит неравномерное перемещение жидкости, вследствие чего существует неопределенность с вычислением импульса, момента импульса и кинетической энергии. Решение задачи основано на бесспорном факте: так как внешние горизонтальные силы отсутствуют, то общий центр инерции

$$x_C = \frac{\Sigma m_i x_i}{M + m_0}$$

— цистерны, жидкости в ней и вытекшей жидкости — в горизонтальном направлении перемещается с постоянной скоростью:

$$\Sigma m_i x_i = \{M + m(t)\}X(t) + \int_0^t x(\tau) dm^{yx}(\tau) = C_1 t + C_2. \quad (25.4)$$

Обозначено: $X(t)$ - горизонтальная координата центра масс цистерны; $m(t)$ — масса жидкости в ней; $C_1 = V_0/(M + m_0)$, $C_2 = X_0/(M + m_0)$; интеграл определяет вклад в положение общего центра инерции частиц $dm^{yx}(\tau)$, покинувших цистерну в момент времени $\tau \in [0, t]$. В момент времени τ частицы имели координаты $X(\tau) - a$ и приобретали скорости $\dot{X}(\tau)$, вследствие чего к моменту времени t они занимали в проекции на горизонталь положение

$$x(\tau) = X(\tau) - a + \dot{X}(\tau)(t - \tau). \quad (25.5)$$

Масса $dm^{yx}(\tau)$ частицы, покинувшая цистерну в момент времени τ , равна

$$dm^{yx}(\tau) = \dot{m}^{yx}(\tau)d\tau = -\dot{m}(\tau)d\tau, \quad (25.6)$$

учтено: $m(t) = m_0 - m^{yx}(t)$, $\dot{m}(t) = -\dot{m}^{yx}(t)$. Подстановка (25.5) и (25.6) в (25.4) приводит к интегро-дифференциальному уравнению для $X(t)$:

$$\{M + m(t)\}X(t) - \int_0^t \{X(\tau) - a + \dot{X}(\tau)(t - \tau)\} \dot{m}(\tau) d\tau = C_1 t + C_2,$$

а после двукратного дифференцирования по t — к дифференциальному уравнению

$$\ddot{X} = -\frac{a\ddot{m}(t)}{M + m(t)}.$$

Подстановка в уравнение закона (25.3) изменения массы $m(t)$ и интегрирование при начальном условии $\dot{X}(0) = 0$ приводит к результату

$$V(t) = \dot{X}(t) = a \frac{\pi}{t_1} \left\{ \frac{\pi}{t_1} t - \frac{2M + m_0}{\sqrt{M(M + m_0)}} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{M}{M + m_0}} \operatorname{tg} \frac{\pi t}{2t_1} \right) \right\}.$$

Результат верен при $t \in [0, t_1]$. К моменту времени t_1 жидкость полностью покидает цистерну, и её движение в дальнейшем происходит с постоянной скоростью

$$V = V(t_1) = a \frac{\pi^2}{t_1} \left\{ 1 - \frac{2M + m_0}{2\sqrt{M(M + m_0)}} \right\}.$$

Заметим, что, каково бы ни было отношение масс M и m_0 , при малых значениях t для скорости выполняется $V(t) > 0$ ($\dot{X}(0) = 0$, $\ddot{X}(0) > 0$), а при $t \geq t_1$ — выполняется $V(t) < 0$, т.е. сначала цистерна движется вправо (рис. 25.1), а затем направление движения меняется.

ГЛАВА 8

ЗАДАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТВЁРДОГО ТЕЛА

§ 26. МАТРИЦА ПОВОРОТА. УГЛЫ ЭЙЛЕРА

В § 4 было показано: чтобы знать в момент времени t положение каждой точки твёрдого тела, нужно знать положение одной из точек O тела и положение отложенного от точки O ортонормированного базиса, связанного с телом (рис. 4.1), то есть, знать четыре вектора $\mathbf{r}_0(t)$, $\mathbf{e}_1(t)$, $\mathbf{e}_2(t)$, $\mathbf{e}_3(t)$. Задание положения и поведения точки O было обсуждено в главе 1. В настоящей главе будут обсуждаться способы задания ориентации твёрдого тела: положения связанного с телом базиса $\mathbf{e}_1(t)$, $\mathbf{e}_2(t)$, $\mathbf{e}_3(t)$. Одним из способов является задание каждого вектора $\mathbf{e}_k(t)$ разложением по базису \mathbf{i}_1 , \mathbf{i}_2 , \mathbf{i}_3 , связанному с системой отсчёта (рис. 4.1):

$$\mathbf{e}_k = \sum_{l=1}^3 a_{kl} \mathbf{i}_l. \quad (26.1)$$

Матрицу $A = \|a_{kl}\|$ в (26.1) называют **матрицей поворота** или **матрицей направляющих косинусов** ($a_{kl} = \cos(\widehat{\mathbf{e}_k, \mathbf{i}_l})$) [5, 8]. Так как оба базиса ортонормированы (см. (2.1) и (4.1)), вычисления с учётом (26.1)

$$\delta_{kj} = (\mathbf{e}_k, \mathbf{e}_j) = \sum_{l,s=1}^3 a_{kl} a_{js} (\mathbf{i}_l, \mathbf{i}_s) = \sum_{l,s=1}^3 a_{kl} a_{js} \delta_{ls} = \sum_{l=1}^3 a_{kl} a_{jl}$$

приводят к выводу

$$\sum_{l=1}^3 a_{kl} a_{jl} = \delta_{kj} \quad \text{или} \quad AA^T = E, \quad (26.2)$$

что матрица $A = \|a_{kl}\|$ ортогональна [3]. Из (26.2) следует, что обратной к матрице A является ей транспонированная A^T : $A^{-1} = A^T$, то есть, разрешение соотношения (26.1) относительно \mathbf{i}_l приводит к результату

$$\mathbf{i}_l = \sum_{j=1}^3 a_{jl} \mathbf{e}_j. \quad (26.3)$$

Вследствие движения твёрдого тела орты $\mathbf{e}_j(t)$ и матрица поворота $A(t) = \|a_{kl}(t)\|$ зависят от времени t . Дифференцирование по t формул (26.2) определяет выражения

$$\sum_{l=1}^3 \dot{a}_{kl} a_{jl} = - \sum_{l=1}^3 a_{kl} \dot{a}_{jl} \quad \text{или} \quad \dot{A}A^T = -A\dot{A}^T. \quad (26.4)$$

Продифференцируем по t переход (26.1) с последующей заменой при помощи (26.3) \mathbf{i}_l на \mathbf{e}_j :

$$\dot{\mathbf{e}}_k = \sum_{l=1}^3 \dot{a}_{kl} \mathbf{i}_l = \sum_{l=1}^3 \dot{a}_{kl} a_{jl} \mathbf{e}_j = \sum_{l=1}^3 b_{kj} \mathbf{e}_j. \quad (26.5)$$

Обозначено $B = \|b_{kj}\| = \|\dot{a}_{kl} a_{jl}\| = \dot{A}A^T$. Матрица B кососимметрична:

$$B^T = (\dot{A}A^T)^T = A\dot{A}^T \stackrel{(26.4)}{=} -\dot{A}A^T = -B,$$

и поэтому её можно представить в виде [10, гл. I, § 4]

$$B = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Если с использованием элементов ω_j матрицы B ввести вектор $\boldsymbol{\omega} = \sum_{l=1}^3 \omega_l \mathbf{e}_l$, то не трудно непосредственно проверить, что две формулы — (26.5) и (4.6) ($\dot{\mathbf{e}}_k = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{e}_k]$) — приводят к совпадающим результатам. Этот факт есть ещё одно доказательство существования угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ в лемме 4.1.

Соотношение (26.2) накладывает шесть условий на девять элементов a_{kl} матрицы $A = \|a_{kl}\|$:

$$\begin{aligned} \sum_{l=1}^3 a_{1l}^2 &= 1, & \sum_{l=1}^3 a_{2l}^2 &= 1, & \sum_{l=1}^3 a_{3l}^2 &= 1, \\ \sum_{l=1}^3 a_{1l}a_{2l} &= 0, & \sum_{l=1}^3 a_{1l}a_{3l} &= 0, & \sum_{l=1}^3 a_{2l}a_{3l} &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, существует принципиальная возможность три элемента из девяти a_{kl} изменять произвольно, а остальные шесть выразить (локально) из приведённых уравнений. Или — все девять выразить через некоторые три переменные. Одна из таких возможностей осуществляется введением **углов Эйлера**.

Базис системы отсчёта $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ и базис $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, связанный с телом, отложим от общей начальной точкой O (рис. 26.1, орт \mathbf{e}_2 не изображён). Углы Эйлера вводятся как углы между векторами (\mathbf{n} — орт на линии узлов: $\mathbf{n} \perp \mathbf{i}_3, \mathbf{n} \perp \mathbf{e}_3$):

$$\begin{aligned} \theta &= \widehat{\mathbf{i}_3, \mathbf{e}_3} \text{ — угол нутации;} \\ \psi &= \widehat{\mathbf{i}_1, \mathbf{n}} \text{ — угол прецессии;} \\ \varphi &= \widehat{\mathbf{n}, \mathbf{e}_1} \text{ — угол собственного вращения.} \end{aligned}$$

Отметим, что конкретный выбор углов θ, ψ, φ однозначно определяет положение тела, но если положению тела соответствует коллинеарность векторов \mathbf{i}_3 и \mathbf{e}_3 ($\theta = 0$ или $\theta = \pi$), то не единственным образом определены линия узлов и значения углов ψ и φ , то есть углы Эйлера не являются глобальными координатами. Несмотря на то, что неглобальность проявляется “по мере нуля”, это

обстоятельство проявляется в сингулярности некоторых уравнений (см. далее (26.9)).

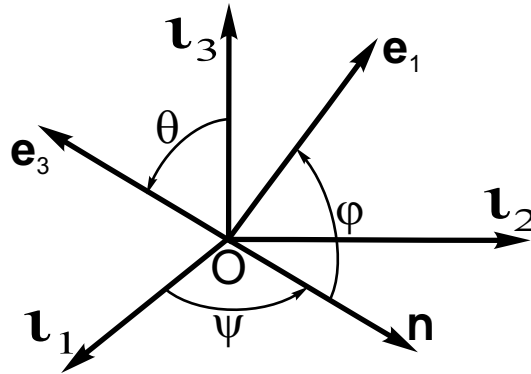


Рис. 26.1

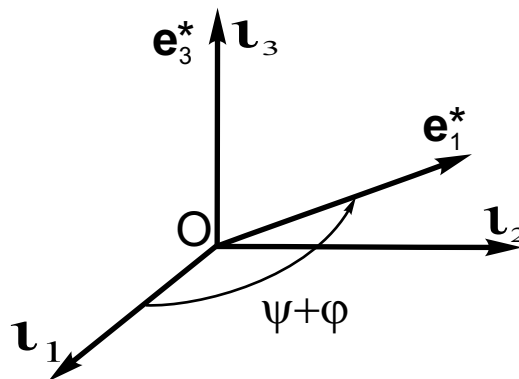


Рис. 26.2

Теорема 26.1. Твёрдое тело можно привести в положение, соответствующее углам Эйлера θ, ψ, φ двумя поворотами:

1. вокруг \mathbf{i}_3 на угол $\psi + \varphi$;
2. вокруг \mathbf{n} на угол θ .

□ Первый поворот показан на рис. 26.2. \mathbf{e}_1^* и \mathbf{e}_3^* — промежуточные положения ортов. Угол ψ однозначно задаёт положение орта \mathbf{n} , который определяет второй поворот и окончательное положение тела (рис 26.1). ■

Углы Эйлера задают сложное вращение тела (§ 11): первая подвижная система совершает чистое вращение (определение 11.2) с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_1 = \dot{\psi} \mathbf{i}_3$, другая подвижная система совершает чистое вращение относительно первой с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_2 = \dot{\theta} \mathbf{n}$, тело совершает чистое вращение относительно

последней подвижной системы с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_3 = \dot{\varphi}\mathbf{e}_3$. По теореме 9.1 абсолютная угловая скорость тела равна:

$$\boldsymbol{\omega} = \dot{\psi}\mathbf{i}_3 + \dot{\theta}\mathbf{n} + \dot{\varphi}\mathbf{e}_3. \quad (26.6)$$

Вычислим коэффициенты p, q, r разложения угловой скорости по базису, связанному с телом:

$$\boldsymbol{\omega} = p\mathbf{e}_1 + q\mathbf{e}_2 + r\mathbf{e}_3. \quad (26.7)$$

Для вычисления, например, коэффициента p требуется формулу (26.6) скалярно умножить на \mathbf{e}_1 :

$$p = (\boldsymbol{\omega}, \mathbf{e}_1) = \dot{\psi}(\mathbf{i}_3, \mathbf{e}_1) + \dot{\theta}(\mathbf{n}, \mathbf{e}_1) + \dot{\varphi}(\mathbf{e}_3, \mathbf{e}_1).$$

Опуская вычисление скалярных произведений, выпишем результат для p и для других коэффициентов q, r :

$$\begin{aligned} p &= \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi + \dot{\theta} \cos \varphi, \\ q &= \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi - \dot{\theta} \sin \varphi, \\ r &= \dot{\psi} \cos \theta + \dot{\varphi}. \end{aligned} \quad (26.8)$$

Уравнения (26.8) называются **кинематическими уравнениями Эйлера**. После разрешения относительно производных уравнения становятся системой обыкновенных дифференциальных уравнений в нормальном виде:

$$\begin{aligned} \dot{\psi} &= (p \sin \varphi + q \cos \varphi) \frac{1}{\sin \theta}, \\ \dot{\theta} &= p \cos \varphi - q \sin \varphi, \\ \dot{\varphi} &= (p \sin \varphi + q \cos \varphi) \operatorname{ctg} \theta. \end{aligned} \quad (26.9)$$

Обращаем внимание на обещанный $\sin \theta$ в знаменателе.

§ 27. АЛГЕБРА КВАТЕРНИОНОВ

Напомним понятие конечномерной алгебры над полем вещественных чисел [7, гл. VI]. В линейном векторном пространстве с базисом $\mathbf{i}_1, \dots, \mathbf{i}_n$ и элементами $\Lambda = \sum_{k=1}^n \lambda_k \mathbf{i}_k$, $M = \sum_{l=1}^n \mu_l \mathbf{i}_l$ (λ_k и μ_l — вещественные числа) определено умножение $\Lambda \circ M$. Операции сложения и умножения связаны распределительным (дистрибутивным) законом $\Lambda \circ (M + N) = \Lambda \circ M + \Lambda \circ N$, вследствие которого для перемножения двух элементов выполняется: $\Lambda \circ M = \sum_{k,l=1}^n \lambda_k \mu_l \mathbf{i}_k \circ \mathbf{i}_l$, то есть, для введения умножения в векторное пространство требуется определить таблицу умножения $\mathbf{i}_k \circ \mathbf{i}_l$. Введённое таким образом пространство называется **алгеброй**.

Алгебра комплексных чисел — двумерное векторное пространство с элементами $\Lambda = \lambda_0 \mathbf{i}_0 + \lambda_1 \mathbf{i}_1$ и таблицей умножения $\mathbf{i}_0 \circ \mathbf{i}_0 = \mathbf{i}_0$, $\mathbf{i}_0 \circ \mathbf{i}_1 = \mathbf{i}_1$, $\mathbf{i}_1 \circ \mathbf{i}_0 = \mathbf{i}_1$, $\mathbf{i}_1 \circ \mathbf{i}_1 = -\mathbf{i}_0$. Из приведённой таблицы видно, что базисный элемент \mathbf{i}_0 играет роль единицы ($\Lambda \circ \mathbf{i}_0 = \mathbf{i}_0 \circ \Lambda = \Lambda$), он отождествляется с единицей 1 и при умножении опускается: $\Lambda = \lambda_0 + \lambda_1 \mathbf{i}_1$. Базисный элемент $\mathbf{i}_1 = \mathbf{i}$ называется мнимой единицей: $\mathbf{i} \circ \mathbf{i} = -1$.

Алгебра кватернионов [4, 7] является обобщением алгебры комплексных чисел. Это четырёхмерное векторное пространство с базисом $\mathbf{i}_0, \mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$. Так же, как у комплексных чисел, базисный элемент \mathbf{i}_0 играет роль единицы ($\Lambda \circ \mathbf{i}_0 = \mathbf{i}_0 \circ \Lambda = \Lambda$), он отождествляется с единицей 1 и при умножении опускается: $\Lambda = \lambda_0 + \sum_{k=1}^3 \lambda_k \mathbf{i}_k$. Для прочих базисных элементов ($k, l = \overline{1, 3}$) в таблице умножения принимается

$$\mathbf{i}_k \circ \mathbf{i}_l = \begin{cases} -1, & \text{если } k = l; \\ [\mathbf{i}_k, \mathbf{i}_l], & \text{если } k \neq l. \end{cases} \quad (27.1)$$

Для кватерниона

$$\Lambda = \lambda_0 + \lambda_1 \mathbf{i}_1 + \lambda_2 \mathbf{i}_2 + \lambda_3 \mathbf{i}_3 = \lambda_0 + \boldsymbol{\lambda} \quad (27.2)$$

используются названия: λ_0 — скалярная часть, $\boldsymbol{\lambda} = \lambda_1 \mathbf{i}_1 + \lambda_2 \mathbf{i}_2 + \lambda_3 \mathbf{i}_3$ — векторная часть кватерниона. С учётом (27.1) кватернионное умножение двух кватернионов

$$\Lambda = \lambda_0 + \lambda_1 \mathbf{i}_1 + \lambda_2 \mathbf{i}_2 + \lambda_3 \mathbf{i}_3 = \lambda_0 + \boldsymbol{\lambda}, \quad M = \mu_0 + \mu_1 \mathbf{i}_1 + \mu_2 \mathbf{i}_2 + \mu_3 \mathbf{i}_3 = \mu_0 + \boldsymbol{\mu}$$

приводит к результату

$$\Lambda \circ M = \underbrace{\lambda_0 \mu_0 - (\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\mu})}_{\text{скалярная часть}} + \underbrace{\lambda_0 \boldsymbol{\mu} + \mu_0 \boldsymbol{\lambda} + [\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\mu}]}_{\text{векторная часть}}. \quad (27.3)$$

Отметим, что кватернионное умножение некоммутативно, из (27.3) следует

$$\Lambda \circ M - M \circ \Lambda = 2[\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\mu}]. \quad (27.4)$$

Приведём несколько частных случаев формулы (27.3). Кватернионный квадрат:

$$\Lambda^2 = \Lambda \circ \Lambda = \lambda_0^2 - \sum_{k=1}^3 \lambda_k^2 + 2\lambda_0 \boldsymbol{\lambda}. \quad (27.5)$$

Кватернионное произведение векторов ($\lambda_0 = 0, \mu_0 = 0$):

$$\boldsymbol{\lambda} \circ \boldsymbol{\mu} = -(\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\mu}) + [\boldsymbol{\lambda}, \boldsymbol{\mu}]. \quad (27.6)$$

Кватернионный квадрат вектора:

$$\boldsymbol{\lambda} \circ \boldsymbol{\lambda} = -\sum_{k=1}^3 \lambda_k^2 = -|\boldsymbol{\lambda}|^2. \quad (27.7)$$

Кватернионный квадрат орта ($|\mathbf{e}| = 1$):

$$\mathbf{e} \circ \mathbf{e} = -|\mathbf{e}|^2 = -1. \quad (27.8)$$

Из (27.8) видно, что любой орт \mathbf{e} ведёт себя с кватернионной точки зрения как мнимая единица.

По формуле (27.3) проверяется ассоциативность кватернионного умножения:

$$(\Lambda \circ M) \circ N = \Lambda \circ (M \circ N). \quad (27.9)$$

Пример 27.1 [12, задача 4.61]. Решить кватернионное квадратное уравнение

$$\Lambda^2 + 2b\Lambda + c = 0,$$

b и c — действительные числа. Подстановка Λ^2 из (27.5) и Λ в уравнение, приравнивание к нулю векторной и скалярной частей приводит к уравнениям

$$2\boldsymbol{\lambda}(\lambda_0 + b) = 0, \quad \lambda_0^2 - |\boldsymbol{\lambda}|^2 + 2b\lambda_0 + c = 0,$$

из которых следует вывод:

- при $c = b^2$ единственное скалярное решение $\Lambda = \lambda_0 = -b$;
- при $c < b^2$ два скалярных решения $\Lambda = \lambda_0 = -b \pm \sqrt{b^2 - c}$;
- при $c > b^2$ решений бесконечно много, $\lambda_0 = -b$, векторная часть — любой вектор $\boldsymbol{\lambda}$, для которого выполняется $|\boldsymbol{\lambda}|^2 = c - b^2$.

Кватерниону $\Lambda = \lambda_0 + \boldsymbol{\lambda}$ соответствует **сопряжённый кватернион** $\tilde{\Lambda} = \lambda_0 - \boldsymbol{\lambda}$. Отметим свойство, которое будет использовано далее:

$$\{\Lambda = -\tilde{\Lambda}\} \Leftrightarrow \{\Lambda = \boldsymbol{\lambda} \quad (\lambda_0 = 0)\}. \quad (27.10)$$

Отметим ещё одно свойство, проверяемое по определению сопряжённого кватерниона (учтена ассоциативность (27.9))

$$\Lambda_1 \widetilde{\circ \cdots \circ} \Lambda_n = \tilde{\Lambda}_n \circ \cdots \circ \tilde{\Lambda}_1. \quad (27.11)$$

По формуле умножения (27.3) определяется **норма кватерниона**:

$$\|\Lambda\| = \Lambda \circ \tilde{\Lambda} = \tilde{\Lambda} \circ \Lambda = \lambda_0^2 + \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2, \quad (27.12)$$

из которой следует, что любой кватернион $\Lambda \neq 0$ имеет обратный ($\Lambda^{-1} \circ \Lambda = \Lambda \circ \Lambda^{-1} = 1$)

$$\Lambda^{-1} = \frac{1}{\|\Lambda\|} \tilde{\Lambda}. \quad (27.13)$$

Для произведения кватернионов выполняется (доказывается по определению (27.12) нормы)

$$\|\Lambda \circ M\| = \|\Lambda\| \|M\|. \quad (27.14)$$

Для **нормированного кватерниона** выполняется

$$\|\Lambda\| = \Lambda \circ \tilde{\Lambda} = \tilde{\Lambda} \circ \Lambda = \lambda_0^2 + \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 = 1. \quad (27.15)$$

Из (27.14) следует, что множество нормированных кватернионов — подалгебра. Из формулы (27.13) следует, что для обратного нормированному кватерниону выполняется

$$\Lambda^{-1} = \tilde{\Lambda}. \quad (27.16)$$

Как вытекает из определения (27.15), для нормированного кватерниона справедливо $|\lambda_0| \leq 1$, то есть, λ_0 можно выразить через угол φ :

$$\lambda_0 = \cos \frac{\varphi}{2},$$

для прочих коэффициентов выполняется

$$\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 = 1 - \cos^2 \frac{\varphi}{2} = \sin^2 \frac{\varphi}{2}.$$

Таким образом, нормированный кватернион можно представить следующим образом:

$$\Lambda = \cos \frac{\varphi}{2} + \mathbf{e} \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \mathbf{e} - \text{орт.} \quad (27.17)$$

**§ 28. СЛОЖЕНИЕ ПОВОРОТОВ.
ПАРАМЕТРЫ РОДРИГА–ГАМИЛЬТОНА**

При помощи нормированного кватерниона задаётся поворот трёхмерного пространства.

Теорема 28.1. Пусть задан нормированный кватернион (27.17). Тогда операция (учтена ассоциативность (27.9))

$$\Lambda \circ \mathbf{r} \circ \tilde{\Lambda} = \mathbf{r}^* \quad (28.1)$$

над произвольным вектором \mathbf{r} ($\tilde{\Lambda}$ — кватернион, сопряжённый (27.17)) приводит к вектору \mathbf{r}^* , который есть результат поворота вектора \mathbf{r} вокруг вектора \mathbf{e} на угол φ .

□ В простом случае $\mathbf{r} \parallel \mathbf{e}$ утверждение теоремы вследствие (27.4) и (27.15) очевидно: $\Lambda \circ \mathbf{r} \circ \tilde{\Lambda} = \mathbf{r} \circ \Lambda \circ \tilde{\Lambda} = \mathbf{r}$. Далее предполагается $[\mathbf{e}, \mathbf{r}] = \mathbf{b} \neq 0$, $b = r \sin \gamma$ (рис. 28.1).

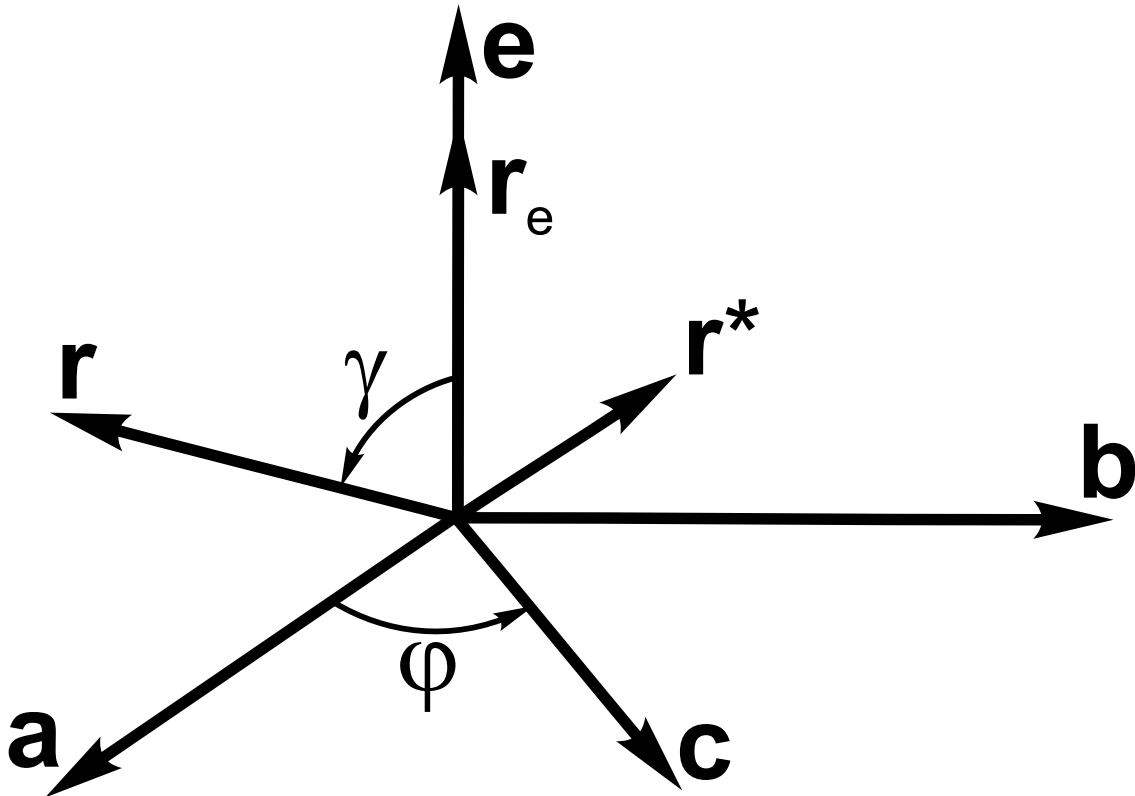


Рис. 28.1

Введём вектор $\mathbf{a} = [\mathbf{b}, \mathbf{e}]$, $a = b = r \sin \gamma$. Три вектора \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{e} — правый ортогональный базис. Вектор \mathbf{r} раскладывается по этому базису следующим образом

$\mathbf{r} = \mathbf{a} + \mathbf{r}_e$ (рис. 28.1). Утверждение, которое нужно доказать, при помощи введённых векторов формулируется следующим образом (рис. 28.1):

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}_e + \mathbf{c} = \mathbf{r}_e + \mathbf{a} \cos \varphi + \mathbf{b} \sin \varphi.$$

Проделаем необходимые для доказательства вычисления

$$\begin{aligned} \mathbf{r}^* &= \Lambda \circ \mathbf{r} \circ \tilde{\Lambda} \stackrel{(27.4)}{=} \left(\mathbf{r} \circ \Lambda + 2[\mathbf{e} \sin \frac{\varphi}{2}, \mathbf{r}] \right) \circ \tilde{\Lambda} = \mathbf{r} \circ \overbrace{\Lambda \circ \tilde{\Lambda}}^1 + 2\mathbf{b} \circ \tilde{\Lambda} \sin \frac{\varphi}{2} = \\ &= \mathbf{r} + 2\mathbf{b} \circ \left(\cos \frac{\varphi}{2} - \mathbf{e} \sin \frac{\varphi}{2} \right) \sin \frac{\varphi}{2} = \mathbf{r} + \mathbf{b} \sin \varphi - \mathbf{a}(1 - \cos \varphi) = \\ &= \underbrace{\mathbf{r} - \mathbf{a}}_{\mathbf{r}_e} + \underbrace{\mathbf{a} \cos \varphi}_{\mathbf{c}} + \mathbf{b} \sin \varphi. \end{aligned}$$

Кроме введённых ранее обозначений учтено, что (см. (27.6))

$$\mathbf{b} \circ \mathbf{e} = -(\mathbf{b}, \mathbf{e}) + [\mathbf{b}, \mathbf{e}] = -([\mathbf{e}, \mathbf{r}], \mathbf{e}) + [\mathbf{b}, \mathbf{e}] = [\mathbf{b}, \mathbf{e}] = \mathbf{a}.$$

■

Рассмотрим ситуацию двух последовательных поворотов.

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &\xrightarrow{\Lambda} \mathbf{r}^* \xrightarrow{M} \mathbf{r}^{**}, \\ \mathbf{r} &\xrightarrow{N=?} \mathbf{r}^{**}. \end{aligned}$$

Кватернион Λ при помощи (28.1) переводит произвольный вектор \mathbf{r} в вектор \mathbf{r}^* , Кватернион M переводит вектор \mathbf{r}^* в вектор \mathbf{r}^{**} . Найти кватернион N , переводящий при помощи (28.1) вектор \mathbf{r} в вектор \mathbf{r}^{**} . Из (28.1) следует: $\mathbf{r}^* = \Lambda \circ \mathbf{r} \circ \tilde{\Lambda}$,

$$\mathbf{r}^{**} = M \circ \mathbf{r}^* \circ \tilde{M} = M \circ \Lambda \circ \mathbf{r} \circ \tilde{\Lambda} \circ \tilde{M} \stackrel{(27.11)}{=} M \circ \Lambda \circ \mathbf{r} \circ \widetilde{M \circ \Lambda} = N \circ \mathbf{r} \circ \tilde{N},$$

где обозначено $N = M \circ \Lambda$. Таким образом, два последовательных поворота — первый, заданный Λ , второй, заданный M , — можно заменить одним, заданным при помощи (28.1) кватернионом $N = M \circ \Lambda$. По индукции доказывается формула в общем случае: n последовательных поворотов

$$\mathbf{r} \xrightarrow{\Lambda_1} \dots \xrightarrow{\Lambda_n} \mathbf{r}^*$$

заменяются одним

$$\mathbf{r} \xrightarrow{N} \mathbf{r}^*,$$

заданным при помощи (28.1) кватернионом

$$N = \Lambda_n \circ \dots \circ \Lambda_1. \quad (28.2)$$

Обращаем внимание, что “творцы” $\Lambda_1, \dots, \Lambda_n$ поворотов расположены в формуле (28.2) в обратном порядке.

Теорема 28.2 (Л. Эйлер) [6, § 6]. *Два положения твёрдого тела с неподвижной точкой могут быть переведены одно в другое поворотом вокруг некоторой оси, заданной вектором \mathbf{k} , на некоторый угол β .*

□ Пусть на рис. 26.1 базис $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ связан с одним положением тела, базис $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ — с другим. Теорема 26.1 утверждает, что первое положение тела можно перевести во второе двумя поворотами. В эйлеровых углах этим двум поворотам в соответствии с формулой (28.1) можно сопоставить следующие кватернионы

$$\Lambda_1 = \cos \frac{\psi + \varphi}{2} + \mathbf{i}_3 \sin \frac{\psi + \varphi}{2}, \quad \Lambda_2 = \cos \frac{\theta}{2} + \mathbf{n} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Формулы (28.2) и (27.3) определяют кватернион N , задающий результирующий поворот:

$$\begin{aligned} N = \Lambda_2 \circ \Lambda_1 = & \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\psi + \varphi}{2} + \\ & + \mathbf{i}_3 \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi + \varphi}{2} + \mathbf{n} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\psi + \varphi}{2} + [\mathbf{n}, \mathbf{i}_3] \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi + \varphi}{2}. \end{aligned} \quad (28.3)$$

Таким образом, если одно положение тела задано относительно другого положения углами Эйлера, то для совмещения положений нужно осуществить поворот второго положения на угол β , заданный уравнением

$$\cos \frac{\beta}{2} = \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\psi + \varphi}{2}, \quad (28.4)$$

вокруг вектора

$$\mathbf{k} = \mathbf{i}_3 \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi + \varphi}{2} + \mathbf{n} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\psi + \varphi}{2} + [\mathbf{n}, \mathbf{i}_3] \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi + \varphi}{2}.$$

Если выразить орт \mathbf{n} через орты $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ (рис. 26.1): $\mathbf{n} = \mathbf{i}_1 \cos \psi + \mathbf{i}_2 \sin \psi$, — и подставить это выражение в (28.3), получим результирующий кватернион в более принятом виде [8, 3.6]:

$$\begin{aligned} N = \Lambda_2 \circ \Lambda_1 = & \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\psi + \varphi}{2} + \\ & + \mathbf{i}_1 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\psi - \varphi}{2} + \mathbf{i}_2 \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi - \varphi}{2} + \mathbf{i}_3 \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi + \varphi}{2}. \end{aligned}$$

Для совмещения нужно повернуть тело на угол β (см. (28.4)) вокруг вектора

$$\mathbf{k} = \mathbf{i}_1 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\psi - \varphi}{2} + \mathbf{i}_2 \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi - \varphi}{2} + \mathbf{i}_3 \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\psi + \varphi}{2}. \quad (28.5)$$

■

Пример 28.1 [12, задача 4.71]. Твёрдое тело совершает регулярную прецессию (определение 10.1, рис. 10.1) с параметрами: θ — угол нутации, $\omega^{oTH} = \dot{\varphi}$ — угловая скорость собственного вращения, $\omega^{nep} = \dot{\psi}$ — угловая скорость прецессии. Связать начальное и конечное положения тела поворотом на угол β вокруг вектора \mathbf{k} .

Задачу решает подстановка в формулы (28.4), (28.5) выражений $\varphi = \omega^{oTH}t$, $\psi = \omega^{nep}t$. В случае примера 10.1 — конус катается по плоскости без проскальзывания (рис. 10.2) — параметры регулярной прецессии можно указать конкретной: $\theta = \alpha + \pi/2$, $\omega^{nep} = \Omega$, $\omega^{oTH} = \Omega/\sin\alpha$. В [12, задача 4.71] для конуса уточняется $\alpha = \pi/4$.

Нормированный кватернион (27.17) при помощи теоремы 28.1 предоставляет возможность задать ориентацию тела относительно системы отсчёта:

$$\mathbf{e}_k = \Lambda \circ \mathbf{i}_k \circ \tilde{\Lambda}. \quad (28.6)$$

Кватернионное умножение (28.6) слева на $\tilde{\Lambda}$, справа на Λ с учётом (27.15) приводит к соотношению

$$\mathbf{i}_k = \tilde{\Lambda} \circ \mathbf{e}_k \circ \Lambda. \quad (28.7)$$

Кватернионное умножение нормированного кватерниона

$$\Lambda = \lambda_0 + \sum_{k=1}^3 \lambda_k \mathbf{i}_k \quad (28.8)$$

слева на Λ , справа на $\tilde{\Lambda}$

$$\Lambda \circ \underbrace{\Lambda \circ \tilde{\Lambda}}_1 = \lambda_0 \underbrace{\Lambda \circ \tilde{\Lambda}}_1 + \sum_{k=1}^3 \lambda_k \underbrace{\Lambda \circ \mathbf{i}_k \circ \tilde{\Lambda}}_{\mathbf{e}_k}$$

с учётом (27.15) и (28.6) приводит к выражению $\Lambda = \lambda_0 + \sum_{k=1}^3 \lambda_k \mathbf{e}_k$, из которого следует, что если два базиса связаны по формуле (28.1) нормированным кватернионом Λ , то этот кватернион раскладывается по векторам этих базисов с одинаковыми коэффициентами разложения.

Из формул (28.6) и (28.8) следует: для того чтобы знать в каждый момент времени t ориентацию тела — положение связанных с телом ортов \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 — нужно знать четыре числа λ_0 , λ_1 , λ_2 , λ_3 . Эти числа — коэффициенты разложения кватерниона (28.8), задающего по формуле (28.6) положения ортов \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 , — называются **параметрами Родрига–Гамильтона**. Задать движение тела (с точки зрения ориентации) — задать четыре скалярных функции $\lambda_0(t)$, $\lambda_1(t)$, $\lambda_2(t)$, $\lambda_3(t)$.

Вернёмся к ситуации последовательных поворотов

$$\mathbf{i}_k \xrightarrow{\Lambda = \lambda_0 + \sum_{k=1}^3 \lambda_k \mathbf{i}_k} \mathbf{e}_k \xrightarrow{M = \mu_0 + \sum_{k=1}^3 \mu_k \mathbf{e}_k} \mathbf{n}_k.$$

Кватернион Λ определён в базисе \mathbf{i}_k , связанном с системой отсчёта, и в каждый момент времени задаёт положение подвижной системы — переносное движение. Кватернион M определён в базисе \mathbf{e}_k , связанном с подвижной системой, и в каждый момент времени задаёт относительное движение твёрдого тела (с точки зрения ориентации) — положение базиса \mathbf{n}_k , связанного с телом. Формула (28.2) даёт ответ на вопрос, как связать базисы \mathbf{i}_k и \mathbf{n}_k : $N = M \circ \Lambda$. Умножение затруднено, так как кватернионы Λ и M определены в разных базисах. Прделаем по формуле (28.6) переход в кватернионе M к базису \mathbf{i}_k :

$$\begin{aligned} N = M \circ \Lambda &= \left(\mu_0 + \sum_{k=1}^3 \mu_k \mathbf{e}_k \right) \circ \Lambda = \left(\mu_0 + \sum_{k=1}^3 \mu_k \Lambda \circ \mathbf{i}_k \circ \tilde{\Lambda} \right) \circ \Lambda = \\ &= \Lambda \circ \overbrace{\left(\mu_0 + \sum_{k=1}^3 \mu_k \mathbf{i}_k \right)}^{M^*} \circ \overbrace{\tilde{\Lambda}}^1 \circ \Lambda = \Lambda \circ M^*. \end{aligned}$$

Кватернион M^* называется **собственным кватернионом** по отношению к M

$$M = \mu_0 + \sum_{k=1}^3 \mu_k \mathbf{e}_k, \quad M^* = \mu_0 + \sum_{k=1}^3 \mu_k \mathbf{i}_k \quad (28.9)$$

— коэффициенты разложения по базису \mathbf{e}_k приписываются исходному базису \mathbf{i}_k . По индукции полученная формула доказывается в общем случае: n последовательных переходов от базису к базису:

$$\mathbf{i}_k \xrightarrow{\Lambda_1} \dots \xrightarrow{\Lambda_n} \mathbf{n}_k$$

заменяются одним

$$\mathbf{i}_k \xrightarrow{N} \mathbf{n}_k,$$

заданным при помощи (28.1) кватернионом

$$N = \Lambda_1^* \circ \dots \circ \Lambda_n^*. \quad (28.10)$$

Обращаем внимание, что “творцы” $\Lambda_1, \dots, \Lambda_n$ переходов в отличие от (28.2) расположены в формуле (28.9) в том же порядке, что и в последовательности переходов, и каждый собственный кватернион $\Lambda_j^* = \lambda_{0j} + \sum_{k=1}^3 \lambda_{kj} \mathbf{i}_k$ представлен разложением по одному и тому же исходному базису $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$.

§ 29. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ В ПАРАМЕТРАХ РОДРИГА–ГАМИЛЬТОНА

Твёрдое тело меняет ориентацию, то есть, параметры Родрига–Гамильтона $\lambda_0(t)$, $\lambda_1(t)$, $\lambda_2(t)$, $\lambda_3(t)$ и нормированный кватернион $\Lambda(t)$ — функции времени t . Дифференцирование по t условия нормированности $\Lambda \circ \tilde{\Lambda} = 1$ (см. (27.15)) приводит к соотношению $\dot{\Lambda} \circ \tilde{\Lambda} + \Lambda \circ \dot{\tilde{\Lambda}} = 0$, из которого следует $\dot{\Lambda} \circ \tilde{\Lambda} = -\Lambda \circ \dot{\tilde{\Lambda}} = -\dot{\tilde{\Lambda}} \circ \tilde{\Lambda}$. Таким образом, кватернион $\dot{\Lambda} \circ \tilde{\Lambda}$ в силу соотношения (27.10) является вектором:

$$\mathbf{b} = \dot{\Lambda} \circ \tilde{\Lambda} = -\Lambda \circ \dot{\tilde{\Lambda}}. \quad (29.1)$$

Продифференцируем по времени t связь (28.6) между базисами:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{e}}_k &= \dot{\Lambda} \circ \mathbf{i}_k \circ \tilde{\Lambda} + \Lambda \circ \mathbf{i}_k \circ \dot{\tilde{\Lambda}} \stackrel{(28.7)}{=} \underbrace{\dot{\Lambda} \circ \tilde{\Lambda}}_{\mathbf{b}} \circ \mathbf{e}_k \circ \underbrace{\Lambda \circ \tilde{\Lambda}}_1 + \underbrace{\Lambda \circ \tilde{\Lambda}}_1 \circ \mathbf{e}_k \circ \underbrace{\Lambda \circ \dot{\tilde{\Lambda}}}_{-\mathbf{b}} = \\ &= \mathbf{b} \circ \mathbf{e}_k - \mathbf{e}_k \circ \mathbf{b} \stackrel{(27.4)}{=} 2[\mathbf{b}, \mathbf{e}_k] = [2\mathbf{b}, \mathbf{e}_k]. \end{aligned} \quad (29.2)$$

Лемма 4.1 утверждает, что существует единственный вектор $\boldsymbol{\omega}$ угловой скорости такой, что выполняется $\dot{\mathbf{e}}_k = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{e}_k]$. Сравнение этой формулы с (29.2) приводит к выводу, что, если ориентация твёрдого тела задана кватернионом $\Lambda(t)$, то для угловой скорости выполняется (см. (29.1))

$$\boldsymbol{\omega} = 2\mathbf{b} = 2\dot{\Lambda} \circ \tilde{\Lambda} = -2\Lambda \circ \dot{\tilde{\Lambda}}. \quad (29.3)$$

Если воспользоваться для нормированного кватерниона $\Lambda(t)$ представлением (27.17) и подставить в (29.3)

$$\dot{\Lambda} = \frac{1}{2}\dot{\varphi} \left(-\sin \frac{\varphi}{2} + \mathbf{e} \cos \frac{\varphi}{2} \right) + \dot{\mathbf{e}} \sin \frac{\varphi}{2}, \quad \tilde{\Lambda} = \cos \frac{\varphi}{2} - \mathbf{e} \sin \frac{\varphi}{2},$$

получим для угловой скорости следующие разложение по ортогональному подвижному базису:

$$\boldsymbol{\omega} = \mathbf{e}\dot{\varphi} + \dot{\mathbf{e}} \sin \varphi + [\mathbf{e}, \dot{\mathbf{e}}](1 - \cos \varphi),$$

в частности, если в рассматриваемый момент времени выполняется $\varphi = 0$, приходим к доходчивой школьной формуле $\boldsymbol{\omega} = \dot{\varphi} \mathbf{e}$.

Умножив формулу (29.3) справа на $\Lambda(t)$, придём с учётом нормированности (27.15) кватерниона $\Lambda(t)$ к кинематическому уравнению

$$\dot{\Lambda} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\omega} \circ \Lambda. \quad (29.3)$$

В приложениях удобно задавать угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$ разложением по базису, связанному с телом (см. (26.7)):

$$\boldsymbol{\omega} = p\mathbf{e}_1 + q\mathbf{e}_2 + r\mathbf{e}_3.$$

Угловой скорости как кватерниону соответствует собственный кватернион (см. (28.9))

$$\boldsymbol{\omega}^* = p\mathbf{i}_1 + q\mathbf{i}_2 + r\mathbf{i}_3,$$

с использованием которого уравнение (29.3) примет вид (см. (28.10))

$$\dot{\Lambda} = \frac{1}{2}\Lambda \circ \boldsymbol{\omega}^* \quad (29.4)$$

или в подробной записи

$$\dot{\lambda}_0 + \sum_{k=1}^3 \dot{\lambda}_k \mathbf{i}_k = \frac{1}{2} \left(\lambda_0 + \sum_{k=1}^3 \lambda_k \mathbf{i}_k \right) \circ (p\mathbf{i}_1 + q\mathbf{i}_2 + r\mathbf{i}_3).$$

Умножение кватернионов и покомпонентное приравнивание коэффициентов приводит к кинематическим уравнениям в параметрах Родрига–Гамильтона

$$\begin{pmatrix} \dot{\lambda}_0 \\ \dot{\lambda}_1 \\ \dot{\lambda}_2 \\ \dot{\lambda}_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -p & -q & -r \\ p & 0 & r & -q \\ q & -r & 0 & p \\ r & q & -p & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_0 \\ \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \end{pmatrix}. \quad (29.5)$$

Для элементов кососимметрической квадратной матрицы в правой части далее будут выведены динамические уравнения Эйлера, которые в совокупности с (29.5) составят замкнутую систему для нахождения в каждый момент времени параметров Родрига–Гамильтона — ориентации тела.

ГЛАВА 9

ДИНАМИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА

§ 30. ГЕОМЕТРИЯ МАСС

Инертность материальной точки определяет масса: чем больше масса, тем меньшее ускорение вызовет у точки одна и та же сила. У твёрдого тела мерой инертности является момент инерции тела относительно оси. Так как осей много, то и множество моментов инерции весьма многообразно. В настоящем параграфе даётся ответ на вопрос: какой минимальной информацией о теле требуется располагать и как этой информацией распорядиться, чтобы вычислить момент инерции относительно произвольной оси (ответ в конце параграфа).

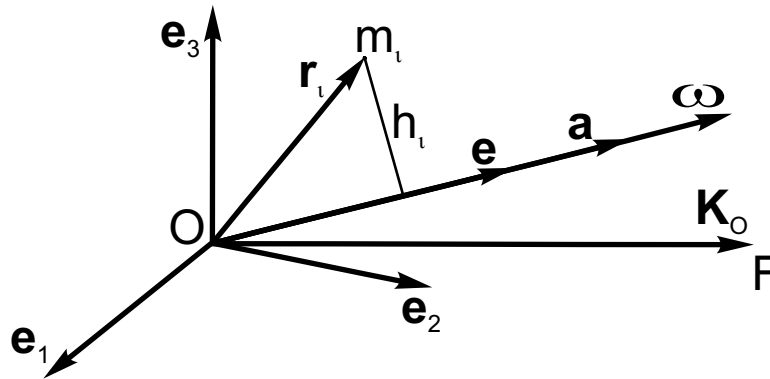


Рис. 30.1

Сначала решим этот вопрос для любой оси, проходящей через фиксированную точку \$O\$ (рис. 30.1). Свяжем с телом ортонормированный базис \$\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\$, начало которого в точке \$O\$. Ось сориентируем ортом \$\mathbf{e}\$, расположенном на оси. Орт \$\mathbf{e}\$ зададим коэффициентами \$\alpha_k\$ разложения \$\mathbf{e} = \sum_{k=1}^3 \alpha_k \mathbf{e}_k\$ по базису \$\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\$. Коэффициенты \$\alpha_k = (\mathbf{e}, \mathbf{e}_k) = \cos\{\widehat{\mathbf{e}, \mathbf{e}_k}\}\$ называются направляющими косинусами, для них выполняется

$$\sum_{k=1}^3 \alpha_k^2 = (\mathbf{e}, \mathbf{e}) = 1. \quad (30.1)$$

Момент инерции \$I_{\mathbf{e}}\$ тела относительно оси \$\mathbf{e}\$ определяет формула

$$I_{\mathbf{e}} = \sum_i m_i h_i^2, \quad (30.2)$$

где m_i — масса частицы тела, h_i — расстояние частицы до оси \mathbf{e} (рис. 30.1).

Положение частицы в теле определим радиус-вектором $\mathbf{r}_i = \sum_{k=1}^3 x_{ik} \mathbf{e}_k$. По теореме Пифагора справедливо равенство $h_i^2 = r_i^2 - (\mathbf{r}_i, \mathbf{e})^2$ (рис. 30.1), с учётом которого и следствия $1 - \alpha_1^2 = \alpha_2^2 + \alpha_3^2$, $1 - \alpha_2^2 = \alpha_1^2 + \alpha_3^2$, $1 - \alpha_3^2 = \alpha_1^2 + \alpha_2^2$ из (30.1) для момента инерции (30.2) выполняется

$$\begin{aligned} I_{\mathbf{e}} &= \sum_i m_i h_i^2 = \sum_i m_i \{r_i^2 - (\mathbf{r}_i, \mathbf{e})^2\} = \\ &= \sum_i m_i \{(x_{i1}^2 + x_{i2}^2 + x_{i3}^2) - (x_{i1}\alpha_1 + x_{i2}\alpha_2 + x_{i3}\alpha_3)^2\} = \\ &= \alpha_1^2 \sum_i m_i (x_{i2}^2 + x_{i3}^2) + \alpha_2^2 \sum_i m_i (x_{i1}^2 + x_{i3}^2) + \alpha_3^2 \sum_i m_i (x_{i1}^2 + x_{i2}^2) - \\ &\quad - 2\alpha_1\alpha_2 \sum_i m_i x_{i1}x_{i2} - 2\alpha_1\alpha_3 \sum_i m_i x_{i1}x_{i3} - 2\alpha_2\alpha_3 \sum_i m_i x_{i2}x_{i3}. \end{aligned}$$

После введения обозначений для моментов инерции относительно базисных осей \mathbf{e}_k , связанных с телом:

$$I_1 = \sum_i m_i (x_{i2}^2 + x_{i3}^2), \quad I_2 = \sum_i m_i (x_{i1}^2 + x_{i3}^2), \quad I_3 = \sum_i m_i (x_{i1}^2 + x_{i2}^2), \quad (30.3)$$

— и центробежных моментов инерции:

$$\begin{aligned} I_{12} = I_{21} &= \sum_i m_i x_{i1}x_{i2}, & I_{13} = I_{31} &= \sum_i m_i x_{i1}x_{i3}, \\ I_{23} = I_{32} &= \sum_i m_i x_{i2}x_{i3}, \end{aligned} \quad (30.4)$$

— получим формулу для момента инерции твёрдого тела относительно произвольной оси, заданной ортом $\mathbf{e} = \sum_{k=1}^3 \alpha_k \mathbf{e}_k$:

$$I_{\mathbf{e}} = \sum_{k=1}^3 I_k \alpha_k^2 - 2 \sum_{k<l} I_{kl} \alpha_k \alpha_l. \quad (30.5)$$

Если к некоторому объекту относимся как к матрице, то будем обозначать его следующим образом

$$\check{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} \quad (30.6)$$

со всеми вытекающим из этого матричными последствиями, например:

$$\check{\alpha}^T = (\alpha_1 \ \alpha_2 \ \alpha_3), \quad \check{\alpha}^T \check{\alpha} = \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2, \quad \check{\alpha} \check{\alpha}^T = \begin{pmatrix} \alpha_1^2 & \alpha_1\alpha_2 & \alpha_1\alpha_3 \\ \alpha_2\alpha_1 & \alpha_2^2 & \alpha_2\alpha_3 \\ \alpha_3\alpha_1 & \alpha_3\alpha_2 & \alpha_3^2 \end{pmatrix}.$$

Введём симметричную в силу (30.4) матрицу

$$\check{I} = \begin{pmatrix} I_1 & -I_{12} & -I_{13} \\ -I_{21} & I_2 & -I_{23} \\ -I_{31} & -I_{32} & I_3 \end{pmatrix} \quad (30.7)$$

квадратичной формы (30.5) — **тензор инерции**. Тогда формулу для момента инерции твёрдого тела относительно произвольной оси, заданной ортом $\mathbf{e} = \sum_{k=1}^3 \alpha_k \mathbf{e}_k$ можно, используя обозначения (30.6), (30.7), записать следующим компактным образом:

$$I_{\mathbf{e}} = \check{\alpha}^T \check{I} \check{\alpha}. \quad (30.8)$$

Моменты инерции относительно всевозможных осей, проходящих через точку O тела, наглядно изображаются при помощи **эллипсоида инерции**. Конкретную ось зададим не ортом \mathbf{e} , а вектором $\mathbf{a} = \mathbf{e}/\sqrt{I}$, где I — момент инерции относительно этой оси (рис. 30.1). Более подробно (с учётом $\mathbf{e} = \sum_{k=1}^3 \alpha_k \mathbf{e}_k$):

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{e}}{\sqrt{I}} = \sum_{k=1}^3 \frac{\alpha_k}{\sqrt{I}} \mathbf{e}_k = \sum_{k=1}^3 y_k \mathbf{e}_k, \quad y_k = \frac{\alpha_k}{\sqrt{I}}. \quad (30.9)$$

Заменим в соответствии с (30.9) переменные α_k в (30.5) на переменные y_k . После сокращения на I получим уравнение, которому должны удовлетворять координаты y_k конечной точки вектора \mathbf{a} :

$$1 = \sum_{k=1}^3 I_k y_k^2 - 2 \sum_{k<l} I_{kl} y_k y_l, \quad (30.10)$$

— уравнение поверхности второго порядка.

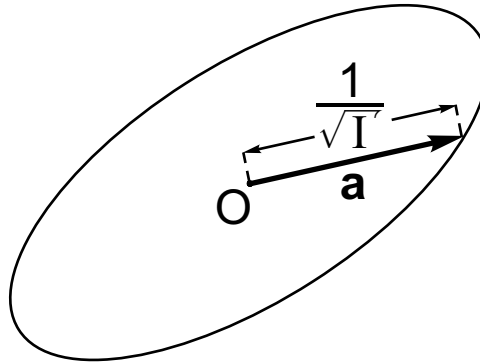


Рис. 30.2

По построению поверхность должна быть ограниченной ($I > 0$, $1/\sqrt{I} < \infty$), а единственной такой поверхностью второго порядка является эллипсоид [3, главы III, IX]. Таким образом, если на каждой оси, проходящей через точку O , отложить (в обе стороны) отрезок величиной $1/\sqrt{I}$, то конечные точки таких отрезков расположатся на поверхности эллипсоида с центром в точке O — эллипсоида инерции (рис. 30.2). Обратное: если для точки O известен эллипсоид инерции, то для нахождения момента инерции I вокруг конкретной оси нужно измерить длину отрезка, начальная точка которого O , конечная — точка пересечения оси с эллипсоидом. Измеренная длина равна $1/\sqrt{I}$.

Выбором связанного с телом и с началом в точке O ортонормированного базиса $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, уравнение (30.10) можно упростить — привести к каноническому виду [3, главы III, IX]:

$$\sum_{k=1}^3 I_k y_k^2 = 1, \quad (30.11)$$

орты $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ направлены по осям симметрии эллипсоида инерции. Возврат в (30.11) к координатам α_k орта \mathbf{e} (см. (30.9)) приводит к формуле

$$I_{\mathbf{e}} = \sum_{k=1}^3 I_k \alpha_k^2, \quad (30.12)$$

сравнение которой с общей формулой (30.5) приводит к выводу, что, если орты $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ базиса направлены по осям симметрии эллипсоида инерции, то все центробежные моменты инерции (30.4) равны нулю. Верно и обратное: если в некотором базисе все центробежные моменты инерции (30.4) равны нулю, то возврат от формулы (30.12) к формуле (30.11) приводит к выводу, что орты базиса сориентированы по осям симметрии эллипсоида инерции.

Определение 30.1. Оси симметрии эллипсоида инерции в точке O называются **главными осями инерции** в точке O . Эквивалентное определение: **главные оси инерции** — это когда в ортонормированном базисе, ориентированном по этим осям, все центробежные моменты инерции (30.4) равны нулю. Ось (одна ось), ориентированная по орту \mathbf{e}_3 , называется **главной осью инерции** в точке O , если она есть ось симметрии эллипсоида инерции или при любом выборе двух других осей выполняется $I_{13} = 0$, $I_{23} = 0$. Одна \mathbf{e}_3 из трёх главных осей инерции называется **осью динамической симметрии** в точке O , если эллипсоид инерции в точке O есть эллипсоид вращения вокруг этой оси, то есть, для моментов инерции вокруг двух других главных осей выполняется $I_1 = I_2$. Плоскость, перпендикулярная в точке O осью динамической симметрии, называется **экваториальной плоскостью**. Главные оси инерции в центре масс C тела называются **главными центральными осями инерции**.

Теорема 30.1 (Х. Гюйгенс, Я. Штейнер). *Моменты инерции I, I_C относительно параллельных осей, одна из которых проходит через центр масс C тела,*

связаны формулой

$$I = I_C + md^2, \quad (30.13)$$

где m — масса тела, d — расстояние между осями.

□ Для удобства вычислений выберем в центре масс C базис $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ так, что орт \mathbf{e}_3 направлен по оси, проходящей через C , а орт \mathbf{e}_2 пересекается с другой осью. Тогда для расстояния h_i от частицы тела $\mathbf{r}_i = \sum_{k=1}^3 x_{ik} \mathbf{e}_k$ до другой оси выполняется $h_i^2 = x_{i1}^2 + (x_{i2} - d)^2$, что приводит к доказываемому результату (30.13):

$$\begin{aligned} I &= \sum_i m_i h_i^2 = \sum_i m_i \{x_{i1}^2 + (x_{i2} - d)^2\} = \\ &= \sum_i m_i (x_{i1}^2 + x_{i2}^2) + \sum_i m_i d^2 - 2 \sum_i m_i x_{i2} d = I_C + md^2. \end{aligned}$$

Последняя сумма равна нулю, так как в центре масс все координаты равны нулю: $\sum_i m_i x_{i2} = mx_{C2} = 0$. ■

Окончательно: для вычисления момента инерции твёрдого тела относительно произвольной оси, проходящей через точку O , требуется знать или тензор инерции (30.7) в точке O (момент инерции вычисляется по формуле (30.8)) или главные оси инерции в точке O и моменты инерции вокруг них (момент инерции вычисляется по формуле (30.12)). Для вычисления момента инерции твёрдого тела относительно произвольной оси требуется знать главные центральные оси инерции и моменты инерции вокруг них. По формуле (30.12) находится момент инерции относительно параллельной оси, проходящей через центр масс, а по теореме 30.1 желаемый результат.

§ 31. КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ И КИНЕТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ ПРИ ДВИЖЕНИИ ТВЁРДОГО ТЕЛА С НЕПОДВИЖНОЙ ТОЧКОЙ

Твёрдое тело совершает движение с неподвижной точкой O (рис. 30.1). По следствию из теоремы 4.1 скорости точек \mathbf{r}_i тела выражаются через угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$ по формуле (4.11): $\mathbf{V}_i = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_i]$. Величины скоростей равны $V_i = h_i\omega$ (рис. 30.1). Предполагаем, что орт $\mathbf{e} = \sum_{k=1}^3 \alpha_k \mathbf{e}_k$ совпадает по направлению, как показано на рис. 30.1, с вектором угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$, то есть, выполняется:

$$\boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e} = \omega \sum_{k=1}^3 \alpha_k \mathbf{e}_k = \sum_{k=1}^3 \omega_k \mathbf{e}_k, \quad \omega_k = \omega \alpha_k. \quad (31.1)$$

С использованием формул (30.2) и (30.5) для момента инерции и определения (18.1) кинетической энергии T получим выражение

$$T = \frac{1}{2} \sum_i m_i V_i^2 = \frac{1}{2} \left(\sum_i m_i h_i^2 \right) \omega^2 = \frac{1}{2} I_\omega \omega^2 = \frac{1}{2} \left(\sum_{k=1}^3 I_k \alpha_k^2 - 2 \sum_{k<l} I_{kl} \alpha_k \alpha_l \right) \omega^2,$$

и с учётом соотношения (31.1) формулу

$$T = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 I_k \omega_k^2 - \sum_{k<l} I_{kl} \omega_k \omega_l, \quad (31.2)$$

которая содержит элементы I_k, I_{kl} тензора инерции (30.7) для конкретного ортонормированного базиса $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, связанного с телом, и проекции $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ на орты этого базиса. Если угловой скорости придать статус матрицы (см. (30.6))

$$\check{\omega} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{pmatrix} \quad (31.3)$$

и использовать тензор инерции (30.7), то формулу (31.2) можно записать компактно

$$T = \frac{1}{2} \check{\omega}^T I \check{\omega}. \quad (31.4)$$

В случае, когда орты $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ базиса направлены по главным осям инерции (определение 30.1), приняты обозначения для моментов инерций относительно этих осей

$$I_1 = A, \quad I_2 = B, \quad I_3 = C \quad (31.5)$$

и для проекций угловой скорости на эти оси

$$\omega_1 = p, \quad \omega_2 = q, \quad \omega_3 = r. \quad (31.6)$$

В таких обозначениях формула (31.2) для кинетической энергии принимает вид

$$T = \frac{1}{2} (Ap^2 + Bq^2 + Cr^2). \quad (31.7)$$

Для кинетического момента (момента импульса, момента количества движения) при движении тела с неподвижной точкой ($\mathbf{V}_i = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_i]$) по формуле (17.1) имеем результат

$$\mathbf{K}_O = \sum_i [\mathbf{r}_i, m_i \mathbf{V}_i] = \sum_i m_i [\mathbf{r}_i, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_i]] = \sum_i m_i \{ \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) - \mathbf{r}_i(\mathbf{r}_i, \boldsymbol{\omega}) \}.$$

С использованием разложений $\boldsymbol{\omega} = \sum_{k=1}^3 \omega_k \mathbf{e}_k$, $\mathbf{r}_i = \sum_{k=1}^3 x_{ik} \mathbf{e}_k$ и формул (30.3), (30.4) спроектируем вектор \mathbf{K}_O на направление орта \mathbf{e}_1 :

$$\begin{aligned} K_1 &= (\mathbf{K}_O, \mathbf{e}_1) = \sum_i m_i \{ \omega_1(x_{i1}^2 + x_{i2}^2 + x_{i3}^2) - x_{i1}(x_{i1}\omega_1 + x_{i2}\omega_2 + x_{i3}\omega_3) \} = \\ &= \omega_1 \sum_i m_i(x_{i2}^2 + x_{i3}^2) - \omega_2 \sum_i m_i x_{i1}x_{i2} - \omega_3 \sum_i m_i x_{i1}x_{i3} = I_1\omega_1 - I_{12}\omega_2 - I_{13}\omega_3. \end{aligned}$$

“Сконструировав” циклическими перестановками индексов две другие проекции, получим коэффициенты K_j разложения $\mathbf{K}_O = \sum_{j=1}^3 K_j \mathbf{e}_j$ кинетического момента по ортам ортонормированного базиса, связанного с телом:

$$\begin{aligned} K_1 &= I_1\omega_1 - I_{12}\omega_2 - I_{13}\omega_3, \\ K_2 &= I_2\omega_2 - I_{21}\omega_1 - I_{23}\omega_3, \\ K_3 &= I_3\omega_3 - I_{31}\omega_1 - I_{32}\omega_2. \end{aligned} \quad (31.8)$$

Если относиться к кинетическому моменту как к прямоугольной матрице

$$\check{K}_O = \begin{pmatrix} K_1 \\ K_2 \\ K_3 \end{pmatrix}, \quad (31.9)$$

то с использованием матриц (30.7), (31.3), (31.9) результат (31.8) можно записать в следующем виде:

$$\check{K}_O = \check{I}\check{\omega}. \quad (31.10)$$

Сравнение формул (31.2) и (31.8) приводит ещё к одному, скорее курьёзному результату:

$$K_j = \frac{\partial T}{\partial \omega_j}.$$

Если орты \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 базиса направлены по главным осям инерции (определение 30.1), то в принятых обозначениях для моментов инерций (31.5) относительно этих осей и для проекций угловой скорости (31.6) на эти оси коэффициенты

K_j разложения $\mathbf{K}_O = \sum_{j=1}^3 K_j \mathbf{e}_j$ кинетического момента в соответствии с (31.8) примут следующий вид:

$$K_1 = Ap, \quad K_2 = Bq, \quad K_3 = Cr. \quad (31.11)$$

Для ответа на вопрос: когда векторы угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ и кинетического момента \mathbf{K}_O коллинеарны (рис. 30.1), вычислим их векторное произведение в главных осях инерции:

$$[\boldsymbol{\omega}, \mathbf{K}_O] = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_1 & \mathbf{e}_2 & \mathbf{e}_3 \\ p & q & r \\ Ap & Bq & Cr \end{vmatrix} = (C - B)qr\mathbf{e}_1 + (A - C)pr\mathbf{e}_2 + (B - A)pq\mathbf{e}_3. \quad (31.12)$$

Результат вычислений приводит к выводу:

$$\{\boldsymbol{\omega} \parallel \mathbf{K}_O\} \Leftrightarrow \{\boldsymbol{\omega} \in (\text{главная ось инерции}), \text{ например, } q = 0, \quad r = 0\}. \quad (31.13)$$

§ 32. ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ЭЙЛЕРА

Твёрдое тело совершает движение с неподвижной точкой O (рис. 30.1). Предполагаем, что в точке O задан связанный с телом ортонормированный базис $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, каждый орт которого направлен по главной оси инерции (определение 30.1). Динамические уравнения должны связать кинематические характеристики тела и характеристики внешнего воздействия на него. В основу этой связи положим закон изменения момента импульса (кинетического момента) (17.4):

$$\mathbf{V}_F = \frac{d\mathbf{K}_O}{dt} = \mathbf{M}_O = \sum_{k=1}^3 M_k \mathbf{e}_k. \quad (32.1)$$

Производную от кинетического момента в (32.1) вычислим по теореме Резаля (теорема 1.1) как скорость \mathbf{V}_F конечной точки F вектора \mathbf{K}_O (рис. 30.1). Точка F совершает сложное движение (§ 7). В подвижной системе $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ в декартовых координатах (§ 2) определено (31.11) её относительное движение. По координатам вычисляется относительная скорость точки F :

$$\mathbf{V}_F^{отн} = A\dot{p}\mathbf{e}_1 + B\dot{q}\mathbf{e}_2 + C\dot{r}\mathbf{e}_3. \quad (32.2)$$

В переносном движении точка F перемещается вместе с телом и имеет скорость $\mathbf{V}_F^{пер} = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{K}_O]$, разложение (31.12) которой по базису вычислено в предыдущем параграфе

$$\mathbf{V}_F^{пер} = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{K}_O] = (C - B)qr\mathbf{e}_1 + (A - C)pr\mathbf{e}_2 + (B - A)pq\mathbf{e}_3. \quad (32.3)$$

Для скорости точки в сложном движении выполняется $\mathbf{V}_F = \mathbf{V}_F^{отн} + \mathbf{V}_F^{пер}$ (см. (7.7)). Проектируя с учётом этого соотношения и равенств (32.2), (32.3) уравнение (32.1) на главные оси инерции, приходим к **динамическим уравнениям Эйлера**:

$$\begin{aligned} A\dot{p} + (C - B)qr &= M_1, \\ B\dot{q} + (A - C)pr &= M_2, \\ C\dot{r} + (B - A)pq &= M_3. \end{aligned} \quad (32.4)$$

Так как проекции M_k главного момента \mathbf{M}_O внешних сил могут зависеть от положения тела, уравнения (32.4) в общем случае не являются замкнутыми. Требуется добавить кинематический уравнения: из введённых ранее — или уравнения Эйлера (26.9) или уравнения (29.5) в параметрах Родрига–Гамильтона. Например, с привлечением углов Эйлера замкнутая система уравнений (26.9), (32.4) для нахождения движения тела имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} A\dot{p} + (C - B)qr &= M_1(t, \psi, \theta, \varphi, p, q, r), \\ B\dot{q} + (A - C)pr &= M_2(t, \psi, \theta, \varphi, p, q, r), \\ C\dot{r} + (B - A)pq &= M_3(t, \psi, \theta, \varphi, p, q, r), \\ \dot{\psi} &= (p \sin \varphi + q \cos \varphi) \frac{1}{\sin \theta}, \\ \dot{\theta} &= p \cos \varphi - q \sin \varphi, \\ \dot{\varphi} &= (p \sin \varphi + q \cos \varphi) \operatorname{ctg} \theta. \end{aligned} \quad (32.5)$$

Нелинейная система уравнений (32.5) трудно поддаётся аналитическому интегрированию. В частности, в однородном поле силы тяжести Земли известны три случая нахождения в квадратурах общего решения системы (32.5).

1. Случай Эйлера. Главный момент M_O внешних сил равен нулю, например, в однородном поле силы тяжести закреплён центр масс. Случай Эйлера обсуждён в §§ 33, 34.

2. Случай Лагранжа. Тело обладает динамической симметрией (определение 30.1), на оси динамической симметрии расположен центр масс. В § 35 рассмотрена регулярная прецессия в случае Лагранжа..

3. Случай Ковалевской. Тело обладает динамической симметрией, для моментов инерции относительно главных осей выполняется $A = B = 2C$, центр масс расположен в экваториальной плоскости (определение 30.1). Случай Ковалевской в “Кратком курсе...” не рассматривается.

§ 33. СЛУЧАЙ ЭЙЛЕРА. РЕГУЛЯРНАЯ ПРЕЦЕССИЯ В СЛУЧАЕ ЭЙЛЕРА

Случай Эйлера предполагает, что главный момент (12.4) внешних сил относительно неподвижной точки O равен нулю:

$$\mathbf{M}_O = \sum_i [\mathbf{r}_i, \mathbf{F}_i] = 0. \quad (33.1)$$

Уравнения Эйлера (32.4) в этом случае принимают вид

$$\begin{aligned} A\dot{p} + (C - B)qr &= 0, \\ B\dot{q} + (A - C)pr &= 0, \\ C\dot{r} + (B - A)pq &= 0. \end{aligned} \quad (33.2)$$

Для элементарной работы δA внешних сил с учётом (33.1) и $\mathbf{V}_i = \dot{\mathbf{r}}_i = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_i]$ выполняется

$$\begin{aligned} \delta A &= \sum_i (\mathbf{F}_i, d\mathbf{r}_i) = \sum_i (\mathbf{F}_i, \mathbf{V}_i) dt = \sum_i (\mathbf{F}_i, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_i]) dt = \\ &= \sum_i (\boldsymbol{\omega}, [\mathbf{r}_i, \mathbf{F}_i]) dt = (\boldsymbol{\omega}, \sum_i [\mathbf{r}_i, \mathbf{F}_i]) dt = (\boldsymbol{\omega}, \mathbf{M}_O) dt = 0 \end{aligned}$$

(в смешанном произведении сделана циклическая перестановка сомножителей). Таким образом, вследствие (33.1) сохраняются кинетическая энергия (см. (18.5) — (18.7)) и величина кинетического момента (см. (17.4)), что с использованием соотношений (31.7) и (31.11) запишется следующим образом [9, раздел первый, глава IV, § 15]:

$$\begin{aligned} Ap^2 + Bq^2 + Cr^2 &= 2T = \text{const}, \\ A^2p^2 + B^2q^2 + C^2r^2 &= K_O^2 = \text{const}. \end{aligned} \quad (33.3)$$

У твёрдого тела в случае Эйлера в зависимости от формы эллипсоида инерции в неподвижной точке возможны три варианта движения.

1. $\mathbf{M}_O = 0$, $A = B = C$. Эллипсоид инерции — сфера, любая ось — главная ось инерции. Из (33.1) и (31.13) следует: $\mathbf{K}_O = A\boldsymbol{\omega} = \text{const}$, $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{K}_O/A = \text{const}$. Из (33.2) следует: $p = \text{const}$, $q = \text{const}$, $r = \text{const}$. Угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ постоянна относительно системы отсчёта и относительно тела. Тело равномерно вращается вокруг неподвижной оси.

2. $\mathbf{M}_O = 0$, $A = B \neq C$. Эллипсоид инерции — эллипсоид вращения вокруг оси, соответствующей орту \mathbf{e}_3 . Орт \mathbf{e}_3 определяет ось динамической симметрии. Плоскость $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2\}$ — экваториальная плоскость (определение 30.1). Пусть телу в начале движения сообщена угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ под углом α к оси динамической симметрии (рис. 33.1).

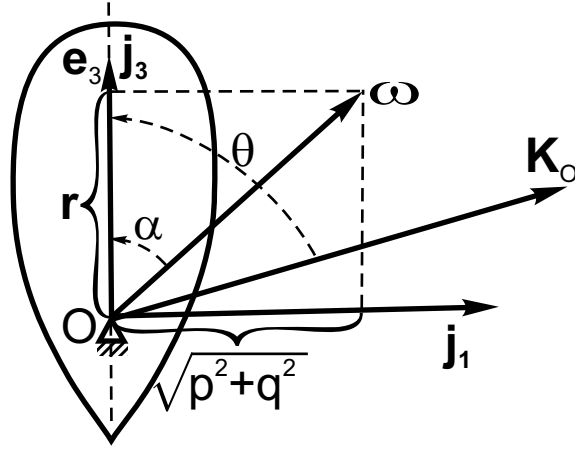


Рис. 33.1

Из третьего уравнения системы (33.2) следует, что проекция угловой скорости на ось динамической симметрии во время движения сохраняется:

$$r = \text{const.} \quad (33.4)$$

Из этого равенства и из законов сохранения (33.3) следует ещё один закон сохранения

$$p^2 + q^2 = \frac{1}{A}(2T - Cr^2) = \text{const.} \quad (33.5)$$

В совокупности равенства (33.4) и (33.5) влекут сохранение величины угловой скорости

$$\omega^2 = p^2 + q^2 + r^2 = \text{const} \quad (33.6)$$

и угла α между угловой скоростью и осью динамической симметрии (рис 33.1)):

$$\text{tg}\alpha = \frac{\sqrt{p^2 + q^2}}{r} = \text{const.} \quad (33.7)$$

Вычисление (31.11) кинетического момента \mathbf{K}_O приводит к выводу, что, во-первых, три вектора \mathbf{e}_3 , $\boldsymbol{\omega}$ и \mathbf{K}_O лежат в одной плоскости [3, глава I, § 3]:

$$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ p & q & r \\ Ap & Bq & Cr \end{vmatrix} = (B - A)pq \stackrel{A=B}{=} 0, \quad (33.8)$$

во-вторых, угол θ между векторами \mathbf{e}_3 и \mathbf{K}_O во время движения не изменяется (рис. 33.1):

$$\text{tg}\theta = \frac{A\sqrt{p^2 + q^2}}{Cr} = \text{const.} \quad (33.9)$$

Законы сохранения (33.6) — (33.9) приводят к выводу, что в начале движения образуется плоскость, в которой расположены орт \mathbf{e}_3 , лежащий на оси динамической симметрии, угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$, кинетический момент \mathbf{K}_O и орт \mathbf{j}_1 , задающий линию пересечения указанной плоскости с экваториальной плоскостью (рис. 33.1, 33.2). При дальнейшем движении четыре упомянутых вектора продолжают находиться в одной плоскости, не изменяются ни по величине ни по взаимному расположению. Вектор \mathbf{K}_O вследствие (33.1) не изменяется в системе отсчёта, поэтому у плоскости $\{\mathbf{e}_3, \boldsymbol{\omega}, \mathbf{K}_O, \mathbf{j}_1\}$ остаётся единственная возможность — вращаться вокруг вектора \mathbf{K}_O .

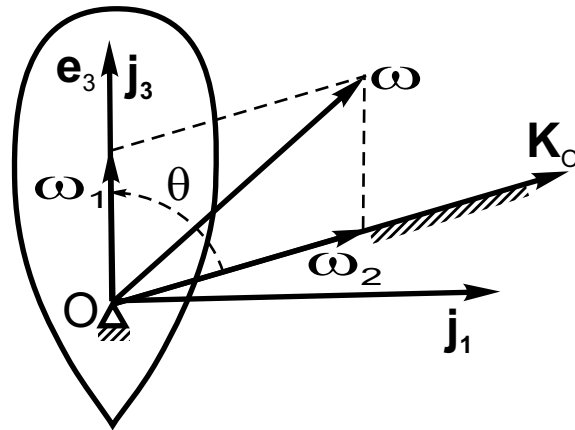


Рис. 33.2

Высказанные соображения дают возможность представить движение тела как сложное (§ 11). Связанная с плоскостью $\{\mathbf{e}_3, \boldsymbol{\omega}, \mathbf{K}_O, \mathbf{j}_1\}$ подвижная система, определённая ортами $\mathbf{j}_1, \mathbf{j}_2, \mathbf{j}_3$ (орт \mathbf{j}_2 на рис. 33.2 опущен), вращается вокруг оси \mathbf{K}_O с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_2 = \boldsymbol{\omega}_{\text{пер}}$ (переносное движение), а тело в подвижной системе вращается вокруг своей оси динамической симметрии с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_1 = \boldsymbol{\omega}_{\text{отн}}$ (относительное движение). Угловые скорости $\boldsymbol{\omega}_1, \boldsymbol{\omega}_2$ и $\boldsymbol{\omega}$ связаны соотношением (9.4): $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_1 + \boldsymbol{\omega}_2$ (рис 33.2).

Описанное движение является по определению 10.1 регулярной прецессией с параметрами: угловая скорость собственного вращения $\boldsymbol{\omega}_1 = \boldsymbol{\omega}_{\text{отн}}$, угловая скорость прецессии $\boldsymbol{\omega}_2 = \boldsymbol{\omega}_{\text{пер}}$, угол нутации θ . Если орт \mathbf{i}_3 в системе отсчёта связать с неподвижным вектором \mathbf{K}_O , а прочие орты $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2$ определить как-нибудь перпендикулярно \mathbf{i}_3 , то роль орта \mathbf{n} на линии узлов будет играть опущенный на рис. 33.1, 33.2 орт \mathbf{j}_2 . Углы Эйлера (рис. 26.1) связаны с параметрами $\boldsymbol{\omega}_1, \boldsymbol{\omega}_2, \theta$ регулярной прецессии следующим образом: $\omega_1 = \dot{\varphi}, \omega_2 = \dot{\psi}, \theta = \theta$.

В заключение параграфа сформулируем

Алгоритм вычисления параметров регулярной прецессии в случае $\mathbf{M}_O = 0, A = B \neq C$.

1. По начальной угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ вычисляются её проекции p, q, r на главные оси инерции.

2. Вычисляются проекции Ap, Bq, Cr кинетического момента \mathbf{K}_O на главные оси инерции (рис. 33.1, 33.2).

3. Угол между кинетическим моментом \mathbf{K}_O и осью динамической симметрии с ортом \mathbf{e}_3 — угол нутации θ (рис. 33.1, 33.2).

4. Угловая скорость $\boldsymbol{\omega}$ раскладывается (не проектируется!) по двум направлениям: \mathbf{e}_3 и \mathbf{K}_O (рис. 33.2). Составляющая $\boldsymbol{\omega}_1$ по направлению \mathbf{e}_3 — угловая скорость собственного вращения, составляющая $\boldsymbol{\omega}_2$ по направлению \mathbf{K}_O — угловая скорость прецессии.

§ 34. СЛУЧАЙ ЭЙЛЕРА. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПУАНСО

Рассмотрим общий случай формы эллипсоида инерции.

3. $\mathbf{M}_O = 0$, $A < B < C$. Уравнения Эйлера (33.2) интегрируются в квадратурах. Представим законы сохранения (33.3) в виде:

$$\begin{aligned} Ap^2 + Bq^2 &= 2T - Cr^2, \\ A^2p^2 + B^2q^2 &= K_O^2 - C^2r^2. \end{aligned} \quad (34.1)$$

Система линейных уравнений (34.1) разрешима относительно p^2 , q^2 ($\Delta = AB(B - A) \neq 0$): $p = f(r)$, $q = h(r)$. Подстановка полученных выражений в третье уравнение системы (33.2) приводит к уравнению

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{C}(A - B)f(r)h(r) = F(r)$$

с разделяющимися переменными. После взятия интеграла находятся зависимости $r(t)$ и $p(t) = f(r(t))$, $q(t) = h(r(t))$. Но... Интеграл, во-первых, выражается не через элементарные функции, а через эллиптические функции Якоби, во-вторых, для понимания движения тела требуется решить после подстановки $p(t)$, $q(t)$, $r(t)$ или кинематические уравнения Эйлера (последние три уравнения в (32.5)) или уравнения (29.5) в параметрах Родрига-Гамильтона (подробности в [10, глава VIII, § 2]. В динамике твёрдого тела ценятся геометрические интерпретации: на понятном языке о движении говорится и изображается то, о чём есть возможность сказать и что можно изобразить, а о том, о чём нельзя сказать понятно, — умалчивается. В настоящем параграфе для случая $\mathbf{M}_O = 0$, $A < B < C$ движения тела с неподвижной точкой O рассматривается

Интерпретация Пуансо. Тело представляется эллипсоидом инерции в неподвижной точке O (рис. 34.1).

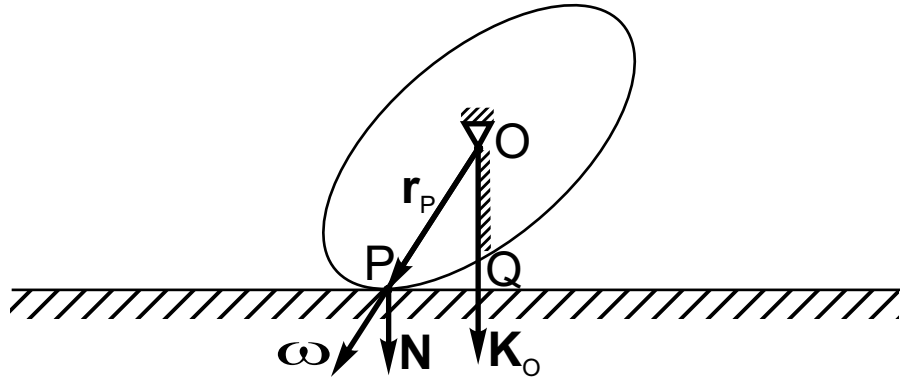


Рис. 34.1

Уравнение (30.11) эллипсоида в главных осях инерции запишем следующим образом

$$f(y) = Ay_1^2 + By_2^2 + Cy_3^2 - 1 = 0. \quad (34.2)$$

Точку пересечения эллипсоида угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}$ обозначим P , а радиус-вектор, проведённый к ней \mathbf{r}_P (рис. 34.1). Отметим два обстоятельства:

$$\mathbf{V}_P = [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}_P] = 0, \quad \mathbf{r}_P = \lambda \boldsymbol{\omega}, \quad (34.3)$$

то есть, для координат векторов \mathbf{r}_P и $\boldsymbol{\omega}$ выполняется $y_1 = \lambda p$, $y_2 = \lambda q$, $y_3 = \lambda r$. Подстановка в (34.2) с учётом (33.3)

$$Ay_1^2 + By_2^2 + Cy_3^2 - 1 = \lambda^2(Ap^2 + Bq^2 + Cr^2) - 1 = 2\lambda^2 T - 1 = 0$$

приводит к равенству

$$\lambda^2 = \frac{1}{2T} = \text{const}. \quad (34.4)$$

Нормаль \mathbf{N} к эллипсоиду в точке P представляется вектором (учтены равенства (34.2) и (31.11))

$$\mathbf{N} = \text{grad}f(y) = \left(\frac{\partial f}{\partial y_1}, \frac{\partial f}{\partial y_2}, \frac{\partial f}{\partial y_3} \right) = 2(Ap, Bq, Cr) = 2\mathbf{K}_O = \text{const}, \quad (34.5)$$

то есть, направление нормали в точке P пересечения угловой скоростью эллипсоида неизменно, а плоскость, касательная к эллипсоиду в точке P , перемещается параллельно сама себе. Для того, чтобы показать, что эта плоскость неподвижна, вычислим расстояние OQ от неподвижной точки O до плоскости (рис. 34.1, учтены соотношения (34.3), (34.4), (31.6), (31.7), (31.11)):

$$OQ = \left(\mathbf{r}_P, \frac{\mathbf{K}_O}{K_O} \right) = \frac{\lambda}{K_O} (Ap^2 + Bq^2 + Cr^2) = \frac{2\lambda T}{K_O} = \text{const}.$$

Геометрическая интерпретация Пуансо звучит и изображается так (рис. 34.1). В начале движения образуется плоскость, касательная к эллипсоиду инерции в точке пересечения эллипсоида начальной угловой скоростью. В дальнейшем плоскость занимает неизменное положение, а эллипсоид инерции с неподвижным центром O катается по ней без проскальзывания. О других деталях качения сказать понятно не можем.

**§ 35. ВЫНУЖДЕННАЯ РЕГУЛЯРНАЯ ПРЕЦЕССИЯ
ТЕЛА С ДИНАМИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ.
РЕГУЛЯРНАЯ ПРЕЦЕССИЯ В СЛУЧАЕ ЛАГРАНЖА**

В случае Эйлера $\mathbf{M}_O = 0$, $A = B \neq C$ твёрдое тело при любых начальных условиях совершает регулярную прецессию. Такое движение называется свободной регулярной прецессией. В настоящем параграфе рассматривается вынужденная регулярная прецессия — под воздействием приложенного к телу момента. Предполагаем, что тело, обладающее в неподвижной точке O динамической симметрией ($A = B \neq C$), совершает регулярную прецессию с заданными параметрами ω_1 , ω_2 и θ , причём угловая скорость собственного вращения $\boldsymbol{\omega}_1$ располагается на оси динамической симметрии (рис. 35.1).

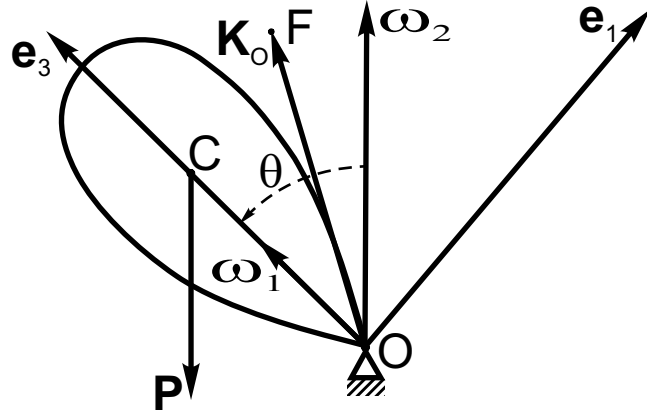


Рис. 35.1

Требуется вычислить момент, который нужно приложить к телу для поддержания регулярной прецессии.

Отложим на оси динамической симметрии орт \mathbf{e}_3 , на пересечении экваториальной плоскости (определение 30.1) с плоскостью $\{\boldsymbol{\omega}_1, \boldsymbol{\omega}_2\}$ — орт \mathbf{e}_1 (рис. 35.1). Угловые скорости $\boldsymbol{\omega}_1$, $\boldsymbol{\omega}_2$, $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_1 + \boldsymbol{\omega}_2$ и кинетический момент \mathbf{K}_O следующим образом раскладываются по введённым ортам (см. (31.6), (31.11)):

$$\boldsymbol{\omega}_1 = \omega_1 \mathbf{e}_3, \quad \boldsymbol{\omega}_2 = \omega_2 (\mathbf{e}_1 \sin \theta + \mathbf{e}_3 \cos \theta),$$

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_1 + \boldsymbol{\omega}_2 = p \mathbf{e}_1 + q \mathbf{e}_2 + r \mathbf{e}_3 = \omega_2 \mathbf{e}_1 \sin \theta + (\omega_1 + \omega_2 \cos \theta) \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{K}_O = A p \mathbf{e}_1 + B q \mathbf{e}_2 + C r \mathbf{e}_3 = A \omega_2 \mathbf{e}_1 \sin \theta + C (\omega_1 + \omega_2 \cos \theta) \mathbf{e}_3.$$

Потребный момент вычисляется по закону изменения момента импульса (кинетического момента) (17.4) с привлечением теоремы Резаля (теорема 1.1):

$$\mathbf{M}_O = \frac{d\mathbf{K}_O}{dt} = \mathbf{V}_F = [\boldsymbol{\omega}_2, \mathbf{K}_O] = -\mathbf{e}_2 \omega_2 \{C \omega_1 + \omega_2 (C - A) \cos \theta\} \sin \theta. \quad (35.1)$$

Формула (35.1) допускает эквивалентное представление

$$\mathbf{M}_O = [\boldsymbol{\omega}_2, \boldsymbol{\omega}_1] \left\{ C + \frac{\omega_2}{\omega_1} (C - A) \cos \theta \right\}. \quad (35.2)$$

Применим выведенные формулы в случае Лагранжа (конец § 32). Центр масс C — точка приложения равнодействующей \mathbf{P} сил тяжести — расположен на оси динамической симметрии (рис. 35.1) на расстоянии $OC = a$ от неподвижной точки O . Возможна ли в случае Лагранжа регулярная прецессия? Предполагаем, что угловая скорость прецессии $\boldsymbol{\omega}_2$ направлена вертикальна вверх. Момент силы тяжести относительно неподвижной точки O равен (рис. 35.1) $\mathbf{M}_O = -mga\mathbf{e}_2 \sin \theta$. Подстановка его в формулу (35.1) и приравнивание величин векторов в обеих частях приводит к условию на параметры регулярной прецессии:

$$mga \sin \theta = \omega_2 \{ C\omega_1 + \omega_2(C - A) \cos \theta \} \sin \theta.$$

Или выполняется $\sin \theta = 0$: вектор \overline{OC} вертикально вверх, вертикально вниз, на угловые скорости ω_1, ω_2 ограничений нет. Или для угла нутации выполняется $\sin \theta \neq 0$, и параметры $\omega_1, \omega_2, \theta$ удовлетворяют уравнению

$$\omega_2^2(C - A) \cos \theta + C\omega_1\omega_2 - mga = 0.$$

Отметим, что, если для параметров прецессии выполняется $\omega_1 \gg \omega_2$ (типично для технических гироскопов), то формуле (35.2) можно придать упрощённый вид:

$$\mathbf{M}_O = C[\boldsymbol{\omega}_2, \boldsymbol{\omega}_1].$$

Эта формула кладётся в основу **элементарной теории гироскопа**.

§ 36. СВОБОДНОЕ ДВИЖЕНИЕ ТВЁРДОГО ТЕЛА

Твёрдое тело совершает движение в системе отсчёта под действием приложенных к нему сил. Движение центра масс C тела подчинено закону движения центра инерции (центра масс) (16.5):

$$m\mathbf{W}_C = \mathbf{R}$$

где \mathbf{R} — главный вектор (определение 12.3) приложенных к телу сил. Для определения ориентации тела вводится подвижная система Кёнига (определение 18.5): поступательная система с началом в центре масс C тела. Переход в подвижную систему требует приложения к каждой частице твёрдого тела сил инерции (15.3). Кориолисовы силы инерции равны нулю, так как система движется поступательно. Вследствие поступательного движения подвижной системы переносная сила инерции, приложенная к конкретной частице, равна $-m_i\mathbf{W}_C$. Вычислим главный момент переносных сил инерции относительно центра масс:

$$\mathbf{M}_C^{\text{пер}} = -\sum_i [\mathbf{r}_i, m_i\mathbf{W}_C] = -[\sum_i m_i\mathbf{r}_i, \mathbf{W}_C] = -[m\mathbf{r}_C, \mathbf{W}_C] = 0,$$

использовано определение 16.1 центра инерции (центра масс) и тот факт, что все радиус-векторы $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_C$ имеют своим началом центр масс C тела. Поведение тела в системе Кёнига есть движение тела с неподвижной точкой. Такое поведение описывается, например, системой (32.5), содержащей моменты относительно центра масс C приложенных к телу сил. Как было выяснено, силы инерции моментов не добавляют. Например, для тела, брошенного в однородном поле тяжести Земли, в системе Кёнига реализуется случай Эйлера. Тело с динамической симметрией в системе Кёнига будет прецессировать, к произвольному телу можно применить геометрическую интерпретацию Пуансо.

Литература

- [1] Айзерман М.А. Классическая механика: Учебное пособие. — 2-е изд. перераб. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1980. — 368 с.
- [2] Арнольд В.И., Козлов В.В., Нейштадт А.И. Математические аспекты классической и небесной механики. “Современные проблемы математики. Фундаментальные направления. Т. 3 (Итоги науки и техн. ВИНТИ АН СССР)”. М., 1985. 5—304.
- [3] Беклемишев Д.В. Курс аналитической геометрии и линейной алгебры. — 5 изд., переработ. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984. — 320 с.
- [4] Бранец В.Н., Шмыглевский И.П. Применение кватернионов в задачах ориентации твёрдого тела. — М.: Наука, 1973. — 320 с.
- [5] Голдстейн Г. Классическая механика. Главная редакция физико-математической литературы изд-ва “Наука”, 1975. 416 с.
- [6] Журавлёв В.Ф. Основы теоретической механики. Изд. 2-е перераб.—М.: Издательство Физико-математической литературы, 2001.—320 с.
- [7] Калужнин Л.А. Введение в общую алгебру. М.: Наука, 1973. 448 с.
- [8] Лурье А.И. Аналитическая механика. - М.: Физматгиз, 1961. 824 с.
- [9] Ляпунов А.М. Лекции по теоретической механике. — Киев, “Наукова думка”, 1982. — 632 с.
- [10] Маркеев А.П. Теоретическая механика: Учебник для университетов. — Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001. — 572 с.
- [11] Мещерский И.В. Задачи по теоретической механике: Учебное пособие. 40-е изд., стер./Под ред. В.А. Пальмова, Д.Р. Меркина. — СПб.: Издательство “Лань”. 2003. — 448 с.

- [12] Пятницкий Е.С., Трухан Н.М., Ханукаев Ю.И., Яковенко Г.Н. Сборник задач по аналитической механике: Учеб. пособ.: Для вузов. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 400 с.
- [13] Тер-Крикоров А.М., Шабунин М.И. Курс математического анализа: Учеб. пособ. для вузов. — М.: Наука. Гл. ред. физ. мат. лит., 1988. — 816 с.
- [14] Четаев Н.Г. Теоретическая механика/Под ред. В.В. Румянцева, К.Е. Якимовой. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. — 308 с.
- [15] Яковенко Г.Н. Краткий курс аналитической динамики — М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2004. — 238 с.