

И. С. Крук, к. т. н., доц., **Ю. С. Биза**, к. ф.-м. н., доц.

*УО «Белорусский государственный аграрный технический университет», г. Минск, Республика Беларусь
e-mail: Kruk_Igar@mail.ru*

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ДЕМПИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В КОНСТРУКЦИЯХ ПОЛЕВЫХ ОПРЫСКИВАТЕЛЕЙ ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ПЛАВНОСТИ ХОДА ШТАНГИ

Обоснована конструкция, обеспечивающая гашение колебаний штанги при одновременном наезде двух колес опрыскивателя на препятствие. Исследован процесс колебания системы с одной степенью свободы, получены зависимости для определения параметров колебаний и элементов стабилизации штанги.

Ключевые слова: конструкция, пружина, опрыскиватель, штанга, зависимость, амплитуда.

I. S. Kruk, **U. S. Biza**

*Educational establishment «Belarusian state agrarian technical university», Minsk, Republic of Belarus
e-mail: Kruk_Igar@mail.ru*

USE OF ADDITIONAL DAMPING ELEMENTS IN THE DESIGN OF FIELD SPRAYERS FOR PROVIDING THE SWITCH FLOWS

The design providing clearing of fluctuations of a bar at simultaneous arrival of two wheels of a sprayer on an obstacle is offered. Process of fluctuation of system with one degree of freedom is investigated and dependences for definition of parameters of fluctuations and elements of stabilization of a bar are received.

Keywords: design, spring, sprayer, rod, dependence, amplitude

Движение опрыскивателя по полю неизменно сопровождается возмущениями, возникающими в результате копирования ходовыми колесами неровностей и передающимися через раму всем его узлам и деталям. В результате это приводит к колебаниям штанги, что сказывается не только на качестве выполняемого технологического процесса, но и на прочности и долговечности ее конструкции, а при большой амплитуде колебаний ее концов может привести к поломке.

На основании проведенного анализа систем стабилизации в конструкциях современных опрыскивателей, нами предложена система стабилизации штанги (рисунок 1), относящаяся к пассивным и основанная на использовании упругодемпферных элементов гашения колебаний. Конструкция состоит из свободно перемещающейся в направляющих остова 1 подвижной рамки 3, закрепленной на штоке гидроцилиндра 6, нижний конец которого крепится на пластине 7, которая также свободно перемещается в направляющих. Направляющие выполнены в виде швеллера, обращенного внутрь. Пластина нижней частью опирается на две вертикальные пружины 5, соединенные с остовом опрыскивателя. Данное конструктивное исполнение позволяет обеспечить подвижной рамке одну степень свободы (поступательную), гасить колебания системы в вертикальной плоскости и обеспечить плавность хода штанги при наезде одновременно двух колес опрыскивателя на препятствие. Сила трения скольжения (металл по металлу) между подвижной рамкой, пластиной и направляющими остова позволяет эффективно гасить колебания пружин, избежать установки дополнительных амортизаторов и раскачивания всей системы. Штанга 2 подвешена на подвижной рамке 3 с возможностью свободного перемещения. Гашение колебаний штанги в вертикальной плоскости обеспечивается парой пружин 5 и амортизаторами 4. При этом штанга совершает сложное движение по отношению к остову опрыскивателя: поступательное вместе с рамкой в направляющих и вращательное относительно рамки. При поступательном движении осуществляется гашение колебаний пружинами 5, а при вращательном – амортизаторами 4.

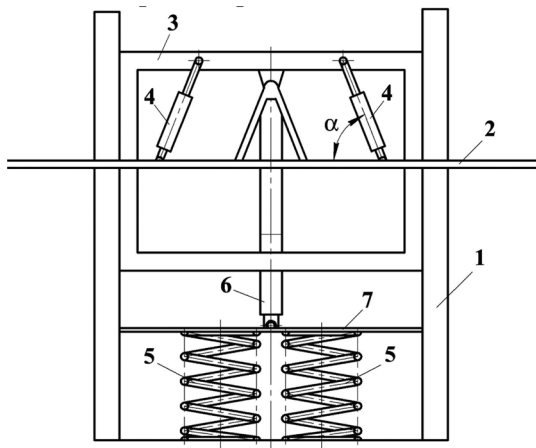


Рисунок 1. – Схема к расчету дополнительных демпфирующих элементов

Данная система работает следующим образом. При одновременном наезде двух колес опрыскивателя на препятствие (попадание в неровность) возникшие возмущения, не передаваясь штанге, гасятся за счет работы сил упругости элементов 5 и силы трения между подвижной рамкой 3, пластиной 7 и направляющими остова 1. При наезде на препятствие одного из колес опрыскивателя возникающие возмущения частично гасятся упругими элементами 5 и окончательно – амортизаторами 4.

Эффективность работы предложенной системы стабилизации определяется характеристиками и параметрами установки пружин и амортизаторов (угол наклона α). Рассмотрим процесс колебания системы в вертикальной плоскости и работу пружин. Колебательное поступательное движение системы

с одной степенью свободы в вертикальной плоскости может быть описано уравнением Лагранжа второго рода [1, 2]:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial E_k}{\partial q} = Q_{\text{п}} + Q_{\text{т}}, \quad (1)$$

где t – время; q – обобщенная координата; \dot{q} – обобщенная скорость (для поступательного движения системы в направляющих $\dot{q}_2 = \dot{z} = \mathfrak{D} = \mathfrak{D}_c$); $Q_{\text{п}}$ – обобщенная потенциальная сила двух параллельных пружин; $Q_{\text{т}}$ – обобщенная сила трения; E_k – кинетическая энергия системы:

$$E_k = \frac{1}{2} a \dot{q}^2 = \frac{1}{2} m \mathfrak{D}_c^2 = \frac{1}{2} m \dot{z}^2 = \frac{1}{2} m \dot{q}^2,$$

где a – коэффициент инерции системы ($a = m$, m – масса системы).

Обобщенная потенциальная сила двух параллельных пружин равна

$$Q_{\text{п}} = - \frac{\partial E_{\text{п}}}{\partial q_2},$$

где $E_{\text{п}}$ – потенциальная энергия системы.

Для принятых обобщенных координат $q = z$, при этом потенциальная энергия равна

$$E_{\text{п}} = \frac{2cq^2}{2} = \frac{2cz^2}{2} = cz^2,$$

где $2c$ – жесткость пары пружин (c – жесткость одной пружины).

Откуда

$$Q_{\text{п}} = -2cz.$$

Предположим, что величина силы трения рамки в направляющих не зависит от скорости, тогда имеем случай обобщенной силы кулоновского трения, которая может быть представлена в виде:

$$Q_{\text{т}} = Q_{\text{к}} = -\mu \operatorname{sgn} \dot{q}_2 = -\mu \operatorname{sgn} \dot{z},$$

где μ – обобщенный коэффициент сопротивления системы.

С учетом зависимостей уравнение (1) примет вид:

$$m\ddot{z} = -2cz - \mu \operatorname{sgn} \dot{z},$$

или

$$\ddot{z} + k^2 z + b \operatorname{sgn} \dot{z} = 0, \quad (2)$$

где $b = \frac{\mu}{m}$; $k = \sqrt{\frac{2c}{m}}$.

Знак в последнем члене уравнения (2) определяется знаком скорости \dot{z} .

Пусть, например, после толчкового возмущения система отклоняется от положения равновесия на величину $z = A_0$. Примем данное положение за начальное, приняв $t = 0$ и $\dot{z} = 0$, и рассмотрим движение, начиная от этого положения. Тогда в первом интервале движения скорость отрицательна и в уравнении (2) перед третьим членом должен быть принят знак «минус». Для этого интервала уравнение (2) представим в виде:

$$\ddot{z} + k^2 z - b = 0. \quad (2')$$

Решения данного неоднородного дифференциального уравнения ищем в виде

$$z = z_1 + z_2,$$

где z_1 – общее решение однородного уравнения $\ddot{z} + k^2 z = 0$ имеет вид:

$$z_1 = C_1 \sin kt + C_2 \cos kt, \quad (3)$$

где C_1 и C_2 – постоянные интегрирования, определяются начальными условиями.

Частное решение уравнения (2') z_2 ищем в виде $z_2 = B$. Решим уравнение (2') относительно z_2 , получим:

$$k^2 B = b, \quad \text{откуда} \quad B = \frac{b}{k^2}.$$

Тогда общее решение уравнения (2') имеет вид:

$$z = C_1 \sin kt + C_2 \cos kt + \frac{b}{k^2}, \quad (4)$$

а уравнение для скорости

$$\dot{z} = C_1 k \cos kt - C_2 k \sin kt. \quad (5)$$

Принимая во внимание, что при $t = 0$ $z_0 = A_0$ и $\dot{z}_0 = 0$, из уравнения (4) находим

$$C_2 = A_0 - \frac{b}{k^2}, \quad (6)$$

а из уравнения (5) – $C_1 = 0$.

Окончательно решение уравнения (2') принимает вид:

$$z = \left(A_0 - \frac{b}{k^2} \right) \cos kt + \frac{b}{k^2}; \quad (7)$$

$$\dot{z} = - \left(A_0 - \frac{b}{k^2} \right) k \sin kt. \quad (8)$$

Через промежуток времени, когда произведение kt будет равно π ($kt = \pi$), скорость \dot{z} еще раз обращается в ноль. Это значит, система достигает своего наибольшего отклонения по другую сторону от состояния равновесия и, соответственно, от начала координат. Согласно уравнению (7), величина этого отклонения равна:

$$A_1 = \left(A_0 - \frac{b}{k^2} \right) \cos \pi + \frac{b}{k^2} = -A_0 + \frac{2b}{k^2}. \quad (9)$$

Таким образом, по абсолютной величине данное отклонение меньше первоначального на $\frac{2b}{k^2}$.

Если величина A_1 такая, что $2c|A_1| > \mu$, т. е. $k^2|A_1| > b$ (или $|A_1| > \frac{b}{k^2}$), то сила упругости больше силы трения, и система начинает двигаться обратно в сторону положительных значений z . Тогда для второго интервала движения, когда скорость положительна ($\dot{z} > 0$), в уравнении (2) перед b должен быть принят знак «плюс», уравнение движения запишется в виде:

$$\ddot{z} + k^2 z + b = 0. \quad (2'')$$

Принимая начало отсчета времени со второго интервала, начальные условия представим так: $t = 0$, $z_0 = A_1$, $\dot{z} = 0$. В этом случае общее решение уравнения (2'') примет вид:

$$z = C'_1 \sin kt + C'_2 \cos kt - \frac{b}{k^2}, \quad (10)$$

и скорость

$$\dot{z} = C'_1 k \cos kt - C'_2 k \sin kt - \frac{b}{k^2}. \quad (11)$$

С учетом начальных условий на втором интервале движения при $t = 0$ из уравнения (10) получим:

$$C'_2 = A_1 + \frac{b}{k^2} \quad \text{и} \quad C'_1 = 0 \quad (12)$$

и окончательно решение уравнения (10) запишем в виде:

$$z = \left(A_1 + \frac{b}{k^2} \right) \cos kt - \frac{b}{k^2}. \quad (13)$$

Тогда в конце второго интервала движения (еще раз при $kt = \pi$) из уравнения (13) получим следующее отклонение:

$$A_2 = -A_1 - \frac{2b}{k^2}. \quad (14)$$

С учетом (9) найдем изменение отклонения системы от равновесия за полный период 2π :

$$A_2 = A_0 - \frac{4b}{k^2}. \quad (15)$$

Таким образом, аналогично можно показать, что амплитуда за все последующие периоды уменьшается на одну и ту же величину $\frac{4b}{k^2}$, т.е. последовательность амплитуд образует арифметическую последовательность для огибающей кривой $z(t)$, можно записать дифференциальным уравнением в виде:

$$\frac{dA}{dt} T = -\frac{4b}{k^2}, \quad (16)$$

где T – период колебаний.

Интегрируем зависимость (16):

$$\int_{A_0}^A dA = -\frac{4b}{k^2 T} \int_0^t dt.$$

Получим уравнение для огибающей кривой $z(t)$:

$$A = A_0 - \frac{4b}{k^2 T} t = A_0 - \frac{2\mu}{cT}, \quad (17)$$

представляющей собой прямую линию, график которой представлен на рисунке 2.

Из зависимости (17) видно, что тангенс угла ее наклона к оси t равен

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{4b}{k^2 T} = \frac{2\mu}{cT}.$$

Движение системы будет продолжаться до тех пор, пока $|A_i| > \frac{b}{k^2}$ (i – номер рассматриваемого цикла). Если $|A_i| < \frac{b}{k^2}$, тогда сила упругости меньше $2cA_i$, меньше сопротивления и движение системы прекращается.

С учетом (7) и (13) график колебаний будет состоять из отрезков синусоиды с одинаковым периодом и убывающей амплитудой (рисунок 3). Две горизонтальные прямые $z = \pm \frac{b}{k^2}$ задают зону застоя. Если скорость обращается в ноль в пределах этой зоны, то движение системы прекращается (точка M). При эффективной работе системы стабилизации штанги точка M должна быть как можно ближе к началу координат ($t \rightarrow 0$), и колебательное движение затухает за один цикл.

Логарифмический декремент затухающих колебаний равен

$$\delta = \ln \frac{A_i}{A_{i+1}}. \quad (18)$$

Если $\Delta A_i = A_{i+1} - A_i$ мало по сравнению с A_i , то (18) можно записать как

$$\delta = \ln \frac{A_{i+1} - A_i}{A_{i+1}} = \ln \left(1 - \frac{\Delta A_i}{A_{i+1}} \right) \approx -\frac{\Delta A}{A}.$$

В нашем случае $\Delta A = -\frac{4b}{k^2}$, тогда

$$\delta \approx \frac{4b}{k^2} \frac{1}{A} \approx \frac{2\mu}{cA}.$$

Таким образом, для случая кулоновского трения логарифмический декремент колебаний увеличивается с уменьшением амплитуды (рисунок 4).

Литература

1. Тарг, С. М. Курс теоретической механики: учеб. для вузов / С. М. Тарг. – М.: Высш. шк., 1986. – 416 с.
2. Пановко, Я. Г. Введение в теорию механических колебаний: учеб. пособие / Я. Г. Пановко. – М.: Наука, 1980. – 272 с.

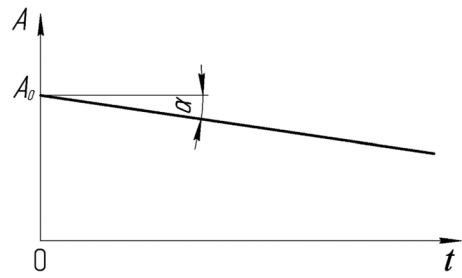


Рисунок 2. – График огибающей прямой

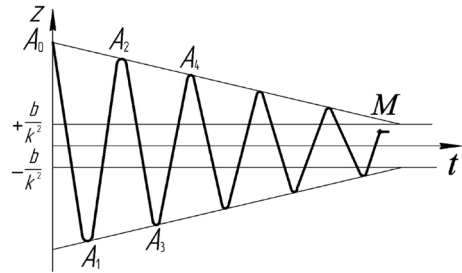


Рисунок 3. – График колебаний системы

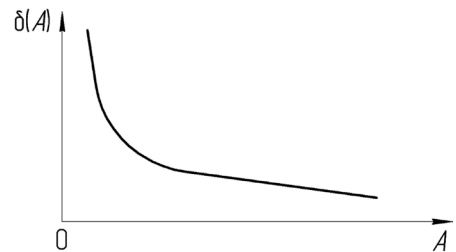


Рисунок 4. – График зависимости логарифмического декремента колебаний от амплитуды