

ON THE MOTION OF A SYMMETRICAL VEHICLE WITH OMNIWHEELS WITH MASSIVE ROLLERS

© 2018 г. K. Gerasimov*, A. Zobova**

Lomonosov Moscow State University

*e-mail: kiriger@gmail.com, **e-mail: azobova@mech.math.msu.su

Иде в статье ссылаясь
на предыдущую работу [1].

?? Абс. Стр. 6, 7, 8, 9, 11, 12, 15, 16, 18

?? Фиг. 4 и 5 (нижний фрагмент) 18.04.18
Кама из кривых, причем
одна и та же кривая — разные представ-
ления. Смысла нет.

ДВИЖЕНИЕ СИММЕТРИЧНОГО ЭКИПАЖА НА ОМНИ-КОЛЕСАХ С МАССИВНЫМИ РОЛИКАМИ

© 2018 г. К.В. Герасимов*, А.А. Зобова**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

**e-mail: kiriger@gmail.com, **e-mail: azobova@mech.math.msu.su*

Поступила в редакцию 14.11.2017 г.

Рассматривается динамика симметричного экипажа с роликонесущими колесами, движущегося по неподвижной горизонтальной абсолютно шероховатой плоскости в следующих предположениях: масса каждого ролика ненулевая, контакт между роликами и плоскостью точечный, проскальзывания нет. Уравнения движения, составленные с помощью системы символьных вычислений Maxima, содержат дополнительные члены, пропорциональные осевому моменту инерции ролика и зависящие от углов поворота колес. Масса роликов учитывается в тех фазах движения, когда не происходит смены роликов в контакте. При переходе колес с одного ролика на другой масса роликов считается пренебрежимо малой. Показано, что ряд движений, существующих в безынерционной модели (т.е. не учитывающей массу роликов), пропадает, так же как и линейный первый интеграл. Проведено сравнение основных типов движения симметричного трехколесного экипажа, полученных численным интегрированием уравнений движения с результатами, полученными на основании безынерционной модели.

(Подробности см. в работах [12, 13].)

Так как потенциальная энергия системы во время движения не меняется, лагранжиан равен кинетической энергии:

$$2L = 2T = M\mathbf{v}_S^2 + I_S\dot{\theta}^2 + J \sum_i \dot{\chi}_i^2 + B \sum_{i,j} (\dot{\phi}_{ij}^2 + 2\dot{\theta} \sin(\kappa_j + \chi_i) \dot{\phi}_{ij}) = \dot{\mathbf{q}}^T \mathcal{M} \dot{\mathbf{q}} \quad (3.2)$$

Здесь M , I_S , J — массово-инерционные характеристики экипажа (см. Приложение), B — момент инерции ролика относительно его оси вращения. Лагранжиан при учете связей определяется соотношением:

$$2L^* = \mathbf{v}^T V^T \mathcal{M} V \mathbf{v} = \mathbf{v}^T \mathcal{M}^*(\chi_i) \mathbf{v}$$

Структура симметрической матрицы \mathcal{M}^* следующая:

$$\mathcal{M}^* = \begin{bmatrix} \widetilde{\mathcal{M}}_{11}^* & \widetilde{\mathcal{M}}_{12}^* \\ \widetilde{\mathcal{M}}_{12}^{*T} & \widetilde{\mathcal{M}}_{22}^* \end{bmatrix}$$

$$\widetilde{\mathcal{M}}_{11}^* = (m_{ij}^*)_{3 \times 3}, \quad \widetilde{\mathcal{M}}_{22}^* = B E_{N(n-1) \times N(n-1)}$$

$$\widetilde{\mathcal{M}}_{12}^* = \begin{bmatrix} 0 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ BA^{-1} \sin \chi_{12} & \dots & BA^{-1} \sin \chi_{nN} \end{bmatrix}_{3 \times N(n-1)}$$

где $E_{N(n-1) \times N(n-1)}$ — единичная матрица.

Явные формулы для элементов матрицы $\widetilde{\mathcal{M}}_{11}^*$ выписаны в Приложении; отметим, что они зависят только от координат χ_i , которые входят в отношения B/ρ_i^2 и $B \sin \chi_i/\rho_i$, имеющие разрывы второго рода при смене роликов, т.е. при переходе с одного ролика на другой (см. равенство (2.1)). Эта матрица соответствует псевдоскоростям ν_1, ν_2, ν_3 . Остальные

элементы матрицы M^* соответствуют псевдоскоростям свободных роликов ν_s , для которых $\chi_{kl} = \chi_k + \kappa_l$ — угол между вертикалью и осью ролика. Индекс $k = 1, \dots, N$ означает номер колеса, индекс $l = 2, \dots, n$ — номер свободного ролика на колесе ($l = 1$ — ролик, находящийся в контакте).

Первое слагаемое в левой части равенства (3.1) получается дифференцированием лагранжиана и подстановкой связей:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L^*}{\partial \nu_\alpha} = \frac{d}{dt} (M^*(\chi) \mathbf{v}_\alpha) = M^*(\chi_i) \dot{\mathbf{v}}_\alpha + \left(\frac{d}{dt} (M^*(\chi)) \mathbf{v} \right)_{\downarrow \alpha} = M^*(\chi_i) \dot{\mathbf{v}}_\alpha + \left(\sum_{i=1}^N M_i^*(V \mathbf{v})_{3+i} \mathbf{v} \right)_{\downarrow \alpha} \quad (3.3)$$

где $M_i^* = \frac{\partial M^*}{\partial \chi_i}$. Обратим внимание, что слагаемые из второй группы, соответствующие свободным роликам, $(M_i^*(V \mathbf{v})_{3+i} \mathbf{v})_{\downarrow \alpha}$ ($\alpha = 4, \dots, K$) имеют вид

$$\nu_3 \frac{B R}{\Lambda l} \left(-\frac{\nu_3 R}{l \Lambda} - \frac{\nu_2 R}{l} \cos \alpha_i + \frac{\nu_1 R}{l} \sin \alpha_i \right) \cos \chi_{ij} = \nu_3 \frac{B}{\Lambda} (\chi_i)^* \cos \chi_{ij} \quad (3.4)$$

где индексы i, j соответствуют α по формуле сквозной нумерации.

Имеем
Выпишем выражения для P_α

$$\begin{aligned} P_1 &= R \left(p_x \cos \theta + p_y \sin \theta + \sum_i \left(\frac{p_{\chi_i}}{l} \sin \alpha_i + \frac{p_{\phi_{i1}}}{\rho_i} \cos \alpha_i \right) \right) \\ P_2 &= R \left(-p_x \sin \theta + p_y \cos \theta + \sum_i \left(-\frac{p_{\chi_i}}{l} \cos \alpha_i + \frac{p_{\phi_{i1}}}{\rho_i} \sin \alpha_i \right) \right) \\ P_3 &= \frac{1}{\Lambda} \left(p_\theta - \sum_i \frac{R}{l} p_{\chi_i} \right) \\ P_s &= p_{\phi_s} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Поскольку коэффициенты лагранжиана L^* зависят только от координаты χ_i , его скобки Пуассона с P_1, P_2, P_3 — квадратичные формы псевдоскоростей, пропорциональные моменту инерции ролика B с коэффициентами, зависящими от χ_i :

$$\{P_1, L^*\} = -\frac{\partial P_1}{\partial p_{\chi_i}} \frac{\partial L^*}{\partial \chi_i} = -\frac{R}{2l} \mathbf{v}^T M_i^* \mathbf{v} \sin \alpha_i,$$

$$\{P_2, L^*\} = \frac{R}{2l} \mathbf{v}^T \mathcal{M}_i^* \mathbf{v} \cos \alpha_i, \quad \{P_3, L^*\} = \frac{R}{2l\Lambda} \mathbf{v}^T \mathcal{M}_i^* \mathbf{v}, \quad \{P_s, L^*\} = 0, s > 3$$

Остается рассмотреть правую часть (3.1): ^{равенства она а} суммы $\{P_\alpha, \nu_\alpha P_\alpha\}$ отличны от нуля лишь \textcircled{B}

при $\alpha = 1, 2, 3$ (см. Приложение).

Собирая вместе выражения для слагаемых (3.1) и пользуясь обозначениями из Приложения, окончательно получим следующую структуру уравнений:

$$\mathcal{M}^* \dot{\mathbf{v}} = MR^2 \Lambda^{-1} \begin{pmatrix} \nu_2 \nu_3 \\ -\nu_1 \nu_3 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} + \mathbf{v}^T \begin{pmatrix} \frac{R}{2l} \begin{pmatrix} -\mathcal{M}_i^* \sin \alpha_i \\ \mathcal{M}_i^* \cos \alpha_i \\ \mathcal{M}_i^* \Lambda^{-1} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} - BR^2 \begin{pmatrix} \mathcal{P}_1 \\ \mathcal{P}_2 \\ \mathcal{P}_3 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \mathbf{v} - B \begin{pmatrix} \star \\ \star \\ \star \\ \frac{\nu_3}{\Lambda} \dot{\chi}_1^* \cos \chi_{12} \\ \vdots \\ \frac{\nu_3}{\Lambda} \dot{\chi}_N^* \cos \chi_{Nn} \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Символ \star в последнем слагаемом правой части уравнений для $\alpha = 1, 2, 3$ заменяет выра-

жения из второго слагаемого (3.3) Матрицы \mathcal{P}_α размера $K \times K$ составлены из строк $\mathbf{p}_{\alpha\beta}$,

определенных ~~явно~~ в Приложении и зависящих от геометрии экипажа и углов поворота колес χ_i :

$$\mathcal{P}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{p}_{12} \\ \mathbf{p}_{13} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{P}_2 = \begin{pmatrix} -\mathbf{p}_{12} \\ 0 \\ \mathbf{p}_{23} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{P}_3 = \begin{pmatrix} -\mathbf{p}_{13} \\ -\mathbf{p}_{23} \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

Поскольку матрицы \mathcal{M}_i^* и \mathcal{P}_α зависят от углов поворота колес χ_i , для замыкания системы к этим уравнениям надо добавить уравнения (2.2).

Структура уравнений позволяет выявить следующие свойства:

1. Система допускает интеграл энергии $\frac{1}{2} \mathbf{v}^T \mathcal{M}^*(\chi_i) \mathbf{v} = h = \text{const}$ в силу общей теоремы об изменении полной механической энергии: так как система стеснена автономными идеальными связями, а силы консервативны, то полная энергия (в ~~нашем~~ ^{рассматриваемом} случае она равна кинетической энергии) сохраняется.

2. В случае, ^E если платформа экипажа неподвижна, т.е. $\nu_1 = \nu_2 = \nu_3 = 0$, свободные ролики сохраняют свою начальную угловую скорость: $\nu_s = \text{const}$, чего и следовало ожидать.

3. При $B = 0$ все слагаемые в правой части равенства (3.6), кроме первого, обращаются в нуль, как и все члены, соответствующие свободным роликам, в левой части (см. Приложение, равенства (7.1)). В этом случае существенными остаются первые три уравнения системы ^{(.) относительно} ν_1, ν_2, ν_3 , ^{эти уравнения описывают} ^{мне} динамику безынерционной модели экипажа [5].

4. Существовавший в безынерционной модели линейный первый интеграл разрушается для модели с массивными роликами. При $B = 0$ он имеет вид $m_{33}^* \nu_3 = \text{const}$ (причем $m_{33} = \text{const}$) и следует непосредственно из третьего уравнения системы ^(.) При $B \neq 0$ скорость изменения ν_3 пропорциональна моменту инерции ролика B .

5. Поскольку скобки Пуассона в уравнениях для свободных роликов равны нулю, система допускает первые интегралы:

$$\nu_s + \frac{1}{A} \sin \chi_{ij} \nu_3 = \text{const} \quad (3.7)$$

Скорость вращения платформы ν_3 связана со скоростями собственного вращения свободных роликов. В частности, вращение экипажа вокруг вертикальной оси, проходящей через

его центр ($\nu_1(0) = 0, \nu_2(0) = 0, \nu_3(0) \neq 0$), неравномерно, в отличие от выводов, основанных на безынерционной модели.

6. Одновременное изменение начальных значений всех псевдоскоростей $\mathbf{v} \rightarrow \lambda \mathbf{v}, \lambda \neq 0$ умножением на число, отличное от нуля, эквивалентно замене времени $t \rightarrow \lambda t$.

4. Смена роликов. Уравнения (3.6) описывают динамику системы на промежутках времени, в течение которых не происходит смены роликов. При смене роликов любого колеса коэффициенты уравнений терпят разрыв второго рода из-за выражений $\rho_i = l \cos \chi_i - r$ в знаменателе.

Заметим, что на практике ситуация $\rho_i = 0$ никогда не реализуется, так как концы роликов усекаются (в частности, ~~потому что~~ ^{всегда} оси роликов в реальных системах имеют ненулевую толщину и должны быть закреплены в колесах). Для того чтобы в каждый момент в контакте между колесом и плоскостью был ролик, ролики располагают в два или больше рядов.

Фиг. 2

Для исследования движений, на которых происходят смены роликов, примем следующие предположения. Усечем ролики (см. левую часть фиг. 2), но оставим их оси в одной плоскости, пренебрегая пересечением тел роликов в пространстве. Смена роликов одного колеса будет происходить при значении угла $\chi_i = \frac{2\pi}{n}$. Колесо с усеченными роликами определим, располагая ось ролика на расстоянии $r = l \cos \frac{\pi}{n-1}$ от центра колеса, а его поверхность задавая как фигуру вращения дуги окружности радиуса l с углом раствора $\frac{2\pi}{n}$ вокруг этой оси, замкнутую соответствующими дисками.

Кроме этого, при смене контакта происходит мгновенное наложение связи на вновь вошедший в контакт ролик и снятие ее с освободившегося, после чего последний может свободно вращаться вокруг своей оси. В этот момент в реальной системе происходят вза-

имодействия типа ударных, в том числе проскальзывание роликов относительно плоскости, при котором происходит уменьшение полной энергии системы. Однако моделирование этих эффектов здесь не рассматривается. Будем считать, что скорости ν_1, ν_2, ν_3 при смене роликов не изменяются, как и в безынерционной модели в отсутствии роликов ($B = 0$). Таким образом, масса роликов влияет на динамику системы только на гладких участках движения и не учитывается при смене роликов. Из уравнений (2.1) и (2.2) получим, что ролик, входящий в контакт, мгновенно приобретает ту же угловую скорость, что и освобождающийся ролик.

Таким образом, при смене роликов ($\chi_i = \chi_i^+$) сохраним значения ν_1, ν_2, ν_3 ; заменим $\chi_i = \chi_i^+$ на $\chi_i = \chi_i^-$ (см. правую часть фиг. 2), и выполним с псевдоскоростями ν_s следующее преобразование. Пусть $\mathbf{v}_i^s = (\nu_{i2}, \dots, \nu_{in})$ – псевдоскорости свободных роликов на колесе i . Тогда, если при смене контакта $\dot{\chi}_i > 0$ (т.е. колесо поворачивается против часовой стрелки, см. (фиг. 1)), то отбросим ν_{in} , остальные компоненты вектора \mathbf{v}_i^s перенумеруем, сдвигая их вперед: $\nu_{ij} \rightarrow \nu_{ij+1}$, а компоненту ν_{i2} положим равной значению правой части в уравнении связи (2.1). При вращении колеса в другую сторону, выполним аналогичные преобразования, номера роликов при этом сдвигаются назад.

5. Примеры движений Численные решения получим для симметричного трехколесного экипажа ($\alpha_i = \frac{2\pi}{N}(i-1), N=3$) с $n=5$ роликами на колесе и следующих ^{случаях} движений:

Фиг. 3

1) Вращение вокруг своей оси ($\nu_1(0) = \nu_2(0) = 0, \nu_3(0) = 1$) (фиг. 3);

Фиг. 4

2) Движение по прямой в направлении оси первого колеса ($\nu_1(0) = 1, \nu_2(0) = \nu_3(0) = 0$) (фиг. 4);

Фиг. 5

3) Движение с ненулевой скоростью центра масс и, одновременно, с ненулевой угловой скоростью платформы ($\nu_1(0) = 1, \nu_2(0) = 0, \nu_3(0) = 1$) (фиг. 5).

? V массо-

Расчеты выполнены в безразмерных величинах, так что радиус платформы и колеса $R = 0.15$ и $r = 0.05$, массы платформы, колеса и ролика 1, 0.15 и 0.05. При этом момент инерции ролика $B \approx 1.6 \cdot 10^{-5}$. Для безынерционной модели массово-инерционные характеристики колес положим соответствующими экипажу с пятью заблокированными роликами.

Во всех трех случаях наблюдаются различия между двумя постановками: свободные ролики приходят в движение, из-за чего меняется угловая скорость платформы экипажа и скорость центра масс экипажа. Кроме этого, становится заметно влияние введенных предположений о смене контакта: график кинетической энергии приобретает ступенчатый вид в силу изменений, зависящих от χ_i и $\dot{\phi}_{ij}$, в слагаемых (3.2):

$$B \sum_{i,j} (\dot{\phi}_{ij}^2 + 2\dot{\theta} \sin(\kappa_j + \chi_i) \dot{\phi}_{ij}) \quad (5.1)$$

при мгновенном наложении связей. В промежутки времени между сменами роликов энергия остается постоянной.

В случаях 1 и 2 траектории центра экипажа S на плоскости OXY и характер вращения вокруг вертикальной оси SZ ($\theta(t)$) согласно модели с роликами и безынерционной модели различаются несущественно, однако заметны переходные режимы вращения роликов в начале движения.

При вращении вокруг вертикали (движение 1) угловая скорость платформы $\dot{\theta}$ меняется немонотонно, но в среднем медленно убывает: за первые 10^3 с угловая скорость уменьшается на 2%. Скорость центра масс остается равной нулю. Кинетическая энергия системы также медленно убывает. На фиг. 3 представлены угловые скорости роликов на первом колесе $\dot{\phi}_{1j}$. Номер кривой совпадает с номером ролика на колесе, поведение роликов на других двух колесах полностью аналогично. Заметим, что при нулевой скорости

Фиг. 3

Фиг. 4

центра экипажа опорный ролик не вращается (см. формулу (2.2)): угловая скорость первого ролика в течение первой секунды движения нулевая. После выхода из контакта ролик начинает раскручиваться в соответствии с первым интегралом (3.7). Раскрученный ролик при входе в контакт с опорной плоскостью мгновенно теряет угловую скорость (на графике угловой скорости первого ролика это происходит при $t = 9.6\text{с}$), что приводит к убыванию кинетической энергии.

При движении по прямой (движение 2) угловая скорость остается нулевой. На фиг. 4 слева показаны графики относительного изменения скорости центра масс $v_1(t)/v_1(0) - 1$ (кривая 1) и кинетической энергии $T(t)/T(0) - 1$ (кривая 2). Видно, что на начальном этапе движения при смене контакта кинетическая энергия возрастает, что обусловлено принятой моделью наложения связи, но при этом возрастание энергии остается в пределах 4%. Скорость центра масс (кривая 2, слева) в среднем убывает. Скорость вращения переднего колеса равна нулю, колесо катится, опираясь на один и тот же ролик, остальные ролики не раскручиваются. Угловые скорости роликов на одном из задних колес показаны на фиг. 4 справа. Свободные ролики двигаются с постоянной угловой скоростью, ролик в контакте изменяет свою скорость за счет скорости центра масс. После того как все ролики побывают в контакте, их движение становится квазипериодичным, а энергия убывает с каждой сменой контакта.

Фиг. 5

При движении 3, сочетающем поступательное и вращательное движение, угловая скорость экипажа v_3 растет и выходит на постоянное значение (кривая 1 на фиг. 5 слева вверх), скорость центра экипажа $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ уменьшается до нуля (кривая 2 там же), а кинетическая энергия (кривая 3) после короткого начального участка, где происходят маленькие по величине скачки вверх аналогично движению 2, убывает. Угловые скорости роликов представляют собой квазипериодические функции времени (характерный уча-

сток представлен на фиг. 5 внизу, обозначения те же что и на фиг. 3). Центр платформы описывает спираль (правая верхняя часть фиг. 5). Заметим, что если не учитывать массу роликов на колесе, то при принятых начальных условиях скорость центра масс и угловая скорость платформы сохраняются, а центр платформы описывает окружность. Таким образом, даже малая масса роликов приводит к качественным изменениям в движении экипажа.

6. Выводы.

1. Получены уравнения движения экипажа с полным набором роликов в неголономной постановке.
2. Показано, что при учете массы роликов возникают дополнительные члены, пропорциональные моменту инерции ролика относительно его оси.
3. Предложена модель перехода с ролика на ролик.
4. Получены численные решения с учетом движения свободных роликов для симметричного экипажа и обнаружены качественные отличия от безынерционной модели.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 16-01-00338).

7. Приложение. Матрица кинетической энергии:

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \widetilde{\mathcal{M}}_{11} & \widetilde{\mathcal{M}}_{12} & \widetilde{\mathcal{M}}_{13} \\ \widetilde{\mathcal{M}}_{12}^T & \widetilde{\mathcal{M}}_{22} & \widetilde{\mathcal{M}}_{23} \\ \widetilde{\mathcal{M}}_{13}^T & \widetilde{\mathcal{M}}_{23}^T & \widetilde{\mathcal{M}}_{33} \end{bmatrix}$$

где

$$\widetilde{\mathcal{M}}_{11} = \text{diag}(M, M, I_S), \quad \widetilde{\mathcal{M}}_{22} = JE_{N \times N}, \quad \widetilde{\mathcal{M}}_{33} = BE_{Nn \times Nn}$$

$$\tilde{M}_{13} = \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 \\ B \sin \chi_{11} & \cdots & B \sin \chi_{Nn} \end{bmatrix},$$

$\tilde{M}_{12} = O_{3 \times N}; \quad \tilde{M}_{23} = O_{N \times Nn}$

* → (·)

Здесь O_* и E_* — нулевые и единичные матрицы, указанные размерностей. *в индексах которых указываются их размеры*

В третьей строке \tilde{M}_{13} сначала указаны элементы, соответствующие роликам, находящимся в контакте, а затем соответствующие “свободным” роликам; элементы упорядочены по возрастанию индексов, так что ролики одного колеса соседствуют.

Матрица связей:

$$V = \begin{bmatrix} \tilde{V} & O_1 \\ O_2 & E \end{bmatrix}; \quad \tilde{V} = \begin{bmatrix} R \cos \theta & -R \sin \theta & 0 \\ R \sin \theta & R \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\Lambda} \\ \frac{R}{l} \sin \alpha_i & -\frac{R}{l} \cos \alpha_i & -\frac{R}{\Lambda l} \\ \frac{R}{\rho_k} \cos \alpha_k & \frac{R}{\rho_k} \sin \alpha_k & 0 \end{bmatrix}$$

Здесь O_1 и O_2 — нулевые $(3 + 2n \times N(n-1))$ - и $(N(n-1) \times 3)$ -матрицы, E — единичная матрица размерности $N(n-1)$.

Элементы матрицы кинетической энергии при учете связей:

$$\begin{aligned} m_{11}^* &= MR^2 + \sum_i \left(J \frac{R^2}{l^2} \sin^2 \alpha_i + B \frac{R^2}{\rho_i^2} \cos^2 \alpha_i \right) \quad (11 \leftrightarrow 22, \sin \alpha_i \leftrightarrow \cos \alpha_i) \\ m_{33}^* &= \frac{1}{\Lambda} \left(I_S + \sum_i J \frac{R^2}{l^2} \right), \quad m_{12}^* = \sum_i \left(-J \frac{R^2}{l^2} + B \frac{R^2}{\rho_i^2} \right) \sin \alpha_i \cos \alpha_i \\ m_{13}^* &= \frac{1}{\Lambda} \sum_i B \frac{R}{\rho_i} \sin \chi_i \cos \alpha_i, \quad m_{23}^* = \frac{1}{\Lambda} \sum_i B \frac{R}{\rho_i} \sin \chi_i \sin \alpha_i \end{aligned} \quad (7.1)$$

Обозначая $\xi_{\pm}(\alpha) = \nu_1 \cos \alpha \pm \nu_2 \sin \alpha$, $\eta_{\pm}(\alpha) = \nu_1 \sin \alpha \pm \nu_2 \cos \alpha$ (для формальных им-
 $\mathbb{Z} \leftarrow \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}$ пультсов $\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{q}}}$ получим)

$$p_x = MR\xi_-(\theta), p_y = MR\xi_+(\theta), p_\theta = BR \sum_i \frac{\sin \chi_i}{\rho_i} \xi_+(\alpha_i) + \frac{I_s}{\Lambda} \nu_3 + B \sum_s \sin \chi_s \nu_s$$

$$p_{\chi_i} = J \frac{R}{l} (\eta_-(\alpha_i) - \frac{1}{\Lambda} \nu_3), p_{\phi_{k1}} = \frac{BR}{\rho_k} \xi_+(\alpha_k) + \frac{B}{\Lambda} \sin \chi_k, p_{\phi_s} = \frac{B}{\Lambda} \nu_3 \sin \chi_s + B \nu_s$$
(7.2)

Импульсы P_1, P_2, P_3 имеют вид

$$P_1 = R \left(p_x \cos \theta + p_y \sin \theta + \sum_i \left(\frac{p_{\chi_i}}{l} \sin \alpha_i + \frac{p_{\phi_{i1}}}{\rho_i} \cos \alpha_i \right) \right)$$

$$P_2 = R \left(-p_x \sin \theta + p_y \cos \theta + \sum_i \left(-\frac{p_{\chi_i}}{l} \cos \alpha_i + \frac{p_{\phi_{i1}}}{\rho_i} \sin \alpha_i \right) \right)$$
(7.3)

$$P_3 = \frac{1}{\Lambda} \left(p_\theta + \sum_i \frac{R}{l} p_{\chi_i} \right), \boxed{P_s = p_{\phi_s}}$$

✓ как же? Для упрощения записи правой части уравнений введем обозначение для операции дискретной свертки произвольной функции f :

$$\sigma[f(\alpha, \chi)] = \sum_{k=1}^N f(\alpha_k, \chi_k) \frac{\sin \chi_k}{\rho_k^3}$$

равенства

Тогда скобки Пуассона в правой части (3.1) имеют вид (звездочкой обозначена подстанов-

ка канонических формальных импульсов p_i

$$\begin{aligned} (\{P_1, P_2\})^* &= \left(-\sum_{k=1}^N R^2 \tau_k p_{\phi_k} \right)^* = -BR^2 (R\nu_1 \sigma [\cos \alpha] + R\nu_2 \sigma [\sin \alpha] + \Lambda^{-1} \nu_3 \sigma [\rho \sin \chi]) = \\ &= -BR^2 \mathbf{p}_{12} \mathbf{v}; \mathbf{p}_{12} = (\sigma [\cos \alpha], R\sigma [\sin \alpha], \Lambda^{-1} \sigma [\rho \sin \chi], 0, \dots, 0) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\{P_1, P_3\})^* &= R\Lambda^{-1} \left(-\sin \theta p_x + \cos \theta p_y - \sum_{k=1}^N R \cos \alpha_k \tau_k p_{\phi_k} \right)^* = MR^2 \Lambda^{-1} \nu_2 - \\ &- BR^2 \Lambda^{-1} (R\nu_1 \sigma [\cos^2 \alpha] + R\nu_2 \sigma [\sin \alpha \cos \alpha] + \Lambda^{-1} \nu_3 \sigma [\rho \cos \alpha \sin \chi]) = \\ &= MR^2 \Lambda^{-1} \nu_2 - BR^2 \mathbf{p}_{13} \mathbf{v} \end{aligned}$$

$$\mathbf{p}_{13} = \Lambda^{-1} (R\sigma [\cos^2 \alpha], R\sigma [\sin \alpha \cos \alpha], \Lambda^{-1} \sigma [\rho \cos \alpha \sin \chi], 0, \dots, 0)$$

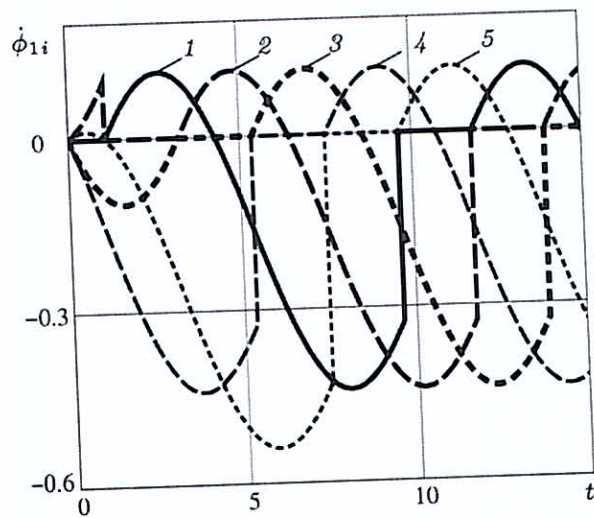
$$\begin{aligned} (\{P_2, P_3\})^* &= R\Lambda^{-1} \left(-\cos \theta p_x - \sin \theta p_y - \sum_{k=1}^N R \sin \alpha_k \tau_k p_{\phi_k} \right)^* = -MR^2 \Lambda^{-1} \nu_1 - \\ &- BR^2 \Lambda^{-1} (R\nu_1 \sigma [\sin \alpha \cos \alpha] + R\nu_2 \sigma [\sin^2 \alpha] + \Lambda^{-1} \nu_3 \sigma [\rho \sin \alpha \sin \chi]) = \\ &= -MR^2 \Lambda^{-1} \nu_1 - BR^2 \mathbf{p}_{23} \mathbf{v} \end{aligned}$$

$$\mathbf{p}_{23} = \Lambda^{-1} (R\sigma [\sin \alpha \cos \alpha], R\sigma [\sin^2 \alpha], \Lambda^{-1} \sigma [\rho \sin \alpha \sin \chi], 0, \dots, 0).$$

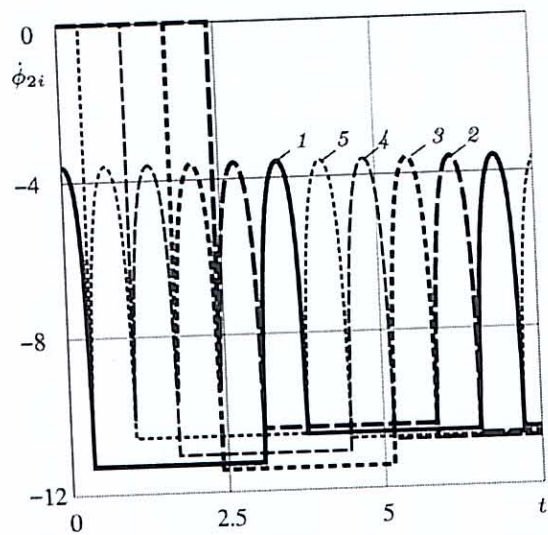
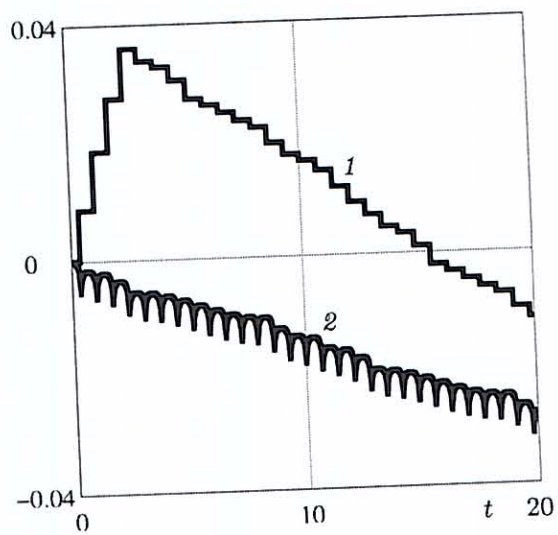
Литература

1. Gferrer A. Geometry and kinematics of the Mecanum wheel // Computer Aided Geom. Design. 2008. Т. 25. С. 784–791.
2. Зобова А. А., Татаринев Я. В. Математические аспекты динамики движения экипажа с тремя околцованными колесами // Мобильные роботы и мехатронные системы. М.: Изд-во МГУ, 2006. С. 61–67.
3. Мартыненко Ю. Г., Формальский А. М. О движении мобильного робота с роликоне-сущими колесами // Изв. РАН. Теория сист. управл. 2007. № 6. С. 142–149.

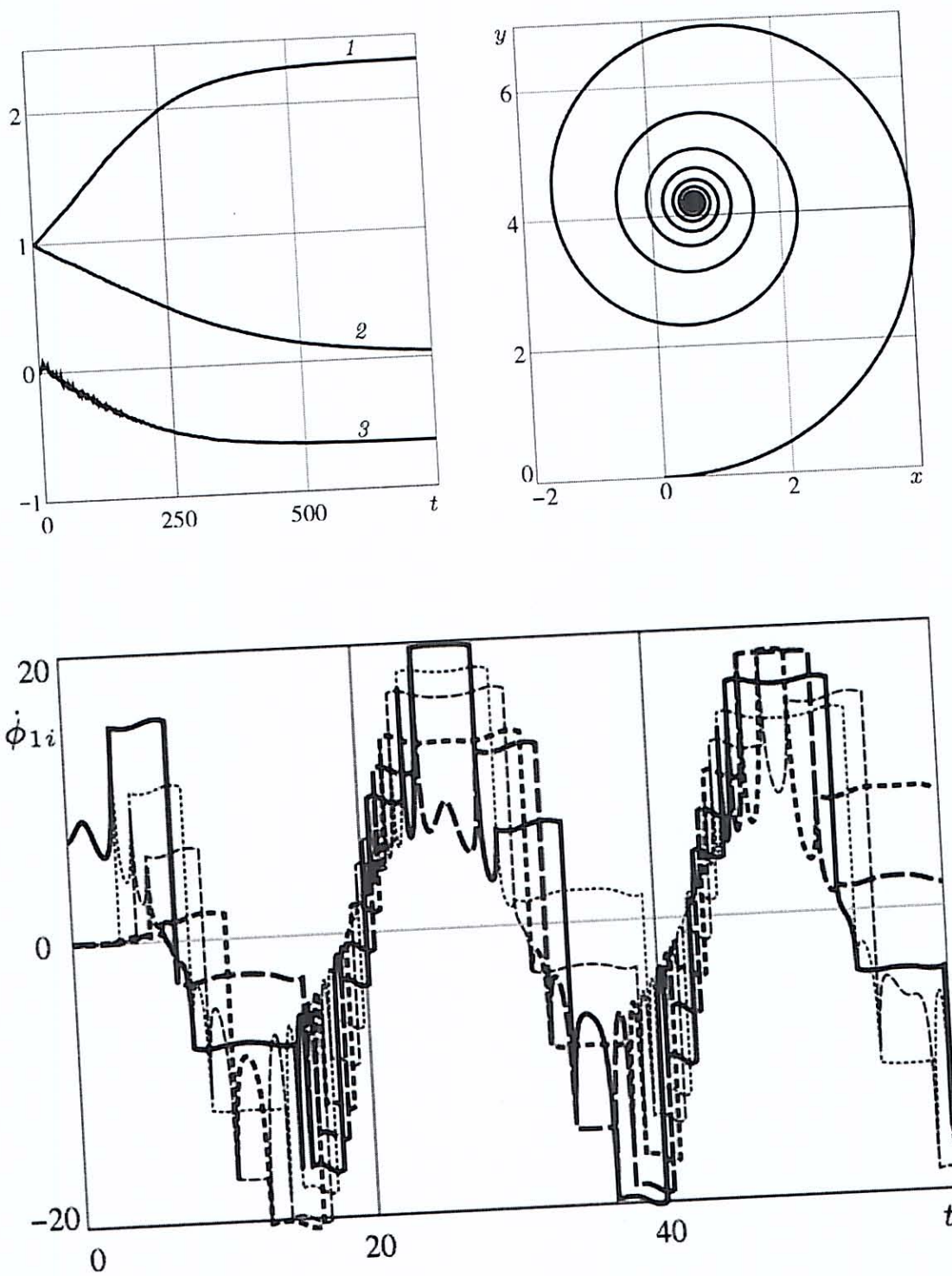
4. Зобова А. А., Татаринцов Я. В. Свободные и управляемые движения некоторой модели экипажа с роликонесящими колесами // Вестник Моск. ун-та. Сер. 1: Матем. Механ. 2008. № 6. С. 62–65.
5. Зобова А. А., Татаринцов Я. В. Динамика экипажа с роликонесящими колесами // ПММ. 2009. Т. 73. № 1. С. 13–22.
6. Мартыненко Ю. Г. Устойчивость стационарных движений мобильного робота с роликонесящими колесами и смещенным центром масс // ПММ. 2010. Т. 74. № 4. С. 610–619.
7. Борисов А. В., Килин А. А., Мамаев И. С. Тележка с омниколесами на плоскости и сфере // Нелин. дин. 2011. Т. 7. № 4 (Мобильные роботы). С. 785–801.
8. *судя по* Dynamic model with slip for wheeled omnidirectional robots / R.L. Williams, B.E. Carter, *et al.* P. Gallina *и др.* // IEEE Transactions on Robotics and Automation. 2002. Т. 18. № 3. С. 285–293.
9. Ashmore M., Barnes N. Omni-drive robot motion on curved paths: the fastest path between two points is not a straight-line // Lecture Notes in Computer Science. Springer, Berlin, Heidelberg, 2002. С. 225–236.
10. Tobolar J., Herrmann F., Bunte T. Object-oriented modelling and control of vehicles with omni-directional wheels // Computational Mechanics. 2009. Hrad Nectiny, Czech Republic: 2009. *[Том, номер, страницы] ?*
11. Косенко И. И., Герасимов К. В. Физически-ориентированное моделирование динамики омнитележки // Нелин. дин. 2016. Т. 12. № 2. С. 251–262.



Фиг. 3.



Фиг. 4.



Фиг. 5.