типа АДТ-2000. Сравнение экспериментальных характеристик $M(S)$ и $I(S)$ характеристик, полученных на основе параметрической идентификации для двухконтурной схемы ротора, показало, что погрешность расчетов не превышает 5 %.

Литература

1. Сивокобыленко В.Ф., Гармаш В.С. Определение параметров схем замещения асинхронных и синхронных двигателей // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 5.

2. Ланнэ А.А. Оптимальный синтез линейных электрических схем. М.: Связь, 1978. 334 с.

3. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1975. 534 с.

УДК 621.313.17 - 193.001.24

АСИНХРОННЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЭЛЕКТРОПРИВОД

В.И.Луковников, М.Н.Погуляев, В.П.Середа

Гомельский политехнический институт

Асинхронный колебательный электропривод наиболее просто реализуется при раздельном подключении статорных обмоток двухфазного асинхронного электродвигателя к источникам постоянного и синусоидального напряжений [1]. При этом колебания его вала будут происходить с частотой синусоидального напряжения, то есть будут высокочастотными.

Анализ колебательного режима, проведенный отдельно для медленных и быстрых составляющих, как это делалось, например, в работе [2], дает в данном случае большую погрешность и требует обычно коррекцию полученного результата.

В данной работе излагается аналитическое решение системы дифференциальных уравнений колебательного АД методом Лукова Г.Е. [3], свободное от указанного недостатка.

При известных допущениях обобщенный асинхронный электродвигатель в системе координат α, β, жестко связанной с осями фазных обмоток первичного элемента, описывается следующей системой дифференциальных уравнений [1]:

$$
\begin{cases}
U_{\alpha s} = i_{\alpha s} r_s + L_s \dfrac{di_{\alpha s}}{dt} + M \dfrac{di_{\alpha r}}{dt}; \\
U_{\beta s} = i_{\beta s} r_s + L_s \dfrac{di_{\beta s}}{dt} + M \dfrac{di_{\beta r}}{dt}; \\
U_{\alpha r} = i_{\alpha r} r_r + L_r \dfrac{di_{\alpha r}}{dt} + M \dfrac{di_{\alpha s}}{dt} + \xi (M i_{\beta s} + L_r i_{\beta r}); \\
U_{\beta r} = i_{\beta r} r_r + L_r \dfrac{di_{\beta r}}{dt} + M \dfrac{di_{\beta s}}{dt} - \xi (M i_{\alpha s} + L_r i_{\alpha r}); \\
q_{эм} = K_q M (i_{\beta s} i_{\alpha r} - i_{\alpha s} i_{\beta r}) = L_{мех} \dfrac{d\xi}{dt} + R_{мех} \xi + C_{мех} \int \xi \, dt ,
\end{cases}
\qquad (I)
$$

где $U_{\alpha s}, U_{\beta s}, U_{\alpha r}, U_{\beta r}; i_{\alpha s}, i_{\beta s}, i_{\alpha r}, i_{\beta r}; r_s, r_r; L_s, L_r, M$ – напряжения, токи, активные сопротивления, полные индуктивности фазных обмоток и взаимная индуктивность между обмотками первичного S и вторичного r элементов; ξ – скорость изменения обобщенной координаты подвижного элемента; $q_{эм}$ – обобщенное электромагнитное усилие; $C_{мех}$, $R_{мех}$, $L_{мех}$ – обобщенные коэффициенты позиционной, демпфирующей и инерционной сил двигателя и нагрузки;

K_q – обобщенный силовой коэффициент.

При угловых колебаниях ротора двигателей вращательного движения $\xi = \omega_r = d\varphi/dt$, $K_q = 1$, а при прямолинейных колебаниях бегуна линейного электродвигателя $\xi = \frac{\pi}{p\tau}\frac{dx}{dt}$, $K_q = \frac{\pi^2}{p^2\tau^2}$,

где φ и x – угловая и линейная координаты подвижного элемента двигателей; τ – полюсное деление; p – число пар полюсов. Все обмотки приведены к фазной обмотке αS.

В соответствии со способом возбуждения колебательного режима $U_{\alpha s} = U_{\alpha sm} \sin\omega t$, $U_{\beta s} = U_{\beta s}$, $U_{\alpha r} = U_{\beta r} = 0$, где $U_{\alpha sm}$, ω – амплитуда и круговая частота синусоидального питающего напряжения обмотки αS; $U_{\beta s}$ – постоянное напряжение на обмотке βS.

Будем учитывать в законе колебательного движения только первую гармонику $\xi = \xi_m \sin(\omega t + \alpha_\xi)$. Здесь ξ_m, α_ξ – амплитуда и фаза первой гармоники колебательной скорости.

Осуществим комплексное преобразование первых четырех уравнений системы (I) с учетом [3].

$$\underline{U}_{\alpha s \nu} = \underline{I}_{\alpha s \nu}(r_s + j\nu\omega L_s) + j\nu\omega M \underline{I}_{\alpha r \nu};$$

$$\underline{U}_{\beta s \nu} = \underline{I}_{\beta s \nu}(r_s + j\nu\omega L_s) + j\nu\omega M \underline{I}_{\beta r \nu},$$

$$0 = \underline{I}_{\alpha r\nu}(r_r + j\nu\omega L_s) + j\nu\omega M \underline{I}_{\alpha s\nu} - 0{,}5 jM\xi_m (e^{j\alpha\xi}\underline{I}_{\beta s\nu-1} -$$

$$- e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\beta s\nu+1}) - 0{,}5 jL_r\xi_m (e^{j\alpha\xi}\underline{I}_{\beta r\nu-1} - e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\beta r\nu+1}), \qquad (2)$$

$$0 = \underline{I}_{\beta r\nu}(r_r + j\nu\omega L_r) + j\nu\omega M \underline{I}_{\beta s\nu} + 0{,}5 jM\xi_m (e^{j\alpha\xi}\underline{I}_{\alpha s\nu-1} - e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\alpha s\nu+1}) + 0{,}5 jL_r\xi_m (e^{j\alpha\xi}\underline{I}_{\alpha r\nu-1} - e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\alpha r\nu+1}),$$

где комплексные изображения фазных напряжений имеют вид

$$U_{\alpha s\nu} = \begin{cases} U_{\alpha sm} & \text{при} \quad \nu = 1, \\ 0 & \text{при} \quad \nu \neq 1, \end{cases} \qquad U_{\beta s\nu} = \begin{cases} 2jU_{\beta s} & \text{при} \quad \nu = 0, \\ 0 & \text{при} \quad \nu \neq 0. \end{cases}$$

При $\nu = 0, 1$ и неучете гармоник токов номерами $\nu \geq 2$ систему комплексных уравнений (2) преобразуем к виду

$$0 = \underline{I}_{\alpha s0} r_s ,$$

$$2jU_{\beta s} = \underline{I}_{\beta s0} r_s$$

$$0 = \underline{I}_{\alpha r0} r_r + 0{,}5 jM\xi_m (e^{j\alpha\xi}\overset{*}{\underline{I}}_{\beta s1} + e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\beta s1}) + 0{,}5 jL_r\xi_m \cdot$$

$$\cdot (e^{j\alpha\xi}\overset{*}{\underline{I}}_{\beta r1} + e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\beta r1}),$$

$$0 = \underline{I}_{\beta r0} r_r - 0{,}5 jM\xi_m (e^{j\alpha\xi}\overset{*}{\underline{I}}_{\alpha s1} + e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\alpha s1}) - 0{,}5 jL_r\xi_m \cdot$$

$$\cdot (e^{j\alpha\xi}\overset{*}{\underline{I}}_{\alpha r1} + e^{-j\alpha\xi}\underline{I}_{\alpha r1}),$$

$$U_{\alpha sm} = \underline{I}_{\alpha s1} Z_{s1} + jX_m \underline{I}_{\alpha r1},$$

$$0 = \underline{I}_{\beta s1} Z_{s1} + jX_m \underline{I}_{\beta r1},$$

$$0 = \underline{I}_{\alpha r1} Z_{r1} + jX_m \underline{I}_{\alpha s1} - 0{,}5 jM\xi_m \underline{I}_{\beta s0} e^{j\alpha\xi} - 0{,}5 jL_r\xi_m \underline{I}_{\beta r0} e^{j\alpha\xi},$$

$$0 = \underline{I}_{\beta r1} Z_{r1} + jX_m \underline{I}_{\beta s1} + 0{,}5 jM\xi_m \underline{I}_{\alpha s0} e^{j\alpha\xi} + 0{,}5 jL_r\xi_m \underline{I}_{\alpha r0} e^{j\alpha\xi},$$

где $Z_{s1} = r_s + j\omega L_s$, $Z_{r1} = r_r + j\omega L_r$, $X_m = \omega M$.

Здесь в соответствии с [3] имелось в виду, что

$$\underline{I}_{\beta s(-1)} = -\overset{*}{\underline{I}}_{\beta s1}, \quad \underline{I}_{\alpha s(-1)} = -\overset{*}{\underline{I}}_{\alpha s1} .$$

Решая систему (3), сначала получим комплексные, а затем и временные значения фазных статорных токов из нулевой и первой гармонических составляющих:

$$i_{\alpha s} = i_{\alpha s0} + i_{\alpha s1}, \quad i_{\beta s} = i_{\beta s0} + i_{\beta s1}, \quad i_{\beta r} = i_{\beta r0} + i_{\beta r1},$$

$$i_{\alpha r} = i_{\alpha r0} + i_{\alpha r1},$$

где

$$i_{\alpha s0}=0\,,\quad i_{\beta s0}=I_{\beta s0}\,,\quad i_{\alpha r0}=0\,,\quad i_{\beta s1}=0\,,\quad i_{\beta r1}=0\,,$$

$$i_{\beta r0}=I_{\beta r0}\,,\quad i_{\alpha r1}=I_{m\alpha r1}\sin(\omega t+\varphi_{\alpha r1}),\; i_{\alpha s1}=I_{m\alpha s1}\sin(\omega t+\varphi_{\alpha s1}),$$

$$I_{m\alpha r1}=\frac{\sqrt{(m_1a_1-m_1c_1+n_1b_1-n_1d_1)^2+(m_1b_1+m_1d_1-n_1a_1-n_1c_1)^2}}{a_1^2+b_1^2-c_1^2-d_1^2}\,;$$

$$\varphi_{\alpha r1}=\alpha_{\xi}-\operatorname{arctg}\frac{m_1b_1+m_1d_1-n_1a_1-n_1c_1}{m_2a_2+m_2c_2+n_2b_2+n_2d_2},\qquad I_{\beta s0}=\frac{U_{\beta s}}{r_s}\,,$$

$$I_{m\alpha s1}=\frac{\sqrt{(m_2a_2+m_2c_2+n_2b+n_2d_2)^2+(m_2b_2-m_2d_2-n_2a_2-n_2c_2)^2}}{a_2^2+b_2^2-c_2^2-d_2^2}\,,$$

$$\varphi_{\alpha s1}=\alpha_{\xi}-\operatorname{arctg}\frac{m_2b_2-m_2d_2-n_2a_2+n_2c_2}{m_2a_2+m_2c_2+n_2b_2+n_2d_2}\,,\quad I_{\beta r0}=\frac{m_3}{a_3-c_3}\,.$$

Здесь обозначено

$$m_1=4r_rr_sx_mU_{\alpha sm}(x_s\sin\alpha_{\xi}-r_s\cos\alpha_{\xi}),$$

$$n_1=2ML_r\xi_m^2r_sU_{\alpha sm}(r_s\cos\alpha_{\xi}-x_s\sin\alpha_{\xi})+4r_rr_sx_mU_{\alpha sm}(x_s\cos\alpha_{\xi}+r_s\sin\alpha_{\xi})+$$
$$+4r_rM\xi_mU_{\beta s}(r_s^2+x_s^2),$$

$$a_1=4x_rr_rr_x(r_s^2+x_s^2)-4r_sr_rx_m^2x_s-ML_r\xi_m^2x_mr_s^2\,,$$

$$b_1=ML_r\xi_m^2x_mr_sx_s-L_r^2\xi_m^2r_s(r_s^2+x_s^2)-4r_r^2r_s(r_s^2+x_s^2)-4r_rr_s^2x_m^2\,,$$

$$c_1=ML_r\xi_m^2r_s^2\,,$$

$$d_1=ML_r\xi_m^2x_mx_sr_s-L_r^2\xi_m^2r_s(r_s^2+x_s^2),$$

$$m_2=4r_sr_r(r_r\cos\alpha_{\xi}+x_r\sin\alpha_{\xi})U_{\alpha sm}\,,$$

$$n_2=(4r_sr_rx_r\cos\alpha_{\xi}-4r_r^2r_s\sin\alpha_{\xi}-2L_r^2\xi_m^2r_s\sin\alpha_{\xi})U_{\alpha sm}-4x_mr_rM\xi_mU_{\beta s}\,,$$

$$a_2=4r_sr_r(x_m^2+r_sr_r-x_sx_r)+L_r^2\xi_m^2r_s^2\,,$$

$$b_2=L_r^2\xi_m^2r_sx_s-ML_r\xi_m^2x_mr_s+4r_sr_r(x_sr_r+x_rr_s),$$

$$c_2=L_r^2\xi_m^2r_s^2\,,\quad d_2=L_rM\xi_m^2x_m^2r_s-L_r^2\xi_m^2x_sr_s\,,$$

$$a_3=-2L_rM\xi_m^2r_s^2x_m^2(r_sx_r+r_rx_s)+2L_r^2\xi_m^2x_mr_s^2r_r(r_s^2+x_s^2)+$$

$$+2L_r^2\dot{\xi}_m^2 x_m^3 r_s^3+8r_s^2 r_r x_m(r_s^2+x_s^2)(r_r^2+x_r^2)+8r_s^2 r_r x_m^3(x_m^2+2r_s r_r-2x_r x_s),$$

$$c_3=2L_r M\dot{\xi}_m^2 x_m^2 r_s^2(r_s x_r+r_r x_s)-2L_r^2\dot{\xi}_m^2 r_s^2 x_m r_r(r_s^2+x_s^2)-2L_r^2\dot{\xi}_m^2 x_m^3 r_s^3,$$

$$m_3=(-4r_s^2 x_m M x_s U_{\alpha sm}(r_r^2+x_r^2)+4r_s^2 x_m^3 x_r MU_{\alpha sm}+4r_s^2 L_r x_m^2 U_{\alpha sm}(r_s r_r-x_s x_r)-$$

$$-4r_s^2 L_r U_{\alpha sm} x_m^2(x_m^2+2r_s r_r-2x_s x_r))\dot{\xi}_m \sin\alpha_{\dot{\xi}}+(4r_s^3 x_m MU_{\alpha sm}(r_r^2+x_r^2)+$$

$$+4r_s^2 r_r x_m^2 MU_{\alpha sm}-4r_s^2 L_r x_m^2 U_{\alpha sm}(r_s x_r+r_r x_s))\dot{\xi}_m\cos\alpha_{\dot{\xi}}+$$

$$+(4r_s x_m^2 M^2 U_{\beta s}(r_s x_r+r_r x_s)-4r_s r_r x_m ML_r(r_s^2+x_s^2)-$$

$$-4r_s^2 x_m^3 ML_r U_{\beta s})\dot{\xi}_m^2 .$$

Анализ полученных выражений токов показывает, что их значения определяются не только значениями приложенных напряжений и электрических параметров, но и скоростью подвижного элемента. Это обстоятельство не позволяет непосредственно использовать выражения (4) для определения токов, поскольку значения скорости $\dot{\xi}_m$ и ее начальной фазы $\alpha_{\dot{\xi}}$ еще не известны. Их можно определить, решив последнее уравнение системы (I) – уравнение движения, записанное при известной нагрузке двигателя:

$$L_{мех}\frac{d\dot{\xi}}{dt}+R_{мех}\dot{\xi}+C_{мех}\int\dot{\xi}\,dt=K_q M(i_{\beta s}i_{\alpha r}-i_{\alpha s}i_{\beta r}). \qquad (5)$$

Подставляя в уравнение (5) выражения скорости $\dot{\xi}$ и токов $i_{\alpha s}$, $i_{\beta s}$, $i_{\alpha r}$, $i_{\beta r}$, по методу гармонического баланса составим систему алгебраических уравнений

$$-m\dot{\xi}_m\omega\sin\alpha_{\dot{\xi}}+R_{мех}\dot{\xi}_m\cos\alpha_{\dot{\xi}}+\frac{C_{мех}\dot{\xi}_m}{\omega}\sin\alpha_{\dot{\xi}}=K_q M(I_{m\alpha r1}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})\times$$

$$\times I_{\beta s0}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})\cos\varphi_{\alpha r1}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})-I_{m\alpha s1}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})I_{\beta r0}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})\times$$

$$\times\cos\varphi_{\alpha s1}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})),$$

$$m\dot{\xi}_m\omega\cos\alpha_{\dot{\xi}}+R_{мех}\dot{\xi}_m\sin\alpha_{\dot{\xi}}-\frac{C_{мех}\dot{\xi}_m}{\omega}\cos\alpha_{\dot{\xi}}=K_q MI_{m\alpha r1}\times$$

$$\times(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})I_{\beta s0}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})\sin\varphi_{\alpha r1}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})-I_{m\alpha s1}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})\times$$

$$\times I_{\beta r0}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})I_{\beta r0}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}})\sin\varphi_{\alpha s1}(\dot{\xi}_m,\alpha_{\dot{\xi}}). \qquad (6)$$

Решая систему (6), можно определить конкретные значения $\dot{\xi}_m$ и $\alpha_{\dot{\xi}}$, а по соотношениям (4) и (5) можно рассчитать токи в фазных обмотках и величину электромагнитного усилия. Справедливость полученных соотношений подтверждается, в частности, их совпадением при $\xi = 0$ с выражениями, полученными в работе [2].

Литература

I. Луковников В.И. Электропривод колебательного движения. М.: Энергоатомиздат, 1984. 154 с.

2. Погуляев М.Н. Колебательный режим работы асинхронного электродвигателя при питании его постоянным и синусоидальным напряжением // Динамика электрических машин / ОмПИ. Омск, 1986. С. 127-130.

3. Пухов Г.Е. Комплексное исчисление и его применение к расчету периодических и переходных процессов в системах с постоянными, переменными и нелинейными параметрами. Таганрог, 1956. 240 с.

УДК 621.3.013.4

РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОДНОВИТКОВОГО ТОНКОСТЕННОГО ДИСКОВОГО ИНДУКТОРА, ПОМЕЩЕННОГО НАД ПРОВОДЯЩИМ ПОЛУПРОСТРАНСТВОМ

И.А.Галкин, А.А.Полынов, Ю.А.Попов

Чувашский государственный университет им. И.Н.Ульянова

В аппаратуре для электрофизических исследований и установках для технологических целей находят применение одновитковые тонкостенные дисковые индукторы, работающие в условиях резко выраженного поверхностного эффекта. При расчете процессов взаимодействия электромагнитного поля индуктора с проводящей средой в некоторых случаях необходимо знать распределение тока по поверхности индуктора и величину эквивалентной индуктивности индукторной системы. Строгие расчеты таких систем связаны с большими математическими трудностями, в связи с этим, находят применение приближенные методы расчета, позволяющие использовать полученные результаты в инженерных расчетах [I].

Рассмотрим расчет напряженности магнитного поля и распределение плотности тока по поверхности индуктора индукторной системы, показанной на рис. I,а методом "сворачивания", предложенным в работе [2]. Сущность метода заключается в следующем: сначала определяется плотность тока $J_{пл}$ на поверхности индуктора в плоскопараллельном приближении, а затем производится "сворачивание" этой системы в цилиндрическую. В выражении для плотности тока $J_{пл}$ длину токовой полосы индук-