Исследования проводились на цилиндрическом элементе радиуса $R = 0,22$ м, длины $L = 0,04$ м, с относительной площадью отверстий $f = 0,16$, сопротивлением $\zeta = 88,15$. Вентиляторное колесо радиуса $R_0 = 0,18$ м вращалось с частотой 2300 об/мин. Коэффициент $\overline{p} = 0,9$. Расход подаваемой суспензии составлял 4 м^3/ч.

При решении системы уравнений были получены значения: $c_1 = -0,61$; $c_2 = -0,32$; $U_0 = -0,17$м/с; $\delta = 0,013$м. Участок фильтрования составлял не более 1/4 части проницаемого элемента.

Расчетные данные совпали с результатам эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутепов А.М., Латкин А.С. Вихревые процессы для модификации дисперсных систем. – М.: Наука, 1992. – 250 с.

2. Соломахова Д.С. Центробежные вентиляторы. М.: Машиностроение, 1975. –176 с.

3. Лойтянский Л.Г. Механика жидкости и газа: Учебн. для вузов.– Изд. 6-е, перераб. и доп.– М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987.– 840 с.

УДК 630.377

ВЛИЯНИЕ ГИБКОСТИ ПАДАЮЩЕГО ДЕРЕВА НА ЕГО ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

В.Б. Немцов, А.В. Жуков, С.А. Борисевич
(БГТУ, г. Минск)

В практике проектирования лесных машин в зависимости от поставленной задачи могут использоваться модели дерева в виде гибкого или жесткого стержня [1, 2].Однако в специальной литературе не рассматривается вопрос влияния изгиба ствола на его динамические параметры. В данной работе исследуется это влияние при падении дерева. Для этого ствол дерева моделируется в виде двух жестких стержней, связанных между собой пружиной с крутильной жесткостью c_φ [3]. Жесткость недопила пренебрежимо мала по сравнению с жесткостью ствола. В этой модели стержни могут поворачиваться друг относительно друга, а угол взаимного поворота зависит от жесткости c_φ. Сопротивление воздуха не учитывается и считается, что взаимное движение происходит в одной плоскости. Устремляя значение этой жесткости к бесконечности, приходим к модели абсолютно твердого дерева.

Составим уравнения движения для модели гибкого дерева. Система характеризуется обобщенными координатами φ_1 и φ_2 – углами поворота стержней, отсчитываемых от вертикали. Запишем систему нелинейных уравнений Лагранжа для этого случая:

$$\ddot{\varphi}_1\left(\frac{4}{3}m_1 l_1^2 + 4m_2 l_2^2\right) + 2l_2^2 m_2 \ddot{\varphi}_2 = -(m_1 g l_1 + 2m_2 g l_2)\sin\varphi_1 + c_\varphi(\varphi_2 - \varphi_1),$$

$$\ddot{\varphi}_1(2m_2 l_2^2) + \left(\frac{4}{3}m_2 l_2^2\right)\ddot{\varphi}_2 = -m_2 g l_2 \sin\varphi_2 - c_\varphi(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Переходя к новым переменным

$$\psi = \varphi_1 - \varphi_2\ ;\ \gamma = \varphi_1 + \varphi_2,$$

представим уравнения динамики в форме:

$$\ddot{\psi} + c_\varphi\left[\frac{14 + 2\dfrac{m_1 l_1^2}{m_2 l_2^2}}{2m_2 l_2^2 + \dfrac{8}{3}m_1 l_1^2}\right]\psi = 5\left[\frac{g l_1 m_1 + 2g l_2 m_2}{\dfrac{8}{3}m_1 l_1^2 + 2m_2 l_2^2}\right]\sin\frac{\gamma - \psi}{2} - \frac{m_2 g l_2\left(9 + 2\dfrac{m_1 l_1^2}{m_2 l_2^2}\right)}{\dfrac{8}{3}m_1 l_1^2 + 2m_2 l_2^2}\sin\frac{\gamma + \psi}{2}$$

$$\ddot{\gamma} + c_\varphi\left[\frac{4 + 2\dfrac{m_1 l_1^2}{m_2 l_2^2}}{2m_2 l_2^2 + \dfrac{8}{3}m_1 l_1^2}\right]\psi = \left[\frac{g l_1 m_1 + 2g l_2 m_2}{\dfrac{8}{3}m_1 l_1^2 + 2m_2 l_2^2}\right]\sin\frac{\gamma - \psi}{2} - \frac{m_2 g l_2\left(3 + 2\dfrac{m_1 l_1^2}{m_2 l_2^2}\right)}{\dfrac{8}{3}m_1 l_1^2 + 2m_2 l_2^2}\sin\frac{\gamma + \psi}{2},$$

где m_1 и m_2 – массы стержней, l_1 и l_2 – половины длины стержней, g – ускорение свободного падения.

Для анализа полученных уравнений приведем их к безразмерному виду. Для этого умножим полученные уравнения на τ^2, где τ-некое характерное время в единицах которого и будем исследовать движение ствола. В качестве τ примем время падения дерева представляемого жестким стержнем. Время падения можно найти по следующей формуле:

$$t_П = \frac{\rho}{\sqrt{ag}} f(\varphi_0),$$

где ρ – радиус инерции; a – расстояние до центра тяжести; $f(\varphi_0)$- безразмерная функция, зависящая от угла начального отклонения ствола от вертикали.

Принимая $\tau = t_П$, и рассматривая случай, когда массы и длины обеих частей одинаковы, можем выписать следующие уравнения движения составного стержня в безразмерном виде:

$$\ddot{\psi} + 7.2\frac{c_\varphi}{ml}\psi = 66.15\sin\frac{\gamma-\psi}{2} - 48.56\sin\frac{\gamma+\psi}{2},$$

$$\ddot{\gamma} + 2.7\frac{c_\varphi}{ml}\psi = 13.24\sin\frac{\gamma-\psi}{2} - 22.07\sin\frac{\gamma+\psi}{2},$$

где m и l – масса и половина длины одного стержня.

Решая численно эту систему уравнений для дерева определенной массы и длины, и изменяя жесткость внутреннего шарнира установим, как меняется характер движения. С увеличением жесткости уравнение движения для составного стержня совпадает с уравнением движения жесткого стержня, записанного также в безразмерном виде:

$$\ddot{\varphi} - 7.73\sin\varphi = 0,$$

где φ – угол поворота стержня, отсчитываемый от вертикали. Таким образом, выполняется предельный переход к модели жесткого стержня [4]. Динамика стержней при конечной жесткости имеет существенные особенности. Так, стержни колеблются друг относительно друга, и амплитуда этих колебаний увеличивается при уменьшении жесткости шарнира. При этом время падения ствола увеличивается.

В общем случае длины и массы звеньев могут быть произвольными. Принимая их значения различными, можно описать динамику стволов деревьев различных пород, ступеней толщины и классов бонитета.

Проведенное исследование позволяет утверждать, что учет рассматриваемых показателей может внести соответствующие поправки в существующую теорию валки деревьев.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков А.В. Проектирование лесопромышленного оборудования. – Мн.: Вышэйш. шк., 1990. – 312 с.

2. Александров В.А. Динамические нагрузки в лесосечных машинах. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1984. – 152 с.

3. Феодосьев В.И. Избранные задачи и вопросы по сопротивлению материалов. – М.: Наука, 1973. – 400 с.

4. Арнольд В.И. Математические методы классической механики. – М.: Наука, 1979. – 432 с.