



Если допустить, что между плунжером и гильзой имеется только чистое жидкостное трение, то можно написать

$$T = \eta \frac{F}{\delta} v_n,$$

где  $\eta$  — коэффициент вязкости топлива в зазоре между плунжером и гильзой,

$\delta$  — величина этого (радиального) зазора.

Теперь приведенная к рейке сила сопротивления  $R$  повороту плунжеров определится выражением

$$R = iT \frac{r_1}{r_2} = i\eta \frac{F}{\delta} \frac{r_1}{r_2} v_n = i\eta \frac{F}{\delta} \frac{r_1^2}{r_2^2} v_p$$

или

$$R = k_p v_p,$$

где

$$k_p = i\eta \frac{F}{\delta} \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (1)$$

Величину  $k_p$  можно рассматривать как некоторый условный, приведенный к рейке, коэффициент вязкого (то есть пропорционального скорости перемещения рейки) трения в топливном насосе.

Но опыты не подтверждают зависимость (1). Экспериментальные исследования сопротивлений в топливных насосах плунжерного типа, проведенные В. Крутовым в НАМИ [1] и Е. В. Коваленок в лаборатории двигателей внутреннего сгорания Томского политехнического института [2] показали, что коэффициент  $k_p$  убывает с повышением скорости вращения вала насоса, то есть с увеличением поступательной скорости плунжера  $v_0$ <sup>1)</sup>.

Рассмотрим вопрос о коэффициенте  $k_p$  в несколько более общей форме (фиг. 2). Будем считать, что сила трения  $dQ$  на элементарной площадке  $dF$  боковой поверхности плунжера содержит в себе некоторую постоянную (не зависящую от скорости скольжения) слагающую  $dQ_0$  и подчиняется двучленной зависимости

$$dQ = \frac{\eta\omega}{\delta} dF + dQ_0$$

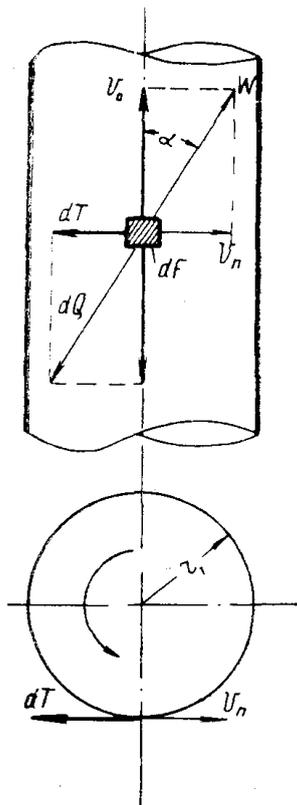
или

$$dQ = \omega dq + \lambda_0 dF,$$

где обозначено

$$q = \eta \frac{F}{\delta},$$

$$\lambda_0 = \frac{dQ_0}{dF}.$$



Фиг. 2

<sup>1)</sup> При постоянном числе оборотов двигателя  $n$  скорость  $v_0$  непрерывно меняется в соответствии с профилем кулачков топливного насоса. Ниже под  $v_0$  понимается среднее значение этой скорости за один оборот вала насоса.

Здесь  $w$  — полная мгновенная скорость скольжения на боковой поверхности плунжера

$$w = \sqrt{v_n^2 + v_0^2}$$

Сила  $Q$  направлена противоположно вектору скорости  $w$ .  
Теперь, согласно фиг. 2

$$T = \int_F dQ \cdot \sin \alpha = Q_0 \sin \alpha + q w \sin \alpha = Q_0 \sin \alpha + q v_n,$$

где

$$\sin \alpha = \frac{\frac{v_n}{v_0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_n}{v_0}\right)^2}}.$$

Поэтому

$$T = q v_n + \frac{Q_0 \frac{v_n}{v_0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_n}{v_0}\right)^2}}. \quad (2)$$

Теперь

$$R = i \frac{r_1}{r_2} \left( q + \frac{Q_0}{v_0 \sqrt{1 + \left(\frac{v_n}{v_0}\right)^2}} \right) \cdot v_n$$

или

$$R = iF \frac{r_1^2}{r_2^2} \left( \frac{\eta}{\delta} + \frac{\lambda_0}{v_0 \sqrt{1 + \left(\frac{v_n}{v_0}\right)^2}} \right) \cdot v_n. \quad (3)$$

Отсюда

$$R = k_p v_n,$$

где

$$k_p = iF \frac{r_1^2}{r_2^2} \left( \frac{\eta}{\delta} + \frac{\lambda_0}{v_0 \sqrt{1 + \left(\frac{v_n}{v_0}\right)^2}} \right). \quad (4)$$

Здесь величина коэффициента  $k_p$  зависит не только от вязкости  $\eta$  топлива и зазора  $\delta$ , но и от абсолютной величины скорости  $v_0$  и отношения  $v_n/v_0$ . При малой величине этого отношения вместо (3) и (4) приближенно имеем

$$T = i \left( q + \frac{Q_0}{v_0} \right) \cdot v_n \quad (5)$$

и

$$k_p = iF \frac{r_1^2}{r_2^2} \left( \frac{\eta}{\delta} + \frac{\lambda_0}{v_0} \right). \quad (6)$$

Следовательно, при малой скорости  $v_n$  по сравнению с скоростью  $v_0$  вся касательная сила трения  $T$  оказывается прямо пропорциональной  $v_n$ . Таким образом, в плунжерных парах, во время переходных процессов регулирования происходит как бы преобразование постоянной слагающей  $Q_0$  в тре-

ние вязкое. Это преобразование обусловлено влиянием поступательной скорости плунжера  $v_0$ . В результате—присутствие постоянной  $Q_0$  в силах трения на боковой поверхности плунжера не вносит нелинейности в систему регулирования.

Коэффициент  $k_p$  убывает с увеличением скорости  $v_0$ , то есть в итоге, с увеличением числа оборотов  $n$  кулачкового вала топливного насоса в минуту (фиг. 3). Однако эта зависимость  $k_p$  от  $n$  ослабевает по мере увеличения скорости  $v_0$ . При

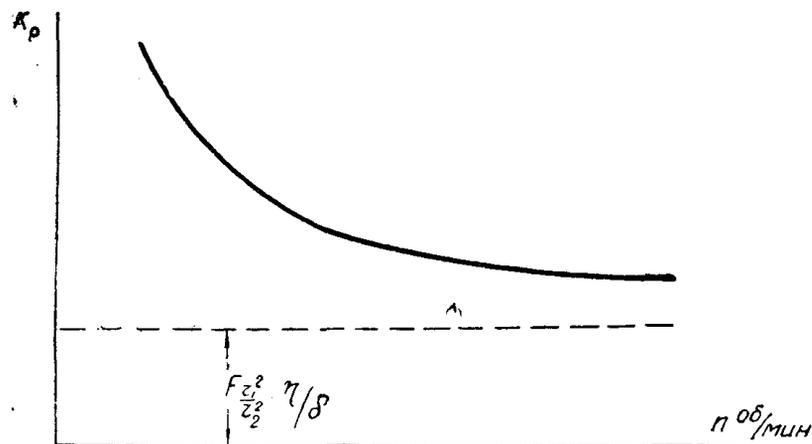
$$\frac{v_n}{v_0} \gg 1$$

вместо (3) и (4) имеем

$$T = qv_n + Q_0$$

и

$$k_p = iF \frac{r_1^2}{r_2^2} \left( \frac{\eta}{\delta} + \frac{\lambda_0}{v_n} \right).$$



Фиг. 3

Здесь уже „преобразование“ постоянного трения  $Q_0$  в вязкое прекращается, а коэффициент  $k_p$  падает с увеличением скорости  $v_n$ .

При

$$\frac{v_n}{v_0} \ll 1$$

падение коэффициента  $k_p$  с увеличением  $n$  может быть еще более быстрым, чем это следует из формулы (4), за счет уменьшения вязкости топлива  $\eta$ , вызванного повышенным нагревом топлива в зазоре  $\delta$  при больших средних скоростях поступательного движения плунжеров  $v_0$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крутов В. И. Фактор торможения топливоподающей системы дизеля, Труды НАМИ, вып. 57, 1949.
2. Коваленок Е. В. Исследование сопротивлений в системе регулирования быстроходных двигателей с воспламенением от сжатия (типа Д-6 и Д-12), кандидатская диссертация, Томский политехнический институт, 1954.