

СЛУЧАИ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ДВИЖЕНИЮ МАЯТНИКА НА ДВУМЕРНОЙ ПЛОСКОСТИ

© 2016 г. М. В. ШАМОЛИН

Аннотация. Работа посвящена новым случаям интегрируемости систем на касательном расслоении к маломерной сфере. К такого рода задачам приводятся системы из плоской динамики твердого тела, находящегося в неконсервативном поле сил. Исследуемые задачи описываются динамическими системами с переменной диссипацией с нулевым средним. Обнаружены случаи интегрируемости уравнений движения в трансцендентных (в смысле классификации их особенностей) функциях и выражающихся через конечную комбинацию элементарных функций.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	36
1. Модельные предположения	37
2. Группа динамических уравнений на алгебре Ли $so(2)$	38
3. Первая группа кинематических уравнений	39
4. Вторая группа кинематических уравнений	39
5. Задача о движении свободного тела при наличии следящей силы	40
6. Случай отсутствия зависимости момента неконсервативных сил от угловой скорости	43
7. Случай зависимости момента неконсервативных сил от угловой скорости	48
Список литературы	53

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе систематизируются результаты по исследованию уравнений плоскопараллельного движения симметричного закрепленного твердого тела-маятника, находящегося в некотором неконсервативном поле сил. Его вид заимствован из динамики реальных закрепленных твердых тел, помещенных в однородный поток набегающей среды. Кроме того, рассматривается задача о плоскопараллельном движении свободного твердого тела, также находящегося в подобном поле сил; при этом на данное свободное тело действует также неконсервативная следящая сила, либо заставляющая во все время движения величину скорости некоторой характерной точки твердого тела оставаться постоянной во времени (что означает наличие в системе неинтегрируемой серво-связи, см. также [19, 20, 21, 22]), либо заставляющая центр масс тела двигаться прямолинейно и равномерно (что означает присутствие в системе пары сил, см. также [30, 31]).

Ранее в [19] автором уже была показана полная интегрируемость уравнений плоскопараллельного движения закрепленного тела-маятника в однородном потоке набегающей среды в условиях струйного обтекания, когда у системы динамических уравнений существует первый интеграл, являющийся трансцендентной (в смысле теории функций комплексного переменного, т.е. имеющей существенно особые точки) функцией квазискоростей. Тогда предполагалось, что все взаимодействие среды с телом сосредоточено на той части поверхности тела, которая имеет форму (одномерной) пластины.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-01-00020).

В данной работе результаты относятся к случаю, когда все взаимодействие однородного потока среды с закрепленным телом сосредоточено на той части поверхности тела, которая имеет форму одномерного диска, при этом силовое воздействие сосредоточено в направлении, которое перпендикулярно данному диску. Данные результаты систематизированы и представлены в инвариантном виде.

Результаты данной работы регулярно докладывались на множестве семинаров, в том числе и на семинаре «Актуальные проблемы геометрии и механики» им. проф. В. В. Трофимова [4] под руководством Д. В. Георгиевского и М. В. Шамолина (см. также [5, 6, 70, 71, 72]).

1. МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Рассмотрим однородную плоскую пластину AB , симметричную относительно плоскости, перпендикулярной плоскости фигуры и проходящей через державку OD . Пластина жестко закреплена перпендикулярно державке OD , находящейся на цилиндрическом шарнире O , и обтекается однородным потоком среды (рис. 1). В этом случае тело представляет собой физический маятник, в котором пластина AB и ось шарнира перпендикулярны плоскости движения. Поток среды движется из бесконечности с постоянной скоростью $\mathbf{v} = \mathbf{v}_\infty \neq \mathbf{0}$, а державка сопротивления не создает.

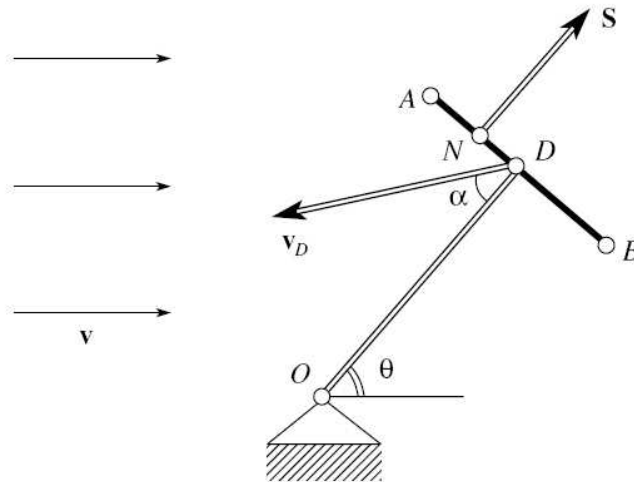


Рис. 1. Закрепленный маятник на цилиндрическом шарнире в потоке набегающей среды

Предположим, что суммарная сила \mathbf{S} воздействия потока среды на пластину направлена параллельно державке, а точка N приложения этой силы определяется, по крайней мере, углом атаки α , который измеряется между вектором скорости \mathbf{v}_D точки D относительно потока и державкой OD (рис. 1, при этом на рисунке показан угол атаки, равный $\pi - \alpha$), а также приведенной угловой скоростью

$$\omega \cong \frac{l\Omega}{v_D}, \quad v_D = |\mathbf{v}_D|$$

(l — длина державки, Ω — алгебраическое значение проекции угловой скорости маятника на ось шарнира). Подобные условия возникают при использовании модели струйного обтекания плоских тел (см. [2, 7, 12, 13, 11, 15, 24, 25]).

Таким образом, примем, что сила \mathbf{S} направлена по нормали к пластине в сторону, противоположную направлению скорости \mathbf{v}_D , и проходит через некоторую точку N пластины, смещенную от точки D вверх по потоку (см. также [28, 29, 35, 36, 48, 49]).

Вектор

$$\mathbf{e} = \frac{\mathbf{OD}}{l} \quad (1.1)$$

определяет ориентацию державки. Тогда

$$\mathbf{S} = -s(\alpha)v_D^2\mathbf{e}, \quad (1.2)$$

где

$$s(\alpha) = s_1(\alpha)\text{sign} \cos \alpha, \quad (1.3)$$

где коэффициент сопротивления $s_1 \geq 0$ зависит лишь от угла атаки α . В силу свойств симметрии пластины относительно точки D функция $s(\alpha)$ является четной.

Пусть $Dx_1x_2 = Dxy$ — система координат, жестко связанная с телом, при этом ось $Dx = Dx_1$ имеет направляющий вектор \mathbf{e} (см. (1.1)), а ось $Dx_2 = Dy$ сонаправлена с вектором \mathbf{DA} (рис. 1). На этом же рисунке показан и угол отклонения маятника $\theta = \xi$.

Пространством положений такого физического маятника является окружность (одномерная сфера)

$$\mathbf{S}^1\{\xi \in \mathbf{R}^1 : \xi \bmod 2\pi\}, \quad (1.4)$$

а фазовым пространством — касательное расслоение окружности (двумерный цилиндр)

$$T_*\mathbf{S}^1\{(\dot{\xi}; \xi) \in \mathbf{R}^2 : \xi \bmod 2\pi\}. \quad (1.5)$$

Свяжем с величиной Ω кососимметрическую матрицу

$$\tilde{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & -\Omega \\ \Omega & 0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\Omega} \in \text{so}(2). \quad (1.6)$$

Расстояние от центра пластины D до центра давления (точки N , рис. 1) равно

$$|\mathbf{r}_N| = r_N = DN \left(\alpha, \frac{l\Omega}{v_D} \right), \quad (1.7)$$

где $\mathbf{r}_N = \{0, x_{2N}\} = \{0, y_N\}$ в системе $Dx_1x_2 = Dxy$.

Сразу же заметим, что используемая модель воздействия потока среды на закрепленный маятник аналогична построенной модели для свободного тела и в дальнейшем учитывает влияние вращательной производной момента силы воздействия среды по угловой скорости маятника (см. также [2, 3, 53, 54, 55, 58, 60, 62, 64]). Анализ задачи о физическом маятнике в потоке позволит обнаружить качественные аналогии в динамике частично закрепленных и свободных тел.

2. ГРУППА ДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ НА АЛГЕБРЕ ЛИ $\text{so}(2)$

Если I — центральный момент инерции тела-маятника, то общее уравнение его движения примет следующий вид:

$$I\dot{\Omega} = DN \left(\alpha, \frac{l\Omega}{v_D} \right) s(\alpha)v_D^2, \quad (2.1)$$

поскольку момент силы воздействия среды равен определителю следующей вспомогательной матрицы:

$$\begin{pmatrix} 0 & x_{2N} \\ -s(\alpha)v_D^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

где $\{-s(\alpha)v_D^2, 0\}$ — разложение силы \mathbf{S} воздействия среды в системе координат Dx_1x_2 .

Поскольку размерность алгебры Ли $\text{so}(2)$ равна 1, единственное уравнение (2.1) и составляет группу динамических уравнений на $\text{so}(2)$, а, попросту говоря, уравнение движения.

В правую часть уравнения (2.1) входит угол атаки, поэтому данное уравнение не является замкнутым. Чтобы получить полную систему уравнений движения маятника, необходимо к динамическому уравнению на алгебре Ли $\text{so}(2)$ присоединить несколько групп кинематических уравнений.

3. ПЕРВАЯ ГРУППА КИНЕМАТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Для получения полной системы уравнений движения нам потребуется группа кинематических уравнений, связывающих скорости точки D (формального центра пластины AB) и набегающего потока:

$$\mathbf{v}_D = v_D \cdot \mathbf{i}_v(\alpha) = \tilde{\Omega} \begin{pmatrix} l \\ 0 \end{pmatrix} + (-v_\infty) \mathbf{i}_v(-\xi), \quad (3.1)$$

где

$$\mathbf{i}_v(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Равенство (3.1) выражает теорему сложения скоростей в проекциях на связанную систему координат Dx_1x_2 . Действительно, в левой части равенства (3.1) стоит скорость точки D маятника относительно потока в проекциях на связанную с маятником систему координат Dx_1x_2 . При этом вектор $\mathbf{i}_v(\alpha)$ — единичный вектор вдоль оси вектора \mathbf{v}_D . Вектор $\mathbf{i}_v(\alpha)$ является образом единичного вектора вдоль оси Dx_1 , повернутого около вертикали (оси Dx_3) на угол α и имеет разложение (3.2).

В правой части равенства (3.1) стоит сумма скоростей точки D при повороте маятника (первое слагаемое) и движения потока (второе слагаемое). При этом в первом слагаемом имеются координаты вектора $\mathbf{OD} = \{l, 0\}$ в системе координат Dx_1x_2 .

На втором слагаемом правой части равенства (3.1) остановимся подробнее. В нем имеются координаты вектора $(-\mathbf{v}_\infty) = \{-v_\infty, 0\}$ в неподвижном пространстве. Чтобы его записать в проекциях на связанную систему координат Dx_1x_2 необходимо произвести (обратный) поворот маятника на угол $(-\xi)$, что алгебраически эквивалентно умножению величины $(-v_\infty)$ на вектор $\mathbf{i}_v(-\xi)$.

Таким образом, первая группа кинематических уравнений (3.1) в нашем случае примет следующий вид:

$$v_D \cos \alpha = -v_\infty \cos \xi, \quad v_D \sin \alpha = l\Omega + v_\infty \sin \xi. \quad (3.3)$$

4. ВТОРАЯ ГРУППА КИНЕМАТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Нам также потребуется группа кинематических уравнений, связывающих тензор угловой скорости $\tilde{\Omega}$ и координаты $\dot{\xi}, \xi$ фазового пространства (1.5) исследуемого маятника — касательного расслоения $T_*\mathbf{S}^1\{\dot{\xi}; \xi\}$.

Проведем рассуждения в стиле, допускающем любую размерность. Искомые уравнения получаются из следующих двух групп соотношений. Поскольку движение тела формально происходит в евклидовом пространстве $\mathbf{E}^n, n = 2$, сначала выражается набор, состоящий из фазовой переменной Ω , через новую переменную z_1 (из набора z):

$$\Omega = z_1. \quad (4.1)$$

Затем вместо переменной z подставляется следующая зависимость:

$$z_1 = \dot{\xi}. \quad (4.2)$$

Таким образом, две группы уравнений (4.1) и (4.2) дают вторую группу кинематических уравнений:

$$\Omega = \dot{\xi}. \quad (4.3)$$

Видно, что три группы соотношений (2.1), (3.3), (4.3) образуют замкнутую систему уравнений. В эти три группы уравнений входят две следующие функции:

$$r_N = DN \left(\alpha, \frac{l\Omega}{v_D} \right), \quad s(\alpha). \quad (4.4)$$

При этом функция s считается зависимой лишь от α , а функция $r_N = DN$ может зависеть, наряду с углом α , вообще говоря, и от приведенной угловой скорости $\omega \cong l\Omega/v_D$.

5. Задача о движении свободного тела при наличии следящей силы

Параллельно рассматриваемой задаче о движении закрепленного тела, рассмотрим плоскопараллельное движение свободного симметричного твердого тела с передним плоским торцом (одномерной пластиной AB) в поле силы сопротивления в условиях квазистационарности [15, 16, 23, 32, 35, 38, 40, 43] с той же моделью воздействия среды (рис. 2).

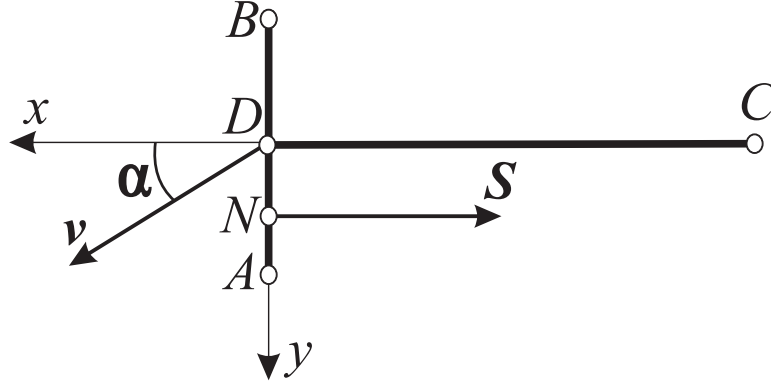


Рис. 2. Плоскопараллельное движение свободного симметричного твердого тела в сопротивляющейся среде

Если (v, α) — полярные координаты вектора скорости некоторой характерной точки D твердого тела (D — центр пластины AB), Ω — значение его угловой скорости, I, m — инерционно-массовые характеристики, то динамическая часть уравнений движения тела, при котором касательные силы воздействия среды на пластину отсутствуют, примет вид:

$$\begin{aligned} \dot{v} \cos \alpha - \dot{\alpha} v \sin \alpha - \Omega v \sin \alpha + \sigma \Omega^2 &= \frac{F_x}{m}, \\ \dot{v} \sin \alpha + \dot{\alpha} v \cos \alpha + \Omega v \cos \alpha - \sigma \dot{\Omega} &= 0, \\ I \dot{\Omega} &= y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha) v^2, \end{aligned} \quad (5.1)$$

где

$$F_x = -S, \quad S = s(\alpha) v^2, \quad \sigma = CD, \quad (5.2)$$

при этом $\left(0, y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) \right)$ — координаты точки N приложения силы \mathbf{S} в системе координат $Dx_1x_2 = Dxy$, связанной с телом (рис. 2).

Первые два уравнения системы (5.1) описывают движение центра масс на двумерной евклидовой плоскости \mathbf{E}^2 в проекциях на систему координат Dx_1x_2 . При этом $Dx_1 = Dx$ — срединный перпендикуляр к пластине, проходящий через центр масс C симметричного тела, а $Dx_2 = Dy$ — ось, выбранная вдоль пластины. Третье же уравнение системы (5.1) получено из теоремы об изменении кинетического момента тела в проекции на ось, перпендикулярную рисунку.

Таким образом, фазовым пространством системы динамических уравнений (5.1) третьего порядка является прямое произведение

$$\mathbf{R}^1 \times \mathbf{S}^1 \times \text{so}(2) \quad (5.3)$$

двумерного цилиндра и алгебры Ли $\text{so}(2)$. Поскольку сила воздействия среды не зависит от положения тела на плоскости, система динамических уравнений (5.1) отделяется от системы кинематических уравнений и может быть рассмотрена самостоятельно (см. также [44, 47, 50, 52, 65]).

5.1. Неинтегрируемая связь. Если рассматривается *более общая задача* о движении тела при наличии некоторой следящей силы \mathbf{T} , проходящей через центр масс и обеспечивающей во все время движения выполнение равенства (см. также [68, 73, 74, 79, 80])

$$v \equiv \text{const}, \quad (5.4)$$

то в системе (5.1) вместо F_x будет стоять величина

$$T - s(\alpha)v^2. \quad (5.5)$$

В результате соответствующего выбора величины T следящей силы можно формально добиться во все время движения выполнения равенства (5.4) [81, 83, 89]. Действительно, формально выражая величину T в силу системы (5.1), получим при $\cos \alpha \neq 0$

$$T = T_v(\alpha, \Omega) = m\sigma\Omega^2 + s(\alpha)v^2 \left[1 - \frac{m\sigma}{I} y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \right]. \quad (5.6)$$

На данную процедуру можно посмотреть с двух позиций. Во-первых, произошло преобразование системы при помощи наличия в системе следящей силы (управления), обеспечивающей рассмотрение интересующего нас класса движений (5.4). Во-вторых, на это все можно посмотреть как на процедуру, позволяющую понизить порядок системы. Действительно, система (5.1) в результате действий порождает независимую систему второго порядка следующего вида:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}v \cos \alpha + \Omega v \cos \alpha - \sigma \dot{\Omega} &= 0, \\ I \dot{\Omega} &= y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha)v^2, \end{aligned} \quad (5.7)$$

в которой к постоянным параметрам, указанным выше, добавляется параметр v .

Как видно из (5.7), на многообразии

$$O = \left\{ (\alpha, \Omega) \in \mathbf{R}^2 : \alpha = \frac{\pi}{2} + \pi k, k \in \mathbf{Z} \right\} \quad (5.8)$$

нельзя однозначно разрешить систему относительно $\dot{\alpha}$. Формально, таким образом, на многообразии (5.8) происходит нарушение теоремы единственности.

Из этого следует, что система (5.7) вне и только вне многообразия (5.8) эквивалентна системе

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= -\Omega + \frac{\sigma v y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha)}{I \cos \alpha}, \\ \dot{\Omega} &= \frac{1}{I} y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha)v^2. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Нарушение теоремы единственности для системы (5.7) на многообразии (5.8) происходит в следующем смысле: почти через любую точку из многообразия (5.8) проходит неособая фазовая траектория системы (5.7), пересекая многообразие (5.8) под прямым углом, а также существует фазовая траектория, полностью совпадающая во все моменты времени с указанной точкой. Но физически это различные траектории, так как им отвечают разные значения следящей силы. Покажем это.

Как показано выше, для поддержания связи вида (5.4) необходимо выбрать значение T при $\cos \alpha \neq 0$ в виде (5.6).

Пусть

$$\lim_{\alpha \rightarrow \pi/2} \frac{y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha)}{\cos \alpha} = L \left(\frac{\Omega}{v} \right). \quad (5.10)$$

Заметим, что $|L| < +\infty$ тогда и только тогда, когда

$$\lim_{\alpha \rightarrow \pi/2} \left| \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha) \right) \right| < +\infty. \quad (5.11)$$

При $\alpha = \pi/2$ нужная величина следящей силы найдется из равенства

$$T = T_v \left(\frac{\pi}{2}, \Omega \right) = m\sigma\Omega^2 - \frac{m\sigma Lv^2}{I}. \quad (5.12)$$

где значение Ω произвольно.

С другой стороны, поддерживая с помощью следящей силы вращение вокруг некоторой точки W евклидовой плоскости \mathbf{E}^2 , необходимо выбрать следящую силу в виде

$$T = T_v \left(\frac{\pi}{2}, \Omega \right) = \frac{mv^2}{R_0}, \quad (5.13)$$

где R_0 — расстояние CW .

Равенства (5.12) и (5.13) определяют, вообще говоря, различные значения следящей силы T для почти всех точек многообразия (5.8), что и доказывает сделанное замечание.

5.2. Постоянная скорость центра масс. Если рассматривается *более общая задача* о движении тела при наличии некоторой следящей силы \mathbf{T} , проходящей через центр масс и обеспечивающей во все время движения выполнение равенства (см. также [36, 37, 66, 67])

$$\mathbf{V}_C \equiv \text{const} \quad (5.14)$$

(\mathbf{V}_C — скорость центра масс), то в системе (5.1) вместо F_x должна стоять величина, тождественно равная нулю, поскольку на тело будет действовать неконсервативная пара сил:

$$T - s(\alpha)v^2 \equiv 0. \quad (5.15)$$

Очевидно, что для этого нужно выбрать величину следящей силы T в виде

$$T = T_v(\alpha, \Omega) = s(\alpha)v^2, \quad \mathbf{T} \equiv -\mathbf{S}. \quad (5.16)$$

Случай (5.16) выбора величины T следящей силы является частным случаем возможности отделения независимой подсистемы второго порядка после некоторого преобразования системы третьего порядка (5.1).

Действительно, пусть выполнено следующее условие на величину T :

$$T = T_v(\alpha, \Omega) = \tau_1 \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) v^2 + \tau_2 \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) \Omega v + \tau_3 \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) \Omega^2 = T_1 \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) v^2. \quad (5.17)$$

Систему (5.1) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \dot{v} + \sigma\Omega^2 \cos \alpha - \sigma \sin \alpha \left[\frac{v^2}{I} y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha) \right] &= \frac{T_1 \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) v^2 - s(\alpha)v^2}{m} \cos \alpha, \\ \dot{\alpha}v + \Omega v - \sigma \cos \alpha \left[\frac{v^2}{I} y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha) \right] - \sigma\Omega^2 \sin \alpha &= \frac{s(\alpha)v^2 - T_1 \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) v^2}{m} \sin \alpha, \\ \dot{\Omega} &= \frac{v^2}{I} y_N \left(\alpha, \frac{\Omega}{v} \right) s(\alpha). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Вводя далее новые безразмерные фазовую переменную и дифференцирование по формулам

$$\Omega = n_1 v \omega, \quad \langle \cdot \rangle = n_1 v \langle ' \rangle, \quad n_1 > 0, \quad n_1 = \text{const}, \quad (5.19)$$

система (5.18) приведет к следующему виду:

$$v' = v\Psi(\alpha, \omega), \quad (5.20)$$

$$\left. \begin{aligned}
\alpha' &= -\omega + \sigma n_1 \omega^2 \sin \alpha + \left[\frac{\sigma}{In_1} y_N(\alpha, n_1 \omega) s(\alpha) \right] \cos \alpha \\
&\quad - \frac{T_1(\alpha, n_1 \omega) - s(\alpha)}{mn_1} \sin \alpha, \\
\omega' &= \frac{1}{In_1^2} y_N(\alpha, n_1 \omega) s(\alpha) - \omega \left[\frac{\sigma}{In_1} y_N(\alpha, n_1 \omega) s(\alpha) \right] \sin \alpha \\
&\quad + \sigma n_1 \omega^3 \cos \alpha - \omega \frac{T_1(\alpha, n_1 \omega) - s(\alpha)}{mn_1} \cos \alpha,
\end{aligned} \right\} \quad (5.21)$$

$$\Psi(\alpha, \omega) = -\sigma n_1 \omega^2 \cos \alpha + \left[\frac{\sigma}{In_1} y_N(\alpha, n_1 \omega) s(\alpha) \right] \sin \alpha + \frac{T_1(\alpha, n_1 \omega) - s(\alpha)}{mn_1} \cos \alpha.$$

Видно, что в системе третьего порядка (5.20), (5.21) может быть выделена независимая подсистема второго порядка (5.21), которая может быть самостоятельно рассмотрена на своем двумерном фазовом цилиндре.

В частности, при выполнении условия (5.16) только что рассмотренный прием выделения независимой подсистемы второго порядка также возможен.

6. СЛУЧАЙ ОТСУТСТВИЯ ЗАВИСИМОСТИ МОМЕНТА НЕКОНСЕРВАТИВНЫХ СИЛ ОТ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ

Выберем функцию \mathbf{r}_N в следующем виде (пластина AB задается уравнением $x_{1N} \equiv 0$):

$$\mathbf{r}_N = \begin{pmatrix} 0 \\ x_{2N} \end{pmatrix} = R(\alpha) \mathbf{i}_N, \quad (6.1)$$

где $\mathbf{i}_N = \mathbf{i}_v(\pi/2)$ (см. (3.2)).

В нашем случае $\mathbf{i}_N = (0, 1)^T$.

Таким образом, выполнено равенство $x_{2N} = R(\alpha)$, убеждающее нас о том, что в рассматриваемой системе отсутствует зависимость момента сил от угловой скорости (имеется лишь зависимость от угла α).

Итак, для построения силового поля используется пара функций $R(\alpha), s(\alpha)$, информация о которых носит качественный характер. Подобно выбору аналитических функций типа Чаплыгина [28, 29, 76, 77], динамические функции s и R примем в следующем виде:

$$R(\alpha) = A \sin \alpha, \quad s(\alpha) = B \cos \alpha, \quad A, B > 0. \quad (6.2)$$

6.1. Приведенные системы.

Теорема 6.1. Совместные уравнения (2.1), (3.3), (4.3) при выполнении условий (6.1), (6.2) редуцируются к динамической системе на касательном расслоении (1.5) одномерной сферы (1.4).

Действительно, если ввести безразмерные параметр и дифференцирование:

$$b_* = ln_0, \quad n_0^2 = \frac{AB}{I}, \quad \langle \cdot \rangle = n_0 v_\infty \langle \prime \rangle, \quad (6.3)$$

то полученное уравнение будет иметь следующий вид:

$$\xi'' + b_* \xi' \cos \xi + \sin \xi \cos \xi = 0. \quad (6.4)$$

Фазовый портрет уравнения (6.4) ($\alpha \leftrightarrow \xi - \pi$, $\Omega \leftrightarrow \xi'$) изображен на рис. 3, при этом положения равновесия на оси абсцисс расположены через $\pi/2$.

После же перехода от переменных z (о переменных z см. (4.2)) к переменным w

$$w_1 = -\frac{1}{n_0 v_\infty} z_1 - b_* \sin \xi, \quad (6.5)$$

уравнение (6.4) будет эквивалентно системе

$$\xi' = -w_1 - b_* \sin \xi, \quad w_1' = \sin \xi \cos \xi, \quad (6.6)$$

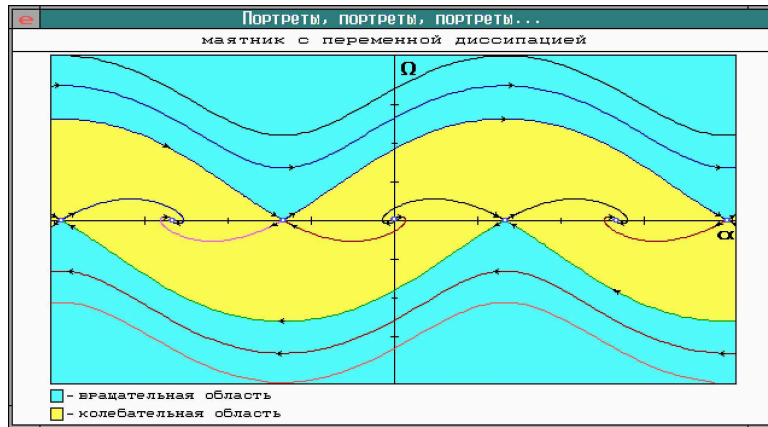


Рис. 3. Фазовый портрет закрепленного маятника на цилиндрическом шарнире в потоке набегающей среды

на касательном расслоении

$$T_*\mathbf{S}^1\{(w_1; \xi) \in \mathbf{R}^2 : \xi \bmod 2\pi\} \tag{6.7}$$

одномерной сферы $\mathbf{S}^1\{\xi \in \mathbf{R}^1 : \xi \bmod 2\pi\}$.

Фазовый портрет системы (6.6) ($\alpha \leftrightarrow \xi - \pi, \omega \leftrightarrow w_1$) изображен на рис. 4.

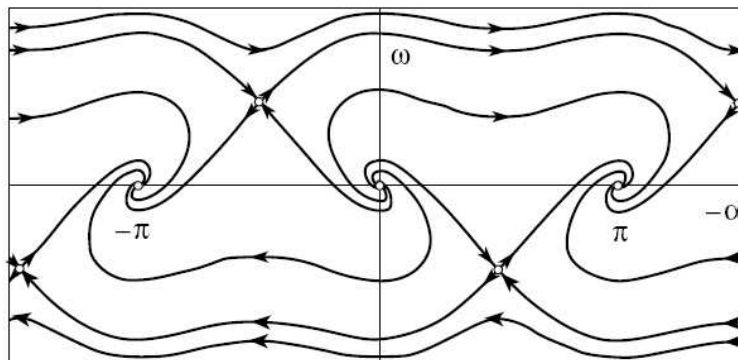


Рис. 4. Динамическая система с переменной диссипацией

6.2. Общие замечания об интегрируемости системы. Для полного интегрирования системы (6.6) второго порядка необходимо знать, вообще говоря, один независимый первый интеграл.

6.2.1. Система при отсутствии силового поля. Рассмотрим систему (6.6) на касательном расслоении $T_*\mathbf{S}^1\{w_1; \xi\}$ одномерной сферы $\mathbf{S}^1\{\xi\}$. При этом получим из нее систему консервативную. Более того, будем считать, что функция (1.7) тождественно равна нулю (в частности, $b_* = 0$, а также коэффициент $\sin \xi \cos \xi$ во втором уравнении системы (6.6) отсутствует). Рассматриваемая система примет вид

$$\xi' = -w_1, \quad w_1' = 0. \tag{6.8}$$

Система (6.8) описывает движение твердого тела при отсутствии внешнего поля сил.

Предложение 6.1. Система (6.8) обладает одним аналитическим первым интегралом следующего вида:

$$\Phi_1(w_1; \xi) = w_1^2 = C_1 = const. \tag{6.9}$$

Данный первый интеграл (6.9) констатирует тот факт, что поскольку внешнего поля сил нет, то сохраняется (вообще говоря, ненулевая) компонента угловой скорости («двумерного») твердого тела, а именно:

$$\Omega \equiv \Omega^0 = \text{const.} \quad (6.10)$$

В частности, наличие первого интеграла (6.9) объясняется равенством

$$w_1^2 = \frac{1}{n_0^2 v_\infty^2} \Omega^2 \equiv C_1 = \text{const.} \quad (6.11)$$

6.2.2. Система при наличии консервативного силового поля. Теперь рассмотрим систему (6.6) при условии $b_* = 0$. При этом получим систему консервативную. А именно, наличие силового поля характеризует коэффициент $\sin \xi \cos \xi$ во втором уравнении системы (6.6) (в отличие от системы (6.8)). Рассматриваемая система примет вид

$$\alpha' = -w_1, \quad w_1' = \sin \xi \cos \xi. \quad (6.12)$$

Итак, система (6.12) описывает движение твердого тела в консервативном внешнем поле сил.

Предложение 6.2. Система (6.12) обладает одним аналитическим первым интегралом следующего вида:

$$\Phi_1(w_1; \xi) = w_1^2 + \sin^2 \xi = C_1 = \text{const.}, \quad (6.13)$$

Первый интеграл (6.13) является интегралом полной энергии.

6.3. Трансцендентный первый интеграл. Перейдем теперь к интегрированию искомой системы второго порядка (6.6) (без всяких упрощений — при наличии всех коэффициентов).

Сопоставим системе (6.6) неавтономное уравнение первого порядка

$$\frac{dw_1}{d\xi} = \frac{\sin \xi \cos \xi}{-w_1 - b_* \sin \xi}. \quad (6.14)$$

Используя замену $\tau = \sin \xi$, перепишем уравнение (6.14) в алгебраическом виде

$$\frac{dw_1}{d\tau} = \frac{\tau}{-w_1 - b_* \tau}. \quad (6.15)$$

Далее, вводя однородную переменную по формуле $w_1 = u\tau$, приводим уравнение (6.15) к следующей квадратуре:

$$\frac{(-b_* - u)du}{1 + b_*u + u^2} = \frac{d\tau}{\tau}. \quad (6.16)$$

Интегрирование квадратуры (6.16) приводит к рассмотрению трех случаев. Несложный подсчет приводит к следующим первым интегралам.

I. $b_*^2 - 4 < 0$.

$$\ln(1 + b_*u + u^2) + \frac{2b_*}{\sqrt{4 - b_*^2}} \arctg \frac{2u + b_*}{\sqrt{4 - b_*^2}} + \ln \tau^2 = \text{const.} \quad (6.17)$$

II. $b_*^2 - 4 > 0$.

$$\ln |1 + b_*u + u^2| - \frac{b_*}{\sqrt{b_*^2 - 4}} \ln \left| \frac{2u + b_* + \sqrt{b_*^2 - 4}}{2u + b_* - \sqrt{b_*^2 - 4}} \right| + \ln \tau^2 = \text{const.} \quad (6.18)$$

III. $b_*^2 - 4 = 0$.

$$\ln |u - 1| + \frac{1}{u - 1} + \ln |\tau| = \text{const.} \quad (6.19)$$

Другими словами, в переменных (ξ, w_1) найденные первые интегралы имеют вид:

I. $b_*^2 - 4 < 0$.

$$[\sin^2 \xi + b_* w_1 \sin \xi + w_1^2] \times \exp \left\{ \frac{2b_*}{\sqrt{4 - b_*^2}} \arctg \frac{2w_1 + b_* \sin \xi}{\sqrt{4 - b_*^2} \sin \xi} \right\} = \text{const.} \quad (6.20)$$

II. $b_*^2 - 4 > 0$.

$$[\sin^2 \xi + b_* w_1 \sin \xi + w_1^2] \times \left| \frac{2w_1 + b_* \sin \xi + \sqrt{b_*^2 - 4} \sin \xi}{2w_1 + b_* \sin \xi - \sqrt{b_*^2 - 4} \sin \xi} \right|^{-b_*/\sqrt{b_*^2 - 4}} = \text{const.} \quad (6.21)$$

III. $b_*^2 - 4 = 0$.

$$(w_1 - \sin \xi) \exp \left\{ \frac{\sin \xi}{w_1 - \sin \xi} \right\} = \text{const.} \quad (6.22)$$

Итак, в рассматриваемом случае система динамических уравнений (6.6) имеет первый интеграл, выражающийся соотношениями (6.20)–(6.22) (или (6.17)–(6.19)), являющийся трансцендентной функцией фазовых переменных (в смысле комплексного анализа) и выражающийся через конечную комбинацию элементарных функций.

Теорема 6.2. *Три группы соотношений (2.1), (3.3), (4.3) при условиях (6.1), (6.2) обладают первым интегралом (полным набором), являющимся трансцендентной функцией с точки зрения комплексного анализа, выражающимся через конечную комбинацию элементарных функций.*

6.4. Топологические аналогии. Предъявим далее две группы аналогий, связанных с системой (5.1), описывающей движение свободного твердого тела при наличии следящей силы.

Первая группа аналогий касается случая наличия в системе неинтегрируемой связи (5.4). В данном случае динамическая часть уравнений движения при некоторых условиях приводится к системе (5.9).

При выполнении условий (6.1), (6.2) система (5.9) примет вид

$$\alpha' = -\omega + b \sin \alpha, \quad \omega' = \sin \alpha \cos \alpha, \quad (6.23)$$

если ввести безразмерные параметр, переменную и дифференцирование по аналогии с (6.3):

$$b = \sigma n_0, \quad n_0^2 = \frac{AB}{I}, \quad \Omega = n_0 v \omega, \quad \langle \cdot \rangle = n_0 v \langle ' \rangle. \quad (6.24)$$

Теорема 6.3. *Система (6.23) (для свободного тела) эквивалентна системе (6.6) (для закрепленного маятника).*

Действительно, достаточно положить

$$\xi = \alpha, \quad w_1 = \omega, \quad b_* = -b. \quad (6.25)$$

Следствие 6.1. 1) *Фазовый портрет системы (6.23) изображен на рис. 4.*

2) *Угол атаки α для свободного тела (рис. 2) эквивалентен углу отклонения ξ закрепленного маятника (рис. 1).*

3) *Расстояние $\sigma = CD$ для свободного тела соответствует длине державки $l = OD$ закрепленного маятника.*

4) *Первый интеграл системы (6.23) может быть автоматически получен через равенства (6.17)–(6.19) (или (6.20)–(6.22)) после подстановок (6.25) (см. также [76, 77]):*

I. $b^2 - 4 < 0$.

$$[\sin^2 \alpha - b\omega \sin \alpha + \omega^2] \times \exp \left\{ -\frac{2b}{\sqrt{4 - b^2}} \arctg \frac{2\omega - b \sin \alpha}{\sqrt{4 - b^2} \sin \alpha} \right\} = \text{const.} \quad (6.26)$$

II. $b^2 - 4 > 0$.

$$[\sin^2 \alpha - b\omega \sin \alpha + \omega^2] \times \left| \frac{2\omega - b \sin \alpha + \sqrt{b^2 - 4} \sin \alpha}{2\omega - b \sin \alpha - \sqrt{b^2 - 4} \sin \alpha} \right|^{b/\sqrt{b^2 - 4}} = \text{const.} \quad (6.27)$$

III. $b^2 - 4 = 0$.

$$(\omega - \sin \alpha) \exp \left\{ \frac{\sin \alpha}{\omega - \sin \alpha} \right\} = \text{const.} \quad (6.28)$$

Вторая группа аналогий касается случая движения с постоянной скоростью центра масс тела, т.е. когда выполнено свойство (5.14). В данном случае динамическая часть уравнений движения при некоторых условиях приводится к системе (5.21).

Тогда, в силу условий (5.14), (6.1), (6.2), (6.24) преобразованная динамическая часть уравнений движения (система (5.21)) примет вид аналитической системы

$$\begin{aligned}\alpha' &= -\omega + b \sin \alpha \cos^2 \alpha + b\omega^2 \sin \alpha, \\ \omega' &= \sin \alpha \cos \alpha - b\omega \sin^2 \alpha \cos \alpha + b\omega^3 \cos \alpha,\end{aligned}\quad (6.29)$$

при этом выбирая постоянную n_1 следующим образом:

$$n_1 = n_0. \quad (6.30)$$

Если вопрос о первом интеграле системы (6.23) решается с помощью следствия 6.1, то аналогичный вопрос для системы (6.29) решает следующая теорема 6.4.

Для этого введем следующие обозначения и новые переменные (ср. с [41, 42]):

$$C_1 = 2 - b, \quad C_2 = b > 0, \quad C_3 = -2 - b < 0, \quad u_1 = \omega - \sin \alpha, \quad v_1 = \omega + \sin \alpha, \quad u_1 = v_1 t_1, \quad v_1^2 = \frac{1}{q_1}, \quad (6.31)$$

тогда вопрос о явном виде искомого первого интеграла сводится к решению линейного неоднородного уравнения:

$$\frac{dq_1}{dt_1} = a_1(t_1)q_1 + a_2(t_1), \quad (6.32)$$

где

$$a_1(t_1) = \frac{2(C_3 t_1 + C_2)}{C_3 t_1^2 - C_1}, \quad a_2(t_1) = \frac{4C_2 t_1}{C_3 t_1^2 - C_1}. \quad (6.33)$$

Общее решение уравнения (6.32) имеет следующий вид (см. [66, 67]):

I. $b < 2$.

$$q_1(t_1) = k(t_1)(-C_3 t_1^2 + C_1) \exp \left\{ -\frac{2b}{\sqrt{4-b^2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{2+b}{2-b}} t_1 \right\} + \operatorname{const}. \quad (6.34)$$

II. $b > 2$.

$$q_1(t_1) = k(t_1)(-C_3 t_1^2 + C_1) \left| \frac{\sqrt{-C_1} + \sqrt{-C_3 t_1}}{\sqrt{-C_1} - \sqrt{-C_3 t_1}} \right|^{C_2/\sqrt{C_1 C_3}} + \operatorname{const}. \quad (6.35)$$

III. $b = 2$.

$$q_1(t_1) = k(t_1) t_1^2 \exp \left\{ \frac{1}{t_1} \right\} + \operatorname{const}. \quad (6.36)$$

При этом

I. $b < 2$.

$$\begin{aligned}k(t_1) &= -\frac{b}{8} \exp \left\{ \frac{2b}{\sqrt{4-b^2}} \left[\frac{2b}{\sqrt{4-b^2}} \sin 2\zeta - 2 \cos 2\zeta \right] \right\} + \operatorname{const}, \\ \operatorname{tg} \zeta &= \sqrt{\frac{2-b}{2+b}} t_1.\end{aligned}\quad (6.37)$$

II. $b > 2$.

$$\begin{aligned}k(t_1) &= \pm |\zeta|^{b/\sqrt{b^2-4}} \mp \frac{b}{b+2\sqrt{b^2-4}} |\zeta|^{b/\sqrt{b^2-4}+2} + \operatorname{const}, \\ t_1 &= \sqrt{\frac{b-2}{b+2}} \left(\frac{1-\zeta}{1+\zeta} \right).\end{aligned}\quad (6.38)$$

III. $b = 2$.

$$k(t_1) = -2 \frac{t_1 + 1}{t_1} \exp \left\{ -\frac{1}{t_1} \right\}. \quad (6.39)$$

Таким образом, равенства (6.34)–(6.39) позволяют получить искомым первый интеграл системы (6.29), используя обозначения и замены (6.31).

Теорема 6.4. *Первый интеграл системы (6.29) является трансцендентной функцией своих фазовых переменных и выражается через конечную комбинацию элементарных функций.*

Ввиду громоздкости вида полученного первого интеграла приведем его лишь в случае **III**:

$$\exp \left\{ \frac{\sin \alpha + \omega}{\sin \alpha - \omega} \right\} \frac{1 - 4\omega \sin \alpha + 4\omega^2}{(\omega - \sin \alpha)^2} = C_1 = \text{const.} \quad (6.40)$$

Теорема 6.5. *Первый интеграл системы (6.23) постоянен на фазовых траекториях системы (6.29).*

Доказательство проведем для случая $b = 2$. Действительно, перепишем первый интеграл (6.40) системы (6.29) в следующем виде:

$$\exp \left\{ \frac{n_0 v \sin \alpha + \Omega}{n_0 v \sin \alpha - \Omega} \right\} \frac{n_0^2 v^2 - 2bn_0 v \Omega \sin \alpha + b^2 \Omega^2}{(\Omega - n_0 v \sin \alpha)^2} = \text{const.} \quad (6.41)$$

Видно, что числитель второго множителя пропорционален квадрату скорости центра масс тела \mathbf{V}_C с постоянным коэффициентом n_0^2 . Но, в силу (5.14), данная величина постоянна на траекториях системы (6.29). Значит на них постоянна и функция

$$\exp \left\{ \frac{n_0 v \sin \alpha + \Omega}{n_0 v \sin \alpha - \Omega} \right\} \frac{V_C^2}{(\Omega - n_0 v \sin \alpha)^2} = \text{const.} \quad (6.42)$$

Возьмем далее степень $(-1/2)$ от левой части равенства (6.42) и заключаем, что следующая функция также постоянна на фазовых траекториях системы (6.29):

$$\exp \left\{ \frac{\Omega + n_0 v \sin \alpha}{2(\Omega - n_0 v \sin \alpha)} \right\} (\Omega - n_0 v \sin \alpha) = \text{const.} \quad (6.43)$$

Теперь, разделив равенство (6.43) на \sqrt{e} , получим функцию

$$\exp \left\{ \frac{n_0 v \sin \alpha}{\Omega - n_0 v \sin \alpha} \right\} (\Omega - n_0 v \sin \alpha) = \text{const}, \quad (6.44)$$

постоянную на фазовых траекториях системы (6.29). Но первый интеграл (6.44) полностью аналогичен первому интегралу (6.28), что и требовалось.

Итак, мы имеем следующие топологические и механические аналогии в том смысле, в котором они объяснены выше.

1) Движение закрепленного на цилиндрическом шарнире физического маятника в потоке набегающей среды (неконсервативное поле сил).

2) Плоскопараллельное движение свободного твердого тела в неконсервативном поле сил со следящей силой (при наличии неинтегрируемой связи).

3) Плоскопараллельное сложное движение твердого тела, вращающегося вокруг центра масс, движущегося прямолинейно и равномерно, и находящегося в неконсервативном поле сил.

О более общих топологических аналогиях см. также [1, 10, 17, 18, 26, 27, 33, 34].

7. СЛУЧАЙ ЗАВИСИМОСТИ МОМЕНТА НЕКОНСЕРВАТИВНЫХ СИЛ ОТ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ

7.1. Введение зависимости от угловой скорости. Данная работа посвящена динамике двумерного твердого тела на плоскости. Но, поскольку данный раздел посвящен исследованию случая движения при наличии зависимости момента действующих сил от угловой скорости, введем такую зависимость с более общих позиций. К тому же, данная точка зрения поможет нам вводить эту зависимость и для трехмерных, и для многомерных тел.

Пусть $x = (x_{1N}, x_{2N})$ — координаты точки N приложения неконсервативной силы (воздействия среды) на одномерную пластину, $Q = (Q_1, Q_2)$ — компоненты, не зависящие от угловой скорости. Будем вводить зависимость функций $(x_{1N}, x_{2N}) = (x_N, y_N)$ от угловой скорости лишь линейным

образом, поскольку само данное введение априори не очевидно [2, 3, 8, 14, 9, 59, 61, 69, 87, 88, 90, 91].

Итак, примем зависимость $x = Q + R$, где $R = (R_1, R_2)$ — вектор-функция, содержащая угловую скорость. При этом зависимость функции R от угловой скорости — гироскопическая:

$$R = \begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \end{pmatrix} = -\frac{1}{v_D} \begin{pmatrix} 0 & -\Omega \\ \Omega & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}. \quad (7.1)$$

Здесь (h_1, h_2) — некоторые положительные параметры.

Теперь, применительно к нашей задаче, поскольку $x_{1N} = x_N \equiv 0$, то

$$x_{2N} = y_N = Q_2 - h_1 \frac{\Omega}{v_D}. \quad (7.2)$$

Таким образом, функция \mathbf{r}_N выбирается в следующем виде (пластина AB задается уравнением $x_{1N} \equiv 0$):

$$\mathbf{r}_N = \begin{pmatrix} 0 \\ x_{2N} \end{pmatrix} = R(\alpha) \mathbf{i}_N - \frac{1}{v_D} \tilde{\Omega} h, \quad (7.3)$$

где

$$\mathbf{i}_N = \mathbf{i}_v \left(\frac{\pi}{2} \right), \quad h = \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & -\Omega \\ \Omega & 0 \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

(см. (1.6), (3.2)). В нашем случае

$$\mathbf{i}_N = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (7.5)$$

Таким образом, выполнено равенство

$$x_{2N} = R(\alpha) - h_1 \frac{\Omega}{v_D}, \quad (7.6)$$

убеждающее нас о том, что в рассматриваемой системе присутствует также еще и дополнительный демпфирующий (а в некоторых областях фазового пространства и разгоняющий) момент неконсервативной силы (т.е. присутствует зависимость момента от угловой скорости).

Итак, для построения силового поля также используется пара функций $R(\alpha), s(\alpha)$, информация о которых носит качественный характер. Подобно выбору аналитических функций типа Чаплыгина [28, 29, 39, 51, 78, 82, 84, 85, 86], динамические функции s и R примем в следующем виде:

$$R(\alpha) = A \sin \alpha, \quad s(\alpha) = B \cos \alpha, \quad A, B > 0. \quad (7.7)$$

7.2. Приведенные системы.

Теорема 7.1. Совместные уравнения (2.1), (3.3), (4.3) при выполнении условий (7.3), (7.7) редуцируются к динамической системе на касательном расслоении (1.5) одномерной сферы (1.4).

Действительно, если ввести безразмерные параметры и дифференцирование:

$$b_* = ln_0, \quad n_0^2 = \frac{AB}{I}, \quad H_{1*} = \frac{h_1 B}{In_0}, \quad \langle \cdot \rangle = n_0 v_\infty \langle ' \rangle, \quad (7.8)$$

то полученное уравнение будет иметь следующий вид:

$$\xi'' + (b_* - H_{1*}) \xi' \cos \xi + \sin \xi \cos \xi = 0. \quad (7.9)$$

Фазовый портрет уравнения (7.9) ($\alpha \leftrightarrow \xi - \pi$, $\Omega \leftrightarrow \xi'$) при $b_* > H_{1*}$ изображен на рис. 3, при этом положения равновесия на оси абсцисс расположены через $\pi/2$. При $b_* < H_{1*}$ фазовый портрет уравнения (7.9) совпадает с фазовым портретом, изображенным на рис. 3, уже без сдвига по оси абсцисс ($\alpha \leftrightarrow \xi$, $\Omega \leftrightarrow \xi'$).

После же перехода от переменных z (о переменных z см. (4.2)) к переменным w

$$w_1 = -\frac{1}{1 + b_* H_{1*}} \left(\frac{1}{n_0 v_\infty} z_1 + b_* \sin \xi \right), \quad (7.10)$$

уравнение (7.9) будет эквивалентно системе

$$\begin{aligned}\xi' &= -(1 + b_* H_{1*})w_1 - b_* \sin \xi, \\ w_1' &= \sin \xi \cos \xi + H_{1*}w_1 \cos \xi.\end{aligned}\quad (7.11)$$

Фазовый портрет системы (7.11) ($\alpha \leftrightarrow \xi - \pi$, $\omega \leftrightarrow w_1$) при $b_* > H_{1*}$ изображен на рис. 4. При $b_* < H_{1*}$ фазовый портрет системы (7.11) совпадает с фазовым портретом, изображенным на рис. 4, уже без сдвига по оси абсцисс ($\alpha \leftrightarrow \xi$, $\Omega \leftrightarrow \xi'$).

7.3. Трансцендентный первый интеграл. Сопоставим системе (7.11) неавтономное уравнение первого порядка

$$\frac{dw_1}{d\xi} = \frac{\sin \xi \cos \xi + H_{1*}w_1 \cos \xi}{-(1 + b_* H_{1*})w_1 - b_* \sin \xi}.\quad (7.12)$$

Используя замену $\tau = \sin \xi$, перепишем уравнение (7.12) в алгебраическом виде

$$\frac{dw_1}{d\tau} = \frac{\tau + H_{1*}w_1}{-(1 + b_* H_{1*})w_1 - b_* \tau}.\quad (7.13)$$

Далее, вводя однородную переменную по формуле $w_1 = u\tau$, приводим уравнение (7.13) к следующей квадратуре:

$$\frac{(-b_* - (1 + b_* H_{1*})u)du}{1 + (b_* + H_{1*})u + (1 + b_* H_{1*})u^2} = \frac{d\tau}{\tau}.\quad (7.14)$$

Интегрирование квадратуры (7.14) приводит к рассмотрению трех случаев. Несложный подсчет приводит к следующим первым интегралам.

I. $|b_* - H_{1*}| < 2$.

$$\begin{aligned}\ln(1 + (b_* + H_{1*})u + (1 + b_* H_{1*})u^2) \\ + \frac{2b_*}{\sqrt{4 - (b_* - H_{1*})^2}} \operatorname{arctg} \frac{2(1 + b_* H_{1*})u + (b_* + H_{1*})}{\sqrt{4 - (b_* - H_{1*})^2}} + \ln \tau^2 = \text{const.}\end{aligned}\quad (7.15)$$

II. $|b_* - H_{1*}| > 2$.

$$\begin{aligned}\frac{1}{1 + b_* H_{1*}} \ln |1 + (b_* + H_{1*})u + (1 + b_* H_{1*})u^2| + \ln \tau^2 \\ - \frac{b_* \sqrt{1 + b_* H_{1*}}}{\sqrt{(b_* - H_{1*})^2 - 4}} \ln \left| \frac{2(1 + b_* H_{1*})^{3/2}u + (b_* + H_{1*})\sqrt{1 + b_* H_{1*}} + \sqrt{(b_* - H_{1*})^2 - 4}}{2(1 + b_* H_{1*})^{3/2}u + (b_* + H_{1*})\sqrt{1 + b_* H_{1*}} - \sqrt{(b_* - H_{1*})^2 - 4}} \right| \\ = \text{const.}\end{aligned}\quad (7.16)$$

III. $|b_* - H_{1*}| = 2$.

$$\ln \left| u + \frac{b_* + H_{1*}}{2(1 + b_* H_{1*})} \right| - \frac{b_* - H_{1*}}{2(1 + b_* H_{1*})u + (b_* + H_{1*})} + \ln |\tau| = \text{const.}\quad (7.17)$$

В переменных (ξ, w_1) найденные первые интегралы имеют достаточно громоздкий вид. Тем не менее, в случае **III** мы приведем его в явном виде:

$$\left(w_1 + \frac{b_* + H_{1*}}{2(1 + b_* H_{1*})} \sin \xi \right) \exp \left\{ \frac{(-b_* + H_{1*}) \sin \xi}{2(1 + b_* H_{1*})w_1 + (b_* + H_{1*}) \sin \xi} \right\} = \text{const.}\quad (7.18)$$

Итак, в рассматриваемом случае система динамических уравнений (7.11) имеет первый интеграл, выражающийся соотношениями (7.15)–(7.17) (или, в частности, в случае **III** (7.18)), являющийся трансцендентной функцией фазовых переменных (в смысле комплексного анализа) и выражающийся через конечную комбинацию элементарных функций.

Теорема 7.2. *Три группы соотношений (2.1), (3.3), (4.3) при условиях (7.3), (7.7) обладают первым интегралом (полным набором), являющимся трансцендентной функцией с точки зрения комплексного анализа, выражающимся через конечную комбинацию элементарных функций.*

7.4. Топологические аналогии. Предъявим далее еще две группы аналогий, связанных с системой (5.1), описывающей движение свободного твердого тела при наличии следящей силы.

Первая группа аналогий снова касается случая наличия в системе неинтегрируемой связи (5.4). В данном случае динамическая часть уравнений движения при некоторых условиях приводится к системе (5.9).

При выполнении условий (7.3), (7.7) система (5.9) примет вид

$$\alpha' = -(1 + bH_1)\omega + b \sin \alpha, \quad \omega' = \sin \alpha \cos \alpha - H_1 \omega \cos \alpha, \quad (7.19)$$

если ввести безразмерные параметры, переменную и дифференцирование по аналогии с (7.8):

$$b = \sigma n_0, \quad n_0^2 = \frac{AB}{I}, \quad H_1 = \frac{h_1 B}{In_0}, \quad \Omega = n_0 v \omega, \quad \langle \cdot \rangle = n_0 v \langle ' \rangle. \quad (7.20)$$

Теорема 7.3. Система (7.19) (для свободного тела) эквивалентна системе (7.11) (для закрепленного маятника).

Действительно, достаточно положить

$$\xi = \alpha, \quad w_1 = \omega, \quad b_* = -b, \quad H_{1*} = -H_1. \quad (7.21)$$

Следствие 7.1. 1) Фазовый портрет системы (7.19) при $b_* > H_{1*}$ изображен на рис. 4.

При $b_* < H_{1*}$ фазовый портрет системы (7.19) совпадает с фазовым портретом, изображенным на рис. 4, но со сдвигом по оси абсцисс ($\alpha \leftrightarrow \alpha + \pi$).

- 2) Угол атаки α для свободного тела (рис. 2) эквивалентен углу отклонения ξ закрепленного маятника (рис. 1).
- 3) Расстояние $\sigma = CD$ для свободного тела соответствует длине державки $l = OD$ закрепленного маятника.
- 4) Первый интеграл системы (7.19) может быть автоматически получен через равенства (7.12)–(7.14) (или (7.15)–(7.17)) после подстановок (7.21) (см. также [56, 57, 63]).

В переменных (α, ω) найденные первые интегралы имеют достаточно громоздкий вид. Тем не менее, в случае **III** мы приведем его в явном виде:

$$\left(\omega - \frac{b + H_1}{2(1 + bH_1)} \sin \alpha \right) \exp \left\{ \frac{(b - H_1) \sin \alpha}{2(1 + bH_1)\omega - (b + H_1) \sin \alpha} \right\} = \text{const}. \quad (7.22)$$

Вторая группа аналогий касается случая движения с постоянной скоростью центра масс тела, т.е. когда выполнено свойство (5.14). В данном случае динамическая часть уравнений движения при некоторых условиях приводится к системе (5.21).

Тогда, в силу условий (5.14), (7.3), (7.7), (7.20) преобразованная динамическая часть уравнений движения (система (5.21)) примет вид аналитической системы

$$\begin{aligned} \alpha' &= -\omega + b \sin \alpha \cos^2 \alpha + b\omega^2 \sin \alpha - bH_1 \omega \cos^2 \alpha, \\ \omega' &= \sin \alpha \cos \alpha - b\omega \sin^2 \alpha \cos \alpha + b\omega^3 \cos \alpha + bH_1 \omega^2 \sin \alpha \cos \alpha - H_1 \omega \cos \alpha, \end{aligned} \quad (7.23)$$

при этом выбирая постоянную n_1 следующим образом:

$$n_1 = n_0. \quad (7.24)$$

Если вопрос о первом интеграле системы (7.19) решается с помощью следствия 7.1, то аналогичный вопрос для системы (7.23) решает следующая теорема 7.4.

Для этого введем следующие обозначения и новые переменные:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{b}{2} - \frac{bH_1}{2} - \frac{H_1}{2}, \quad A_2 = 1 + \frac{b}{2} + \frac{bH_1}{2} + \frac{H_1}{2} > 0, \quad A_3 = 1 - \frac{b}{2} + \frac{bH_1}{2} - \frac{H_1}{2}, \\ u_1 &= \omega - \sin \alpha, \quad v_1 = \omega + \sin \alpha, \quad u_1 = v_1 t_1, \quad v_1^2 = \frac{1}{q_1}, \end{aligned} \quad (7.25)$$

тогда вопрос о явном виде искомого первого интеграла сводится к решению линейного неоднородного уравнения:

$$\frac{dq_1}{dt_1} = a_1(t_1)q_1 + a_2(t_1), \quad (7.26)$$

где

$$a_1(t_1) = \frac{2(A_2 t_1 - A_1)}{A_2 t_1^2 + bH_1 t_1 + A_3}, \quad a_2(t_1) = \frac{2b(-t_1 + H_1(t_1^2 - 1)/4)}{A_2 t_1^2 + bH_1 t_1 + A_3}. \quad (7.27)$$

Общее решение уравнения (7.26) имеет следующий вид:

I. $|b - H_1| < 2$.

$$q_1(t_1) = k(t_1)(A_2 t_1^2 + bH_1 t_1 + A_3) \times \exp \left\{ -\frac{2(b - bH_1 - H_1)}{\sqrt{4 - (b - H_1)^2}} \operatorname{arctg} \left\{ \frac{2 + b + bH_1 + H_1}{\sqrt{4 - (b - H_1)^2}} t_1 + \frac{bH_1}{\sqrt{4 - (b - H_1)^2}} \right\} \right\}. \quad (7.28)$$

II. $|b - H_1| > 2$.

$$q_1(t_1) = k(t_1)(A_2 t_1^2 + bH_1 t_1 + A_3) \times \left| \frac{\sqrt{4 - (b - H_1)^2} + (2 + b + bH_1 + H_1)t_1 + bH_1}{\sqrt{4 - (b - H_1)^2} - (2 + b + bH_1 + H_1)t_1 - bH_1} \right|^{(b - bH_1 - H_1)/\sqrt{4 - (b - H_1)^2}}. \quad (7.29)$$

III. $|b - H_1| = 2$.

$$q_1(t_1) = k(t_1) \left(t_1 + \frac{bH_1}{2A_2} \right)^2 \exp \left\{ \frac{2(b - H_1)}{(2 + b + bH_1 + H_1)t_1 + bH_1} \right\}. \quad (7.30)$$

Для поиска решения неоднородного уравнения (7.26), (7.27) находится величина k как функция t_1 , выражающаяся через конечную комбинацию элементарных функций. Ввиду громоздкости выкладок дальнейшие рассуждения приводятся лишь в случае **III**.

Таким образом, равенства (7.28)–(7.30) позволяют получить искомый первый интеграл системы (7.23), используя обозначения и замены (7.25).

Теорема 7.4. *Первый интеграл системы (7.23) является трансцендентной функцией своих фазовых переменных и выражается через конечную комбинацию элементарных функций.*

Ввиду громоздкости вида полученного первого интеграла приведем его лишь в случае **III**:

$$\exp \left\{ \frac{-2(b - H_1) \sin \alpha}{2(1 + bH_1)\omega - (b + H_1) \sin \alpha} \right\} \frac{1 - 4\omega \sin \alpha + 4\omega^2}{(\omega - 2 \sin \alpha / (b + H_1))^2} = C_1 = \text{const}. \quad (7.31)$$

Теорема 7.5. *Первый интеграл системы (7.19) постоянен на фазовых траекториях системы (7.23).*

Доказательство проведем для случая $|b - H_1| = 2$. Действительно, перепишем первый интеграл (7.31) в следующем виде:

$$\exp \left\{ \frac{-2n_0 v (b - H_1) \sin \alpha}{2(1 + bH_1)\Omega - n_0 v (b + H_1) \sin \alpha} \right\} \frac{n_0^2 v^2 - 4n_0 v \Omega \sin \alpha + 4\Omega^2}{(\Omega - 2n_0 v \sin \alpha / (b + H_1))^2} = \text{const}. \quad (7.32)$$

Видно, что числитель второго множителя пропорционален квадрату скорости центра масс тела \mathbf{V}_C с постоянным коэффициентом. Но, в силу (5.14), данная величина постоянна на траекториях системы (7.23). Значит на них постоянна и функция

$$\exp \left\{ \frac{-2n_0 v (b - H_1) \sin \alpha}{2(1 + bH_1)\Omega - n_0 v (b + H_1) \sin \alpha} \right\} \frac{V_C^2}{(\Omega - 2n_0 v \sin \alpha / (b + H_1))^2} = \text{const}. \quad (7.33)$$

Возьмем далее степень $(-1/2)$ от левой части равенства (7.33) и заключаем, что следующая функция также постоянна на фазовых траекториях системы (7.23):

$$\exp \left\{ \frac{n_0 v (b - H_1) \sin \alpha}{2(1 + bH_1)\Omega - n_0 v (b + H_1) \sin \alpha} \right\} (\Omega - 2n_0 v \sin \alpha / (b + H_1)) = \text{const.} \quad (7.34)$$

Теперь ясно, что функция (7.34) эквивалентна функции (7.22), поскольку в случае **III** выполнено следующее равенство:

$$(b + H_1)^2 = 4(1 + bH_1). \quad (7.35)$$

Итак, мы имеем следующие топологические и механические аналогии в том смысле, в котором они объяснены выше.

1) Движение закрепленного на цилиндрическом шарнире физического маятника в потоке набегающей среды (неконсервативное поле сил при учете дополнительной зависимости момента сил от угловой скорости).

2) Плоскопараллельное движение свободного твердого тела в неконсервативном поле сил со следящей силой (при наличии неинтегрируемой связи и при учете дополнительной зависимости момента сил от угловой скорости).

3) Плоскопараллельное сложное движение твердого тела, вращающегося вокруг центра масс, движущегося прямолинейно и равномерно, и находящегося в неконсервативном поле сил при учете дополнительной зависимости момента сил от угловой скорости.

О более общих топологических аналогиях см. также [45, 46].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурбаки Н. Интегрирование. — М.: Наука, 1970.
2. Бюшгенс Г. С., Студнев Р. В. Динамика продольного и бокового движения. — М.: Машиностроение, 1969.
3. Бюшгенс Г. С., Студнев Р. В. Динамика самолета. Пространственное движение. — М.: Машиностроение, 1988.
4. Георгиевский Д. В., Шамолин М. В. Валерий Владимирович Трофимов // Совр. мат. Фундам. напр. — 2007. — 23 — С. 5–15.
5. Георгиевский Д. В., Шамолин М. В. Заседания семинара механико-математического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова «Актуальные проблемы геометрии и механики» им. проф. В. В. Трофимова под руководством С. А. Агафонова, Д. В. Георгиевского и М. В. Шамолина // Совр. мат. прилож. — 2009. — 65. — С. 3–10.
6. Георгиевский Д. В., Шамолин М. В. Заседания семинара механико-математического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова «Актуальные проблемы геометрии и механики» им. проф. В. В. Трофимова под руководством С. А. Агафонова Д. В. Георгиевского и М. В. Шамолина // Совр. мат. прилож. — 2012. — 76. — С. 3–10.
7. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости. — М.: Наука, 1979.
8. Ерошин В. А. Погружение диска в сжимаемую жидкость под углом к свободной поверхности // Изв. АН СССР. Сер. Мех. жидк. газа. — 1983. — № 2. — С. 142–144.
9. Ерошин В. А., Константинов Г. А., Романенков Н. И., Якимов Ю. Л. Экспериментальное определение давления на диске при погружении в сжимаемую жидкость под углом к свободной поверхности // Изв. АН СССР. Сер. Мех. жидк. газа. — 1988. — № 2. — С. 21–25.
10. Ерошин В. А., Привалов В. А., Самсонов В. А. Две модельные задачи о движении тела в сопротивляющейся среде // Сб. науч.-метод. статей по теор. мех. — М.: Наука, 1987. — 18. — С. 75–78.
11. Ерошин В. А., Романенков Н. И., Серебряков И. В., Якимов Ю. Л. Гидродинамические силы при ударе тупых тел о поверхность сжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. Сер. Мех. жидк. газа. — 1980. — № 6. — С. 44–51.
12. Ерошин В. А., Самсонов В. А., Шамолин М. В. О движении тела в среде при струйном обтекании // Тез. Всесоюз. конф. по устойчивости движения, колебаниям механических систем и аэродинамике. Москва, 2–4 февраля 1988. — М.: МАИ, 1988. — С. 21. — Деп. в ВИНТИ 22.12.88, № 8886-В-88.

13. *Ерошин В. А., Самсонов В. А., Шамолин М. В.* Математическое моделирование в задаче о торможении тела в среде при струйном обтекании// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 1995. — № 6. — С. 17.
14. *Ерошин В. А., Самсонов В. А., Шамолин М. В.* Модельная задача о торможении тела в сопротивляющейся среде при струйном обтекании// Изв. РАН. Сер. Мех. жидк. газа. — 1995. — № 3. — С. 23–27.
15. *Ламб Г.* Гидродинамика. — М.: Физматгиз, 1947.
16. *Локшин Б. Я., Привалов В. А., Самсонов В. А.* Введение в задачу о движении тела в сопротивляющейся среде. — М.: МГУ, 1986.
17. *Пуанкаре А.* Новые методы в небесной механике// В кн.: *Пуанкаре А.* Избранные труды. Т. 1, 2. — М.: Наука, 1971, 1972.
18. *Рыжова В. Е., Шамолин М. В.* О некоторых аналогиях в задаче о движении тела в сопротивляющейся среде// Тез. докл. 7 Всес. съезда по теор. и прикл. мех. Москва, 15–21 августа 1991 г. — М., 1991. — С. 305.
19. *Самсонов В. А., Шамолин М. В.* К задаче о движении тела в сопротивляющейся среде// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 1989. — № 3. — С. 51–54.
20. *Самсонов В. А., Шамолин М. В.* О движении тела в сопротивляющейся среде// Тез. докл. Всес. конф. «Современные проблемы механики и технологии машиностроения», 16–18 апреля 1989 г. — М.: ВИНТИ, 1989. — С. 128–129.
21. *Самсонов В. А., Шамолин М. В.* Модельная задача о движении тела в среде со струйным обтеканием/ Научный отчет Ин-та механики МГУ № 3969. — М.: Ин-т механики МГУ, 1990.
22. *Самсонов В. А., Шамолин М. В.* Модельная задача о движении тела в среде со струйным обтеканием// Тез. докл. II Всес. конф. «Нелинейные колебания механических систем», сентябрь 1990 г. Ч. 2. — Горький, 1990. — С. 95–96.
23. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. Т. 1. — М.: Наука, 1983; Т. 2. — М.: Наука, 1984.
24. *Сычев В. В., Рубан А. И., Сычев Вик. В., Королев Г. Л.* Асимптотическая теория отрывных течений. — М.: Наука, 1987.
25. *Табачников В. Г.* Стационарные характеристики крыльев на малых скоростях во всем диапазоне углов атаки// Тр. ЦАГИ. — М., 1974. — 1621. — С. 18–24.
26. *Фахрутдинова Р. Р., Шамолин М. В.* О сохранении фазового объема в динамических системах с переменной диссипацией «с нулевым средним»// Тез. засед. сем. «Актуальные проблемы геометрии и механики»/ Фундам. прикл. мат. — 2001. — 7, № 1. — С. 311.
27. *Фахрутдинова Р. Р., Шамолин М. В.* О сохранении фазового объема в динамических системах с переменной диссипацией «с нулевым средним»// Тез. засед. сем. «Актуальные проблемы геометрии и механики»/ Совр. мат. Фундам. напр. — 2007. — 23. — С. 22.
28. *Чаплыгин С. А.* О движении тяжелых тел в несжимаемой жидкости// В кн.: *Чаплыгин С. А.* Полн. собр. соч. Т. 1. — Л.: Изд-во АН СССР, 1933. — С. 133–135.
29. *Чаплыгин С. А.* Избранные труды. — М.: Наука, 1976.
30. *Шамолин М. В.* Замкнутые траектории различного топологического типа в задаче о движении тела в среде с сопротивлением// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 1992. — № 2. — С. 52–56.
31. *Шамолин М. В.* К задаче о движении тела в среде с сопротивлением// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 1992. — № 1. — С. 52–58.
32. *Шамолин М. В.* Классификация фазовых портретов в задаче о движении тела в сопротивляющейся среде при наличии линейного демпфирующего момента// Прикл. мат. мех. — 1993. — 57, № 4. — С. 40–49.
33. *Шамолин М. В.* Применение методов топографических систем Пуанкаре и систем сравнения в некоторых конкретных системах дифференциальных уравнений// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 1993. — № 2. — С. 66–70.
34. *Шамолин М. В.* Существование и единственность траекторий, имеющих в качестве предельных множеств бесконечно удаленные точки, для динамических систем на плоскости// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 1993. — № 1. — С. 68–71.
35. *Шамолин М. В.* Новое двухпараметрическое семейство фазовых портретов в задаче о движении тела в среде// Докл. РАН. — 1994. — 337, № 5. — С. 611–614.

36. *Шамолин М. В.* Относительная структурная устойчивость динамических систем задачи движения тела в среде// Аналитические, численные и экспериментальные методы в механике: Сб. науч. трудов/ Под ред. Б. Е. Победри и В. В. Козлова. — М.: Изд-во МГУ, 1995. — С. 14–19.
37. *Шамолин М. В.* Определение относительной грубости и двухпараметрическое семейство фазовых портретов в динамике твердого тела// Усп. мат. наук. — 1996. — 51, № 1. — С. 175–176.
38. *Шамолин М. В.* Периодические и устойчивые по Пуассону траектории в задаче о движении тела в сопротивляющейся среде// Изв. РАН. Мех. тв. тела. — 1996. — № 2. — С. 55–63.
39. *Шамолин М. В.* Многообразие типов фазовых портретов в динамике твердого тела, взаимодействующего с сопротивляющейся средой// Докл. РАН. — 1996. — 349, № 2. — С. 193–197.
40. *Шамолин М. В.* Введение в задачу о торможении тела в сопротивляющейся среде и новое двухпараметрическое семейство фазовых портретов// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 1996, № 4. — С. 57–69.
41. *Шамолин М. В.* Пространственные топографические системы Пуанкаре и системы сравнения// Усп. мат. наук. — 1997. — 52, № 3. — С. 177–178.
42. *Шамолин М. В.* Об интегрируемости в трансцендентных функциях// Усп. мат. наук. — 1998. — 53, № 3. — С. 209–210.
43. *Шамолин М. В.* Семейство портретов с предельными циклами в плоской динамике твердого тела, взаимодействующего со средой// Изв. РАН. Мех. тв. тела. — 1998. — № 6. — С. 29–37.
44. *Шамолин М. В.* Некоторые классы частных решений в динамике твердого тела, взаимодействующего со средой// Изв. РАН. Мех. тв. тела. — 1999. — № 2. — С. 178–189.
45. *Шамолин М. В.* О грубости диссипативных систем и относительной грубости и негрубости систем с переменной диссипацией// Усп. мат. наук. — 1999. — 54, № 5. — С. 181–182.
46. *Шамолин М. В.* О предельных множествах дифференциальных уравнений около сингулярных особых точек// Усп. мат. наук. — 2000. — 55, № 3. — С. 187–188.
47. *Шамолин М. В.* Об интегрировании некоторых классов неконсервативных систем// Усп. мат. наук. — 2002. — 57, № 1. — С. 169–170.
48. *Шамолин М. В.* Геометрическое представление движения в одной задаче о взаимодействии тела со средой// Прикл. мех. — 2004. — 40, № 4. — С. 137–144.
49. *Шамолин М. В.* Сопоставление интегрируемых по Якоби случаев плоского и пространственного движения тела в среде при струйном обтекании// Прикл. мат. мех. — 2005. — 69, № 6. — С. 1003–1010.
50. *Шамолин М. В.* Модельная задача о движении тела в сопротивляющейся среде с учетом зависимости момента силы сопротивления от угловой скорости/ Научный отчет Ин-та механики МГУ № 4818. — М.: Ин-т механики МГУ, 2006.
51. *Шамолин М. В.* Случай полной интегрируемости в динамике на касательном расслоении двумерной сферы// Усп. мат. наук. — 2007. — 62, № 5. — С. 169–170.
52. *Шамолин М. В.* Методы анализа динамических систем с переменной диссипацией в динамике твердого тела. — М.: Экзамен, 2007.
53. *Шамолин М. В.* Трехпараметрическое семейство фазовых портретов в динамике твердого тела, взаимодействующего со средой// Докл. РАН. — 2008. — 418, № 1. — С. 46–51.
54. *Шамолин М. В.* Некоторые модельные задачи динамики твердого тела при взаимодействии его со средой// Прикл. мех. — 2007. — 43, № 10. — С. 49–67.
55. *Шамолин М. В.* Новые интегрируемые случаи в динамике тела, взаимодействующего со средой, при учете зависимости момента силы сопротивления от угловой скорости// Прикл. мат. мех. — 2008. — 72, № 2. — С. 273–287.
56. *Шамолин М. В.* Об интегрируемости в элементарных функциях некоторых классов динамических систем// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 2008. — № 3. — С. 43–49.
57. *Шамолин М. В.* Об интегрируемости в элементарных функциях некоторых классов неконсервативных динамических систем// Совр. мат. прилож. — 2009. — 62. — С. 131–171.
58. *Шамолин М. В.* Динамические системы с переменной диссипацией: подходы, методы, приложения// Фундам. прикл. мат. — 2008. — 14, № 3. — С. 3–237.
59. *Шамолин М. В.* Об устойчивости прямолинейного поступательного движения// Прикл. мех. — 2009. — 45, № 6. — С. 125–140.

60. *Шамолин М. В.* К задаче о движении тела с передним плоским торцом в сопротивляющейся среде// Научный отчет Ин-та механики МГУ № 5052. — М.: Ин-т механики МГУ, 2010.
61. *Шамолин М. В.* Многопараметрическое семейство фазовых портретов в динамике твердого тела, взаимодействующего со средой// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Мат. Мех. — 2011. — № 3. — С. 24–30.
62. *Шамолин М. В.* Движение твердого тела в сопротивляющейся среде// Мат. модел. — 2011. — 23, № 12. — С. 79–104.
63. *Шамолин М. В.* Некоторые вопросы качественной теории в динамике систем с переменной диссипацией// Совр. мат. прилож. — 2012. — 78. — С. 138–147.
64. *Шамолин М. В.* Задача о движении тела в сопротивляющейся среде с учетом зависимости момента силы сопротивления от угловой скорости// Мат. модел. — 2012. — 24, № 10. — С. 109–132.
65. *Шамолин М. В.* Об интегрируемости в задачах динамики твердого тела, взаимодействующего со средой// Прикл. мех. — 2013. — 49, № 6. — С. 44–54.
66. *Шамолин М. В.* Математическое моделирование воздействия среды на твердое тело в условиях квазистационарности// Сб. трудов VII Междунар. конф. «Современные методы прикладной математики, теории управления и компьютерных технологий», Воронеж, 14–21 сентября 2014 г. — Воронеж: Научная книга, 2014. — С. 395–397.
67. *Шамолин М. В.* Моделирование движения твердого тела в сопротивляющейся среде и аналогии с вихревыми дорожками// Мат. модел. — 2015. — 27, № 1. — С. 33–53.
68. *Шамолин М. В., Цыпцын С. В.* Аналитическое и численное исследование траекторий движения тела в сопротивляющейся среде/ Научный отчет Ин-та механики МГУ № 4289. — М.: Ин-т механики МГУ, 1993.
69. *Шорыгин О. П., Шулъман Н. А.* Вход диска в воду с углом атаки// Уч. зап. ЦАГИ. — 1977. — 8, № 1. — С. 12–21.
70. *Georgievskii D. V., Shamolin M. V.* Sessions of the Workshop of the Mathematics and Mechanics Department of the Lomonosov Moscow State University “Urgent Problems of Geometry and Mechanics” named after Prof. V. V. Trofimov// J. Math. Sci. — 2008. — 154, № 4. — С. 462–495.
71. *Georgievskii D. V., Shamolin M. V.* Sessions of the workshop of the Mathematics and Mechanics Department of the Lomonosov Moscow State University “Urgent Problems of Geometry and Mechanics” named after Prof. V. V. Trofimov// J. Math. Sci. — 2009. — 161, № 5. — С. 603–614.
72. *Georgievskii D. V., Shamolin M. V.* Sessions of the Workshop of the Mathematics and Mechanics Department of the Lomonosov Moscow State University “Urgent Problems of Geometry and Mechanics” Named after Prof. V. V. Trofimov// J. Math. Sci. — 2015. — 204, № 6. — С. 715–731.
73. *Shamolin M. V.* Structural optimization of the controlled rigid motion in a resisting medium// Proc. Int. Conf. WCSMO-1, Goslar, May 28–June 2, 1995. — Goslar, Germany, 1995. — С. 18–19.
74. *Shamolin M. V.* Poisson-stable and dense orbits in rigid body dynamics// Proc. 3 Experimental Chaos Conference, Advance Program, Edinburg, Scotland, August 21–23, 1995. — Edinburg, Scotland, 1995. — С. 114.
75. *Shamolin M. V.* Some questions of the qualitative theory of ordinary differential equations and dynamics of a rigid body interacting with a medium// J. Math. Sci. — 2002. — 110, № 2. — С. 2526–2555.
76. *Shamolin M. V.* New integrable cases and families of portraits in the plane and spatial dynamics of a rigid body interacting with a medium// J. Math. Sci. — 2003. — 114, № 1. — С. 919–975.
77. *Shamolin M. V.* Classes of variable dissipation systems with nonzero mean in the dynamics of a rigid body// J. Math. Sci. — 2004. — 122, № 1. — С. 2841–2915.
78. *Shamolin M. V.* The cases of integrability in terms of transcendental functions in dynamics of a rigid body interacting with a medium// Proc. 9 Conf. on Dynamical Systems, Lodz, Poland, December 17–20, 2007. — Lodz: Tech. Univ., 2007. — 1. — С. 415–422.
79. *Shamolin M. V.* Dynamical systems with variable dissipation: methods and applications// Proc. 10 Conf. on Dynamical Systems, Lodz, Poland, December 7–10, 2009. — Lodz: Tech. Univ. 2009. — С. 91–104.
80. *Shamolin M. V.* The various cases of complete integrability in dynamics of a rigid body interacting with a medium// Proc. ECCOMAS Thematic Conf. Multibody Dynamics, Polish Acad. Sci., 2009.
81. *Shamolin M. V.* Dynamical systems with various dissipation: background, methods, applications// Proc. XXXVIII Summer School–Conf. «Advances Problems in Mechanics», July 1–5, 2010, St. Petersburg (Repino), Russia. — St. Petersburg: IPME, 2010. — С. 612–621.

82. *Shamolin M. V.* Integrability and nonintegrability in terms of transcendental functions in dynamics of a rigid body// Proc. Appl. Math. Mech. — 2010. — 10, № 1. — С. 63–64.
83. *Shamolin M. V.* Cases of complete integrability in transcendental functions in dynamics and certain invariant indices// Proc. 5 Int. Sci. Conf. on Physics and Control, Leon, Spain, September 5–8, 2011.
84. *Shamolin M. V.* Cases of integrability in dynamics of a rigid body interacting with a resistant medium// Proc. 23th Int. Congr. on Theoretical and Applied Mechanics, August 19–24, 2012, Beijing, China. — Beijing, 2012.
85. *Shamolin M. V.* Cases of complete integrability in transcendental functions in dynamics and certain invariant indices// Proc. Appl. Math. Mech. — 2012. — 12, № 1. — С. 43–44.
86. *Shamolin M. V.* Dynamical pendulum-like nonconservative systems// Proc. 12 Conf. on Dynamical Systems, Lodz, Poland, December 2–5, 2013. — Lodz: Tech. Univ., 2013. — С. 160.
87. *Shamolin M. V.* On stability of certain key types of rigid body motion in a nonconservative field// Proc. 85 Annual Meeting of the International Association of Applied Mathematics and Mechanics, March 10–14, 2014, Erlangen, Germany. — Erlangen: FAU, 2014. — С. 237.
88. *Shamolin M. V.* On stability of certain key types of rigid body motion in a nonconservative field// Proc. Int. Symp. on Nonlinear Theory and Its Applications, Luzern, Switzerland, September 14–18, 2014. — Luzern, 2014. — С. 36–39.
89. *Shamolin M. V.* Dynamical pendulum-like nonconservative systems// В кн.: Applied Nonlinear Dynamical Systems/ Springer Proc. Math. Stat. — 2014. — 93. — С. 503–525.
90. *Shamolin M. V.* On stability of certain key types of rigid body motion in a nonconservative field// Proc. Appl. Math. Mech. — 2014. — 14, № 1. — С. 311–312.
91. *Shamolin M. V.* Rigid body motion in a medium: data preparation for execution of experiments// Proc. 86th Annual Meeting of the International Association of Applied Mathematics and Mechanics, March 23–27, 2015, Lecce, Italy. — Univ. Del Salento, 2015. — С. 143.

М. В. Шамолин

Институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова

E-mail: shamolin@rambler.ru, shamolin@imec.msu.ru