

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ СИНХРОННОГО ИМПУЛЬСНОГО ГЕНЕРАТОРА

В. П. ЛИТВИНОВ, А. В. ЛООС, Э. И. СОБКО

(Представлена научным семинаром кафедр электрических машин и аппаратов  
и общей электротехники)

Приведение обмоток однофазного синхронного ударного генератора к одной координатной системе и надлежащий выбор скорости вращения этой системы не устраняют периодических коэффициентов в системе дифференциальных уравнений, описывающих электромагнитные переходные процессы [1]. Однако в [2] показано, что система линейных дифференциальных уравнений, у которой все коэффициенты являются периодическими с одним и тем же периодом, может быть приведена к системе уравнений с постоянными коэффициентами. Критерии приводимости подобных систем уравнений даны в [3]. Широкий круг вопросов, связанных с аналитическим исследованием несимметричных режимов работы машин переменного тока по дифференциальным уравнениям с периодическими коэффициентами, решен в [4]. В этой работе дается обоснование на основе интегральных уравнений способу приведения уравнений с периодическими коэффициентами для несимметричных режимов к тому же числу уравнений с постоянными коэффициентами. Погрешность такого приведения не превышает порядка активных сопротивлений контуров машины.

Уравнения переходных процессов однофазного синхронного ударного генератора можно записать в следующем виде [1]:

$$\begin{aligned}0 &= (r_c + r_n) i_c + \frac{d\Psi_c}{dt}, \\U_f &= r_f i_f + \frac{d\Psi_f}{dt}, \\0 &= r_{Da} i_{Da} + \frac{d\Psi_{Da}}{dt}, \\0 &= r_{Dq} i_{Dq} + \frac{d\Psi_{Dq}}{dt}.\end{aligned}\tag{1}$$

Потокосцепления в зависимости от взаимного расположения обмоток равны:

$$\Psi_c = i_c(x_c + x_n) + (i_f + i_{Da})x_a \cos \gamma + i_{Dq}x_a \sin \gamma,$$

$$\begin{aligned}\Psi_f &= i_c x_a \cos \gamma + i_f x_f + i_{Dd} x_a, \\ \Psi_{Dd} &= i_c x_a \cos \gamma + i_f x_a + i_{Dd} x_{Dd}, \\ \Psi_{Dq} &= i_c x_a \sin \gamma + i_{Dq} x_{Dq}.\end{aligned}\quad (2)$$

Угол между осью обмотки статора и продольной осью ротора определяется выражением

$$\gamma = \int_0^t \omega dt. \quad (3)$$

При постоянной скорости вращения  $\gamma = \omega t$ .

В уравнениях (1—3) приняты следующие обозначения:

$i_c, i_f, i_{Dd}, i_{Dq}$  — токи соответственно обмоткам статора, возбуждения и демпферных по продольной и поперечной осям;

$(r_c + r_n), r_f, r_{Dd}, r_{Dq}$  — активные сопротивления соответственно статорной обмотки с нагрузкой, возбуждения и демпферных по продольной и поперечной осям;

$(x_c + x_n), x_f, x_{Dd}, x_{Dq}$  — индуктивные сопротивления соответственно статорной обмотке с нагрузкой, возбуждения и демпферных по продольной и поперечной осям;

$x_a$  — индуктивное сопротивление взаимоиндукции при совпадении осей обмоток;

$U_f$  — напряжение обмотки возбуждения.

Уравнения записаны в общепринятой системе относительных единиц [1, 4].

Уравнения (1), (2) являются характерным примером общего случая несимметрии машины, которые нельзя привести к уравнениям с постоянными коэффициентами, а их решение усложняется, что становится неприемлемым для практического использования.

Найдем приближенное решение системы уравнений (1), (2), используя приведенную в [4] методику приведения к уравнениям с постоянными коэффициентами.

Решение уравнений будем находить не относительно токов, а потокосцепления. Это обусловлено тем, что потокосцепления обмоток изменяются во времени значительно меньше, чем токи. Влияние активных сопротивлений на их изменение в этом случае также слабее.

Токи, выраженные через потокосцепления, определяем из решения алгебраических уравнений (2):

$$\begin{aligned}i_c &= f_{cc} \Psi_c + f_{cf} \Psi_f + f_{cd} \Psi_{Dd} + f_{cq} \Psi_{Dq}, \\ i_f &= f_{fc} \Psi_c + f_{ff} \Psi_f + f_{fd} \Psi_{Dd} + f_{fq} \Psi_{Dq}, \\ i_{Dd} &= f_{dc} \Psi_c + f_{df} \Psi_f + f_{dd} \Psi_{Dd} + f_{dq} \Psi_{Dq}, \\ i_{Dq} &= f_{qc} \Psi_c + f_{qf} \Psi_f + f_{qd} \Psi_{Dd} + f_{qq} \Psi_{Dq},\end{aligned}\quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}f_{cc} &= \frac{1}{x_c}, f_{ff} = \frac{1}{x_f \sigma_{fDd}} + \frac{x_a^2 \sigma_{Dd}^2 \cos^2 \gamma}{x_f^2 \sigma_{fDd} x_2}, \\ f_{cf} &= f_{fc} = -\frac{x_a \sigma_{Dd} \cos \gamma}{x_f \sigma_{fDd} x_2}, f_{qq} = \frac{1}{x_{Dq}} + \frac{x_a^2 \sin^2 \gamma}{x_{Dq}^2 x_2}, \\ f_{dd} &= \frac{1}{x_{Dd} \sigma_{fDd}} + \frac{x_a^2 \sigma_{fDd}^2 \cos^2 \gamma}{x_{Dd}^2 \sigma_{fDd}^2 x_2}, f_{cd} = f_{dc} = -\frac{x_a \sigma_f \cos \gamma}{x_{Dd} \sigma_{fDd} x_2},\end{aligned}\quad (5)$$

$$f_{cq} = f_{qc} = -\frac{x_a \sin \gamma}{x_{Dq} x_2}, \quad f_{fq} = f_{qf} = \frac{x_a^2 \sigma_{Dd} \cos \gamma \sin \gamma}{x_f \sigma_{fDd} x_2 x_{Dq}},$$

$$f_{fd} = f_{df} = \frac{x_a^2 \sigma_f \sigma_{Dd} \cos^2 \gamma}{x_f x_{Dd} \sigma_{fDd} x_2} - \frac{x_a}{x_f x_{Dd} \sigma_{fDd}},$$

$f_{dq} = f_{qd} = \frac{x_a^2 \sigma_f \cos \gamma \sin \gamma}{x_{Dq} x_{Dd} \sigma_{fDd} x_2}$  — периодические функции, связывающие токи и потокосцепления.

В формулах (5)  $\sigma_f = 1 - \frac{x_a}{x_f}$ ,  $\sigma_{Dd} = 1 - \frac{x_a}{x_{Dd}}$ ,  $\sigma_{fDd} = 1 - \frac{x_a^2}{x_f x_{Dd}}$  —

коэффициенты рассеяния соответственно обмоток возбуждения, демпферной по оси  $d$  и общий для обмотки возбуждения и демпферной,  $x_2$  — сопротивление обратной последовательности.

Для ударного генератора, имеющего, как правило, мощную демпферную систему по оси  $d$  и  $q$  и являющегося неявнополюсной машиной, правомерно допущение  $x_d'' = x_q''$  [1]. Отсюда следует, что индуктивное сопротивление рассеяний обмотки возбуждения значительно больше, чем демпферной по оси  $d$ , кроме того, она хорошо экранирована демпферной обмоткой, поэтому переходные процессы в ней за один импульс тока незначительны и ими можно пренебречь [1, 4].

Положив в (1), (2)  $\Psi_f = i_{f0} x_f = \text{const}$ ,  $r_f = 0$  и  $i_f = i_{f0}$ , где  $i_{f0}$  — начальный ток возбуждения, получаем систему уравнений:

$$0 = r_c i_c + \frac{d \Psi_c}{dt},$$

$$0 = r_{Dd} i_{Dd} + \frac{d \Psi_{Dd}}{dt}, \quad (6)$$

$$0 = r_{Dq} i_{Dq} + \frac{d \Psi_{Dq}}{dt},$$

$$\begin{aligned} \Psi_c &= i_c x_c + (i_{f0} + i_{Dd}) x_a \cos \gamma + i_{Dq} x_a \sin \gamma, \\ \Psi_{Dd} &= i_c x_a \cos \gamma + i_{f0} x_a + i_{Dd} x_{Dd}, \\ \Psi_{Dq} &= i_c x_a \sin \gamma + i_{Dq} x_{Dq}. \end{aligned} \quad (7)$$

В специальных электромашинных импульсных источниках с форсировкой магнитного потока за счет реакции якоря, в целях достижения максимальных значений потока в зазоре, на начальной стадии импульса демпферную обмотку по оси  $q$  размыкают [1].

Токи в этом случае определяются по формулам (4), где необходимо положить  $x_{Dq} = \infty$ , а

$$x_2 = \frac{x_d'' + x_c}{2} + \frac{x_d'' - x_c}{2} \cos 2 \gamma. \quad (8)$$

Потокасцепления можно найти из решения системы уравнений (6), (7) при  $i_{Dq} = 0$ . С учетом этого условия система уравнений (6), (7) в осях  $\alpha$ ,  $\beta$ , 0 запишется в виде:

$$\frac{d \Psi_c}{dt} + i_c r_c = 0,$$

$$\frac{d\Psi_{D\alpha}}{dt} + i_{D\alpha} r_{Dd} + \omega \Psi_{D\beta} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d\Psi_{D\beta}}{dt} + i_{D\beta} r_{Dd} - \omega \Psi_{D\alpha} = 0,$$

$$\text{где } i_c = \frac{1}{x_2} \Psi_c - \frac{x_a}{x_{Dd} x_2} \Psi_{D\alpha},$$

$$i_{D\alpha} = \frac{x_c}{x_{Dd} x_2} \Psi_{D\alpha} - \frac{x_a \cos^2 \gamma}{x_{Dd} x_2} \Psi_c, \quad (10)$$

$$i_{D\beta} = \frac{1}{x_{Dd}} \Psi_{D\beta} + \frac{x_a^2 \sin 2\gamma}{2 x_{Dd}^2 x_2} \Psi_{D\alpha} - \frac{x_a \sin 2\gamma}{2 x_{Dd} x_2} \Psi_c.$$

Как видно из (9), (10) преобразованием координат в данном случае не удастся избавиться от периодических коэффициентов. Однако уравнения (9), (10) можно преобразовать, используя приближенный метод приведения. Для этого функции, связывающие токи и потокосцепления в уравнениях (10), разлагаем в ряд Фурье и учитываем в дальнейшем при решении уравнений (9), (10) только постоянные составляющие разложений. Пренебрегая периодическими функциями рядов, полученных от разложения функций в (10), мы допускаем ошибку  $r$ -го порядка малости по сравнению с единицей, что не превышает погрешности, вызванной допущениями при составлении исходных уравнений, и вполне приемлемо.

После указанных преобразований уравнения (10) принимают вид:

$$\begin{aligned} i_c &= \frac{1}{\sqrt{x_d'' x_c}} \Psi_c - \frac{x_a}{x_{Dd} \sqrt{x_d'' x_c}} \Psi_{D\alpha}, \\ i_{D\alpha} &= \frac{1}{\sqrt{x_{\alpha d}'' x_{Dd}}} \Psi_{D\alpha} - \frac{D}{\sqrt{x_{\alpha d}'' x_{Dd}}} \Psi_c, \\ i_{D\beta} &= \frac{1}{x_{Dd}} \Psi_{D\beta}. \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{Соотношения } \frac{x_a}{x_{Dd}} \text{ и } D = \frac{x_a}{2x_c} \left( 1 + \frac{x_{Dd} - x_{\alpha d}''}{x_{\alpha d}'' + x_{Dd} + 2\sqrt{x_{\alpha d}'' x_{Dd}}} \right) \text{ при малых}$$

рассеяниях контуров, характерных для электромашиных импульсных источников, стремятся к единице, поэтому в целях упрощения дальнейших расчетов принимаем их равными этому пределу.

Подстановка (11) в (9) с учетом принятых допущений дает систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_c}{dt} + \frac{r_c}{\sqrt{x_d'' x_c}} \Psi_c - \frac{r_c}{\sqrt{x_d'' x_c}} \Psi_{D\alpha} &= 0, \\ \frac{d\Psi_{D\alpha}}{dt} + \frac{r_{Dd}}{\sqrt{x_{\alpha d}'' x_{Dd}}} \Psi_{D\alpha} - \frac{r_{Dd}}{\sqrt{x_{\alpha d}'' x_{Dd}}} \Psi_c + \omega \Psi_{D\beta} &= 0, \\ \frac{d\Psi_{D\beta}}{dt} + \frac{r_{Dd}}{x_{Dd}} \Psi_{D\beta} - \omega \Psi_{D\alpha} &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

$$T_a = \frac{\sqrt{x_d'' x_c''}}{r_c}, \quad T_{\vartheta d} = \frac{\sqrt{x_{Dd}'' x_{\vartheta d}''}}{r_{Dd}}, \quad T_{Dd} = \frac{x_{Dd}}{r_{Dd}}.$$

Из решения системы дифференциальных уравнений (12) определяем потокосцепления:

$$\Psi_c = \frac{i_{f0} x_a}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T_{\vartheta d}''}} \left\{ \left( \omega^2 - \frac{1}{T_a T_{\vartheta d}''} \right) e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{e^{-\frac{t}{2T_{\vartheta d}''}}}{\omega} \cdot \left[ \frac{\omega}{T_a^2} \cos \gamma + \left( \frac{\omega^2}{T_a} - \frac{1}{2T_a^2 T_{\vartheta d}''} \right) \sin \gamma \right] \right\}, \quad (13)$$

$$\Psi_{D\alpha} = \frac{i_{f0} x_a}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T_{\vartheta d}''}} \left\{ \frac{e^{-\frac{t}{2T_{\vartheta d}''}}}{\omega} \left[ \left( \omega^2 + \frac{1}{T_a^2} \right) \omega \cos \gamma + \left( \frac{1}{T_{\vartheta d}^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a^2} \right) \frac{1}{2T_{\vartheta d}''} \sin \gamma \right] - \frac{1}{T_a T_{\vartheta d}''} e^{-\frac{t}{T_a}} \right\}, \quad (14)$$

$$\Psi_{D\beta} = \frac{i_{f0} x_a \omega}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T_{\vartheta d}''}} \left\{ \frac{1}{T_{\vartheta d}''} e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{e^{-\frac{t}{2T_{\vartheta d}''}}}{\omega} \cdot \left[ \left( \omega^2 + \frac{1}{T_a^2} \right) \sin \gamma - \frac{\omega}{T_{\vartheta d}''} \cos \gamma \right] \right\}. \quad (15)$$

Путем обратных преобразований из (14) и (15) можно определить закон изменения потокосцепления эквивалентного демпферного контура по оси  $d$  в физических координатах

$$\Psi_{Dd} = \frac{i_{f0} x_a}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T_{\vartheta d}''}} \left[ \frac{1}{T_{\vartheta d}''} \left( \omega \sin \gamma - \frac{1}{T_a} \cos \gamma \right) e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{e^{-\frac{t}{2T_{\vartheta d}''}}}{\omega} \left( \omega^2 + \frac{1}{T_a^2} \right) \left( \omega - \frac{1}{4T_{\vartheta d}''} \sin 2\gamma \right) \right]. \quad (16)$$

Необходимо отметить, что при решении системы уравнений (12) нахождение корней характеристического уравнения, определяющих составляющие, «связанные» с ротором, производится при идеальной прово-

димости статорной обмотки и, наоборот, для отыскивания корня, определяющего составляющие, «связанные» со статором, полагается  $r_{Dd}=0$ .

Такое определение корней допустимо, если скорость вращения ротора велика, а активные сопротивления обмоток значительно меньше полных индуктивных сопротивлений при номинальной частоте, что имеет место в ударном генераторе [1]. Кроме того, пренебрегалось рядом величин второго порядка малости, усложняющих расчет и мало влияющих на точность.

Вычислив по формулам (13) и (16) потокосцепления  $\Psi_c$ ,  $\Psi_{Dd}$  по зависимостям (4), можно рассчитать токи  $i_c$ ,  $i_f$ ,  $i_{Dd}$  в контурах ударного генератора.

Как отмечалось ранее, в целях достижения максимальных значений потока в зазоре, на начальной стадии импульса демпферную обмотку по оси  $q$  размыкают. При достижении максимального потокосцепления с демпферной обмотки по оси  $q$  производят ее замыкание.

Потокосцепление разомкнутой демпферной обмотки по поперечной оси  $\Psi_{Dq} = i_c x_a \sin \gamma$ . При ее замыкании процессы, происходящие в источнике, описываются системами уравнений (1) и (2).

Решение (6) и (7) на данном этапе работы генератора будем проводить с начальными условиями  $\Psi_{c0}$ ,  $\Psi_{Dd0}$ ,  $\Psi_{Dq0}$ , которые являются конечными результатами решений системы уравнений (12).

Уравнения (6) и (7), преобразованные к осям  $\alpha$ ,  $\beta$ , 0 и записанные относительно потокосцеплений, имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_c}{dt} + \frac{1}{T_a}\Psi_c - \frac{1}{T_a}\Psi_{D\alpha} &= 0, \\ \frac{d\Psi_{D\alpha}}{dt} + \frac{1}{T_{\alpha d}}\Psi_{D\alpha} - \frac{1}{T_{\alpha d}}\Psi_c + \omega\Psi_{D\beta} &= 0, \\ \frac{d\Psi_{D\beta}}{dt} + \frac{1}{T_{Dq}}\Psi_{D\beta} - \omega\Psi_{D\alpha} &= 0, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$T_a = \frac{x_d''}{r_c}, \quad T_{\alpha d} = \frac{x_{\alpha d}''}{r_{Dd}}, \quad T_{Dq} = \frac{x_{Dq}}{r_{Dq}}.$$

При преобразовании демпферная система была принята симметричной, а  $\frac{x_a}{x_{Dq}} \approx 1$ .

Как видно из (17), при принятых допущениях машина становится симметричной со стороны ротора и не имеет периодических коэффициентов в осях  $\alpha$ ,  $\beta$ , 0.

Из решения системы дифференциальных уравнений (17) определяем потокосцепления:

$$\begin{aligned} \Psi_c = \Psi_{c0} e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{\Psi_{D\alpha 0} \cdot \frac{1}{T_a}}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T_{\alpha d}}} \left\{ -\frac{1}{T_a} e^{-\frac{t}{T_a}} + \right. \\ \left. + \frac{e^{-\frac{t}{2T_{\alpha d}}}}{\omega} \left[ \frac{\omega}{T_a} \cos \gamma + \left( \omega^2 - \frac{1}{2T_a T_{\alpha d}} \right) \sin \gamma \right] \right\} - \frac{\Psi_{D\beta 0}}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T_{\alpha d}}} \end{aligned}$$

$$\cdot \frac{\omega}{T_a} \left\{ e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{e^{-\frac{t}{2T''_{\alpha d}}}}{\omega} \left[ -\omega \cos \gamma + \left( \frac{1}{T_a} - \frac{1}{2T''_{\alpha d}} \right) \sin \gamma \right] \right\}. \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{D\alpha} = & \frac{\Psi_{c0}}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T''_{\alpha d}}} \cdot \frac{1}{T''_{\alpha d}} \left\{ -\frac{1}{T_a} e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{e^{-\frac{t}{2T''_{\alpha d}}}}{\omega} \left[ \frac{\omega}{T_a} \cos \gamma + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( \omega^2 - \frac{1}{2T_a T''_{\alpha d}} \right) \sin \gamma \right] \right\} + \Psi_{D\alpha 0} e^{-\frac{t}{2T''_{\alpha d}}} \left( \cos \gamma - \frac{1}{\omega 2T''_{\alpha d}} \sin \gamma \right) - \\ & - \Psi_{D\beta 0} e^{-\frac{t}{2T''_{\alpha d}}} \sin \gamma, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{D\beta} = & \frac{\Psi_{c0} \omega}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T''_{\alpha d}}} \cdot \frac{1}{T''_{\alpha d}} \left\{ e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{e^{-\frac{t}{2T''_{\alpha d}}}}{\omega} \left[ -\omega \cos \gamma + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( \frac{1}{T_a} - \frac{1}{2T''_{\alpha d}} \right) \sin \gamma \right] \right\} + \Psi_{D\alpha 0} e^{-\frac{t}{2T''_{\alpha d}}} \sin \gamma + \\ & + \frac{\Psi_{D\beta 0}}{\frac{1}{T_a^2} + \omega^2 - \frac{1}{T_a T''_{\alpha d}}} \left\{ -\frac{1}{T_a T''_{\alpha d}} e^{-\frac{t}{T_a}} + \frac{e^{-\frac{t}{2T''_{\alpha d}}}}{\omega} \cdot \right. \\ & \left. \cdot \left[ \omega \left( \omega^2 + \frac{1}{T_a^2} \right) \cos \gamma + \frac{1}{2T''_{\alpha d}} \left( \omega^2 - \frac{1}{T_a^2} \right) \sin \gamma \right] \right\}, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\Psi_{D\alpha 0} = \Psi_{Dd0} \cos \gamma_0 + \Psi_{Dq0} \sin \gamma_0, \quad (21)$$

$$\Psi_{D\beta 0} = \Psi_{Dd0} \sin \gamma_0 - \Psi_{Dq0} \cos \gamma_0,$$

$\gamma_0$  — угол, при котором происходит замыкание демпферной обмотки по оси  $q$ .

Путем обратных преобразований из (19) и (20) можно определить закон изменения потокоцеплений  $\Psi_{Dd}$  и  $\Psi_{Dq}$  эквивалентных демпферных контуров в физических координатах.

В формулах (21) величина  $\Psi_{Dq0}$  берется с учетом насыщения магнитной цепи по оси  $q$ .

Исследование рассматриваемого импульсного источника на аналоговой модели показало, что амплитуда тока сильно зависит от величины потока  $\Psi_{Dq0}$ .

При ненасыщенной магнитной цепи величина  $\Psi_{Dq0}$  достигает 4—5-кратного значения начального потока, чего нельзя достигнуть в реальных машинах. При насыщении магнитной цепи величина потоко-

сцепления  $\Psi_{Dq0}$ , как показали исследования, может достигнуть 1,5÷2-кратной величины начального потока. Воспользуемся для определения  $\Psi_{Dq0}$  с учетом насыщения аппроксимацией характеристики холостого хода [5].

$$E_0 = 0,99 \sqrt[3]{i} \quad (22)$$

Поскольку в отн. ед.  $\Psi_\delta = E_0$ , то (22) можно записать в виде

$$\Psi_\delta = 0,99 \sqrt[3]{i_\delta},$$

где

$= \sqrt{(i_{f0} + i_{Dd} + i_c \cos \gamma)^2 + (i_c \sin \gamma)^2}$  — результирующий ток в воздушном зазоре генератора при разомкнутой демпферной обмотке по оси  $q$ .

Это позволяет ориентировочно определить величину форсированного потока в зазоре машины, а также величину потока по оси  $q$ , который равен  $\Psi_{Dq0} = \Psi_\delta \cos \varphi$ , где  $\varphi$  — угол между вектором  $\Psi_\delta$  и осью  $q$ . Как показывают исследования угол  $\varphi$  очень мал, тогда  $\cos \varphi \approx 1$ ,  $\Psi_{Dq0} \approx \Psi_\delta$ .

На рис. 1 показаны для сравнения результаты расчета тока импульсного источника, полученные на аналоговой машине МН-14 по полной системе уравнений (1), (2) и по полученным аналитическим выражениям при параметрах машины в отн. ед.  $x_c = 1,02$ ;

$$x_{Dd} = 1,02; x_{Dq} = 1,02; x_f = 1,2;$$

$$r_c = r_{Dd} = r_{Dq} = r_f = 0,005.$$

Как видно из рис. 1, максимальное расхождение в расчетах составляет не более 7%.

Наибольшая неточность допускается при расчете токов в момент включения обмотки  $D_q$ . Это объясняется тем, что на первом этапе, когда обмотка  $D_q$  разомкнута, насыщение магнитной цепи не учитывалось, а было учтено при определении начальных условий на втором этапе.

Таким образом, получено аналитическое решение уравнений синхронного импульсного генератора и показана возможность использования метода приведения уравнений с периодическими коэффициентами к тому же числу уравнений с постоянными коэффициентами при исследовании сложных несимметричных режимов работы.

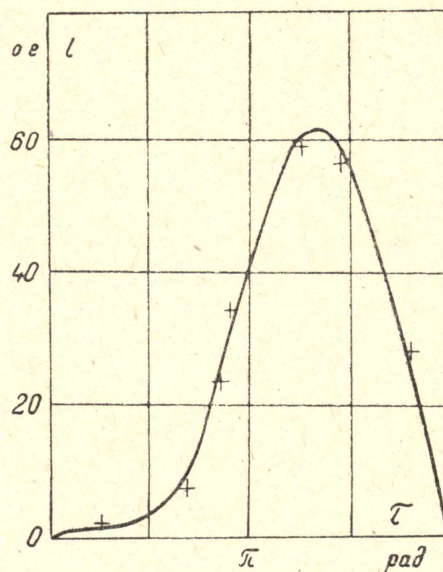


Рис. 1. Ток в статорной обмотке синхронного импульсного генератора  
— решение на АВМ;  
+ аналитический расчет

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. И. Собко. Исследования работы ударного генератора при активном характере нагрузки. Автореферат диссертации, Томск, 1972.
2. А. М. Ляпунов. Собрание сочинений, т. II. Изд-во АН СССР, 1956.

3. Н. П. Еругин. Приводимые системы. Труды матем. инст. им. В. А. Степанова. Вып. 13, М., 1946.

4. И. И. Трещев. Методы исследования машин переменного тока. М., «Энергия», 1969.

5. В. И. Архангельский. Аналитическое выражение кривой намагничивания электрических машин. «Электричество», 1967, № 3.

---