

МАШИНОСТРОЕНИЕ И МАШИНОВЕДЕНИЕ

УДК 621.755-251

С. В. Кочкин, Б. А. Малёв

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДИСБАЛАНСА ЖЕСТКИХ РОТОРОВ В РЕЖИМЕ СФЕРИЧЕСКОГО ЦИРКУЛЯЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ

В статье рассмотрен новый метод измерения дисбаланса жестких роторов при их балансировке в режиме сферического циркуляционного движения (сферической вибрации), приведена кинематическая схема устройства, получены дифференциальные уравнения движения колебательной системы под действием неуравновешенных сил инерции.

При балансировке тел вращения в динамическом режиме для определения величины и места расположения неуравновешенности повсеместно используется вращательное движение.

Метод определения дисбаланса при вращении, несмотря на очевидные преимущества, имеет и ряд недостатков:

- относительно невысокая точность определения угловой координаты неуравновешенности, которая определяется практически в пределах некоторого сектора;

- трудности при балансировке несплошных деталей, у которых масса распределена по окружности неравномерно и сосредоточена в определенных местах (например, в лопастях);

- в некоторых случаях существует опасность разрушения детали под воздействием центробежных сил;

- затруднена автоматизация процесса уравнивания во время вращения ротора.

Указанные недостатки принципиально устраняются при использовании вибрационных методов балансировки роторов без их вращения.

Одним из сравнительно легко реализуемых способов определения дисбаланса в вибрационном режиме является метод балансировки в режиме сферического циркуляционного движения [1, 2].

При конструировании устройств, реализующих данный принцип, крайне необходимо построение математических моделей с целью выбора таких параметров колебательных систем, при которых информация о неуравновешенности ротора будет максимально приближена к достоверной. Для этого необходимо иметь уравнения движения под действием неуравновешенности, вывод которых приводится ниже.

Один из возможных вариантов кинематической схемы устройства для измерения дисбаланса в режиме сферического циркуляционного движения показан на рисунке 1.

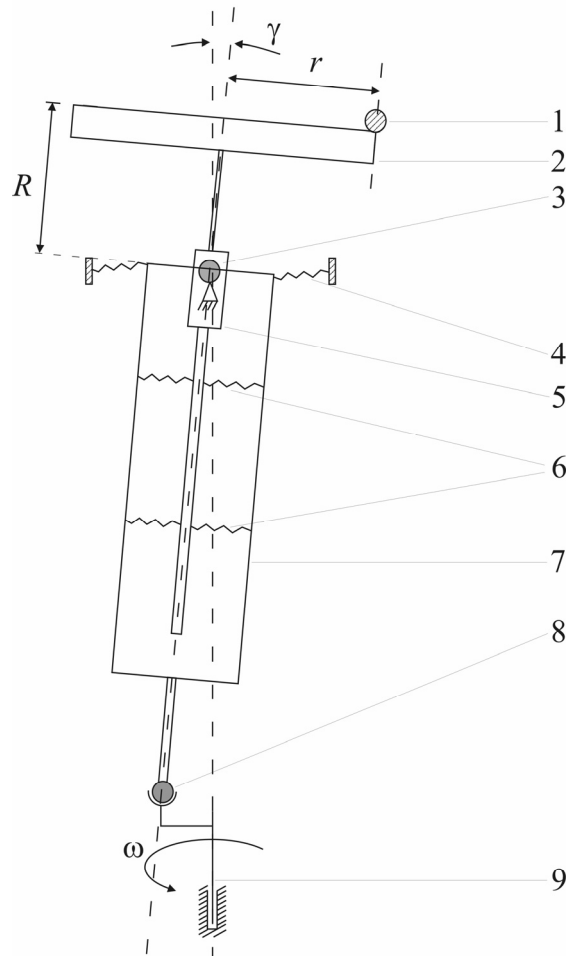


Рис. 1 Кинематическая схема колебательной системы

Балансируемый ротор 2 (рис. 1) радиуса r имеет дисбаланс 1 («тяжелое место»), расположенный на этом же радиусе. Ротор жестко закреплен на валу, который в свою очередь посредством упругих элементов 6 связан с обоймой 7. Жесткость упругих элементов в радиальном направлении выбрана максимальной, а в тангенциальном (крутильная жесткость) – исходя из требуемого режима работы устройства. В нашем случае таким режимом является дорезонансный. То есть крутильная жесткость упругих элементов 6 с нагрузкой вал–ротор–дисбаланс должна обеспечивать собственную частоту крутильных колебаний относительно главной оси инерции большую, чем частота колебаний вынуждающей силы. Обойма приводится в циркуляционное движение с частотой ω посредством эксцентрикового привода через сферический шарнир 8. Ограничение горизонтальных и вертикальных перемещений обоймы обеспечивается сферическим шарниром 3. Последний установлен на расстоянии R от плоскости приведения ротора в верхней части обоймы и жестко закреплен на ее основании. От осевого проворота обойму удерживает мембрана 4, закрепленная одной стороной на обойме, а другой на основании (станине). Сборка дисбаланс–ротор–вал–обойма имеет наклон γ относительно вертикальной оси, совпадающей с осью привода 9. При цирку-

ляционном движении на ротор вследствие наличия дисбаланса действуют силы инерции, тангенциальная составляющая которых вызывает крутильные колебания вала и ротора относительно обоймы. Амплитуда этих колебаний пропорциональна величине неуравновешенности ротора, а фазовый сдвиг относительно начальной точки измерений указывает на ее месторасположение.

На рисунке 2 показаны параметры расположения дисбаланса на роторе при его движении.

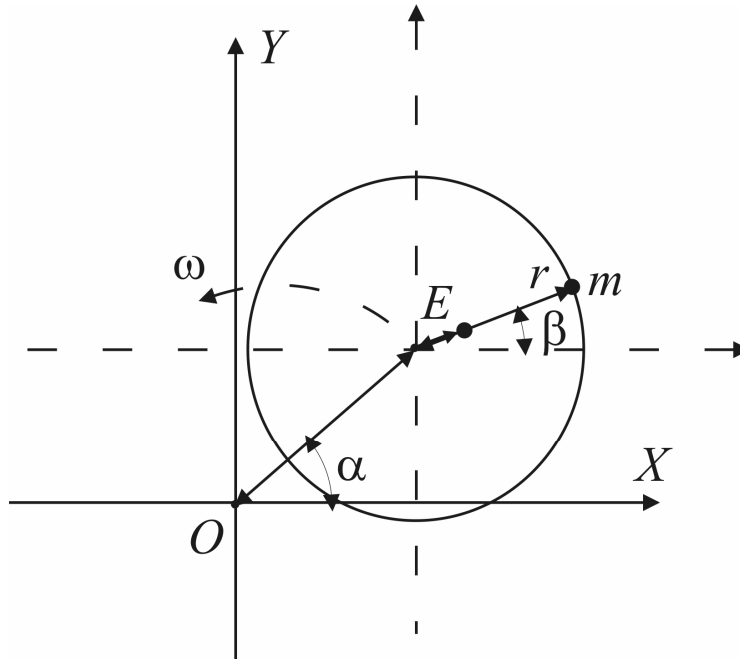


Рис. 2 Положение дисбаланса на роторе, вид сверху

Ротор с дисбалансом m перемещается с круговой частотой ω . Угол поворота геометрического центра ротора в неподвижной системе координат – α , а угол поворота дисбаланса – β .

Величина сдвига центра масс ротора E относительно его геометрической оси (условный эксцентриситет) из-за наличия дисбаланса m равна

$$E = \frac{mr}{M_0},$$

где M_0 – масса балансируемого ротора.

Пренебрегая высотой ротора и считая его абсолютно твердым телом, для расчетов представим ротор вместе с дисбалансом в виде точки. Последняя удалена на величину E в плоскости приведения от геометрического центра ротора в направлении расположения дисбаланса и имеет общую массу $M_0 + m$.

Рассмотрим характер движения колебательной системы и его параметры.

Первоначально принимаем величину дисбаланса равной нулю.

На рисунке 3,а показана расчетная схема перед началом движения (вид сбоку), а на рисунке 3,б показано начальное положение колебательной системы в проекции «вид сверху».

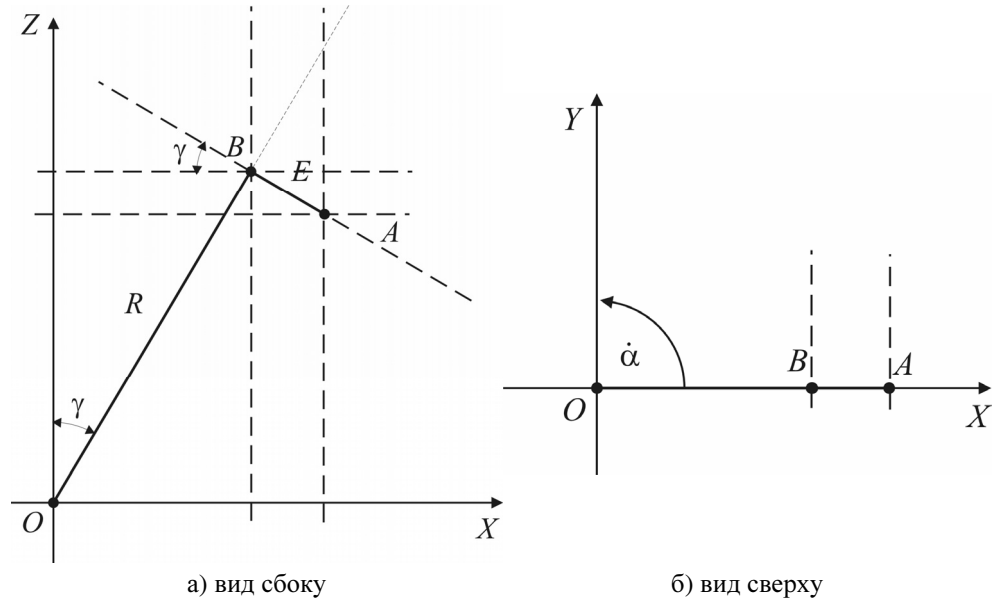


Рис. 3 Начальное положение системы

В начальном положении принято, что дисбаланс расположен в наинизшей точке ротора. Отрезок OB – верхняя часть вала. Отрезок AB – условный эксцентриситет ротора. В точке A сосредоточена вся масса ротора и дисбаланса.

На рисунке 3,б $\dot{\alpha} = \omega$ – угловая скорость вращения вала относительно вертикальной оси (см. рис. 1).

После поворота на угол $\alpha = 90^\circ$ система принимает вид, показанный на рисунке 4.

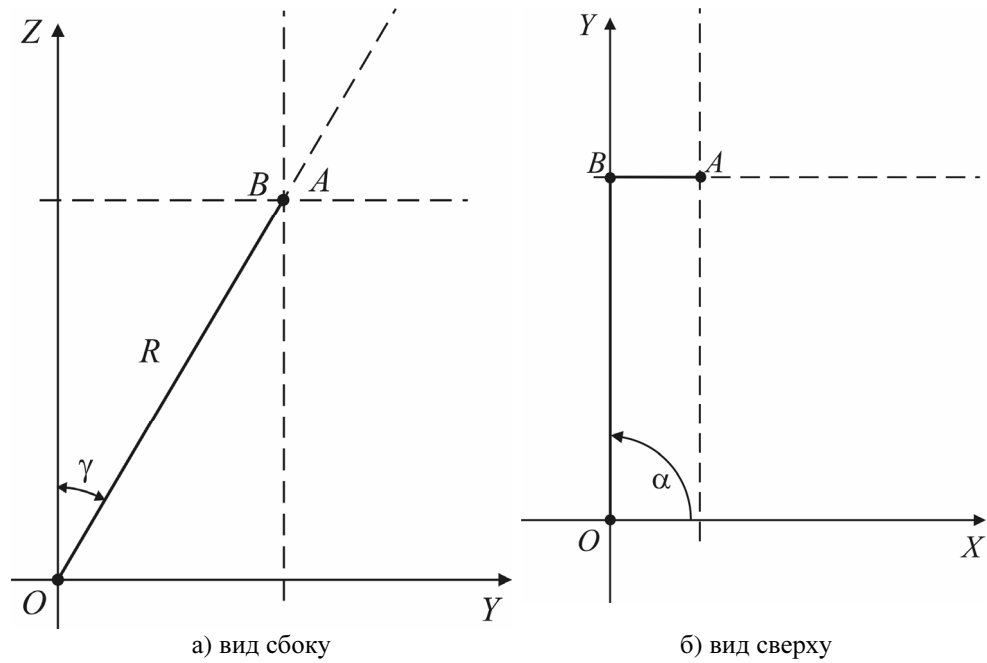


Рис. 4 Система после поворота на 90°

Перейдем в подвижную систему отсчета $X'OY'$. Эта система вращается вместе с проекцией R на плоскость XOY , что показано на рисунке 5 при произвольном положении дисбаланса на роторе.

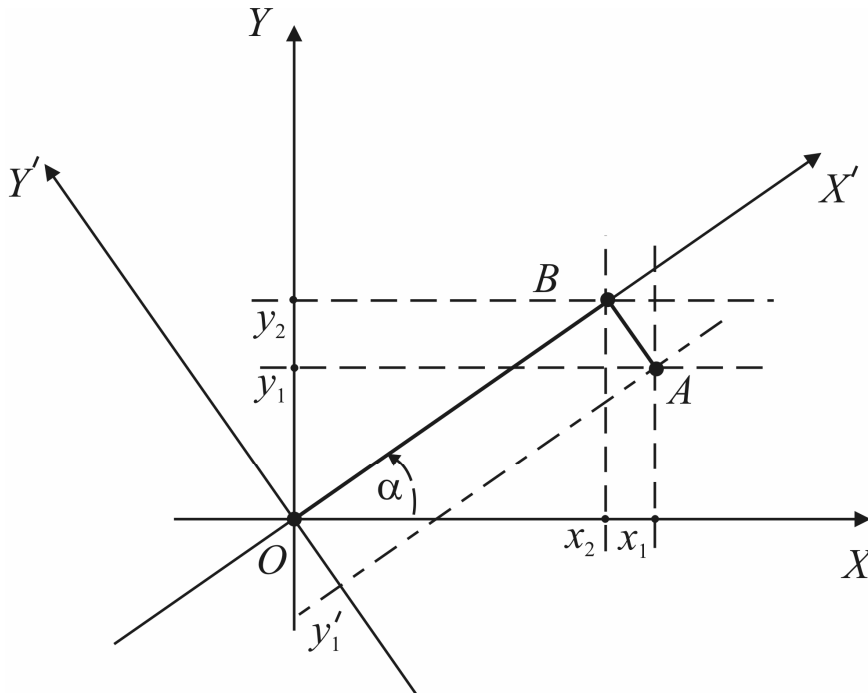


Рис. 5 Переход в подвижную систему отсчета

Так как в начальный момент времени неподвижная и подвижная системы координат совпадают, то о параметрах системы можно судить по рисунку 3. В подвижной системе координат в начальный момент времени ($\alpha = 0^\circ$), проекции точки A на оси X' и Y' равны:

$$X' = R \sin \gamma + E \cos \gamma ; \quad (1)$$

$$Y' = 0 . \quad (2)$$

После поворота подвижной системы координат вместе с валом последний повернется вокруг собственной оси на угол $\beta = \alpha = 90^\circ$. На рисунке 6 показан вид системы до и после поворота на угол $\alpha = 90^\circ$.

При повороте системы на угол $\alpha > 0^\circ$ (если смотреть со стороны вертикальной оси Z сверху, то против часовой стрелки), поворот на угол β вокруг оси вала будет происходить по часовой стрелке.

В этом случае первая составляющая проекции точки A на ось X' в уравнении (1) $R \sin \gamma$ сохранится, а за время поворота вала с $\beta = 0^\circ$ до $\beta = 90^\circ$, вторая составляющая проекции точки A на ось X' — $E \cos \gamma$ гармонически изменится со значения $E \cos \gamma$ до 0. Поэтому проекция точки A на ось X' принимает вид:

$$X' = R \sin \gamma + E \cos \gamma \cos \beta . \quad (3)$$

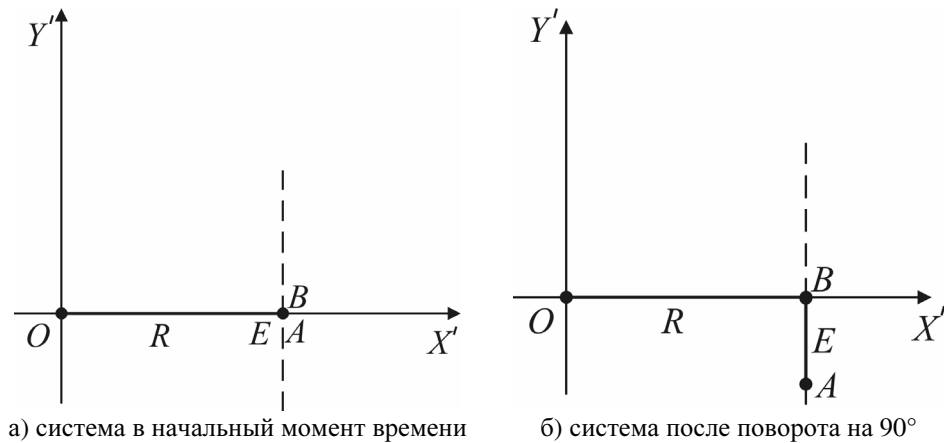


Рис. 6 Вид системы сверху

В то же время проекция точки A на ось Y' за время поворота вала с $\beta = 0^\circ$ до $\beta = 90^\circ$ изменится с 0 до $-E$. Это значит

$$Y' = -E \sin \beta. \quad (4)$$

Применим известные формулы преобразования координат:

$$\begin{aligned} X &= X' \cos \alpha - Y' \sin \alpha; \\ Y &= X' \sin \alpha + Y' \cos \alpha. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставив в уравнения (5) соотношения (3) и (4), получим:

$$\begin{aligned} X &= (R \sin \gamma + E \cos \gamma \cos \beta) \cos \alpha + E \sin \beta \sin \alpha; \\ Y &= (R \sin \gamma + E \cos \gamma \cos \beta) \sin \alpha - E \sin \beta \cos \alpha. \end{aligned} \quad (6)$$

После преобразований уравнений (6) имеем:

$$\begin{aligned} X &= R \sin \gamma \cos \alpha + E \cos \gamma \cos \beta \cos \alpha + E \sin \beta \sin \alpha; \\ Y &= R \sin \gamma \sin \alpha + E \cos \gamma \cos \beta \sin \alpha - E \sin \beta \cos \alpha. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнения (7) показывают зависимость изменения проекций точки A на оси X и Y без учета дисбаланса.

Рассмотрим изменения проекции точки A на ось Z .

Из рисунка 3,а видно, что в начальном положении величина проекции точки A на ось Z равна

$$Z = R \cos \gamma - E \sin \gamma, \quad (8)$$

а при повороте системы на угол $\alpha = 90^\circ$ проекция точки A на ось Z равна

$$Z = R \cos \gamma.$$

Очевидно, что с изменением величины угла α с 0° до 90° составляющая проекции точки A на ось Z изменяется с величины $-E \sin \gamma$ до 0 . При этом происходит поворот вала на угол $\beta = 90^\circ$. То есть в общем виде величина проекции точки A на ось Z равна

$$Z = R \cos \gamma - E \sin \gamma \cos \beta. \quad (9)$$

Присоединив уравнения (7) к уравнению (9), получаем систему уравнений, описывающую положение точки A при сферическом циркуляционном движении в проекциях на оси X, Y, Z без учета влияния на движение дисбаланса:

$$\begin{aligned} X &= R \sin \gamma \cos \alpha + E \cos \gamma \cos \beta \cos \alpha + E \sin \beta \sin \alpha; \\ Y &= R \sin \gamma \sin \alpha + E \cos \gamma \cos \beta \sin \alpha - E \sin \beta \cos \alpha; \\ Z &= R \cos \gamma - E \sin \gamma \cos \beta. \end{aligned} \quad (10)$$

Оценим порядки величин сил инерции, действующих на дисбаланс.

Как следует из описания рисунка 1, упругие элементы в радиальном направлении имеют максимально возможную жесткость. В то же время тангенциальная жесткость этих элементов достаточно мала. Отношение радиальной жесткости к тангенциальной достигает 20 и более. Учитывая это, можно сделать вывод, что степень влияния тангенциальной составляющей сил инерции на угловое перемещение ротора с валом значительно превосходит степень влияния радиальной, а следовательно влиянием последней можно пренебречь.

В этом случае при движении системы вследствие наличия дисбаланса происходит отставание вращения вала от идеального значения β на угол δ . Это следствие воздействия тангенциальных сил инерции, действующих на неуравновешенную массу дисбаланса.

Введем понятие места расположения дисбаланса. Как видно из рисунков 3,а,б, при показанном положении дисбаланса координата расположения дисбаланса совпадает с начальной фазой возникающих колебаний. В случае иной угловой координаты места расположения дисбаланса на роторе в любой момент времени угол закручивания вала β будет уменьшаться на значение φ , что и является угловой координатой расположения дисбаланса.

Запишем систему уравнений, описывающую положение точки A при сферическом движении в проекциях на оси X, Y, Z с учетом влияния на движение дисбаланса:

$$\begin{aligned} X &= R \sin \gamma \cos \alpha + E \cos \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi) \cos \alpha + E \sin(\beta - \delta - \varphi) \sin \alpha; \\ Y &= R \sin \gamma \sin \alpha + E \cos \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi) \sin \alpha - E \sin(\beta - \delta - \varphi) \cos \alpha; \\ Z &= R \cos \gamma - E \sin \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi). \end{aligned} \quad (11)$$

Считаем связи, наложенные на систему, показанную на рисунке 1, голономными. Силы, действующие на систему, являются потенциальными (сила тяжести и сила упругости). Тогда изучаемая система является консервативной [3, 4]. Поэтому вывод уравнения движения можно выполнять на основе уравнения Лагранжа для консервативной системы:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad (12)$$

где $L = T - U$ – функция Лагранжа, равная разности кинетической T и потенциальной U энергии; q_i и \dot{q}_i – обобщенные координаты колебательной системы и их производные.

Обобщенными координатами являются угол поворота системы α и угол поворота вала δ . Считаем, что система движется с постоянной угловой скоростью, а координата α циклическая. Поэтому достаточно составить уравнение движения относительно одной обобщенной координаты – угла δ .

Уравнение движения получено на основе рисунков 3–6 в принятых обозначениях: A – центр масс системы ротор–дисбаланс; $M = M_0 + m$ – масса ротора с дисбалансом; m – масса дисбаланса; r – радиус места расположения дисбаланса; M_0 – масса балансируемого ротора; R – длина вала; I – осевой момент инерции вала относительно его главной оси инерции; $E = \frac{mr}{M_0}$ – условный эксцентриситет; φ – угловая координата места расположения дисбаланса.

Рассмотрим все энергии, входящие в лагранжиан.

Полная кинетическая энергия точки A , являющейся центром масс системы ротор–дисбаланс, равна

$$T_1 = \frac{MV^2}{2},$$

где V^2 – квадрат полной скорости этой точки.

Кинетическая энергия вращения вала вокруг собственной оси при колебательном движении равна

$$T_2 = \frac{I}{2}(\dot{\beta} - \dot{\delta})^2.$$

Движение происходит в потенциальных полях силы тяжести и упругой возвращающей силы упругих элементов б (рис. 1). При повороте на угол δ происходит закручивание вала вокруг собственной оси и возникает изменение потенциальной энергии упругих элементов колебательной системы.

Тогда при малых углах δ получаем потенциальную энергию упругих элементов:

$$U_1 = \frac{1}{2}C_{y3}\delta^2,$$

где C_{y3} – совокупная крутильная (угловая) жесткость упругих элементов.

Изменение потенциальной энергии в системе происходит от изменения высоты (координаты Z) центра масс. Уравнение потенциальной энергии имеет вид

$$U_2 = MgE \sin \gamma (1 - \cos(\beta - \delta - \varphi)),$$

где g – ускорение свободного падения.

Функция Лагранжа имеет вид

$$L = \frac{MV^2}{2} + \frac{I}{2}(\dot{\beta} - \dot{\delta})^2 - \frac{1}{2}C_{y3}\delta^2 - MgE \sin \gamma (1 - \cos(\beta - \delta - \varphi)). \quad (13)$$

Находим квадрат полной скорости точки A . Для этого продифференцируем по времени уравнения (11), а затем по формуле

$$V^2 = V_X^2 + V_Y^2 + V_Z^2 \quad (14)$$

определяем квадрат полной скорости.

Заметим, что при дифференцировании угол γ считается постоянным, не зависящим от времени:

$$\begin{aligned} V_X = \frac{dX}{dt} = & -R \sin \gamma \sin(\alpha) \dot{\alpha} - E \cos \gamma \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot (\dot{\beta} - \dot{\delta}) \cos \alpha - \\ & - E \cos \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \cos(\alpha) \cdot \dot{\alpha} + E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot (\dot{\beta} - \dot{\delta}) \cdot \sin \alpha + \\ & + E \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot \cos(\alpha) \cdot \dot{\alpha}; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} V_Y = \frac{dY}{dt} = & R \sin \gamma \cos(\alpha) \cdot \dot{\alpha} - E \cos \gamma \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot (\dot{\beta} - \dot{\delta}) \sin \alpha + \\ & + E \cos \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \cos(\alpha) \cdot \dot{\alpha} - E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot (\dot{\beta} - \dot{\delta}) \cos \alpha + \\ & + E \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot \sin(\alpha) \cdot \dot{\alpha}; \end{aligned} \quad (16)$$

$$V_Z = \frac{dZ}{dt} = E \sin \gamma \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot (\dot{\beta} - \dot{\delta}). \quad (17)$$

Подставляя в уравнение (14) выражения (15), (16) и (17), получим уравнение квадрата полной скорости точки A:

$$\begin{aligned} V^2 = V_X^2 + V_Y^2 + V_Z^2 = & -E^2 (\dot{\alpha})^2 \cdot (\cos(\beta - \delta - \varphi))^2 + E^2 (\dot{\delta})^2 + E^2 (\dot{\beta})^2 + \\ & + E^2 (\dot{\alpha})^2 - R^2 (\dot{\alpha})^2 \cdot (\cos \gamma)^2 - 2E^2 \dot{\beta} \dot{\delta} + R^2 (\dot{\alpha})^2 + 2E^2 \cos \gamma \cdot \dot{\delta} \dot{\alpha} + \\ & + 2R \sin \gamma \cdot \dot{\alpha} E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \dot{\delta} - 2R \sin \gamma \cdot \dot{\alpha} E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \dot{\beta} + \\ & + E^2 (\cos(\gamma))^2 (\cos(\beta - \delta - \varphi))^2 (\dot{\alpha})^2 + \\ & + 2R \sin \gamma (\dot{\alpha})^2 E \cos \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi) - 2E^2 \cos \gamma \cdot \dot{\beta} \dot{\alpha}. \end{aligned} \quad (18)$$

Подставляя в уравнение (13) значение квадрата полной скорости (18), получаем функцию Лагранжа в виде

$$\begin{aligned} L = & \left(\frac{1}{2} M \left[-E^2 (\dot{\alpha})^2 \cdot (\cos(\beta - \delta - \varphi))^2 + E^2 (\dot{\delta})^2 + E^2 (\dot{\beta})^2 + \right. \right. \\ & + E^2 (\dot{\alpha})^2 - R^2 (\dot{\alpha})^2 \cdot (\cos \gamma)^2 - 2E^2 \dot{\beta} \dot{\delta} + R^2 (\dot{\alpha})^2 + \\ & 2E^2 \cos \gamma \cdot \dot{\delta} \dot{\alpha} + 2R \sin \gamma \cdot \dot{\alpha} E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \dot{\delta} - \\ & \left. - 2R \sin \gamma \cdot \dot{\alpha} E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \dot{\beta} + E^2 (\cos(\gamma))^2 (\cos(\beta - \delta - \varphi))^2 (\dot{\alpha})^2 \right. \\ & \left. + 2R \sin \gamma (\dot{\alpha})^2 E \cos \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi) - 2E^2 \cos \gamma \cdot \dot{\beta} \dot{\alpha} \right] \Big) \\ & + \frac{I}{2} \cdot (\dot{\beta} - \dot{\delta})^2 - \frac{1}{2} C_{y3} \delta^2 - MgE \sin \gamma (1 - \cos(\beta - \delta - \varphi)). \end{aligned} \quad (19)$$

Принимая во внимание, что значение α численно равно значению β , сделаем замену $\dot{\beta} = \omega$. Тогда уравнение (19) примет вид

$$\begin{aligned}
 L = & \left(\frac{1}{2} M \left[-E^2 \omega^2 \cdot (\cos(\beta - \delta - \varphi))^2 + E^2 (\dot{\delta})^2 + E^2 \omega^2 + E^2 \omega^2 - \right. \right. \\
 & - R^2 \omega^2 \cdot (\cos \gamma)^2 - 2E^2 \omega \dot{\delta} + R^2 \omega^2 + 2E^2 \cos \gamma \cdot \dot{\delta} \omega + \\
 & + 2R \sin \gamma \cdot \omega E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \dot{\delta} - 2R \sin \gamma \cdot \omega E \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \omega + \\
 & + E^2 (\cos(\gamma))^2 (\cos(\beta - \delta - \varphi))^2 \omega^2 + 2R \sin \gamma \omega^2 E \cos \gamma \cos(\beta - \delta - \varphi) - \\
 & \left. \left. - 2E^2 \cos \gamma \cdot \omega^2 \right] \right) + \frac{I}{2} \cdot (\omega - \dot{\delta})^2 - \frac{1}{2} C_{y3} \delta^2 - MgE \sin \gamma (1 - \cos(\beta - \delta - \varphi)). \quad (20)
 \end{aligned}$$

Находим частную производную функции Лагранжа (20) по $\dot{\delta}$:

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\delta}} = M (E^2 \dot{\delta} - E^2 \omega + 2E^2 \cos \gamma \cdot \omega + 2R \sin \gamma \cdot \omega E \cos(\beta - \delta - \varphi)) - I(\omega - \dot{\delta}). \quad (21)$$

Далее ищем производную по времени уравнения (21):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\delta}} \right) = M (E^2 \ddot{\delta} - R \sin \gamma \omega E \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot (\omega - \dot{\delta})) + I \ddot{\delta}. \quad (22)$$

Затем определяем частную производную функции Лагранжа (19) по δ :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial L}{\partial \delta} = & M \left(- \left[E^2 \omega^2 \cos(\beta - \delta - \varphi) \sin(\beta - \delta - \varphi) \right] + R \sin \gamma \omega E \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot \dot{\delta} - \right. \\
 & - R \sin \gamma \omega^2 \cdot E \sin(\beta - \delta - \varphi) + E^2 (\cos \gamma)^2 \cos(\beta - \delta) \omega^2 \sin(\beta - \delta - \varphi) + \\
 & \left. + R \sin \gamma \omega^2 E \cos \gamma \sin(\beta - \delta - \varphi) \right) - C_{y3} \delta + MgE \sin \gamma \sin(\beta - \delta - \varphi). \quad (23)
 \end{aligned}$$

Подставляя уравнения (22) и (23) в (12), получаем уравнение установившегося движения системы:

$$\begin{aligned}
 & M \left[E^2 \ddot{\delta} - R \sin \gamma \omega E \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot (\omega - \dot{\delta}) \right] + I \ddot{\delta} - \\
 & - M \left(- \left[E^2 \omega^2 \cos(\beta - \delta - \varphi) \cdot \sin(\beta - \delta - \varphi) \right] + R \sin \gamma \omega E \sin(\beta - \delta - \varphi) \cdot \dot{\delta} - \right. \\
 & - R \sin \gamma \omega^2 E \sin(\beta - \delta - \varphi) + E^2 (\cos \gamma)^2 \cdot \cos(\beta - \delta - \varphi) \omega^2 \sin(\beta - \delta - \varphi) + \\
 & \left. + R \sin \gamma \omega^2 E \cos \gamma \sin(\beta - \delta - \varphi) \right) - C_{y3} \delta + MgE \sin \gamma \cdot \sin(\beta - \delta - \varphi) = 0. \quad (24)
 \end{aligned}$$

В ходе исследований было выполнено решение уравнения (24) с использованием программ, реализующих численные методы решения дифференциальных уравнений. Результаты решений оказались близки к данным, полученным при проведении экспериментов на действующих макетных образцах.

В дальнейшей работе с целью повышения достоверности математического моделирования, реализуемого на основе составленных дифференциальных уравнений движения, рекомендуется проведение углубленных теоретических исследований с целью получения полной (менее упрощенной) картины поведения колебательной системы. Кроме этого, с целью уменьшения уровня помех, вызываемых проявлением нормальных составляющих сил инерции, необходимо уделить серьезное внимание разработке конструкции

упругих элементов, удовлетворяющей условиям применения в колебательных системах устройств, работающих в режиме сферического либо кругового циркуляционного движения.

Список литературы

1. Патент на изобретение РФ № 2270985. Способ и устройство для балансировки ротора / А. Н. Николаев, Б. А. Малев, Л. А. Брякин, М. А. Щербаков, С. В. Кочкин.
2. Патент на изобретение РФ № 2299409. Станок для балансировки роторов / А. Н. Николаев, Б. А. Малев, Л. А. Брякин, М. А. Щербаков, С. В. Кочкин.
3. **Голдстейн, Г.** Классическая механика / Г. Голдстейн. – М. : Гостехиздат, 1957. 408 с.
4. **Маркеев, А. П.** Теоретическая механика : учебник для университетов / А. П. Маркеев. –М. : ЧеРо, 1999. – 569 с.