

Математична модель вузла навантаження з трансформатором та турбоагрегатами

Запропоновано математичну модель вузла навантаження, елементами якого є трансформатор та турбоагрегати. Диференціальні рівняння системи записані в нормальній формі Коші. Результати комп'ютерної симуляції використано для аналізу станів вузла навантаження.

Предложена математическая модель узла нагрузки, элементами которого являются трансформатор и турбоагрегаты. Дифференциальные уравнения системы представлены в нормальной форме Коши. Результаты компьютерной симуляции использованы для анализа режимов узла нагрузки.

Вступ. На електричних станціях турбоагрегати працюють паралельно з електроспергетичною системою через підвищувальні трансформатори. Здебільш кожен турбоагрегат працює з системою через індивідуальний трансформатор (так званий простий блок). Але можливі варіанти, коли декілька турбогенераторів (як правило два) працюють через один підвищувальний трансформатор (так званий укрупнений блок [3]). Подібна схема застосовується, наприклад, на ТЕЦ. Очевидно, що ККД укрупненого блоку буде вищим, ніж простого, але надійність нижча. Електромашинну систему, що складається з укрупненого блоку, можна розглядати як електричний вузол навантаження (рис. 1).

Однією з основних проблем, які виникають при аналізі станів вузла навантаження, є обчислення напруги згаданого вузла. Особливо це актуально для автономних електростанцій, де напруга на навантаженні не підтримується системою. Для обчислення напруги вузла навантаження необхідно оперувати похідними за часом від струмів елементів вузла [2], а це вимагає запису диференціальних рівнянь згаданих елементів у координатах струмів, які представлені в нормальній формі Коші. У роботі пропонується математична модель вузла навантаження, елементами якого є турбогенератори та силовий трансформатор з резистивно-індуктивно-ємнісним навантаженням (рис. 1).

Трансформатор представлено коловою математичною моделлю, одержаною на підставі теорії нелінійних електромагнітних кіл, у вигляді звичайних диференціальних рівнянь. Турбогенератор — коло-польовою. Електромагнітні процеси в статорі генератора описуються звичайними нелінійними диференціальними рівняннями теорії електромагнітних кіл, а в роторі — нелінійними диференціальними рівняннями з частинними похідними теорії квазістаціонарного електромагнітного поля. Систему нелінійних рівнянь електромаг-

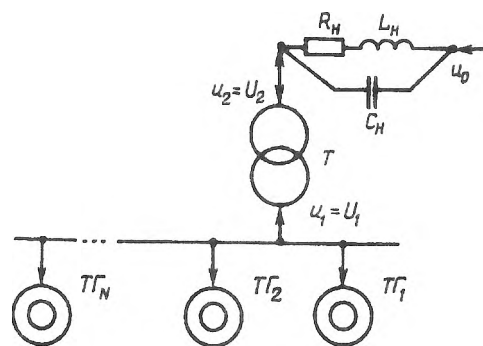


Рис. 1

нітного стану генератора доповнено рівняннями механічного стану, а саме: рівняннями Лагранжа другого роду, за умови абсолютно щитивного ротора. Процес описується у фізичних координатах. Просторову дискретизацію рівнянь ротора здійснено за методом скінчених різниць, у результаті чого одержано повну систему диференціальних рівнянь електромеханічного стану, подану в нормальній формі Коші, що значно спрощує процедуру їх подальшого інтегрування як за явними, так і неявними методами, у залежності від щитивності.

Математична модель електромашинної системи. Математична модель системи зазвичай складається зі структурних рівнянь, що відображують спосіб з'єднання елементів у системі, а також рівнянь згаданих елементів. Структурні рівняння записуються на підставі законів Кірхгофа. Рівняння елементів описують внутрішню природу елемента, тому беруть на себе всю відповідальність за точність аналізу. На даний час відомі три види математичних моделей електротехнічних та електромеханічних пристроїв — колові, коло-польові та польові, причому колові моделі практично вичерпали свої можливості. Про польові можна говорити хіба що в аспекті аналізу автономного пристрою, і навіть у цьому випадку вони далекі від завершення. Наш

досвід показує, що для забезпечення прийнятної точності результатів тут виникає потреба інтегрувати системи звичайних нелінійних диференціальних рівнянь високого порядку (понад сотні тисяч), що в свою чергу ставить серйозні проблеми чисельного характеру у складних обчислювальних комплексах. Тому поки що в полі зору користувачів залишаються коло-польові математичні моделі. Вони за швидкістю чисельної реалізації не набагато поступаються коловим, а за точністю одержаних функціональних залежностей значно переважають згадані. Тут застосовується така ідея: польові методи використовувати лише там, де вихрові струми в значній мірі виконують робочі функції. У нашому випадку це тіло ротора генератора. Поза зонами застосування електромагнітного поля пенітучою є умова розділення потоків на основний (робочий) і розсіяння. У нашому випадку це стосується обмоток трансформатора, обмоток статора генераторів і лобових частин обмоток роторів.

1. Математична модель трансформатора. Диференціальні рівняння трифазного трансформатора за симетричного навантаження запишемо за аналогією асинхронного мотора із загальмованим фазним ротором [7] (у випадку несиметричних станів за умови з'єднання обмоток трансформатора в трикутник та зірку з нулем, модель трансформатора істотно ускладнюється через врахування потоків у немагнітному середовищі [7])

$$di_1/dt = A_{11}(u_1 - R_1 i_1) + A_{12}(u_2 - R_2 i_2); \quad (1)$$

$$di_2/dt = A_{21}(u_1 - R_1 i_1) + A_{22}(u_2 - R_2 i_2); \quad (2)$$

$$di_L/dt = (u_{II} - R_{II} i_L) / L_{II}; \quad du_C/dt = C_{II}^{-1} i_C; \quad (3)$$

$$u_{II} = u_2 - u_0,$$

де

$$A_{11} = \alpha_1(1 - \alpha_1 G); \quad A_{12} = A_{21} = -\alpha_1 \alpha_2 G; \quad (4)$$

$$A_{22} = \alpha_2(1 - \alpha_2 G);$$

$$\alpha_1 = L_{\sigma 1}^{-1}; \quad \alpha_2 = L_{\sigma 2}^{-1}; \quad (5)$$

$$G = \begin{pmatrix} (L_{\sigma 1}^{-1} + L_{\sigma 2}^{-1} + \rho_A)^{-1} & - \\ - & (L_{\sigma 1}^{-1} + L_{\sigma 2}^{-1} + \rho_B)^{-1} \end{pmatrix}; \quad (6)$$

$$i_{mA} + i_{mB} + i_{mC} = 0; \quad \psi_{mA} + \psi_{mB} + \psi_{mC} = 0; \quad (7)$$

$$(i_{mA}, i_{mB})^T = (i_{1A} + i_{2A}; i_{1B} + i_{2B})^T; \quad (8)$$

$$\rho_i = (\partial \psi_{mi} / \partial i_m)^{-1}, \quad i = A, B, \quad (9)$$

i_1, i_2 — вектори-стовпці струмів фаз первинної і вторинної обмоток трансформатора, відповідно;

$i_{1A}, i_{1B}, i_{2A}, i_{2B}$ — компоненти відповідних вектор-стовпців струмів трансформатора; u_1, u_2 — вектори-стовпці напруг фаз первинної та вторинної обмоток; u_0 — вектор-стовпець ЕРС електроенергетичної системи; u_C — вектор-стовпець напруг на конденсаторі; R_1, R_2 — матриці опорів первинної і вторинної обмоток; P — матриця диференціальних обернених індуктивностей намагнічення трансформатора; $L_{\sigma 1}, L_{\sigma 2}$ — матриці індуктивностей розсіяння первинної і вторинної обмоток, відповідно; R_{II}, L_{II}, C_{II} — матриці резистивних опорів, індуктивностей та еквівалентних ємностей навантаження; $\psi_{mj}(i_{mj}), j = A, B, C$ — криві намагнічування магнітних систем фаз трансформатора; A, B, C — індекси приналежності до фазних величини; i_L, i_C — вектор-стовпець струмів у вітках з індуктивністю та ємністю, відповідно. У випадку аналізу вузла навантаження в автономному режимі $u_0 = 0$, а у випадку аналізу вузла як елемента електроенергетичної системи $u_0 \neq 0$, $R_{II}, L_{II}, C_{II} = R^*, L^*, C^*$ — матриці резистивних опорів, індуктивностей та еквівалентних ємностей, які задаються системою (рис. 1).

2. Математична модель турбогенератора. Уперше коло-польову модель пристроїв з рухомими масивними струмопроводами та магнітопроводами запропоновано в [7]. Згодом, у [1] було побудовано іншу модель згаданих пристроїв. Нами за основу прийнято першу з них. Але, щоб її можна було використати як модель елемента системи, згадану математичну модель довелося істотно видозмінити. По-перше, диференціальні рівняння часових похідних від потокозчеплень треба було перетворити в рівняння, записані стосовно часових похідних струмів. По-друге, описати перехідний процес у фізичних координатах: статорний — у координатах статора, роторний — у координатах ротора. За таких перетворень математичну модель турбоагрегата можна використовувати як повноцінний елемент моделі вузла навантаження у фізичних координатах [2].

Диференціальні рівняння турбогенераторів за симетричного навантаження і відсутності нульового проводу виглядають так [5, 6]:

$$\frac{d\Psi_{S,k}}{dt} = u_{S,k} - R_{S,k} i_{S,k}; \quad \frac{d\Psi_{f,k}}{dt} = u_{f,k} - R_{f,k} i_{f,k}; \quad (10)$$

$$\Psi_{S,k} = L_{S,k} i_{S,k} + \psi_{S,k}; \quad \Psi_{f,k} = L_{f,k} i_{f,k} + \psi_{f,k}; \quad (11)$$

$$\Psi_{SA,k} + \Psi_{SB,k} + \Psi_{SC,k} = 0; \quad i_{SA,k} + i_{SB,k} + i_{SC,k} = 0; \quad (12)$$

$$\psi_{SA,k} + \psi_{SB,k} + \psi_{SC,k} = 0, \quad (13)$$

де $\Psi_{S,k}$ — вектор-стовпці повних потокозчеплень фаз обмоток статорів; $\psi_{S,k}$ — вектор-стовпці основних потокозчеплень обмоток статорів; $u_{S,k} = u_1$ — вектор-стовпці фазних напруг обмоток статорів

(напряга вузла навантаження); $i_{S,k}$ — вектор-стовпці струмів статорів; $R_{S,k}$ — діагональні матриці резистивних опорів обмоток фаз статорів; $k=1,2,\dots,N$ — порядковий номер турбоагрегата, N — кількість турбоагрегатів в укрупненому блоці. З індексами f_k — аналогічні величини роторів.

На підставі (11) отримасмо

$$i_{S,k} = \alpha_{S,k} (\Psi_{S,k} - \psi_{S,k}); \quad i_{f,k} = \alpha_{f,k} (\Psi_{f,k} - \psi_{f,k}), \quad (14)$$

де $\alpha_{S,k} = L_{S,k}^{-1}$, $\alpha_{f,k} = L_{f,k}^{-1}$ — матриці обернених індуктивностей розсіяння обмоток статорів і лобових частин обмоток роторів, відповідно.

Продиференціювавши за часом (14) та розв'язавши сумісно з (10), отримаємо

$$di_{S,k}/dt = \alpha_{S,k} (u_{S,k} - R_{S,k} i_{S,k} - d\psi_{S,k}/dt), \quad (15)$$

$$di_{f,k}/dt = \alpha_{f,k} (u_{f,k} - R_{f,k} i_{f,k} - d\psi_{f,k}/dt). \quad (16)$$

Занешимо вирази для знаходження основних поточкозчеплень для одного генератора [5]

$$\psi_{SA} = c_1 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} B_r(R, \alpha) \cos(\alpha + \gamma) d\alpha, \quad (17)$$

$$\psi_{SB} = c_1 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} B_r(R, \alpha) \cos(\alpha + \gamma - 2\pi/3) d\alpha, \quad (18)$$

$$\psi_f = c_2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} B_r(R, \alpha) \cos \alpha d\alpha, \quad (19)$$

де γ — кут повороту магнітної осі d ротора відносно магнітної осі фази A статора; α — поточна координата; R — зовнішній радіус тіла ротора; $B_r(R, \alpha)$ — значення радіального компонента вектора магнітної індукції на поверхні ротора; c_1, c_2 — конструкційні коефіцієнти генератора [5].

Радіальний $B_{r,k}(r, \alpha)$ та кутовий $B_{\alpha,k}(r, \alpha)$ компоненти векторів магнітної індукції в тілі роторів знаходимо так [5]:

$$B_{r,k}(r, \alpha) = \frac{1}{r} \frac{\partial A_k(r, \alpha)}{\partial \alpha}; \quad B_{\alpha,k}(r, \alpha) = -\frac{\partial A_k(r, \alpha)}{\partial r}. \quad (20)$$

Рівняння вектор-потенціалу електромагнітного поля в роторах виглядають так [5, 7]:

$$\frac{\partial A_k}{\partial t} = \frac{1}{\gamma_{Ek}} \left[v_{\alpha k} \frac{\partial^2 A_k}{\partial r^2} + \frac{v_{r,k}}{r^2} \frac{\partial^2 A_k}{\partial \alpha^2} + \left(\frac{\partial v_{\alpha k}}{\partial r} + \frac{v_{\alpha k}}{r} \right) \frac{\partial A_k}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial v_{r,k}}{\partial \alpha} \frac{\partial A_k}{\partial \alpha} \right], \quad (21)$$

$$-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2; \quad 0 \leq r \leq R_k,$$

де $v_{\alpha k}, v_{r,k}$ — кутовий та радіальний компоненти релактивностей середовищ; γ_{Ek} — питомі електропровідності середовищ. У першому наближенні, з метою спрощення розв'язку крайової задачі, пазову та зубцеву зони поперечного перерізу ротора еквівалентуємо пелінійним анізотропним середовищем [5, 7]. Такий підхід дає змогу зменшити більш як на два порядки систему, істотно не знизивши ступінь адекватності математичної моделі.

Крайові умови для (21) виглядають так [5, 6]:

$$A_k(r, \alpha) |_{\alpha=-\pi/2} = -A_k(r, \alpha) |_{\alpha=\pi/2}; \quad (22)$$

$$\frac{\partial A_k(r, \alpha)}{\partial r} |_{r=R} = B_{\alpha k}(R_k, \alpha).$$

Значення $B_{\alpha k}(R_k, \alpha)$ знаходимо з нелінійного рівняння $H_{\alpha k}(R_k, \alpha) = v_{\alpha k}(R_k, \alpha) B_{\alpha k}(R_k, \alpha)$, яке розв'язуємо, наприклад, методом ділення кроку навпіл [5, 6]. Значення напруженості магнітного поля на поверхні ротора для одного генератора знаходимо так [5]:

$$H(R, \alpha) = \frac{1}{R} \left[(\rho_m \psi_{SA} - k_1 i_{SA}) \sin(\alpha + \gamma) + (\rho_m \psi_{SB} - k_1 i_{SB}) \sin(\alpha + \gamma - 2\pi/3) + (\rho_m \psi_{SC} - k_1 i_{SC}) \sin(\alpha + \gamma + 2\pi/3) + k_2 i_f \sin \alpha \right], \quad (23)$$

де k_1, k_2 — конструктивні коефіцієнти генератора; ρ_m — магнітний опір [5].

Продиференціювали за часом вирази (17)–(19), а також урахувавши, що область інтегрування за кутовою координатою не пов'язана з часом, отримаємо

$$d\psi_{SAk}/dt = c_{1k} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[(dB_{r,k}(R_k, \alpha)/dt) \cos(\alpha + \gamma_k) - \omega_k B_{r,k}(R_k, \alpha) \sin(\alpha + \gamma_k) \right] d\alpha, \quad (24)$$

$$\frac{d\psi_{SBk}}{dt} = c_{1k} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[(dB_{r,k}(R_k, \alpha)/dt) \cos(\alpha + \gamma_k - \frac{2\pi}{3}) - \omega_k B_{r,k}(R_k, \alpha) \sin(\alpha + \gamma_k - \frac{2\pi}{3}) \right] d\alpha, \quad (25)$$

$$d\psi_{fk}/dt = c_{2k} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[(dB_{r,k}(R_k, \alpha)/dt) \cos \alpha \right] d\alpha. \quad (26)$$

Продиференціювавши за часом перший вираз у (20), змінивши черговість диференціювання (часова та просторові координати незалежні), за умови $r=R_k$, отримуємо

$$\frac{dB_{rk}(R_k, \alpha, t)}{dt} = \frac{\partial B_{rk}(R_k, \alpha, t)}{\partial t} = R_k^{-1} \frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{\partial A_k(R_k, \alpha, t)}{\partial t} \quad (27)$$

Крайову умову для (27) визначимо згідно з умовою симетрії вектор-потенціалу відносно центра ротора [5], продиференціювавши згадану умову симетрії за часом

$$\left. \frac{\partial A(R_k, \alpha)}{\partial t} \right|_{\alpha=-\pi/2} = - \left. \frac{\partial A(R_k, \alpha)}{\partial t} \right|_{\alpha=\pi/2} \quad (28)$$

Значення похідної за часом від радіального компонента вектора магнітної індукції (27) підставляємо у вирази (24)–(26), попередньо здійснивши дискретизацію просторових похідних у (22) [5] та дискретизацію просторової похідної за координатою α у (27) за методом прямих.

Значення електромагнітного моменту генераторів обчислюємо так [5, 6]:

$$M_{EMk} = \sqrt{3} p_{0k} (\psi_{SAk} i_{SBk} - \psi_{SBk} i_{SAk}), \quad (29)$$

де p_{0k} — кількість пар магнітних полюсів генераторів.

До рівнянь електромагнітного стану системи додаємо рівняння механічного стану, записаним на підставі рівняння Лагранжа другого роду за умови абсолютно щільного валопроводу турбоагрегата

$$\frac{d\omega_k}{dt} = \frac{J_{\Sigma k}}{p_{0k}} (M_{Tk} - M_{Ek}); \quad \frac{d\gamma_k}{dt} = \omega_k, \quad (30)$$

де ω_k — механічна швидкість обертання роторів; $J_{\Sigma k}$ — сумарний момент інерції валопроводу турбоагрегатів; M_{Tk} — рушійний момент турбін; γ_k — кут повороту роторів.

Обчислення напруги укрупненого блоку здійснимо двома методами, у залежності від наявності чи відсутності в схемі (рис. 1) конденсаторної батареї. Усі параметри та функціональні залежності силового трансформатора під час розрахунків наведено за числом витків до його первинної обмотки з коефіцієнтом трансформації k_T .

Перший метод — батарея відсутня.

Запишемо рівняння на підставі законів Кірхгофа для першого вузла електромеханічної системи (рис. 1)

$$i_{S,1} + i_{S,2} + \dots + i_{S,N} + i_1 = 0; \quad u_{S,1} = u_{S,2} = u_1 = U_1. \quad (31)$$

Продиференціювавши за часом перший вираз

у (31) та розв'язавши одержаний результат сумісно з (1), (15), отримаємо

$$\begin{aligned} & \alpha_{S,1} \left(U_1 - R_{S,1} i_{S,1} - \frac{d\psi_{S,1}}{dt} \right) + \\ & + \alpha_{S,2} \left(U_1 - R_{S,2} i_{S,2} - \frac{d\psi_{S,2}}{dt} \right) + \dots + \\ & + \alpha_{S,N} \left(U_1 - R_{S,N} i_{S,N} - \frac{d\psi_{S,N}}{dt} \right) + \\ & + A_{11}(U_1 - R_1 i_1) + A_{12}(u_2 - R_2 i_2) = 0. \end{aligned} \quad (32)$$

З'єднаємо послідовно R_H з r_2 і L_H з $L_{\sigma 2}$ (нагадаємо, що батарея відсутня), чим виключимо із системи (1)–(9) рівняння (3), попередньо змінивши вигляд коефіцієнта α_2 у (4), тепер він виглядатиме так: $\alpha_2 = \text{diag} \left((L_{\sigma 2} + k_T^{-2} L_H)^{-1} \right)$ (див. (5)). Дане допущення призведе до такої зміни в рівнянні (2): $u_2 = k_T^{-1} u_0$. Тоді, на підставі (32), значення напруги першого вузла навантаження обчислюємо так:

$$\begin{aligned} U_1 \equiv u_1 = & \left(A_{11} + \sum_{k=1}^N \alpha_{S,k} \right)^{-1} \left\{ A_{11} R_1 i_1 - \right. \\ & - A_{12} \left[k_T^{-1} u_0 - (R_2 + k_T^{-2} R_H) i_2 \right] + \\ & \left. + \sum_{k=1}^N \alpha_{S,k} \left(R_{S,k} i_{S,k} + \frac{d\psi_{S,k}}{dt} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (33)$$

а реальне (не приведенне за числом витків трансформатора) значення напруги другого вузла, за умови нестационарного зв'язку й напруги навантаження

$$i_L = -k_T^{-1} i_2; \quad u_H = R_H i_L + L_H di_L/dt, \quad (34)$$

обчислюємо так:

$$\begin{aligned} U_2 = u_0 + u_H = & u_0 - k_T^{-1} (R_H i_2 + L_H di_2/dt) = \\ = & u_0 - k_T^{-1} \left\{ R_H i_2 + L_H \left[A_{21} (U_1 - R_1 i_1) + \right. \right. \\ & \left. \left. + A_{22} \left(k_T^{-1} u_0 - (R_2 + k_T^{-2} R_H) i_2 \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (35)$$

Сумісному інтегруванню підлягає така система диференціальних рівнянь: (1), (2), (15), (16), (21), (30) за умови (4)–(9), (17)–(19), (23)–(26), (27)–(29), (33)–(35).

Другий метод: батарея в наявності.

На підставі (31)–(33), за умов $u_1 = U_1^{(C)}$ та $u_2 = k_T^{-1} (u_C + u_0)$ (див. (1), (2)), запишемо

$$U_1^{(C)} = \left(A_{11} + \sum_{k=1}^N \alpha_{Sk} \right)^{-1} \left\{ A_{11} R_1 i_1 - A_{12} \left[k_T^{-1} (u_C + u_0) - R_2 i_2 \right] + \sum_{k=1}^N \alpha_{Sk} \left(R_{Sk} i_{Sk} + \frac{d\psi_{Sk}}{dt} \right) \right\}. \quad (36)$$

Запишемо закони Кірхгофа для вузла вищої напруги за умови $u_C = u_H$

$$k_T^{-1} i_2 + i_L + i_C = 0; \quad k_T u_2 = u_C + u_0 = U_2^{(C)}. \quad (37)$$

Напругу на конденсаторі знаходимо на підставі другого виразу в (3) та першого виразу в (37)

$$du_C/dt = -C_H^{-1} (k_T^{-1} i_2 + i_L). \quad (38)$$

Реальне (не приведене за числом витків силового трансформатора) значення напруги другого вузла ($U_2^{(C)}$) шукаємо з другого виразу в (37), а реальне значення струму — навантаження — за першим виразом у (34), поклавши $i_L \rightarrow i_H$.

Тепер сумісному інтегруванню підлягає така система: (1), (2), перший вираз у (3), (15), (16), (21), (30), (38) за умови (4)—(9), (17)—(19), (23)—(26), (27)—(29), (36).

Результати комп'ютерної симуляції. Просторово-часова дискретизація рівнянь з частинними похідними здійснюється аналогічним чином як [5]. Комп'ютерна симуляція здійснюється для вузла навантаження, елементами якого є два модельних турбогенератора ТВВ-165 [4] з такими паспортними даними: $P_H = 165$ МВт, $\cos \varphi_H = 0,85$, $U_H = 18$ кВ, $p_0 = 1$, силовий трансформатор ТМЦ-400000/110 з такими паспортними даними: $S_H = 400$ МВА, $U_{НВ} = 121$ кВ, $U_{НН} = 20$ кВ, а також навантаження $R_H = 32,58$ Ом, $L_H = 9,7$ мГн, батарея відсутня та $u_0 = 0$ (рис. 1). Стани збудження, навантаження та КЗ для обох генераторів здійснюються за схемою, запропонованою в [5, 6] (в початковий момент часу на обмотку розігнаних до синхронної швидкості роторів ненавантажених генераторів подано напругу). У неробочому стані напруга збудження становила 80% від номінальної. У момент підключення до вузла навантаження напругу збудження генераторів збільшено до номінальної, що дало змогу підвищити напругу на навантаженні в робочому стані. До моменту КЗ швидкість валопроводу турбоагрегату була незмінною, що істотно зменшило час перехідного процесу [5, 6]. У момент КЗ турбіну від'єднано від роторів (фізично це можна представити як миттєвий обріз болтів муфти валопроводу). Симуляція процесів здійснюється у два етапи. На першому етапі досліджується електромашинна система за умови однакових напруг

збудження генераторів (в усталеному процесі), а на другому — система з різними напругами збудження, а саме $u_{f1} = 2u_{f2} = u_{fn}$ (u_{fn} — номінальна напруга збудження). Параметри елементів вузла на обох етапах були незмінними. Результати комп'ютерної симуляції наочно відтворені на рисунках.

На рис. 2 показано фазну напругу електричного вузла навантаження як функцію часу на першому етапі симуляції. На рисунку видно всі три режими вузла (неробочий стан $t \in (0,4)$ с, стан навантаження — $t \in (4,8)$ с та КЗ — $t \in (8,12)$ с).

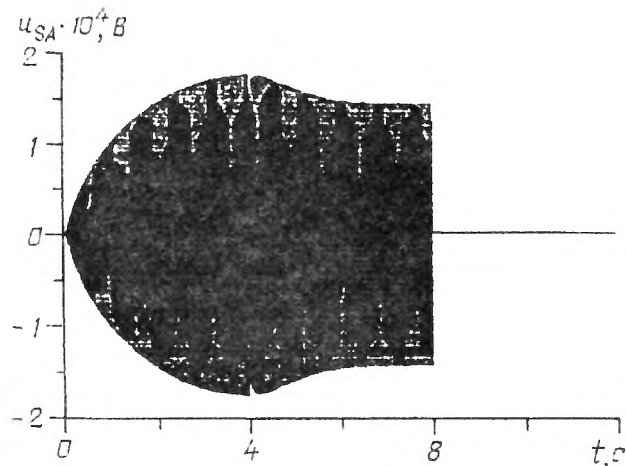


Рис. 2

На рис. 3 показано цю ж напругу, але на другому етапі симуляції. Тепер напруга істотно зменшилась, порівняно з першим етапом (в усталеному процесі амплітудні значення цих напруг становлять, відповідно $U_{\max(1)} = 14,4$ кВ, $U_{\max(2)} = 11,3$ кВ), така різниця пов'язана із зменшенням напруги збудження другого генератора.

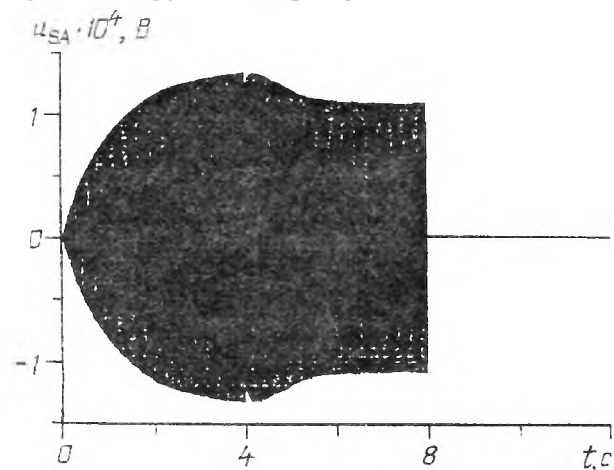


Рис. 3

На рис. 4 показано струми фази А в обмотках якорів першого та другого генераторів як функції часу на першому етапі симуляції. Зазначимо, що за умови однакових струмів збудження обох генераторів під час неробочого ходу п'яких зрівнювальних струмів у збірних шинях не протікає. Це означає,

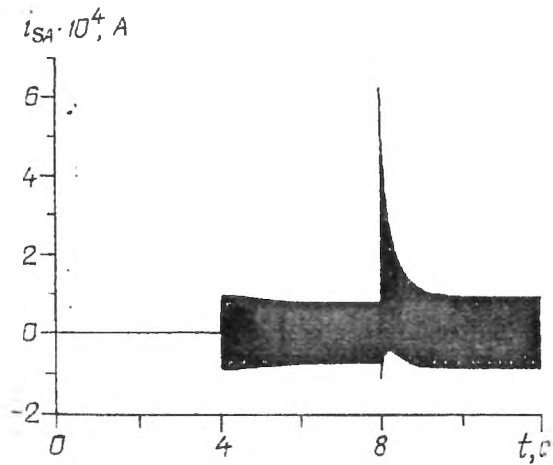


Рис. 4

що обидва генератори працюють в однаковому режимі (їх можна розглядати як два автономних пристрої).

Зовсім інша картина на другому етапі симуляції. На рис. 5 та рис. 6 показано струми в обмотках якорів першого та другого генераторів як функції часу, відповідно. Тепер у неробочому стані в збірних шинях протікає зрівноважений струм, причому для обох генераторів він є однаковим (згідно з першим законом Кірхгофа). Але магнітна дія цього струму для обох генераторів є кардинально протилежною. Для першого турбогенератора струм є розмагнічувальним, натомість для другого — намагнічувальним. Зазначимо, що хоч максимальні значення

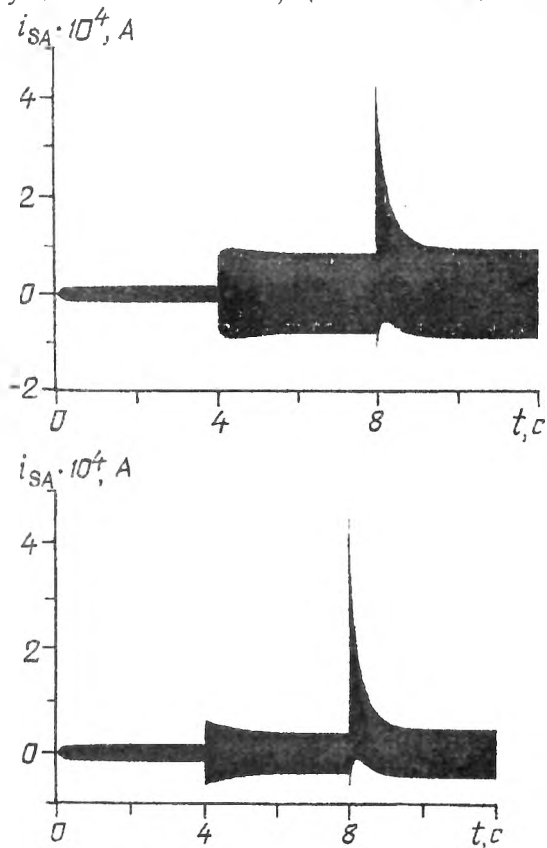


Рис. 5,6

чення струмів якоря в усталеному процесі істотно відрізняються для обох генераторів (для першого $I_{\max 1} = 10$ кА, а для другого $I_{\max 2} = 5,5$ кА), значення ударних струмів для обох генераторів майже однакові — в межах 50 кА, що показує домінуючий вплив на їхній характер магнітного поля реакції якоря [5].

На рис. 7 та на рис. 8 показано перехідний процес струму збудження для першого та другого турбогенераторів на другому етапі симуляції, відповідно. В усталеному процесі струми збудження відрізняються майже в два рази (для першого генератора $i_{f1} = 2,3$ кА, а для другого $i_{f1} = 1,2$ кА), хоч напруга на обмотках якорів обох генераторів однакова. Отже, намагнічувальний струм другий генератор споживає від першого. Доказом цього може бути рис. 8. Розглянемо цей рисунок у часовому діапазоні $t \in (0; 0,4)$ с. Значення струму на цьому інтервалі є від'ємним. Очевидно, що в роторному колі діє проти-ЕРС. А це можливо тільки у випадку одержання реактивної енергії ззовні, тобто від першого генератора.

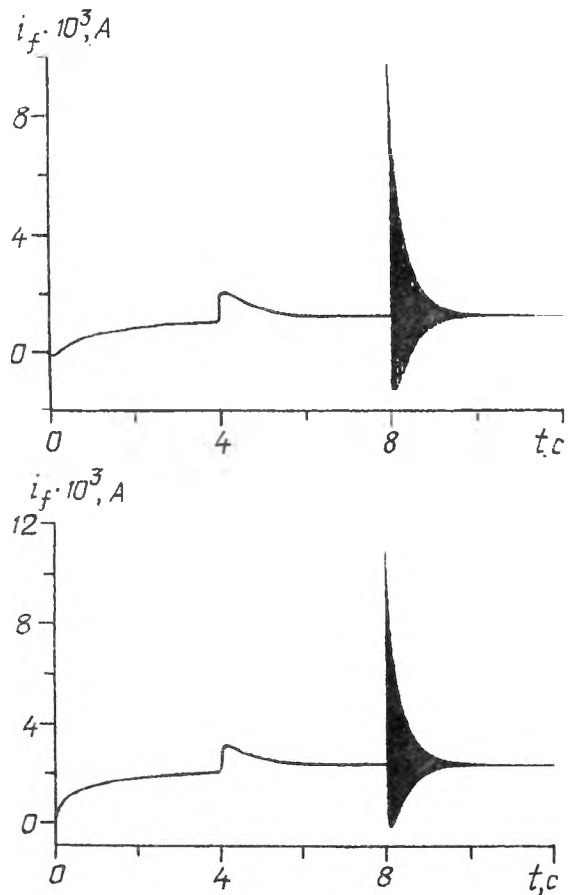


Рис. 7, 8

На рис. 9 та рис. 10 показано розподіл радіального компонента вектора магнітної індукції першого та другого генераторів у момент часу $t = 3$ с на другому етапі симуляції. Аналізуючи рис. 7 та рис. 8, можна зробити висновок, що значення радіальних компонентів векторів магнітного поля обох генераторів мали б відрізнятись, адже струми

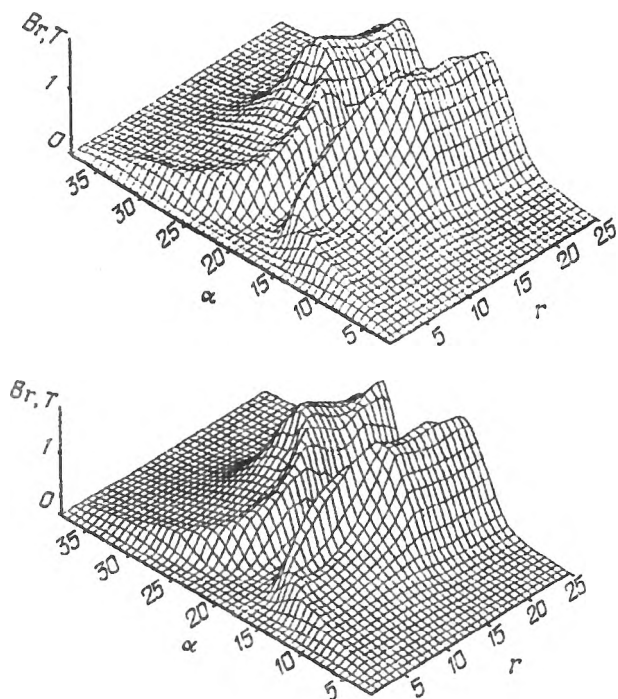


Рис. 9, 10

збудження різняться майже у два рази. Але цього на рис. 9 та рис. 10 не спостерігається. Значення радіальних компонентів вектора магнітної індукції для обох генераторів практично однакові (зрозуміло, у межах невеликої похибки). Причина цього знову ж таки пояснюється розмагніченням першого генератора і намагніченням другого, за допомогою зрівнювальних струмів.

На рис. 11 показано напругу вітки навантаження другого електричного вузла як функцію часу на другому етапі симуляції. Її значення є однією з найосновних характеристик електромашинної системи. Зауважимо, що значення цієї напруги (35) знайти неможливо, не обчисливши напругу першого вузла електричного навантаження за формулою (33). В усталеному процесі максимальне значення напруги вітки навантаження $U_{2H\max} = 64$ кВ.

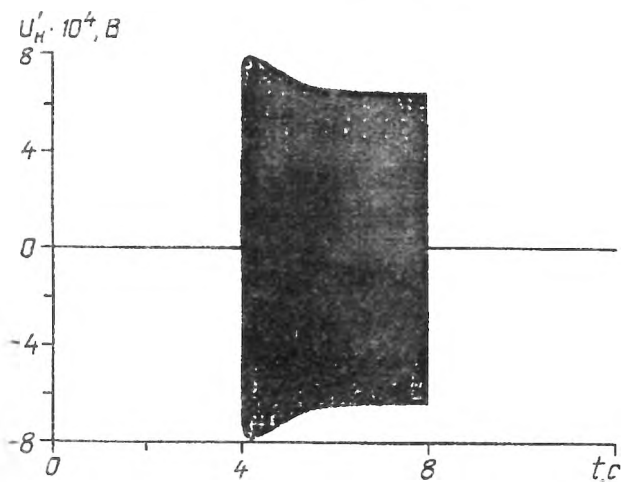


Рис. 11

Висновок. Математичне моделювання електромеханічних перехідних процесів у вузлі навантаження, елементами якого є турбогенератори та силовий трансформатор, доцільно здійснювати за умови подання математичних моделей усіх елементів згаданого вузла в координатах струмів [2], що дає можливість обчислення значення напруги вузла як в перехідних, так і усталених станах. Запропонована модель вузла навантаження в математичному аспекті становить крайову задачу із заданням крайових умов першого та другого роду, яка розв'язана шляхом дискретизації просторових похідних за методом прямих і зведенням системи дискретизованих нелінійних диференціальних рівнянь до задачі Коші. Результати комп'ютерної симуляції переконливо доводять, що запропонований метод розрахунку електромеханічних перехідних процесів в укрупненому блоці є порівняно простим в алгоритмічній реалізації та повністю можливий за допомогою персональних комп'ютерів.

1. Васильковский Ю.Н., Петухов И.С. Математическое моделирование переходных процессов в электрических машинах с массивным ферромагнитным ротором // Электричество. — 1984. — № 10. — С. 17–21.

2. Веретенников Л.П., Целецкий В.А. Общий алгоритм исследования несимметричных режимов в автономных энергетических системах // Электричество. — 1970. — № 6. — С. 20–27.

3. Орлова И.Н. и др. Электротехнический справочник (Том III. Книга первая). — М.: Энергоиздат. 1982. — 656 с.

4. Хуторецкий Г.М. Проектирование и расчет современных двухполюсных турбогенераторов. — Л.: ЛПИ. 1962. — 150 с.

5. Чабан А. Алгоритм розрахунку ударних струмів та моментів синхронного турбогенератора в режимі короткого замикання на виводах якоря // Техн. електродинаміка. — 2005. — № 5. — С. 54–58.

6. Чабан А. Математичне моделювання електромеханічних коливних процесів на прикладі системи парова турбіна — турбогенератор // Електротехніка і електромеханіка. — 2006. — № 4. — С. 37–41.

7. Чабан В.И. Основы теории переходных процессов электромашинных систем. — Львов, Вища школа, 1980. — 200 с.

Надійшла 21.08.2006