скорости прохождения ее через рабочую зону, 2 – Разрывная нагрузка латексной нити 27 текс, 3 – Натяжение нити сердечника линейной плотности 64 текс в зависимости от скорости прохождения ее через рабочую зону, 4 – Разрывная нагрузка латексной нити 64 текс, 5 – Натяжение нити сердечника линейной плотности 92 текс в зависимости от скорости прохождения ее через рабочую зону, 6 – Разрывная нагрузка латексной нити 92 текс.

В результате работы можно сделать следующие выводы:

1. Для формирования латексной оплетенной нити возможно использовать в качестве нити сердечника нити широкого диапазона линейных плотностей.
2. Нецелесообразно использовать латексную нить 27 текс в качестве сердечника при значительных скоростях движения в зоне формирования.
3. Увеличение линейной плотности латексной нити и сердечника повышает стабильность процесса в плане обрывности.

Список использованных источников

1. Рипка, И. Формирование пряжи в прядильной камере безверетенной прядильной машины БД-200 / И. Рипка // Ковоэкспорт (ЧССР), 1969. – № 5. – С. 3–8.
2. Плеханов, Ф. М. Натяжение пряжи в камере пневмомеханической прядильной машины / Ф. М. Плеханов, А. Ф. Плеханов // Текстильная промышленность, 1993. – №6. – С. 32–33.
3. Локтионов, А. В. Технологические параметры получения нитей с использованием двух полых веретен / А. В. Локтионов, В. Г. Буткевич, Е. К. Ковалевич // Всероссийская научно-техническая конференция с международным участием «Актуальные проблемы проектирования и технологии изготовления текстильных материалов специального назначения» (Техтекстиль – 2010): сборник материалов, 21–22 января 2010 г. / ДИТУД (филиал) УлГТУ. – Дмитровград, 2010. – С. 199–200.
4. Локтионов, А. В. Технология получения меланжевых нитей / А. В. Локтионов, А. В. Буткевич, В. Г. Буткевич, А. В. Турко // Межвузовская научно-техническая конференция аспирантов и студентов «Молодые ученые – развитию текстильной и легкой промышленности (Поиск – 2012): сборник материалов, 23–25 апреля 2012 г.: в 2 ч. / ИГТА. – Иваново, 2012. – ч. 1. – С. 21–22.

УДК 531.312.1

РАСЧЕТ УРАВНЕНИЯ МАЛЫХ КОЛЕБАНИЙ МАЯТНИКА С УЧЕТОМ ЗАДАННОЙ НАЧАЛЬНОЙ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ЕГО ДВИЖЕНИЯ

Локтионов А.В., д.т.н., проф., Беган В.В, студ.

Витебский государственный технологический университет,

г. Витебск, Республика Беларусь

Реферат. *Предложен расчет уравнения малых колебаний маятника с заданной начальной угловой скоростью движения маятника с учетом сил тяжести ползуна и шарика. Для расчета частоты колебаний использованы инерционные и квазиупругие коэффициенты дифференциальных уравнений малых колебаний системы с двумя степенями свободы. Получены уравнение свободных колебаний маятника и закон движения ползуна в зависимости от времени и заданной начальной угловой скорости вращения маятника.*

Ключевые слова: расчет, дифференциальные уравнения, малые калебания, частота, уравние движения, маятник.

Рассмотрим расчет уравнения движения малых колебаний маятника с заданной начальной угловой скоростью его движения. При этом принято, что на маятник действуют силы тяжести ползуна и шарика.

Эллиптический маятник состоит из ползуна *1* весом P_1, помещающегося без трения по горизонтальной прямой, и шарика *2* весом P_2, соединенного с ползуном нерастяжимым стержнем *AB* длины *l*. Стержень вращается вокруг оси *A*, связанной с ползуном и перпендикулярной плоскости рисунка. Определим малые колебания маятника (рисунок 1), принимаем, что в начальный момент $\varphi = \varphi_0 = 0$ а угловая скорость $\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_0 \neq 0$.

Выберем в качестве обобщенных координат перемещение ползуна по горизонтальной плоскости ($q_1 = x$) и угол поворота стержня *AB* вокруг оси *A* ($q_2 = \varphi$).

Так как действующие на систему силы потенциальные, то уравнения Лагранжа представим в виде:

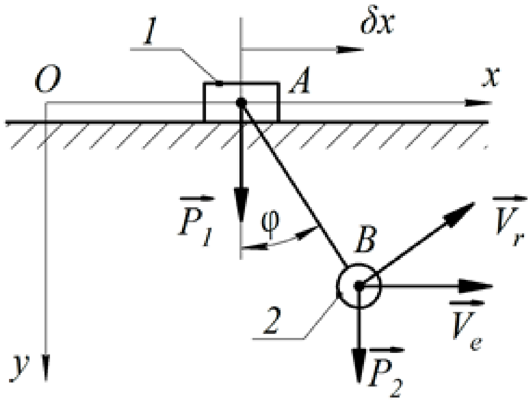

Рисунок 1- Расчетная схема движения эллиптического маятника

$$\begin{cases} \dfrac{d}{dt}\left(\dfrac{\partial T}{\partial \dot{x}}\right) - \dfrac{\partial T}{\partial x} + \dfrac{\partial \Pi}{\partial x} = 0; \\ \dfrac{d}{dt}\left(\dfrac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}}\right) - \dfrac{\partial T}{\partial \varphi} + \dfrac{\partial \Pi}{\partial \varphi} = 0. \end{cases} \tag{1}$$

Определим кинетическую энергию системы: $T = T_1 + T_2$, где кинетическая энергия ползуна *1* в поступательном движении $T_1 = \dfrac{m_1 V_1^2}{2} = \dfrac{P_1}{2g}\dot{x}^2$ и кинетическая энергия маятника $T_2 = \dfrac{m_2}{2}V_2^2$. Так как маятник совершает сложное движение, то $\vec{V}_2 = \vec{V}_e + \vec{V}_r$. Переносная скорость $\vec{V}_e$ направлена параллельно оси *x*, при этом $V_e = \dot{x}$, а вектор $\vec{V}_r$ относительной скорости перпендикулярен *AB* и численно $V_r = l\dot{\varphi}$.

Тогда абсолютная скорость маятника:

$$V_2^2 = V_e^2 + V_r^2 + 2V_eV_r\cos\varphi = \dot{x}^2 + l^2\dot{\varphi}^2 + 2l\dot{\varphi}\dot{x}\cos\varphi.$$

Кинетическая энергия маятника:

$$T_2 = \frac{P_2}{2g}\left(\dot{x}^2 + l^2\dot{\varphi}^2 + 2l\dot{\varphi}\dot{x}\cos\varphi\right).$$

Кинетическая энергия системы:

$$T = \frac{P_2}{2g}\dot{x}^2 + \frac{P_1}{2g}\left(\dot{x}^2 + l^2\dot{\varphi}^2 + 2l\dot{\varphi}\dot{x}\cos\varphi\right) = \frac{P_1 + P_2}{2g}\dot{x}^2 + \frac{P_2}{2g}l^2\dot{\varphi}^2 + \frac{P_2}{g}l\dot{\varphi}\dot{x}\cos\varphi. \tag{2}$$

Направляя ось OY вертикально вниз [3], потенциальную энергию системы определим по формуле:

$$\Pi = -P_2 l\cos\varphi. \tag{3}$$

Определив члены уравнений Лагранжа (1) и подставляя полученые величины в уравнения (1), получим дифференциальные уравнения движения системы:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{P_1+P_2}{g}\dot{x}+\frac{P_2}{g}l\dot{\varphi}\cos\varphi\right)=0,\quad \frac{P_2}{g}l\ddot{x}\cos\varphi+\frac{P_2}{g}l^2\ddot{\varphi}+P_2 l\sin\varphi=0. \tag{4}$$

Для определения малых колебаний эллиптического маятника в уравнениях (4) положим, что $\cos\varphi\approx 1,\ \sin\varphi\approx\varphi.$ Тогда эти уравнения примут вид:

$$\frac{P_1+P_2}{g}\ddot{x}+\frac{P_2}{g}l\ddot{\varphi}=0,\qquad \frac{P_2}{g}l\ddot{x}+\frac{P_2}{g}l^2\ddot{\varphi}+P_2 l\varphi=0. \tag{5}$$

В общем случае дифференциальные уравнения малых колебаний системы с двумя степенями свободы имеют вид:

$$a_{11}\ddot{q}_1+a_{12}\ddot{q}_2+c_{11}q_1+c_{12}q_2=0,\quad a_{21}\ddot{q}_1+a_{22}\ddot{q}_2+c_{21}q_1+c_{22}q_2=0, \tag{6}$$

где инерционные коэффициенты a_{11}, a_{12}, a_{21}, a_{22} и квазиупругие коэффициенты c_{11}, c_{12}, c_{21}, c_{22} являются постоянными величинами.

Уравнение частот имеет вид:

$$\left(c_{11}-a_{11}k^2\right)\left(c_{22}-a_{22}k^2\right)-\left(c_{12}-a_{12}k^2\right)^2=0. \tag{7}$$

Из уравнений (5) определяются коэффициенты входящие в равенства (6) и (7) которые имеют вид:

$$a_{11}=\frac{P_1+P_2}{g};\ a_{12}=a_{21}=\frac{P_2}{g}l;\ \ a_{22}=\frac{P_2}{g}l^2;\ c_{11}=0;\ \ c_{12}=c_{21}=0;\ \ c_{22}=P_2 l.$$

Подставляя инерционные и квазиупругие коэффициенты в уравнение (7), определим величину k^2 из выражения:

$$-\frac{P_1+P_2}{g}k^2\left(P_2 l-\frac{P_2 l^2}{g}k^2\right)-\left(\frac{P_2 l}{g}\right)^2 k^4=0,$$

откуда из уравнения частот получим:

$$k^2=\frac{(P_1+P_2)g}{P_1 l}. \tag{8}$$

Для определения частоты k^2 из дифференциальных уравнений движения системы (4) представим систему уравнений (5) в виде:

$$\ddot{x}=-\frac{P_2 l}{P_1+P_2}\ddot{\varphi}, \tag{9}$$

$$\ddot{x}+l\ddot{\varphi}+g\varphi=0. \tag{10}$$

Подставляя значение $\ddot{x}$ в уравнение (10), получим:

$$\frac{P_1 l}{P_1+P_2}\ddot{\varphi}+g\varphi=0,$$

или

$$\ddot{\varphi}+k^2\varphi=0, \tag{11}$$

где

$$k^2=\frac{(P_1+P_2)g}{P_1 l}. \tag{12}$$

Значение k^2 соответствует значению (8), полученному с помощью уравнения частот.

Общее решение дифференциального уравнения (11) имеет вид:

$$\varphi=C_1\cos kt+C_2\sin kt. \tag{13}$$

Уравнение, определяющее угловую скорость, имеет вид:

$$\dot{\varphi} = -C_1 k \sin kt + C_2 k \cos kt. \tag{14}$$

Подставляя начальные условия, при $t_0 = 0$, $\varphi_0 = 0$, $\dot{\varphi}_0 = \omega_0$, в уравнения (13) и (14), получим значения коэффициентов C_1 и C_2:

$$C_1 = 0,\ C_2 = \frac{\omega_0}{k} = \omega_0 \sqrt{\frac{P_1 l}{(P_1 + P_2) g}}.$$

С учетом C_1 и C_2, уравнение малых колебаний маятника будет иметь вид:

$$\varphi = \frac{\omega_0}{k} \sin kt, \tag{15}$$

или, учитывая формулу (12), равенство (15) можно представить в виде:

$$\varphi = \omega_0 \sqrt{\frac{P_1 l}{(P_1 + P_2) g}} \sin \sqrt{\frac{(P_1 + P_2) g}{P_1 l}} t. \tag{16}$$

Выводы. Предложен расчет уравнения малых колебаний с учетом сил тяжести и заданной начальной угловой скорости движения маятника. Для расчета частоты колебаний использованы инерционные и квазиупругие коэффициенты дифференциальных уравнений малых колебаний системы с двумя степенями свободы. Получено уравнение свободных колебаний маятника.

УДК 622.002.5:517:531.112

РАСЧЕТ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РЕЖУЩЕГО ИНСТРУМЕНТА ИСПОЛНИТЕЛЬНОГО МЕХАНИЗМА

Локтионов А.В., д.т.н., проф., Рубик С.В., студ.

Витебский государственный технологический университет,

г. Витебск, Республика Беларусь

Реферат. *Предложен аналитический метод расчета задних углов резца в движении. Получены соотношения между его значениями в различных плоскостях с учетом угла установки резца на режущей головке исполнительного механизма. Установлено, что кинематические углы представляют те же углы движения, рассчитанные для боковой и задней грани резца.*

Ключевые слова: кинематика, режущий инструмент, исполнительный механизм, циклоида, угол движения, подача, поперечная, продольная.

Расчет задних углов в процессе резания, выражающих реальную величину зазора между задней поверхностью инструмента и поверхностью резания, непосредственно связан с изучением перемещения инструмента и обрабатываемого объекта, основанном на понятиях о простом и составном движениях. Задний угол движения α_d измеряется между вектором относительной скорости резания и касательной к траектории сложного пространственного движения инструмента в заданной точке [I].

Определим α_d резца исполнительного механизма [I], участвующего в двух поступательных переносных движениях. Для упрощения расчета движение подачи разложим на две составляющие – продольное (вдоль оси исполнительного механизма) и поперечное. При поперечной подаче механизма происходит основное разрушение массива. Резец движется по траектории, представляющей собой удлиненную сферическую циклоиду. Однако с целью упрощения расчетов здесь рассматривается ее проекция на плоскость XOY (рис. 1).