КОРОТКІ ПОВІДОМЛЕННЯ

УДК 621.313

СИМУЛЯЦІЯ ФЕРОРЕЗОНАНСНИХ РЕЖИМІВ ЕЛЕКТРИЧНИХ МАШИН

© *Василь Чабан, Леонід Білий, Ігор Білозор, Віктор Лишук, 2002*

Національний університет "Львівська політехніка", кафедра "Теоретична та загальна електротехніка",
вул. С.Бандери, 12, 79013, Львів, Україна

Запропоновано метод розрахунку ферорезонансних режимів електричних машин, що базується на побудові моделі чутливости до початкових умов і ньютонівських ітераціях. Наведено результати комп'ютерної симуляції.

Предложен метод расчета феррорезонансных режимов электрических машин, который базируется на построении модели чувствительности к начальным условиям и ньютоновских иерациях. Приведены результаты расчета.

There is proposed the method of calculation of ferroresonance regimes of electric machines. The method is based on construction of sensitivity model to initial condition and on Newton's iterations. The results of computation are given.

Задача розрахунку ферорезонансних режимів електричних машин належить до однієї з найскладніших теоретичних задач електромеханіки. Вимірювання параметрів процесу в таких випадках вимагає знання діапазонів зміни струмів і напруг, що конче потрібно для оптимізації вимірної системи.А для цього треба володіти досконалою математичною моделлю електромеханічної системи. Реалізація її на комп'ютері створює широкі можливості для оптимізації, а заодно дає змогу уникнути дорогих експериментальних досліджень. Ми пропонуємо її вирішення на підставі побудови моделі чутливости до початкових умов. Щоб не ускладнювати виклади, зупинимося на прикладі, найпростішого синхронного неявнополюсного генератора, що містить по одному електричному контуру на статорі та роторі. Роторний контур утворює обмотка збудження, а статорний – дві фази, замкнуті на конденсатор. Вважатимемо, що малі коливання швидкости в околі синхронної не впливають на фізичний процес. Це уможливлює розглядати задачу в електромагнетному наближенні при заданій частоті обертання $\omega = \text{const}$.

Рівняння електромагнетного стану машини запишемо в загальному вигляді*

$$\frac{dI}{dt} = \mathrm{A}(U - RI - U_C) + E; \quad \frac{dU_C}{dt} = C^{-1}I, \tag{1}$$

де

$$I = \begin{array}{|c|}\hline i_S \\ \hline i_f \\ \hline\end{array}; \quad U = \begin{array}{|c|}\hline \\ \hline u_f \\ \hline\end{array}; \quad U_C = \begin{array}{|c|}\hline u_C \\ \hline \\ \hline\end{array}; \quad I = \begin{array}{|c|}\hline i_S \\ \hline i_f \\ \hline\end{array}; \quad R = \begin{array}{|c|c|}\hline r_S & \\ \hline & r_f \\ \hline\end{array}; \quad C = \begin{array}{|c|c|}\hline C_S & \\ \hline & \\ \hline\end{array};$$

$$\mathrm{A} = \frac{1}{fn - m^2}\begin{array}{|c|c|}\hline f & -m \\ \hline -m & n \\ \hline\end{array}; \quad E = \begin{array}{|c|}\hline (i_{mS} i_S b + l_\tau) i_f \omega \sin\gamma \\ \hline (i_{mf} i_f b + l_\tau) i_S \omega \sin\gamma \\ \hline\end{array}; \; b = (l_\rho - l_\tau)/i_m^2; \tag{2}$$

$$i_m = \sqrt{i_{mS} i_S + i_{mf} i_f}; \quad i_{mS} = i_S + i_f \cos\gamma; \quad i_{mf} = i_f + i_S \cos\gamma;$$

$$n = l_S + i_{mS}^2 b + l_\tau; \quad f = l_f + i_{mf}^2 b + l_\tau; \quad m = i_{mS} i_{mf} b + l_\tau \cos\gamma,$$

* *Чабан В. Математичне моделювання електромеханічних процесів. – Львів, 1997.*

причому l_ρ і l_τ знаходимо за кривою намагнечування машини $\psi_m = \psi_m(i_m)$ як

$$l_\rho = d\psi_m / di_m; \quad l_\tau = \psi_m / i_m . \qquad (3)$$

де i_S, i_f – струми обмоток статора й ротора; u_f – напруга обмотки збудження; u_C – напруга конденсатора, що в обмотці статора; ψ_m, i_m – основне потокозчеплення й намагнечувальний струм; γ – кут повороту ротора; r_S , r_f – опори обмоток статора й ротора; $l_{S,}$ $l_{R;}$ – індуктивності розсіяння обмоток статора й ротора; C_S – ємність конденсатора.

Введемо в розгляд додаткове диференціальне рівняння, яке не підлягає інтегруванню

$$\frac{d\Psi}{dt} = U - RI - U_C , \qquad (4)$$

де Ψ – колонка повних потокозчеплень, яка за структурою збігається з колонкою I (2).

Утворимо колонку невідомих

$$x = (I, U_C)_t . \qquad (5)$$

Накладемо на функцію (5) умову періодичності

$$F(x(0)) = x(0) - x(x(0), T) = 0, \qquad (6)$$

де T – період.

Трансцендентне рівняння (6) розв'язуємо ітераційним методом Ньютона

$$x(0)^{(k+1)} = x(0)^{(k)} - \left[F'(x(0)^{(k)}) \right]^{-1} F(x(0)^{(k)}), \quad (7)$$

де

$$F'(x(0)) = 1 - \Sigma(T). \qquad (8)$$

Матрицю монодромії знаходимо згідно з [1]

$$\Sigma(T) = B(T) S(T), \qquad (9)$$

де

$$B = diag(\mathrm{A}, 1); \qquad S = (z, v)_t . \qquad (10)$$

Субколонки

$$z = \partial\,\Psi / \partial x(0); \qquad v = \partial U_C / \partial x(0) \qquad (11)$$

знаходимо з рівнянь першої варіації від (4)

$$\frac{dz}{dt} = -R\mathrm{A}z - v; \qquad \frac{dv}{dt} = C^{-1}\mathrm{A}z. \qquad (12)$$

На кожній ітерації формули (6) сумісному інтеґруванню на часовому інтервалі T підлягає система звичайних диференціальних рівнянь (1), (12). Початкові умови $x(0)$ задаються, а для z і v знаходяться згідно з виразом

$$S(0) = diag(\mathrm{A}^{-1}, 1). \qquad (13)$$

Нижче наводимо результати комп'ютації ферорезонансних режимів модельного неявнополюсного синхронного ґенератора.

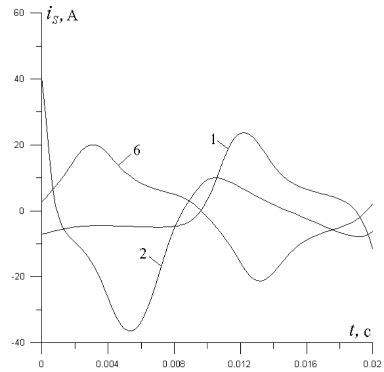

Рис. 1. Розрахункові криві струму статора на шести ітераціях, що призвели до першого стійкого ферорезонансного режиму

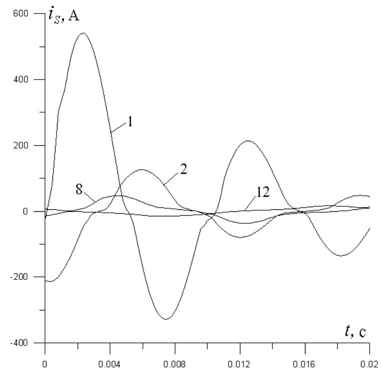

Рис. 2. Розрахункові криві струму статора на дванадцяти ітераціях, що призвели до нестійкого ферорезонансного режиму

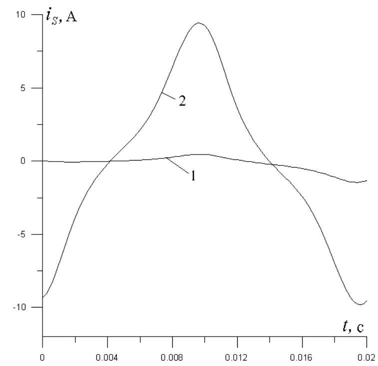

Рис. 3. Розрахункові криві струму статора на двох ітераціях, що призвели до другого стійкого ферорезонансного режиму

На рис. 1 – 3 показано результати ітераційних наближень струму статора на періоді до стійких (рис. 1, 2) і нестійкого (рис. 3) станів. Той чи інший стан був отриманий при певному нульовому наближенні формули Ньютона, що визначає зону притягання усталеного процесу. Численні результати симуляції підтвердили високу надійність і точність запропонованого методу аналізу. До речі, це єдиний з усіх відомих методів розв'язання цієї задачі, що дає змогу одержувати результат з наперед заданою точністю. Методи позачасової області – метод гармонічного балансу, метод колокації – такої можливости не мають. Крім того, вони значно складніші й вимагають побудови достатньо складних комп'ютерних проґрам.

Ще одна дуже важлива перевага запропонованого методу – можливість розрахунку не тільки усталених процесів, але й перехідних. Для цього достатньо спрямувати значення періоду T до безмежності.

Використано вхідні дані: $r_S = 7$ Ом; $r_f = 5$ Ом; $l_{S,} = 0{,}0121$ Гн$^{-1}$; $l_R = 0{,}2325$ Гн$^{-1}$; $C_S = 63{,}69$ мкФ; $u_f = 14$ В; $\omega = 314$ с$^{-1}$; крива намагнечування:

$$\psi_m = \begin{cases} 0{,}0216 i_m + 1{,}964 - 2{,}154\exp(-0{,}258 i_m), & if\ i_m > 2; \\ 0{,}365, & if\ i_m \le 2. \end{cases}$$

УДК 621.313

ПРО ЗАСТОСУВАННЯ МОДЕЛІ ЧУТЛИВОСТІ ДО ПОЧАТКОВИХ УМОВ НЕЛІНІЙНИХ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ ВИМІРЮВАЛЬНИХ СИСТЕМ

© Леонід Білий, 2002

Дніпропетровський державний технічний університет залізничного транспорту (львівський факультет), Львів

Пропонується метод побудови моделі чутливості до початкових умов розв'язування нелінійних диференціальних рівнянь вимірювальних систем.

Предлагается метод построения модели чувствительности к начальным условиям решения нелинейных дифференциальных уравнений измерительных систем.

The method of build-up of model of parametric sensitivity to the starting condutions of a solution of the nonlinear differential equations is offered.

Модель чутливості до початкових умов широко застосовується в задачах пошуку періодичних розв'язків нелінійних звичайних диференціальних рівнянь, що описують різноманітні технічні системи, наприклад, електромеханічні, вимірювальні, автоматики, комп'ютерні тощо. Ці рівняння можуть бути достатньо складні, а відомі математичні методи побудови відповідних моделей не можна застосувати внаслідок їх складності.

Основним компонентом моделі чутливості є матриця монодромії і важкість аналізу пов'язана саме з її визначенням. Запропоновано[*] знаходити її у вигляді добутку двох інших матриць. Ми всесторонньо дослідили цю ідею й з успіхом використали в практичних розрахунках. На підставі цього пропонується аналогічний підхід при дослідженні вимірювальних систем, бо величини, які підлягають вимірюванню, найчастіше є усталеними значеннями фізичних вимірюваних параметрів.

Диференціальні рівняння вимірювальних системи запишемо в загальному вигляді

$$\frac{dx}{dt} = A(x)\cdot\left(x + B(t)\right), \tag{1}$$

де x – вектор змінних; $A(x)$ – матриця коефіцієнтів; $B(t)$ – вектор вільних членів (збурюючих сигналів системи).

Вектор початкових умов диференціального рівняння (1) позначимо $x(0)$. Система (1) при заданих початкових умовах $x(0)$ становить задачу Коші для диференціальних рівнянь.

Як зазначалося раніше, нас цікавить усталений (періодичний) процес системи. У такому разі на рівняння (1) накладається додаткова умова періодичності

$$F\left(x(0)\right) = x(0) - x\left(x(0), T\right) = 0\,, \tag{2}$$

де T – період.

Тепер вектор початкових умов належить до невідомих. Його одержуємо внаслідок розв'язання

[*] *Чабан В.Й., Билый Л.А. К расчету периодических режимов электроэнергетических устройств // Техническая электродинамика. – 1982. – №1. – С. 73-77.*