Доповіді
НАЦІОНАЛЬНОЇ
АКАДЕМІЇ НАУК
УКРАЇНИ

1 • 2010

ЕНЕРГЕТИКА

УДК 62-50,621:372

Член-корреспондент НАН Украины **А. Е. Божко, В. И. Белых**

О динамике линейного электромагнитного виброударного возбудителя

Наводиться метод вивчення переміщень якоря в лінійному електромагнітному віброударному збуджувачі при вхідних впливах у вигляді прямокутних імпульсів. Ці впливи подано як сингуларисні розкладення стрибкоподібної функції.

В данной работе рассматривается электромагнитный виброударный возбудитель с соленоидным механизмом движения якоря (подвижной платформы) ЭМВ. Такой возбудитель вибрации и ударов может быть использован в испытательном стенде. Его конструктивная схема приведена на рис. 1, где ПП — подвижная платформа; Я — якорь; Ш — шток; РМ — реактивная масса; М — магнитопровод; К — корпус; $\Phi_\text{Н}$ — фундамент; $\text{Пр}_\text{я}$, Пр_r, Пр_c —

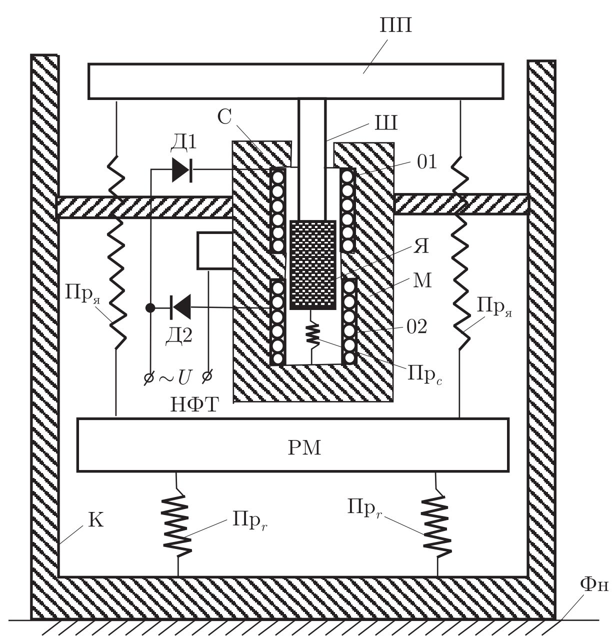

Рис. 1

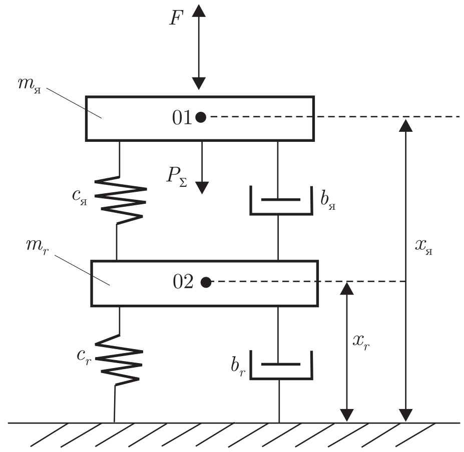

Рис. 2

пружины; С — соленоид; НФТ — неферромагнитная труба; 01, 02 — обмотки; Д1, Д2 — диоды; U — задающее напряжение.

Под действием переменного напряжения $U(t)$, являющегося электродвижущей силой (ЭДС), в каждую полуволну попеременно в обмотках 01 и 02 течет электрический ток $i(t)$, который, в соответствии с законом полного тока [1], наводит в системе магнитопровода соленоида магнитный поток (Φ), обусловливающий создание тяговых усилий $F_1(t)$ и $F_2(t)$ от каждого тока $i_1(t)$ и $i_2(t)$ в обмотках 01 и 02 соответственно.

Обмотки 01 и 02 подключены к $U(t)$ таким образом, что ток $i_1(t)$ наводит магнитный поток $\Phi_1(t)$, который создает тяговое усилие $F_1(t)$, движущее якорь совместно с подвижной платформой вверх. В другую полуволну $U(t)$ тяговое усилие $F_2(t)$ заставляет двигаться ПП совместно с якорем вниз.

Между якорем и внутренней поверхностью неферромагнитной трубы имеется воздушный зазор и поэтому демпфирование в этой системе может быть только за счет трения о воздух витков пружин, но оно мало. В начальном состоянии при отсутствии $U(t)$ под действием весовой P_Σ нагрузки ПП + Я совместно с объектом, прикрепленном к ПП, все пружины сжимаются и подвижная система смещается на величину $x_{0я}$.

Для определения $x_{0я}$ представим на рис. 2 механическую схему ЭМВ, где $m_я$, m_r — массы ПП и РМ соответственно; $c_я$, $b_я$ — коэффициенты жесткости и диссипации соответственно; $x_я$, x_r — перемещения ПП и РМ соответственно; F — тяговое усилие.

Дифференциальное уравнение движения колебательной системы ЭМВ следующее:

$$\left.\begin{aligned} &m_я\frac{d^2x_я}{dt^2}+b_я\frac{dx_я}{dt}+c_я x_я=F+P_я+b_я\frac{dx_r}{dt}+c_я x_r,\\ &m_r\frac{d^2x_r}{dt^2}+(b_я+b_r)\frac{dx_r}{dt}+(c_я+c_r)x_r=P_\Sigma+b_я\frac{dx_я}{dt}+c_я x_я. \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

При отсутствии F смещения $x_{я0}$ и x_{r0} выражаются зависимостями

$$x_{я0}=\frac{P+c_я x_{r0}}{c_я}, \qquad x_{r0}=\frac{P+c_я x_{я0}}{c_я+c_r}. \qquad (2)$$

Из (2) получаем

$$
x_{я0} = P_я\left(\frac{2}{c_r} + \frac{1}{c_я}\right) + \frac{P_r}{c_r},
$$
$$
x_{r0} = \frac{P_я}{c_я + c_r}\left[1 + c_я\left(\frac{2}{c_r} + \frac{1}{c_я}\right) + P_r\left(\frac{1}{c_я + c_r} + \frac{1}{c_r}\right)\right]. \tag{3}
$$

Переменные движения (вверх — вниз) ПП осуществляются под действием $F_1(t)$ и $F_2(t)$. Поэтому следует определить эти тяговые усилия. Известно [2], что тяговое усилие определяется выражением

$$
F = \frac{dW_e}{dx},
$$

где $W_e = Li^2/2$ или

$$
F_{1,2} = \frac{1}{2}i_{1,2}^2\frac{dL_{1,2}(x)}{dx_{1,2}}, \tag{4}
$$

где W_e — электромагнитная энергия; $L_{1,2}$ — индуктивность одной из обмоток 01, 02 соответственно.

Индуктивность

$$
L_{1,2} = W_{1,2}^2 G_{1,2}, \tag{5}
$$

где $W_{1,2}$ — число витков в обмотках 01, 02, соответственно; $G_{1,2}$ — магнитная проводимость в ЭМВ при движении ПП вверх и вниз также соответственно.

При движении ПП вверх

$$
G_1 = \frac{\mu_0 S}{\delta_0 + l_1 + x_{я0} - x_1}, \tag{6}
$$

а при движении ПП вниз

$$
G_2 = \frac{\mu_0 S}{\delta_0 + l_2 - x_{я0} + x_1}, \tag{7}
$$

где μ_0 — магнитная проницаемость воздуха; S — площадь поперечного сечения обсадной ферромагнитной трубы (ФМТ); δ_0 — воздушные зазоры между ФМТ и якорем; l_1 — начальное расстояние между якорем и верхним торцом ФМТ; l_2 — начальное расстояние между якорем и нижним торцом ФМТ; x_1, x_2 — перемещения вверх и вниз соответственно. Заметим, что $\delta_0 \ll l_1$ и $\delta_0 \ll l_2$. Поэтому в (6) и (7) δ_0 можно не учитывать.

Подставляя (6), (7) в (4) с учетом (5), получим выражения для тяговых усилий F_1 и F_2 в виде

$$
F_1 = \frac{1}{2}\mu_0 S\left(\frac{i_1 w_1}{l_1 + x_{20} - x_1}\right)^2, \tag{8}
$$

$$
F_2 = \frac{1}{2}\mu_0 S\left(\frac{i_2 w_2}{l_2 - x_{20} + x_1 - x_2}\right)^2. \tag{9}
$$

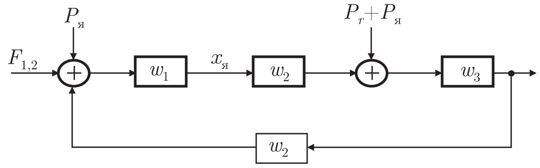

Рис. 3

Из рис. 2, где изображена механическая схема ЭМВ, видно, что подвижная система ЭМВ представляет собой колебательную систему (КС) с двумя степенями свободы. Анализируя уравнения (1), представим структурную схему ПП в виде рис. 3, где w_1, w_2, w_3 — передаточные функции вида

$$w_1(p) = \frac{1}{m_я p^2 + b_я p + c_я}; \qquad w_2(p) = b_я p + c_я; \qquad w_3(p) = \frac{1}{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_я + c_r};$$

p — оператор Лапласа ($p = d/dt$).

На основании схемы КС (см. рис. 3)

$$x_я = \frac{F_1 w_1}{1 - w_1 w_2^2 w_3} + \frac{P_я w_1(1 + w_2 w_3)}{1 - w_1 w_2^2 w_3} + P_r \frac{w_1 w_2 w_3}{1 - w_1 w_2^2 w_3}; \tag{10}$$

$$x_r = \frac{F_1 w_1 w_2 w_3}{1 - w_1 w_2^2 w_3} + \frac{P_я w_3(1 + w_1 w_2)}{1 - w_1 w_2^2 w_3} + \frac{P_r w_3}{1 - w_1 w_2^2 w_3}. \tag{11}$$

Из (10) и (11) получаем

$$\left.\begin{aligned} x_я - x_{я0} &= \frac{F_1 w_1}{1 - w_1 w_2^2 w_3}, \\ x_r - x_{r0} &= \frac{F_1 w_1 w_2 w_3}{1 - w_1 w_2^2 w_3}, \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

где $x_{я0}$, $x_{яr}$ определяются выражениями (3), а из (10) и (11) они соответственно равны

$$x_{я0} = \frac{P_я w_1(1 + w_2 w_3)}{1 - w_1 w_2^2 w_3} + P_r \frac{w_1 w_2 w_3}{1 - w_1 w_2^2 w_3};$$

$$x_{r0} = \frac{P_я w_3(1 + w_1 w_2)}{1 - w_1 w_2^2 w_3} + \frac{P_r w_3}{1 - w_1 w_2^2 w_3}.$$

Заметим, что в последних выражениях для $x_{я0}$ и x_{r0} в передаточных функциях $w_1(p)$, $w_2(p)$, $w_3(p)$ оператор p не участвует, т. е.

$$w_1 = \frac{1}{c_я}, \qquad w_2 = c_я, \qquad w_3 = \frac{1}{c_я + c_r}.$$

Из (12) можно найти изображение Лапласа или Карсона

$$x_я(p) - x_{я0} = F_1(p) w_{\Sigma 1}(p), \tag{13}$$

$$x_r(p) - x_{r0} = F_1(p) w_{\Sigma 2}(p), \tag{14}$$

где

$$w_{\Sigma 1}(p) = \frac{w_1(p)}{1 - w_1(p) w_2^2(p) w_3(p)}, \tag{15}$$

$$w_{\Sigma 2}(p) = \frac{w_1(p) w_2(p) w_3(p)}{1 - w_1(p) w_2^2(p) w_3(p)}, \tag{16}$$

а затем, например, по таблицам [3] — оригиналы $x_я(t)$, $x_r(t)$.

Далее рассмотрим движение ПП при входных напряжениях в виде прямоугольных импульсов. Используя сингуларисное разложение скачкообразной функции [4], представим прямоугольный импульс напряжения на зажимах обмотки 01, 02 в виде, соответственно,

$$\begin{aligned} U_1(t) = U_1(1 - e^{-\alpha t}) + U_1 e^{-\alpha t} \sum_{k=1}^{n} U_{ak} \cos \omega_k t - U_1[1 - e^{-\alpha(t+\tau)}] - \\ - U_1 e^{-\alpha(t+\tau)} \sum_{k=1}^{n} U_{ak} \cos[\omega_k (t - \tau)], \end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned} U_2(t) = U_2(1 - e^{-\alpha(t+\tau)}) + U_2 e^{-\alpha(t+\tau)} \sum_{k=1}^{n} U_{ak} \cos[\omega_k (t - \tau)] - U_2[1 - e^{-\alpha(t+2\tau)}] - \\ - U_2 e^{-\alpha(t+2\tau)} \sum_{k=1}^{n} U_{ak} \cos[\omega_k (t - 2\tau)], \end{aligned} \tag{18}$$

где α — коэффициент затухания; τ — длительность импульса; U_1, U_2 — величина импульсов; $\sum\limits_{k=1}^{n} U_{ak} = 1$; $U_{a1} = 1/\pi$; $U_{ak} = U_{a1}/k$; $k = \omega_k/\omega_1$; ω_k, $k = \overline{1, n}$, — частоты затухающих гармоник, $n \approx 12$.

Представленные в виде (17), (18) прямоугольные импульсы подаются на зажимы обмоток 01, 02 соответственно и в цепи этих обмоток возникают токи $i_1(t)$ и соответственно $i_2(t)$. Эти токи находятся из уравнений

$$(17) = R_1 i_1 + \frac{d}{dt}[L_1 i_1], \tag{19}$$

$$(18) = R_2 i_2 + \frac{d}{dt}[L_2 i_2], \tag{20}$$

где R_1, R_2 — активные сопротивления соответствующих обмоток 01 и 02; L_1, L_2 — их индуктивности.

С учетом принятых допущений

$$L_1 = \mu_0 S W_1^2 \frac{1}{l_1 + x_{20} - x_1(t)}, \tag{21}$$

$$L_2 = \mu_0 S W_2^2 \frac{1}{l_2 - x_{20} + x_{1\tau} - x_2(t - \tau)}, \tag{22}$$

где $x_{1\tau}$ — величина x_1 при $t = \tau$; W_1, W_2 — число витков 01 и 02 соответственно.

Из (21), (22) видно, что $l_1 + x_{20} \gg x_{1\tau}$, $l_2 - x_{20} + x_{1\tau} \gg x_2(t-\tau)$ и это дает право не учитывать L_1 и L_2 как функции, зависящие от t. Тогда уравнения (19), (20) примут вид

$$(17) = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt}, \qquad (18) = R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt}. \tag{23}$$

Как было отмечено в (13), (14), нахождение $x_я(p)$ и $x_г(p)$ можно осуществить в операционном виде [1, 5] с использованием передаточных функций (15), (16). В (13), (14) тяговые усилия $F_1(p)$ и $F_2(p)$ представлены в операционной форме. Из (8), (9) получим

$$F_1(p) = p\int\limits_0^\infty F_1(t)e^{-pt}dt = pa_1\int\limits_0^\infty i_1^2(t)e^{-pt}dt, \tag{24}$$

$$F_2(p) = p\int\limits_0^\infty F_2(t)e^{-pt}dt = pa_2\int\limits_0^\infty i_2^2(t)e^{-pt}dt, \tag{25}$$

где

$$a_1 \approx \frac{1}{2}\mu_0 S\left(\frac{W_1}{l_1 + x_{20}}\right)^2, \qquad a_2 \approx \frac{1}{2}\mu_0 S\left(\frac{W_2}{l_2 - x_{20} + x_{1\tau}}\right).$$

На основании (24), (25) будем находить $i_1(t)$ и $i_2(t)$ из (23). Заметим, что решение (23) относительно токов i_1 и i_2 аналогично. При этом учтем, что передний фронт напряжения (18) совпадает со спадом напряжения (17), а затем наоборот. А это значит, что, с точки зрения облегчения процедуры решения, целесообразно определять токи $i_1(t)$ и $i_2(t)$ при входных воздействиях, подключаемых к обмоткам 01 и 02 в виде

$$U_1(t) = U_1(1 - e^{-\alpha t}) + U_1 e^{-\alpha t}\sum_{k=1}^{n} U_{ak}\cos\omega_k t,$$

$$U_2(t) = U_2[1 - e^{-\alpha(t+\tau)}] + U_2 e^{-\alpha(t+\tau)}\sum_{k=1}^{n} U_{ak}\cos[\omega_k(t-\tau)].$$

Предлагаем еще одно упрощение при нахождении $i_2(t)$, а именно: можно абстрагироваться от сдвига времени τ и находить $i_2(t)$ при начале импульса $U_2(t)$ при $t = 0$ для этого момента. И так в каждый полупериод входного воздействия. Тогда при идентичности параметров электроцепей обмоток 01 и 02 токи $i_1(t) = i_2(t)$. Поэтому осуществим решение одного уравнения, считая $U_1 = U_2 = U$, вида

$$U(1 - e^{-\alpha t}) + Ue^{-\alpha t}\sum_{k=1}^{n} U_{ak}\cos\omega_k t = Ri + L\frac{di}{dt}. \tag{26}$$

Используя операционное исчисление Карсона [3], уравнение (26) представим в виде

$$U\left[\frac{\alpha}{p+\alpha} + \sum_{k=1}^{n}\frac{U_{ak}p(p+\alpha)}{(p+\alpha)^2 + \omega_k^2}\right] = I(p)(R + Lp),$$

откуда

$$I(p) = \frac{U}{L(p+\beta)}\left[\frac{\alpha}{p+\alpha} + \sum_{k=1}^{n}\frac{U_{ak}p(p+\alpha)}{(p+\alpha)^2+\omega_k^2}\right],$$

или

$$I(p) = \frac{U}{L}\left\{\frac{\alpha}{(p+\alpha)(p+\beta)} + \sum_{k=1}^{n}\frac{U_{ak}p^2}{(p+\beta)[(p+\alpha)^2+\omega_k^2]} + \sum_{k=1}^{n}\frac{U_{ak}\alpha p}{(p+\beta)[(p+\alpha)^2+\omega_k^2]}\right\}, \qquad (27)$$

где $\beta = R/L$ — коэффициент затухания в RL цепи.

Оригинал $i(t)$, соответствующий изображению $I(p)$ в виде (27), следующий (определен по таблицам [3]):

$$i(t) = \frac{U}{L}\left\langle\frac{1}{\beta} + \frac{\alpha}{\alpha-\beta}\left(\frac{1}{\alpha}e^{-\alpha t} - \frac{1}{\beta}e^{-\beta t}\right) + \sum_{k=1}^{n}\frac{U_{ak}}{(\alpha-\beta)^2+\omega_k^2}\times\right.$$
$$\left.\times\left\{e^{-\beta t}(1-\beta) + \frac{e^{-\alpha t}}{\omega_k}[\omega_k(\beta-1)\cos\omega_k t + (\omega_k^2-\alpha^2+\beta-\alpha-\alpha\beta)\sin\omega_k t]\right\}\right\rangle. \qquad (28)$$

Представим (8) и (9) в виде

$$F_l = a_l i^2(t), \qquad l = 1{,}2, \qquad (29)$$

где

$$a_1 = \frac{1}{2}\mu_0 S\left(\frac{W_1}{l_1+x_{20}-x_1}\right)^2, \qquad a_2 = \frac{1}{2}\mu_0 S\left(\frac{W_2}{l_2-x_{20}+x_1-x_2}\right)^2,$$

и подставим в (29) выражение (28). В результате получим

$$F_l(t) = a_l(28)^2, \qquad l = 1{,}2. \qquad (30)$$

Анализируя (30) с учетом (28) применительно к системе (1), предварительно видим, что затухающие колебания $Ue^{-\alpha t}\sum\limits_{k=1}^{n}U_{ak}\cos\omega_k t$ сопроводили соответствующие затухающие колебания тока $i(t)$, что, в свою очередь, обусловили также затухающие колебания с частотами ω_k, $2\omega_k$, $k = \overline{1,n}$, тягового усилия $F_l(t)$. Заметим, что коэффициент затухания α значительно больше коэффициента затухания β. Для краткости и облегчения решения задачи, не умаляя существа основной динамики якоря ЭМВ, исключая начальные затухающие колебания, примем $\alpha = \infty$. Тогда

$$i(t) = \frac{U}{R}(1-e^{-\beta t})$$

и

$$F_l(t) = a_l\frac{U^2}{R^2}(1-e^{-\beta t})^2 = a_l\left(\frac{U}{R}\right)^2(1-2e^{-\beta t}+e^{-2\beta t}).$$

В операционном виде $F_l(p)$ описывается выражением

$$F_l(p) = a_l\left(\frac{U}{R}\right)^2\left(1 - \frac{2p}{p+\beta} + \frac{p}{p+2\beta}\right). \tag{31}$$

Подставим его в (12). Получим

$$x_я(p) - x_{я0} = a_l\left(\frac{U}{R}\right)^2\left(1 - \frac{2p}{p+\beta} + \frac{p}{p+2\beta}\right) \times$$
$$\times \frac{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_я + c_r}{(m_я p^2 + b_я p + c_я)[m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_я + c_r] - (b_я p + c_я)^2}, \tag{32}$$

$$x_r(p) - x_{r0} = a_l\left(\frac{U}{R}\right)^2\left(1 - \frac{2p}{p+\beta} + \frac{p}{p+2\beta}\right) \times$$
$$\times \frac{b_я p + c_я}{(m_я p^2 + b_я p + c_я)[m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_я + c_r] - (b_я p + c_я)^2}. \tag{33}$$

Далее, используя метод простых дробей [3], определим оригиналы $x_я(t)$ и $x_r(t)$. Облегчим решение задачи путем игнорирования составляющей в знаменателях (32), (33) $(b_я p + c_я)^2$. Это оправдано тем, что $(b_я p + c_я)^2 = b_я^2 p^2 + 2b_я c_p + c_я^2 \approx c_я^2$, так как коэффициент $b_я \ll 1$. Уменьшение величины членов с коэффициентом $c_я$ с учетом члена $(-c_я^2)$ можно учесть в том же знаменателе, исключив в сомножителе $[m_p p^2 + (b_я + b_r)p + c_я + c_r]$ величину $c_я$.

Перейдем к определению оригиналов $x_я(t)$ и $x_r(t)$. Для этого из (32), (33) с учетом принятого допущения составим суммы простых дробей для каждого слагаемого в виде (здесь пока $a_l(U/R)^2$ опустим)

$$\begin{gathered}
\frac{A_{я1}p + B_{я1}}{m_я p^2 + b_я p + c_я} + \frac{c_{я1}p + D_{я1}}{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_r} = \Psi_я, \\
\frac{A_{я2}p + B_{я2}}{m_я p^2 + b_я p + c_я} + \frac{c_{я2}p + D_{я2}}{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_r} + \frac{E_{я2}}{p+\beta} = -2p\Psi_я, \\
\frac{A_{я3}p + B_{я3}}{m_я p^2 + b_я p + c_я} + \frac{c_{я3}p + D_{я3}}{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_r} + \frac{E_{я3}}{p+2\beta} = p\Psi_я,
\end{gathered} \tag{34}$$

$$\begin{gathered}
\frac{A_{r1}p + B_{r1}}{m_я p^2 + b_я p + c_я} + \frac{c_{r1}p + D_{r1}}{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_r} = \Psi_r, \\
\frac{A_{r2}p + B_{r2}}{m_я p^2 + b_я p + c_я} + \frac{c_{r2}p + D_{r2}}{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_r} + \frac{E_{r2}}{p+\beta} = -2p\Psi_r, \\
\frac{A_{r3}p + B_{r3}}{m_я p^2 + b_я p + c_я} + \frac{c_{r3}p + D_{r3}}{m_r p^2 + (b_я + b_r)p + c_r} + \frac{E_{r3}}{p+2\beta} = p\Psi_r,
\end{gathered} \tag{35}$$

где $\Psi_я$, Ψ_r — вторые сомножители в (32), (33), соответственно, равные передаточным функциям в (12), также соответственно.

Оригиналы изображений (34), (35) имеют вид

$$x_\varepsilon(t) - x_{\varepsilon 0} = a_l\left(\frac{U}{R}\right)^2 \left\{E_{\varepsilon 2}\frac{1}{\beta}(1 - e^{-\beta t}) + E_{\varepsilon 3}\frac{1}{2\beta}(1 - e^{-2\beta t}) + \right.$$
$$+ \left[\frac{1}{m_я \omega_{0я}}(A_{\varepsilon 1} + A_{\varepsilon 2} + A_{\varepsilon 3}) - \frac{b_я}{2m_я \omega_{02} c_я}(B_{\varepsilon 1} + B_{\varepsilon 2} + B_{\varepsilon 3})\right] e^{-\frac{b_я}{2m_я}t} \sin\omega_{0я} t +$$
$$+ \left[\frac{1}{m_r \omega_{0r}}(C_{\varepsilon 1} + C_{\varepsilon 2} + C_{\varepsilon 3}) - \frac{b_я + b_r}{2m_r \omega_{02} c_r}(D_{\varepsilon 1} + D_{\varepsilon 2} + D_{\varepsilon 3})\right] e^{-\frac{b_я + b_r}{2m_r}t} \sin\omega_{0r} t +$$
$$\left. + \left[\frac{1}{c_я}(B_{\varepsilon 1} + B_{\varepsilon 2} + B_{\varepsilon 3}) e^{-\frac{b_я t}{2m_я}} \cos\omega_{0я} t + \frac{1}{c_r}(D_{\varepsilon 1} + D_{\varepsilon 2} + D_{\varepsilon 3})\right] e^{-\frac{b_я + b_r}{2m_r}t} \cos\omega_{0r} t\right\}, \quad (36)$$

где

$$\varepsilon = я, r; \qquad \omega_{0я} = \sqrt{\frac{c_я}{m_я} - \left(\frac{b_я}{2m_я}\right)^2}; \qquad \omega_{0r} = \sqrt{\frac{c_r}{m_r} - \left(\frac{b_я + b_r}{2m_r}\right)^2}.$$

Коэффициенты $A_{\varepsilon s}$, $B_{\varepsilon s}$, $C_{\varepsilon s}$, $D_{\varepsilon s}$, $E_{\varepsilon s}$, $s = \overline{1,3}$, $\varepsilon = я$, r, определяются из системы уравнений (34), (35). Как видно из (36), перемещения $x_я(t)$ и $x_r(t)$ состоят из совокупности экспоненциально нарастающих составляющих с коэффициентами затухания β, 2β и экспоненциально затухающих осциллирующих составляющих с коэффициентами затухания $b_я/(2m_я)$ и $(b_я + b_r)/(2m_r)$ и составными частотами $\omega_{0я}$ и ω_{0r}.

Заметим еще раз, что затухающие колебания в сингуларисном представлении $U(t)$ в виде $Ue^{-\alpha t}\sum\limits_{k=1}^{n} U_{ak}\cos\omega_k t$, проникнув в тяговое усилие $F(t)$, вызывают затухающие колебания с коэффициентом затухания α якоря в начальный период его движения. Эти колебания якоря, раскачивая его, способствуют началу движения, которое подхватывается действием $F(t)$, выражаемое в виде (30) при $\alpha = \infty$.

Таким образом, в результате данного исследования разработан метод нахождения перемещений подвижной системы электромагнитного линейного виброударного возбудителя. Причем принято, что входные управляющие воздействия, являясь прямоугольными импульсами, представляются в виде сингуларисного разложения скачкообразной функции. Как известно [4], такое представление входных скачкообразных воздействий позволяет учитывать зоны нечувствительности электроцепей обмоток 01, 02, которые влияют на время начала движения якоря в ЭМВ. Задержка движения во времени равна примерно $4{,}6 \cdot 1/\alpha$.

1. *Бессонов Л. А.* Теоретические основы электротехники. – Москва: Высш. шк., 1978. – 528 с.
2. *Ряшенцев Н. П., Ковалев Ю. З.* Динамика электромагнитных импульсных систем. – Новосибирск: Наука, 1974. – 188 с.
3. *Гинзбург С. Г.* Методы решения задач по переходным процессам в электрических цепях. – Москва: Сов. радио, 1959. – 404 с.
4. *Божко А. Е.* Аргументированная детализация новой концепции о переходных процессах в электроцепях // Доп. НАН України. – 2007. – № 6. – С. 81–87.

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, Харьков

Поступило в редакцию 13.06.2008

Corresponding Member of the NAS of Ukraine **A. E. Bozhko, V. I. Belykh**

On the dynamics of a linear electromagnetic vibrostroke exciter

The method to determine a displacement of the rotor in a linear electromagnetical vibrostroke exciter with the influence of input rectangular impulses is given. This influence is presented in the form of the singularisnal expansion of a jump-like function.