

Моделирование колебательной системы с реологическим демпфером

Билык В. А. (ИТМО), Воронович Г. К., Рейзина Г. Н.
Белорусский национальный технический университет

Оценка эффективности демпфирующего устройства на основе электрореологической жидкости проводилась на модели, которая включает объект виброзащиты – тело массой m , соединенное с основанием посредством пассивных упругих элементов (пружин) и электрозависимого демпфера вязкого трения.

На первом этапе рассматриваются динамические эффекты в неизотермической системе, состоящей из двух соосно вращающихся цилиндров длины L , в зазоре между которыми находится нелинейновязкая жидкость. Внутренний цилиндр радиуса R_1 закреплен на упругом торсионе, а внешнему радиуса R_2 , сообщается заданный режим вращения. Внутренний и внешний цилиндры поддерживаются при постоянных и отличных друг от друга температурах T_1 и T_2 . Температура поперек зазора меняется следующим образом

$$(T - T_2)/(T_2 - T_1) = \ln(r/R_1)/\ln(R_2/R_1). \quad (1)$$

Уравнение движения жидкости и внутреннего цилиндра, а также начальные и граничные условия необходимые для описания течения, возникающего из состояния покоя, принимает вид:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\tau r^2); \quad (2)$$

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} - 2\pi R_1 L \tau(R_1 t) = -\chi \varphi(t); \quad (3)$$

$$\varphi(0) = 0 \quad u(r, 0) = 0 \quad R_1 \leq r \leq R_2; \quad (4)$$

$$R_1 \frac{d\varphi}{dt} = u(R_1, t), \quad u(R_2, t) = u_0(t), t > 0, \quad (5)$$

где $\tau(r_1 t)$, $u(r_1 t)$ – касательное напряжение и скорость сдвига жидкости; J, L, φ – момент инерции, длина и угловое отклоне-

ние от равновесного положения внутреннего цилиндра; χ – жесткость торсиона; ρ – плотность жидкости.

В неизотермических условиях касательное напряжение зависит от скорости, сдвига и температуры следующим образом

$$\tau = f[a(T)\dot{\gamma}], \quad a(T_s) = b, \quad (6)$$

где $a(T)$ – коэффициент температурного смещения, позволяющий обобщить результаты реологических измерений при температуре приведения; $T_s, \dot{\gamma}$ – скорость сдвига в жидкости. Величина $a(T)$ определяется по температурной зависимости начальной ньютоновской вязкости

$$a(T) = \eta/\eta_s, \quad \eta = B \exp(Q/RT). \quad (7)$$

Здесь R – универсальная газовая постоянная; Q – энергия активации вязкого течения; B – предэкспоненциальный множитель. Хорошей аппроксимацией экспериментальных данных по вязкости является следующая формула

$$\eta = \frac{\eta_0}{[1 + \lambda^2 \dot{\gamma}^2]^p}. \quad (8)$$

Соотношение (8) содержит временную константу λ , имеющую, как правило, связь со временем релаксации жидкости. При больших значениях скорости сдвига $\dot{\gamma} \gg 1/\lambda$ соотношение (8) сводится к степенной зависимости с показателем степени $n = 1 - 2p$. Численные расчеты задачи (1-8) выполнялись преимущественно для малых чисел Рейнольдса.

$$Re = \rho \omega_0 h^2 / \eta_s \leq 1,$$

$\omega_0 = \sqrt{\chi/J}$ – собственная частота колебаний внутреннего цилиндра, $h = R_2 - R_1$. Для относительной ширины зазора между цилиндрами было выбрано значение $\delta = h/R_1 = 0,1$, отвечающее наиболее распространенным режимом реометрии. Учет влияния реологического фактора на динамику неизотермического сдвигового течения осуществлялся за счет вариации параметра p и числа Вейсенберга $W_e = \lambda v_0/h$, равного произведению времени релаксации жидкости на характерную скорость сдвига в направлении течения. В качестве температуры приведения выбрана

средняя температура цилиндров $T_s = (T_1 + T_2)/2$. В этом случае влияние неизотермичности на течение определяется величинами $\nu = (T_1 + T_2)/T_s$; $b = RT_s/Q$, которые характеризуют, соответственно, перепад температуры и температурную зависимость вязкости.

Соотношение между инерционными свойствами внутреннего цилиндра и жидкости определяем величиной

$$D = \frac{2\delta^2}{\pi[(1 + \delta)^4 - 1]} \frac{J_0}{J},$$

равного с точностью до множителя соотношению момента инерции J_0 цилиндрического слоя жидкости толщины h и высоты L , находящейся в зазоре, к моменту инерции J внутреннего цилиндра. За характерную скорость течения u_0 взята скорость вращения внешнего цилиндра.

При сообщении скорости внешнему цилиндру появляется сдвиговая волна, распространяющаяся через зазор в направлении внутреннего цилиндра. Численные расчеты были проведены при значениях $\varepsilon = \pi; 0,43$; $W_e = 0, 10, 100$; $p = 0,15; 0,25; 0,45$ как наиболее характерных режимов демпфирования в практическом применении.

В результате расчета амплитудно-частотных характеристик колебательной системы построены резонансные кривые, анализ которых показал, что для электрореологической суспензии сила гидродинамического сопротивления может быть аппроксимирована $F_c = az + bz^2$, где a и b определены из экспериментальных зависимостей эффективной вязкости, что согласуется с результатами исследований Е. В. Коробко, З. П. Шульмана.

Эффективность демпфирующего устройства проверялась для одномассовой системы экспериментальной виброзащитной установки:

$$m\ddot{z} + kz + Fc = M_{дв} \quad (9)$$

решение уравнения имеет вид

$$z = Ae^{-ht} \sin(\rho t + \varphi) + \frac{A(d^2 - g^2)}{4h^2g^2 + (d^2 - g^2)^2} \sin(gt + \varphi_0) - \frac{2hgA}{4h^2g^2 + (d^2 - g^2)^2} \cos(gt + \varphi_0), \text{ или}$$

$$z = Ae^{-ht} \sin(\rho t + \varphi) + \frac{A(d^2 - g^2)}{4h^2g^2 + (d^2 - g^2)^2} \times (\sin(gt + \varphi_0) - \frac{2Ahg}{4h^2g^2 + (d^2 - g^2)^2} \cos(gt + \varphi_0)), \quad (10)$$

где $2h = \frac{b}{m}$, $d^2 = \frac{k+a}{m}$, g – частота возмущений.

Обозначим: $\operatorname{tg} \varphi = \frac{2hg}{d^2 - g^2}$, $D = \frac{A(d^2 - g^2)}{(4h^2g^2 + (d^2 - g^2)^2) \cos \varphi_1}$,

тогда выражение (10) примет вид

$$z = Be^{-ht} \sin(gt + \varphi) + D \sin(gt + \varphi_0 - \varphi_1). \quad (11)$$

Колебательное движение, описываемое равенством (11) состоит из двух частей: собственного (свободного) колебания $z_1 = Be^{-ht} \sin(gt + \varphi)$ и вынужденного $z_2 = D \sin(gt + \varphi_0 - \varphi_1)$. Анализируя, заключаем: первая часть оказывает существенное влияние на общее колебание только при малом t , т.е. в первое время движения.

Это объясняется тем, что множитель $\exp(-\frac{b}{2m}t)$ с возрастанием t быстро стремится к нулю. Таким образом, первая часть имеет значение только во время установления процесса. В дальнейшем величина z определяется вторым слагаемым, которое дает закон установившегося вынужденного колебания.

Анализ экспериментальных результатов и аналитического решения уравнения колебательной системы с электрореологической жидкостью показал, что для обеспечения эффективного демпфирования необходим значительный прирост эффективной вязкости жидкости, а собственная частота не достигала бы максимальных значений с целью исключения жесткого схватывания.