

207

01.03.18

с перефразированием

УДК 531.36

ДВИЖЕНИЕ СИММЕТРИЧНОГО ЭКИПАЖА НА ОМНИ-КОЛЕСАХ С МАССИВНЫМИ РОЛИКАМИ

© 2018 г. К.В. Герасимов^{1*}, А.А. Зобова^{2**}

~~Кафедра теоретической механики и мехатроники~~

~~Московский государственный университет~~
~~механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва~~

e-mail:

* ~~E-mail~~ kiriger@gmail.com,

e-mail:

** ~~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, составлены с помощью системы символьных вычислений ^{ные} Maxima, ^{содержат} В уравнениях движения получены дополнительные члены, пропорциональные осевому моменту инерции ролика и зависящие от углов поворота колес. ^а Массивность 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.

Ключевые слова: ~~роликонесущее колесо~~, омниколесо, массивные ролики, неголопомная связь, лаконичная форма уравнений движения Я.В. Татарина

1. Введение. Омниколеса (в русской литературе также используется название роликонесущие колеса) – это колеса особой конструкции, позволяющей экипажу двигаться в произвольном направлении, вращая колеса вокруг их собственных осей и не поворачивая их вокруг вертикали. На ободе такого колеса располагаются ролики, которые могут свободно вращаться вокруг своих осей, жестко закрепленных в диске колеса. Существуют два варианта расположения осей роликов: первый (собственно омниколеса) – оси роликов являются касательными к ободу колеса и, следовательно, лежат в его плоскости; второй (meccanum wheels [1]) – оси роликов развернуты вокруг нормали к ободу колеса на постоянный угол, обычно $\pi/4$.

Ранее была рассмотрена динамика омни-экипажей с использованием упрощенных моделей омни-колес, ~~в которых не учитывается~~ ^{без учета} инерция ^и форма ^ы роликов [2–7], колеса моделируются как жесткие диски (без роликов), которые могут скользить в одном направлении и катиться без проскальзывания в другом. Далее будем называть такую модель безынерционной, в том смысле, что инерция собственного вращения роликов в ней не учитывается. В другой части работ по динамике омни-экипажа [8–11] используются некоторые формализмы для построения численных моделей систем тел. При этом явный вид уравнений движения оказывается скрытым, что делает невозможным непосредственный анализ уравнений и затрудняет оценку влияния разных факторов на динамику системы.

Цель настоящей работы – получение в явном виде уравнений движения по инерции экипажа с омни-колесами с массивными роликами в неголономной постановке с помощью подхода Я.В. Татарина [12], исследование их свойств и сравнение поведения такой системы с поведением системы в безынерционном случае [13].

2. Постановка задачи. Рассмотрим экипаж с омни-колесами, движущийся по инерции по неподвижной абсолютно шероховатой горизонтальной плоскости. Экипаж состоит из платформы и N одинаковых омни-колес, плоскости которых относительно платформы неподвижны. Каждое колесо может свободно вращаться относительно платформы вокруг собственной оси, расположенной горизонтально. Будем считать, что на каждом из них установлено n массивных роликов, так что оси роликов параллельны касательным

к контурам дисков колес (см. фиг. 1). На рисунках ролики обозначены как закрашенные затененной ограниченной штриховой области, либо области с пунктирными границами, расположенные вдоль контуров дисков колес. На фиг. 1 ролики пронумерованы от 1 до n . Таким образом, система состоит из $N(n + 1) + 1$ абсолютно твердых тел.

Введем неподвижную систему отсчета так, что ось OZ направлена вертикально вверх, а плоскость OXY совпадает с опорной плоскостью. Введем также подвижную систему отсчета $S\xi\eta Z$, жестко связанную с платформой экипажа так, что плоскость $S\xi\eta$ горизонтальна и содержит центры всех колес P_i . Будем считать, что оси колес лежат на лучах,

соединяющих центр масс платформы S и центры колес (см. фиг. 2), а расстояния от центров колес до платформы S одинаковы и равны R . Геометрию установки колес на платформе зададим углами α_i между осью $S\xi$ и осями колес (см. фиг. 1). Будем считать, что центр масс всей системы совпадает с точкой S (отсюда следует, что $\sum_k \cos \alpha_k = \sum_k \sin \alpha_k = 0$).

Введем также три орта, жестко связанных с дисками колес: единичный орт оси i -го колеса $\mathbf{n}_i = \mathbf{SP}_i / |\mathbf{SP}_i|$ и орты \mathbf{n}_i^\perp и \mathbf{n}_i^z , лежащие в плоскости диска колеса, причем вектор

Ана. По определению, орт – это единичный вектор

\mathbf{n}_i^z вертикален при нулевом повороте колеса χ_i . Положения центров роликов на колесе определим углами κ_j между ними и направлением, противоположным вектору \mathbf{n}_i^z .

Положение экипажа будем задавать следующими координатами: x, y — координаты точки S на плоскости OXY , θ — угол между осями OX и $S\xi$ (угол курса), χ_i ($i = 1, \dots, N$) — углы поворота колес вокруг их осей, отсчитываемые против часовой стрелки, если смотреть с конца вектора \mathbf{n}_i , и ϕ_j — углы поворота роликов вокруг их собственных осей. Таким образом, вектор обобщенных координат имеет вид

$$\mathbf{q} = (x, y, \theta, \{\chi_i\}_{i=1}^N, \{\phi_k\}_{k=1}^N, \{\phi_s\}_{s=1}^{N(n-1)})^T \in \mathbb{R}^{N(n+1)+3}$$

где сначала указаны углы поворота ϕ_k роликов, находящихся в данный момент в контакте с опорной плоскостью, а затем — остальных, “свободных”, роликов. Индекс s используется для сквозной нумерации свободных роликов и связан с номером колеса i и ролика на колесе j по формуле $s = n(i-1) + j$.

? Abs.
 Каким?
 Введем псевдоскорости ? Abs.

$$\mathbf{v} = (\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_s), \quad \mathbf{v}_S = R\nu_1 \mathbf{e}_\xi + R\nu_2 \mathbf{e}_\eta, \quad \nu_3 = \Lambda \dot{\theta}, \quad \nu_s = \dot{\phi}_s, \quad s = 1, \dots, N(n-1)$$

Их механический смысл таков: ν_1, ν_2 — проекции скорости точки S на оси $S\xi\eta$, связанные с платформой, ν_3 — с точностью до множителя угловая скорость платформы, ν_s — угловые скорости свободных роликов. Число независимых псевдоскоростей системы

$K = N(n-1) + 3$. Таким образом, имеем

$$\dot{x} = R\nu_1 \cos \theta - R\nu_2 \sin \theta, \quad \dot{y} = R\nu_1 \sin \theta + R\nu_2 \cos \theta$$

Будем считать, что проскальзывания между опорной плоскостью и роликами в контакте не происходит, т.е. скорости точек C_i контакта равны нулю:

$$\mathbf{v}_{C_i} = 0, \quad i = 1, \dots, N$$

связь векторов \mathbf{v} и \mathbf{v}_{C_i} (данные \mathbf{v}_{C_i})
 \mathbf{v}_{C_i} в системе $S\xi\eta$
 на колесе i
 где χ_i — угол поворота, ϕ_i — угол поворота ролика

4
 оси $S\xi\eta$ и $S\zeta$
 между
 осей S — η $S\xi\eta$

красное
 здесь и т.д.
 “ориентированная ось”

см. стр. 4

Выражая скорость точек контакта через введенные псевдоскорости и проецируя на векторы e_ξ и e_η соответственно, получим:

оси S_3, S_4
с z и y

$$\dot{\phi}_k = \frac{R}{\rho_k}(\nu_1 \cos \alpha_k + \nu_2 \sin \alpha_k); \quad \rho_k = l \cos \chi_k - r \quad (2.1)$$

$$\dot{\chi}_i = \frac{R}{l}(\nu_1 \sin \alpha_i - \nu_2 \cos \alpha_i - \frac{\nu_3}{\Lambda}) \quad (2.2)$$

Заметим, что знаменатель ρ_k в формуле (2.1) – расстояние от оси ролика до точки контакта, обращающееся в нуль на стыке роликов (см. ^{левую часть} фиг. 1). Это обстоятельство приводит к разрывам второго рода функций в правых частях уравнений движения и будет рассмотрено отдельно ниже. Уравнение (2.2) совпадает с уравнением связи в случае безынерционной модели роликов.

Таким образом, выражение обобщенных скоростей через псевдоскорости, учитывающее связи, наложенные на систему, можно записать в матричном виде (явные выражения компонент матрицы V приведены в приложении):

$$\dot{q} = V\nu, \quad V = V(\theta, \chi_i) \quad (2.3)$$

3. Уравнения движения. Воспользуемся лаконичным методом получения уравнений движения для систем с дифференциальными связями, предложенным Я.В. Татариновым [12]:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L^*}{\partial \nu_\alpha} + \{P_\alpha, L^*\} = \sum_{\mu=1}^K \{P_\alpha, \nu_\mu P_\mu\}, \quad \alpha = 1, \dots, K \quad (3.1)$$

Здесь L – лагранжиан, L^* – он же с учетом связей, P_α – линейные комбинации формальных канонических импульсов p_i , определяемые из соотношения

$$\sum_{\mu=1}^K \nu_\mu P_\mu \equiv \sum_{i=1}^{N(n+1)+3} \dot{q}_i p_i$$

в котором \dot{q}_i выражены через псевдоскорости ν_μ в соответствии с формулами (2.3); ~~Фигурными скобками~~ $\{\cdot, \cdot\}$ обозначена скобка Пуассона по p_i, q_i ; После ее вычисления вы-

полняется подстановка

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}$$

(Подробности см. в работах [12, 13].)

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

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

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:

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

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

Handwritten notes: $\mathbf{M}^* = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{33}^* & \mathbf{M}_{32}^* \\ \mathbf{M}_{23}^* & \mathbf{M}_{22}^* \end{bmatrix}$ $\mathbf{M}_{33}^* = \begin{bmatrix} M & 0 & 0 \\ 0 & I_S & 0 \\ 0 & 0 & J \end{bmatrix}$ $\mathbf{M}_{22}^* = \begin{bmatrix} B & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & B \end{bmatrix}$ $\mathbf{M}_{32}^* = \mathbf{M}_{23}^* = \begin{bmatrix} B \sin \chi_1 & B \sin \chi_2 & B \sin \chi_3 \end{bmatrix}$

$$\mathbf{M}^* = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} m_{ij}^* \end{pmatrix}_{3 \times 3} & \begin{pmatrix} 0 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ B\Lambda^{-1} \sin \chi_{12} & \dots & B\Lambda^{-1} \sin \chi_{nN} \end{pmatrix} \\ \star & \begin{pmatrix} B & 0 & \dots & 0 \\ 0 & B & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & B \end{pmatrix} \end{bmatrix}$$

Handwritten notes: $\mathbf{M}^* = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{33}^* & \mathbf{M}_{32}^* \\ \mathbf{M}_{23}^* & \mathbf{M}_{22}^* \end{bmatrix}$ $\mathbf{M}_{33}^* = \begin{bmatrix} M & 0 & 0 \\ 0 & I_S & 0 \\ 0 & 0 & J \end{bmatrix}$ $\mathbf{M}_{22}^* = \begin{bmatrix} B & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & B \end{bmatrix}$ $\mathbf{M}_{32}^* = \mathbf{M}_{23}^* = \begin{bmatrix} B \sin \chi_1 & B \sin \chi_2 & B \sin \chi_3 \end{bmatrix}$

Явные формулы для коэффициентов m_{ij}^* главного минора 3×3 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 (см. равенство (2.1)). Этот минор соответствует псевдоскоростям ν_1, ν_2, ν_3 . Остальные элементы матрицы \mathbf{M}^* соответствуют условиям скоростям свободных роликов ν_s , для которых $\chi_{kl} = \chi_k + \kappa_l$ — угол между

$$a=2$$

$$b=3$$

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). Крупной звездой $*$ обозначен минор $N(n-1) \times 3$, равный транспонированному минору $3 \times N(n-1)$ над главной диагональю.

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

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

где $\mathcal{M}_i^* = \frac{\partial \mathcal{M}^*}{\partial \chi_i}$. Обратим внимание, что вторая группа слагаемых, соответствующих свободным роликам $(\alpha = 4, \dots, K)$, имеет вид

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

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 :

$$\begin{aligned} \{P_1, L^*\} &= -\frac{\partial P_1}{\partial p_{\chi_i}} \frac{\partial L^*}{\partial \chi_i} = -\frac{R}{2l} \nu^T \mathcal{M}_i^* \nu \sin \alpha_i, \\ \{P_2, L^*\} &= \frac{R}{2l} \nu^T \mathcal{M}_i^* \nu \cos \alpha_i, \quad \{P_3, L^*\} = \frac{R}{2l \Lambda} \nu^T \mathcal{M}_i^* \nu, \quad \{P_s, L^*\} = 0, s > 3 \end{aligned}$$

* Рез. здесь записал иначе,⁷
более подробно, чтобы
точно объяснить, о каких слагаемых речь.

1, 2, 3

Остается рассмотреть правую часть (3.1): суммы $\{P_\alpha, \nu_\mu P_\mu\}$ отличны от нуля лишь в уравнениях для $\alpha = 1, \dots, 3$ (см. Приложение).

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

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

1, 2, 3

Символ \star в последнем слагаемом правой части уравнений для $\alpha = 1, \dots, 3$ заменяет выражения 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 $\frac{1}{2}\boldsymbol{\nu}^T \mathcal{M}^*(\chi_i)\boldsymbol{\nu} = h = \text{const}$ в силу общей теоремы об изменении полной механической энергии: так как система стеснена автономными идеальными связями, а силы консервативны, то полная энергия (в нашем случае она равна кинетической энергии) сохраняется.

2. В случае, 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 на ν_1, ν_2, ν_3 . Эти уравнения описывают 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:

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

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 $\boldsymbol{\nu} \rightarrow \lambda \boldsymbol{\nu}, \lambda \neq 0$ умножением на число, отличное от нуля, эквивалентно замене времени $t \rightarrow \lambda t$.

4. Переход между роликами. Уравнения (3.6) описывают динамику системы на промежутках времени, в течение которых не происходит смены роликов. При переходе любого колеса с одного ролика на другой 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 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. 3

Для исследования движений, на которых происходят смены контактных роликов, примем следующие предположения. Усечем ролики (см. левую часть фиг. 3), но оставим их оси в одной плоскости, пренебрегая пересечением тел роликов в пространстве. Переход между роликами 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-

имеет действия 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 переходе с ролика на ролик 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 χ_i на χ_i^+ (см. правую часть фиг. 3), и выполним с псевдоскоростями ν_s следующее преобразование. Пусть $\nu_i^s = (\nu_{i2}, \dots, \nu_{in})$ – 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 ν_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 движений:

- Фиг. 4 1. Вращение вокруг своей оси ($\nu_1(0) = \nu_2(0) = 0, \nu_3(0) = 1$) (фиг. 4);
- Фиг. 5 2. Движение по прямой в направлении оси первого колеса ($\nu_1(0) = 1, \nu_2(0) = \nu_3(0) = 0$) (фиг. 5);
- Фиг. 6 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. 6).

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 $\dot{\phi}_{i,j}$, 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 ν_3 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. 4 представлены угловые скорости роликов на первом колесе $\dot{\phi}_{1,j}$. Номер кривой совпадает с номером ролика на колесе, поведение роликов на других двух колесах полностью аналогично. Заметим, что при нулевой скорости

Фиг. 4

Фиг. 5

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. 5 слева показаны графики относительного изменения скорости центра масс $\nu_1(t)/\nu_1(0) - 1$ (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 положения 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. 5 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. 6

При движении 3, сочетающем поступательное и вращательное движение, угловая скорость экипажа ν_3 растет и выходит на постоянное значение (кривая 1 на фиг. 6 слева вверх), скорость центра экипажа $v = \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2}$ 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. 6 справа вверху, обозначения те же что и на фиг. 4). Центр платформы описывает спираль (нижняя часть фиг. 6). 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:

$$M = \begin{bmatrix} M & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ & M & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ & & I_S & 0 & \dots & 0 & B \sin \chi_{k1} & \dots & B \sin \chi_{Nn} \\ & & & J & & & & & \\ & & & & \ddots & & & & \\ & & & & & J & & & \\ & & & & & & B & & \\ & & & & & & & \ddots & \\ & & & & & & & & B \end{bmatrix}$$

$$M = \begin{bmatrix} \tilde{M}_{11} & \dots \\ \tilde{M}_{12} & \dots \\ \tilde{M}_{31} & \tilde{M}_{33} \end{bmatrix}$$

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

В ее третьей строке 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 M – симметрическая, звездой обозначены элементы, получающиеся транспонированием верхнего треугольника матрицы.

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:

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

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 импульсов $\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{q}}}$ получим:

$$\begin{aligned}
 p_x &= MR\xi_-(\theta), \quad p_y = MR\eta_+(\theta), \quad p_\theta = BR \sum_i \frac{\sin \chi_i}{\rho_i} \xi_+(\alpha_i) + \frac{I_S}{\Lambda} \nu_3 + B \sum_s \sin \chi_s \nu_s \\
 p_{\chi_i} &= J \frac{R}{l} (\eta_-(\alpha_i) - \frac{1}{\Lambda} \nu_3), \quad p_{\phi_k} = \frac{BR}{\rho_k} \xi_+(\alpha_k) + \frac{B}{\Lambda} \sin \chi_k, \quad p_{\phi_s} = \frac{B}{\Lambda} \nu_3 \sin \chi_s + B \nu_s
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

Линейные комбинации P_α имеют вид:

$$\begin{aligned}
 P_1 &= R \left(p_x \cos \theta + p_y \sin \theta + \sum_i \left(\frac{p_{\chi_i}}{l} \sin \alpha_i + \frac{p_{\phi_{i1}}}{\rho_i} \cos \alpha_i \right) \right) \\
 P_2 &= R \left(-p_x \sin \theta + p_y \cos \theta + \sum_i \left(-\frac{p_{\chi_i}}{l} \cos \alpha_i + \frac{p_{\phi_{i1}}}{\rho_i} \sin \alpha_i \right) \right) \\
 P_3 &= \frac{1}{\Lambda} \left(p_\theta + \sum_i \frac{R}{l} p_{\chi_i} \right), \quad P_s = p_{\phi_s}
 \end{aligned} \tag{7.3}$$

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

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

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

ка канонических формальных импульсов p_i):

$$(\{P_1, P_2\})^* = \left(-\sum_{k=1}^N R^2 \tau_k p_{\phi_k} \right)^* = -BR^2(R\nu_1\sigma[\cos \alpha] + R\nu_2\sigma[\sin \alpha] + \Lambda^{-1}\nu_3\sigma[\rho \sin \chi]) =$$

$$= -BR^2 \mathbf{p}_{12} \boldsymbol{\nu}, \text{ где } \mathbf{p}_{12} = (\sigma[\cos \alpha], R\sigma[\sin \alpha], \Lambda^{-1}\sigma[\rho \sin \chi], 0, \dots, 0)$$

$$(\{P_1, P_3\})^* = R\Lambda^{-1} \left(-\sin \theta p_x + \cos \theta p_y - \sum_{k=1}^N R \cos \alpha_k \tau_k p_{\phi_k} \right)^* = MR^2\Lambda^{-1}\nu_2 -$$

$$- BR^2\Lambda^{-1}(R\nu_1\sigma[\cos^2 \alpha] + R\nu_2\sigma[\sin \alpha \cos \alpha] + \Lambda^{-1}\nu_3\sigma[\rho \cos \alpha \sin \chi]) =$$

$$= MR^2\Lambda^{-1}\nu_2 - BR^2 \mathbf{p}_{13} \boldsymbol{\nu};$$

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

$$(\{P_2, P_3\})^* = R\Lambda^{-1} \left(-\cos \theta p_x - \sin \theta p_y - \sum_{k=1}^N R \sin \alpha_k \tau_k p_{\phi_k} \right)^* = -MR^2\Lambda^{-1}\nu_1 -$$

$$- BR^2\Lambda^{-1}(R\nu_1\sigma[\sin \alpha \cos \alpha] + R\nu_2\sigma[\sin^2 \alpha] + \Lambda^{-1}\nu_3\sigma[\rho \sin \alpha \sin \chi]) =$$

$$= -MR^2\Lambda^{-1}\nu_1 - BR^2 \mathbf{p}_{23} \boldsymbol{\nu};$$

~~где \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

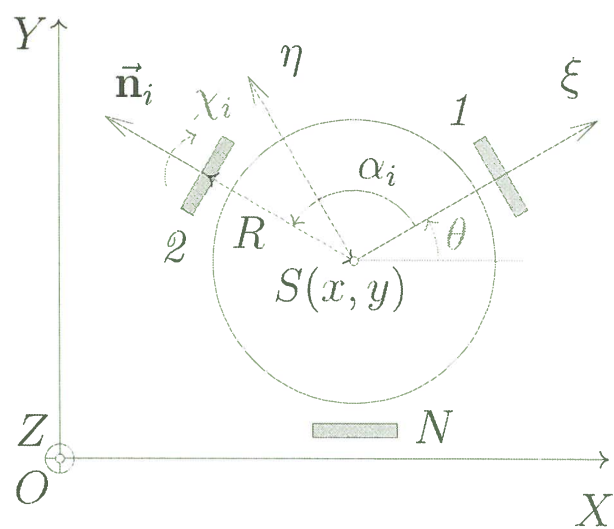
1. Gferrer A. Geometry and kinematics of the Mecanum wheel // Computer Aided Geom. Design. 2008. Т. 25. С. 784–791.
2. Зобова А. А., Татаринев Я. В. Математические аспекты динамики движения экипажа с тремя окольцованными колесами // Мобильные роботы и мехатронные системы. М.: Изд-во МГУ, 2006. С. 61–67.
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 роликонесущими колесами // Вестник Моск. ун-та. Сер. 1: Матем. Механ. 2008. № 6. С. 62–65.
5. Зобова А. А., Татаринцов Я. В. Динамика экипажа с роликонесущими колесами // ПММ. 2009. Т. 73. № 1. С. 13–22.
6. Мартыненко Ю. Г. Устойчивость стационарных движений мобильного робота с роликонесущими 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. Dynamic model with slip for wheeled omnidirectional robots / R.L. Williams, B.E. Carter, 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.
11. Косенко И. И., Герасимов К. В. Физически-ориентированное моделирование динамики омнитележки // Нелин. дин. 2016. Т. 12. № 2. С. 251–262.

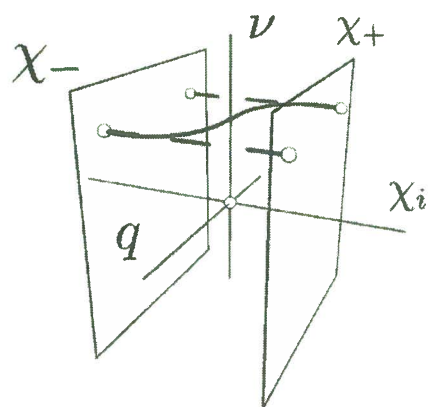
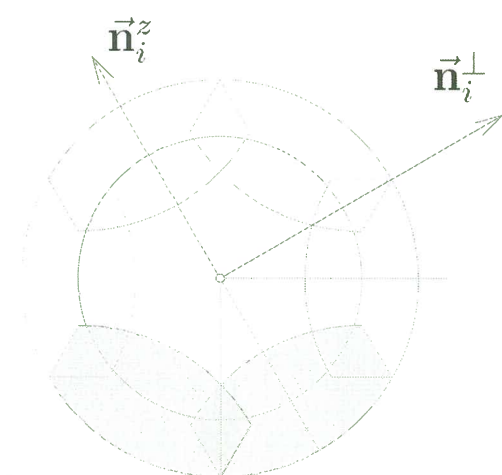
12. Татаринов Я. В. Уравнения классической механики в новой форме // Вестник Моск. ун-та. Сер. 1: Матем. Механ. 2003. № 3. С. 67–76.
13. Зобова А. А. Применение лаконичных форм уравнений движения в динамике неголономных мобильных роботов // Нелин. дин. 2011. Т. 7. № 4. Р. 771–783.

[illegible]

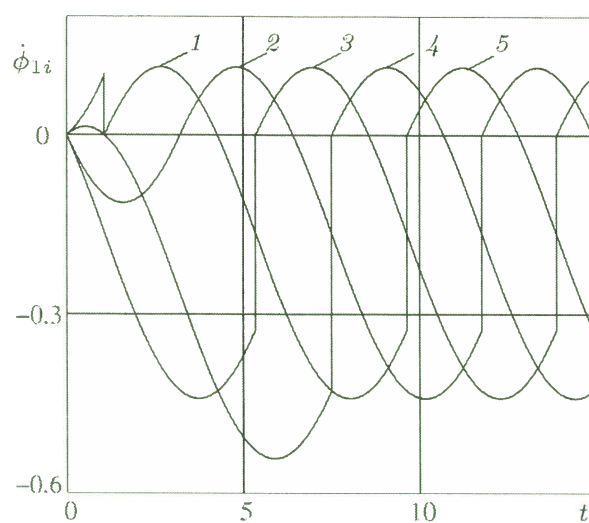
Фиг. 1.



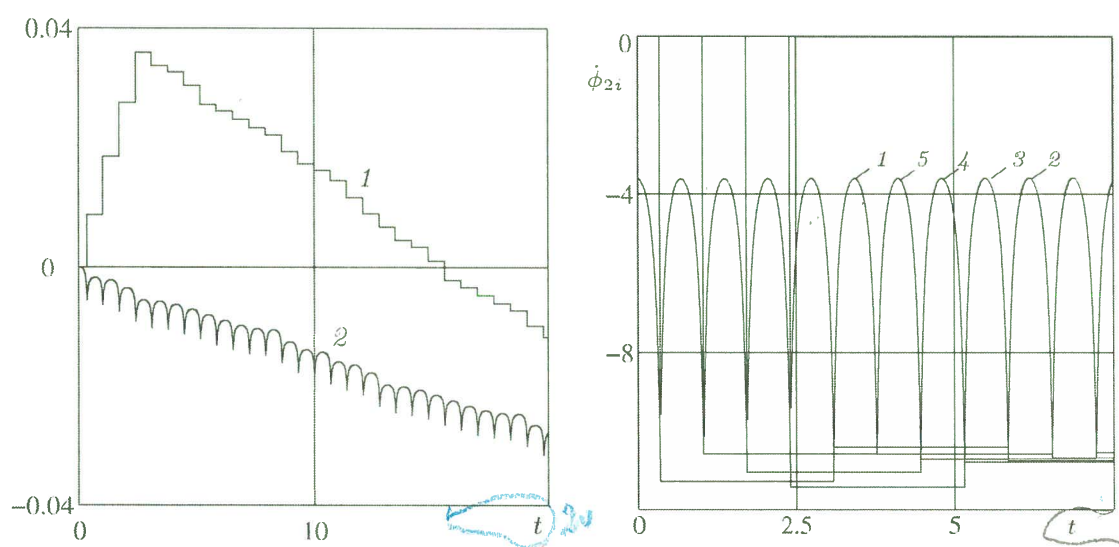
Фиг. 2



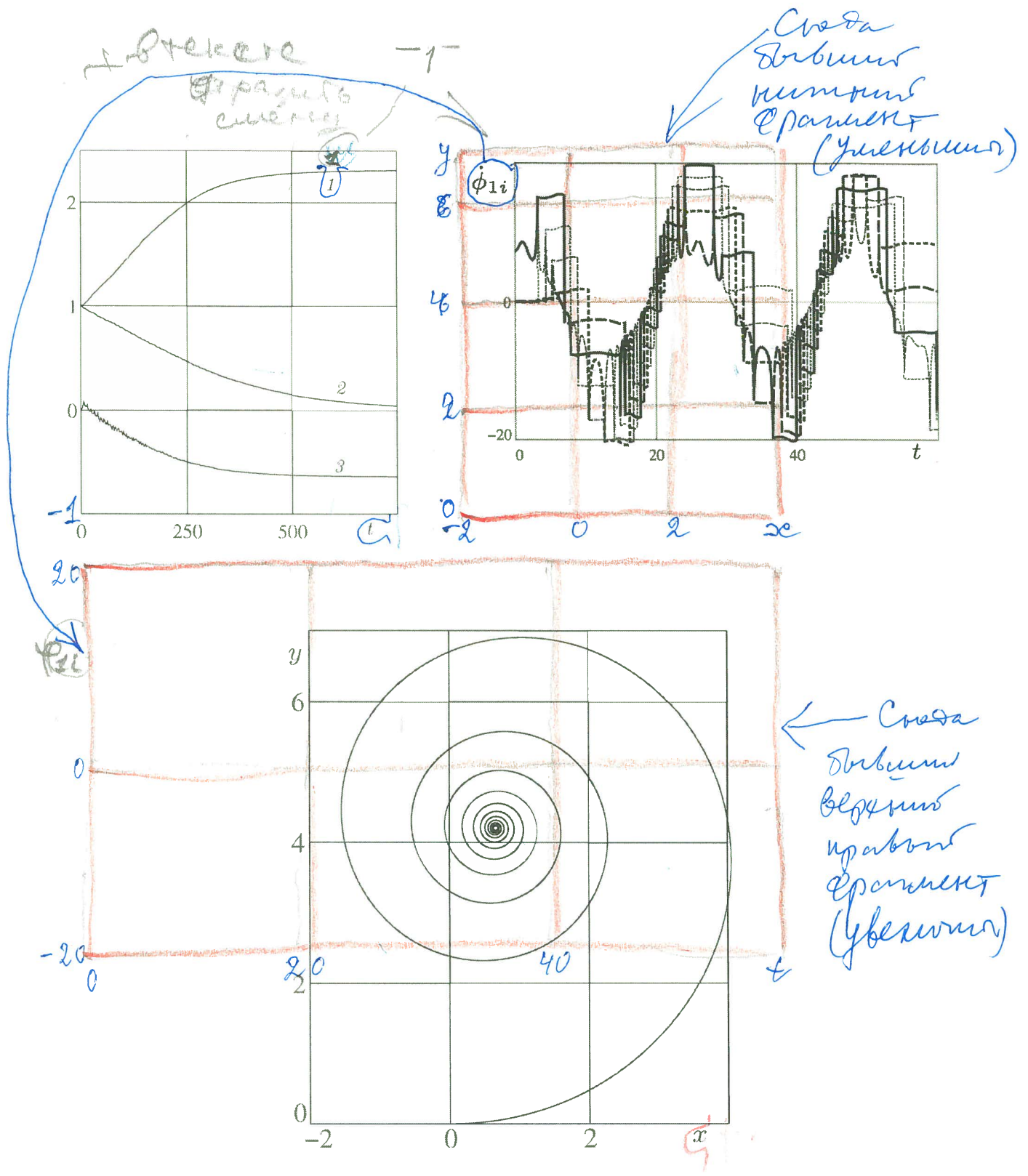
Фиг. 3.



Фиг. 4.



Фиг. 5.



Фиг. 6.

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

© 2018 г. K. Gerasimov^{1,*}, A. Zobova^{1,**}

¹ *Chair of Theoretical Mechanics and Mechatronics, Department of Mechanics
and Mathematics, Lomonosov Moscow State University*

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