Сельскохозяйственная машина, 1938, №2, с. 14-15.

Инж. А. Ю. ИШЛИНСКИЙ

Измерение динамометром мгновенных или достаточно быстро меняющихся нагрузок

Вопрос об измерении мгновенных, или достаточно быстро меняющихся нагрузок имеет весьма большое практическое значение для исследования всякого рода двигателей, моторов машин и т. д.

Этот вопрос мы изучим на примере тормоза, применяющегося для определения крутящего момента двигателя.

Схема этого тормоза такова: корпус веса Q упирается колодкой K на шкив испытуемого двигателя (рис. 1), будучи притянут к шкиву лентой L, натяжение которой можно изменять при помощи специальных приспособлений $П$. Силы трения увлекают корпус тормоза в сторону вращения, чему препятствует специальный прибор-мессдоза, упирающаяся на длинный рычаг корпуса и измеряющая силу этого упора почти без всякой собственной деформации, т. е. перемещения точки соприкосновения $Л$ рычага с мессдозой при изменении силы упора P.

При постоянной скорости вращения шкива двигателя и при неизменной затяжке ленты устанавливается некоторая постоянная сила упора P, которая может быть определена из рассмотрения условий равновесия корпуса тормоза под действием силы упора P (рис. 2), собственного веса Q,

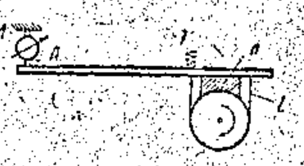

Рис. 1

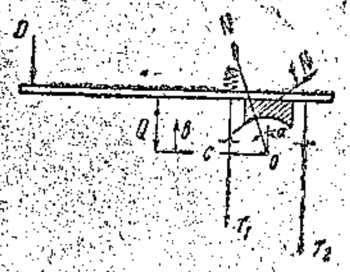

Рис. 2

сил натяжения ветвей ленты T_1 и T_2, силы давления шкива на колодку N и силы трения колодки о шкив fN. Условия равенства нулю суммы проекций всех перечисленных сил на вертикаль, на горизонталь и равенство нулю моментов этих сил относительно точки O—центра шкива—дадут три уравнения:

$$O = -N\sin\alpha + fN\cos\alpha, \qquad (1)$$

$$O = -P - Q - T_1 - T_2 + N\cos\alpha + fN\sin\alpha, \qquad (2)$$

$$O = -Pa - Qc - T_1 r + T_2 \cdot r + fN \cdot r, \qquad (3)$$

где a и c—расстояния центра шкива O от линий действия сил P и Q, r—радиус шкива, f—коэфициент трения колодки о шкив, α—угол отклонения силы давления N шкива на тормозную колодку от вертикали.

Из равенства (1) получим $f = \operatorname{tg}\alpha$ и, следовательно, α равно углу трения колодки о шкив. Обозначим этот угол через φ (очевидно, $f = \operatorname{tg}\varphi$), тогда из равенства (2) получим:

$$N = \frac{P + Q + T_1 + T_2}{\cos\varphi + f\sin\varphi} = \cos\varphi\,(P + Q + T_1 + T_2).$$

Подставив это значение N в равенство (3) и учтя, что натяжения ленты T_1 и T_2 связаны соотношением Эйлера $T_2 = T_1 e^{\mu\beta}$, где β—угол обхвата шкива лентой, а μ—коэфициент трения ленты о шкив, получим:

$$O = Pa + Qc + (1 - e^{\mu\beta})\,T_1 r - f\cos\varphi \cdot r[P + Q + T_1(1 + e^{\mu\beta})].$$

Из этого равенства может быть найдена сила упора:

$$P = -Q\frac{c - r\sin\varphi}{a - r\sin\varphi} + T_1\frac{e^{\mu\alpha} - 1 + \sin\varphi\,(e^{\mu\beta} + 1)}{a - r\sin\varphi} \cdot r.$$

Таким образом сила упора P в случае установившегося процесса работы тормоза является линейной функцией силы натяжения T_1 и, следовательно, линейной функцией момента M, развиваемого двигателем. Действительно:

$$M = fNr + T_2 r - T_1 r,$$

и если учесть, что $T_2 = T_1 e^{\mu\beta}$; $N = \cos\varphi\,(P + Q + T_1 + T_2)$, а P выражается выведенной только что формулой, то становится ясным, что момент M является линейной функцией силы P.

Однако, если условия работы не являются стационарными, например сразу возрастает величина T_1, т. е. натяжение ленты, то мессдоза покажет величину силы упора, отличную от той, которую она показала бы при установившемся режиме и повышенном натяжении ленты. Покажем это на примере двух случаев:

1) мгновенного увеличения силы натяжения T_1 на величину $\Delta T = \text{const}$,

2) быстрого увеличения силы T_1 пропорционально времени, т. е. $\Delta T_1 = \varpi t$.

Если считать, что увеличение силы упора ΔP пропорционально повороту θ корпуса тормоза от прежнего положения, т. е. $\Delta P = k\theta$, где k—некоторая константа, характеризующая жесткость корпуса тормоза и некоторую, все же существующую податливость мессдозы, то при увеличении силы T_1 уравнения (1), (2), (3) перейдут в уравнения движения центра тяжести и вращения вокруг точки O:

$$mc\frac{d^2\Theta}{dt^2} = -(P + \Delta P) - Q - T_1 + \Delta T_1 - (T_2 + \Delta T_2) + (N + \Delta N)\cos\alpha + f(N + \Delta N)\sin\alpha \ldots \qquad (4)$$

$$mb\frac{d^2\Theta}{dt^2} = f(N + \Delta N)\cos\alpha - (N + \Delta N)\sin\alpha, \qquad (5)$$

$$I\frac{d^2\Theta}{dt^2} = -(P + \Delta P)\,a - Qc - (T_1 + \Delta T_1)\,r + (T_2 + \Delta T_2)\,r + f(N + \Delta N)\cdot r. \qquad (6)$$

Здесь b и c координаты центра тяжести относительно центра вращения O (рис. 2). Центростремительное ускорение центра тяжести в уравнения не вошло, так как в начальный момент изменения ΔT_1 скорость вращения корпуса равна нулю; через I обозначен момент инерции корпуса относительно точки O.

Вычитая из равенств (4), (5), (6) соответственно (1), (2), (3) и замечая, что $(T_2 + \Delta T_2) = e^{\mu\beta}(T_1 + \Delta T_1)$, получим:

$$mb\frac{d^2\Theta}{dt^2} = f\Delta N\cos\alpha - \Delta N\sin\alpha, \qquad (7)$$

$$mc\frac{d^2\Theta}{dt^2} = -\Delta P - (1 + e^{\mu\beta})\,\Delta T_1 + \Delta N\cos\alpha + f\Delta N\sin\alpha, \quad (8)$$

$$I\frac{d^2\Theta}{dt^2} = -\Delta P\cdot a + (e^{\mu\beta} - 1)\,\Delta T_1\cdot r + f\Delta N\cdot r. \quad (9)$$

Если для первого приближения принять $\cos\alpha + f\sin\alpha \approx 1$, то, подставляя ΔN из (8) в равенство (9), будем иметь, если заменим ΔP на $k\Theta$.

$$I\frac{d^2\Theta}{dt^2} = -k\Theta\, a + (e^{\mu\beta} - 1)\,\Delta T_1\cdot r +$$

$$+ f\cdot r\left\{mc\frac{d^2\Theta}{dt^2} + k\Theta + (1 + e^{\mu\beta})\,\Delta T_1\right\},$$

т. е.

$$(I - fmcr)\frac{d^2\Theta}{dt^2} + k\,(a - f\cdot r)\,\Theta = [(e^{\mu\beta} - 1) + f(1 + e^{\mu\beta})]\,r\Delta T_1$$

или

$$\frac{d^2\Theta}{dt^2} + n^2\Theta = An^2\Delta T_1,$$

где

$$n^2 = \frac{k\,(a - f\cdot r)}{I - fmcr}, \quad A = \frac{r\,[e^{\mu\beta} - 1 + f(1 + e^{\mu\beta})]}{k\,(a - fr)}.$$

В случае мгновенного увеличения нагрузки $\Delta T_1 = \text{const}$, полученное диференциальное уравнение имеет интеграл:

$$\Theta = A\Delta T_1 + B\,\text{const} + C\sin nt.$$

Так как в начальный момент времени $t = 0$, то $0 = A\Delta T_1 + B$, а из условия $\frac{d\Theta}{dt} = 0$ при $t = 0$ следует $C = 0$ и, следовательно, $\Theta = A\Delta T_1(1 - \cos nt)$, вследствие чего

$$\Delta P = kA\Delta T_1(1 - \cos nt).$$

Из имевшегося ранее равенства для стационарного режима

$$P = -Q\frac{c - r\sin\varphi}{a - r\sin\varphi} + T_1\cdot r\,\frac{e^{\mu\beta} - 1 + \sin\varphi\,(e^{\mu\beta} + 1)}{a - r\sin\varphi}$$

следует, что если T_1 при стационарном режиме увеличится на величину ΔT_1, то приращение силы упора:

$$\Delta P = \Delta T_1\cdot r\,\frac{e^{\mu\beta} - 1 + \sin\varphi\,(e^{\mu\beta} + 1)}{a - r\sin\varphi} = kA\Delta T_1,$$

ибо можно считать приближенно $\sin\varphi \approx \operatorname{tg}\varphi$. Из сравнения получившегося приращения с формулой $\Delta P = kA\Delta T_1(1 - \cos nt)$ следует, что при мгновенной нагрузке мессдоза не покажет действительного увеличения момента двигателя. Если промежуток времени действия возросшей нагрузки τ таков, что $n\tau < \frac{\pi}{2}$, то к концу его мессдоза покажет увеличение силы упора:

$$\Delta P = kA\Delta T_1(1 - \cos n\tau) < kA\Delta T_1.$$

Если этот промежуток достаточно велик, то ΔP будет колебаться, причем максимальное значение ΔP будет превышать $kA\Delta T_1$ в два раза. Эти колебания, очевидно, быстро затухнут, и ΔP обратится в стационарную величину $kA\Delta T_1$.

В случае равномерного возрастания нагрузки, т. е. когда $\Delta T_1 = wt$, диференциальное уравнение, полученное выше, будет иметь вид:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + n^2\theta = An^2wt,$$

а интеграл его

$$\theta = An^2wt + B\cos nt + C\sin nt.$$

Из условия $\theta = 0$ при $t = 0$ следует $B = 0$, а из условия $\frac{d\theta}{dt} = 0$ при $t = 0$ получим: $0 = An^2w + Cn$. Поэтому

$$\theta = An^2wt\left(1 - \frac{\sin nt}{nt}\right),$$

а так как $wt = \Delta T$, то

$$\Delta P = k\theta = kA\Delta T_1\left(1 - \frac{\sin nt}{nt}\right) < kA\Delta T_1.$$

Таким образом и в этом случае мессдоза будет давать показания, отличные от показаний, соответствующих стационарному режиму. Особенно это заметно для малых промежутков времени действия переменных нагрузок.

Эти обстоятельства следует учитывать при экспериментировании на динамометрах подобного рода. Полученные здесь соотношения дают возможность учесть с достаточной точностью это обстоятельство.

ТЕХНИКО-ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ ОТДЕЛ

Инж. В. Ф. ЛОРЕНЦ

К методике расчета износоустойчивости металлов[1]

При испытаниях на износ в пределах изменения напряжения на стыке до 9 кг/см² и скорости скольжения до 15 м/мин лабораторией исследования материалов Висхом были получены кривые интенсивности, которые можно разделить на следующие категории:

К I категории отнесены линии интенсивности, имеющие вид прямых, которые по существу являются предельным случаем вогнутой кривой при бесконечно-большом радиусе кривизны. Примером таких линий являются изображенные на рис. 7.

К II категории отнесены все вогнутые кривые, не имеющие минимумов и максимумов, т. е. такие у которых каждому значению напряжения σ соответствует только одно единственное значение скорости скольжения v. Кривые этой категории являются «однозначными вогнутыми кривыми»,

[1] Начало статьи см. „Сел.-хоз. машина“ № 12, 1937.