

Дніпровський державний технічний університет, м. Кам'янське

**КІНЕТИКА ЗБУДЖЕННЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ В АСИНХРОННОМУ
ВЕНТИЛЬНОМУ КАСКАДІ**

Вступ. Нелінійність системи диференціальних рівнянь асинхронного вентильного каскаду (АВК) перешкоджає виділенню і розгляду обертового магнітного поля в якості самостійного фізичного об'єкта. Тим часом сутність фізичних процесів векторного керування АВК, зокрема процесів збудження магнітного потоку, тобто утворення і зміни обертового поля, стає більш ясною, якщо це поле розглядати саме як самостійний об'єкт. У [1] така задача спрощено розв'язувалася при частотному керуванні асинхронними машинами (АМ) з короткозамкненим ротором. Для АВК, коли статор АМ живиться від мережі, а роторне коло – від перетворювача частоти, задача дослідження кінетики магнітного поля не розглядалася.

Для якісного керування швидкістю в каналі активної потужності АВК необхідно, щоб магнітний потік був постійним. Однак процес намагнічування АМ у схемі АВК в основному обумовлений напругою мережі живлення, що істотно обмежує можливість активного впливу на формування опорного вектора потокозчеплення статора за допомогою регулятора реактивної складової струму ротора [2]. Якісно керувати електромагнітним моментом АМ на початковому етапі пуску, коли потокозчеплення статора приймає сталі значення після тривалих спадних за амплітудою коливань, стає неможливим. Дане явище приводить до необхідності подавати сигнал завдання в канал регулювання швидкості, коли вектор потокозчеплення статора досягне сталого значення при нерухомому роторі і відсутності моменту навантаження на валу.

Постановка задачі. Ставиться задача дослідити процес збудження магнітного поля в АВК і вплив на цей процес регулятора струму при різних його структурах у каналі реактивної потужності.

Результати роботи. Обґрунтувати можливість розгляду кінетики магнітного потоку ізольовано від реакції каналу активної потужності можна за умови, що ротор системою керування утримується нерухомим і реактивний струм ротора стабілізується його регулятором на визначеному рівні.

Для дослідження процесу намагнічування необхідно записати його рівняння динаміки. Нижче наведена повна система рівнянь АВК в ортогональних осях, орієнтованих за вектором потокозчеплення статора $\vec{\Psi}_s$:

$$p\omega = -\frac{3N^2k_s}{2J}\Psi_s I_{rv} - \frac{N}{J}M_c;$$

$$pI_{rv} = \frac{k_s}{L_\delta}\Psi_s\omega - \frac{I_{rv}}{T_l''} + \omega I_{ru} - k_s R_s \frac{I_{rv}I_{ru}}{\Psi_s} - \left(\frac{I_{ru}}{\Psi_s} + \frac{k_s}{L_\delta}\right)U_s \sin v + \frac{U_{rv}}{L_\delta};$$

$$pv = \omega_0 - \frac{k_s R_s I_{rv}}{\Psi_s} - \frac{U_s \sin v}{\Psi_s};$$

$$p\Psi_s = -\frac{\Psi_s}{T_s} + \frac{L_m}{T_s} I_{ru} + U_s \cos v; \quad (1)$$

$$pI_{ru} = \frac{k_s}{T_s L_\delta} \Psi_s - \frac{I_{ru}}{T_l''} - \omega I_{rv} + k_s R_s \frac{I_{rv}^2}{\Psi_s} + \frac{I_{rv}}{\Psi_s} U_s \sin v - \frac{k_s}{L_\delta} U_s \cos v + \frac{U_{ru}}{L_\delta}.$$

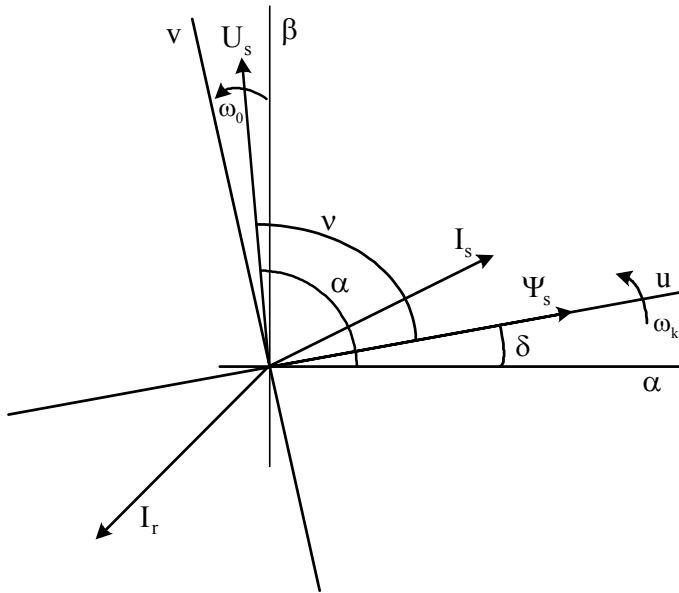


Рисунок 1 – Векторна діаграма АВК в осях координат, спрямованих за вектором потокозчеплення статора

Для кращого розуміння системи рівнянь (1) на рис.1 наведена векторна діаграма АВК, яка пояснює розташування основних векторів і кути між ними. З рис.1 видно що v – це кут між опорним вектором потокозчеплення статора Ψ_s і вектором напруги статора U_s .

У каналі реактивної потужності регулюється струм I_{ru} і його перехідний процес цілком визначається системою керування. Отже, останнє рівняння системи (1) можна не розглядати. У каналі активної потужності працюють два послідовно включених регулятори активного струму ротора і швидкості, що задають динаміку координат I_{rv} і ω [2].

Тому не враховуються і два перших рівняння системи (1). Приймається, якщо ротор нерухомий, то момент навантаження відсутній та $I_{rv} = 0$. Тоді математична модель динаміки потокозчеплення статора складається з двох рівнянь, які залишилися, а саме:

$$pv = \omega_0 - \frac{U_s \sin v}{\Psi_s}; \quad p\Psi_s = -\frac{\Psi_s}{T_s} + \frac{L_m I_{ru}^*}{T_s} + U_s \cos v, \quad (2)$$

де I_{ru}^* – сигнал завдання релейному регулятору реактивної складової струма ротора;

$$T_s = L_s / R_s; \quad L_s = L_m + L_{s\sigma}, \quad (3)$$

У результаті апроксимації універсальної кривої намагнічування [3] визначені вигляд функції індуктивності намагнічування $L_m = f(\Psi_s)$ та її параметри [4]:

$$L_m = 1,504 L_{mH} \left(\frac{\Psi_s}{\Psi_{SH}} \right) \text{ctg} \left(\frac{\Psi_s}{\Psi_{SH}} \right) = a \Psi_s \text{ctg}(b \Psi_s), \quad (4)$$

де $a = 1,504 L_{mH} / \Psi_{SH}$; $b = 1 / \Psi_{SH}$.

Якщо підставити (3) і (4) у систему рівнянь (2), то після перетворень буде:

$$pv = \omega_0 - \frac{U_s \sin v}{\Psi_s}; \quad p\Psi_s = -\frac{R_s \Psi_s}{a \Psi_s \text{ctg}(b \Psi_s) + L_{s\sigma}} + k_s R_s I_{ru}^* + U_s \cos v, \quad (5)$$

де $k_s = L_m / L_s$.

Врахуємо, що $L_m \gg L_{s\sigma}$, і малим параметром $L_{s\sigma}$ (індуктивність розсіювання статора) у системі рівнянь (5) можна знехтувати. Тоді рівняння (5) приймають вигляд:

$$p\nu = \omega_0 - \frac{U_s \sin \nu}{\Psi_s}; \quad p\Psi_s = -\frac{R_s}{a} \operatorname{tg}(b\Psi_s) + U_s \cos \nu + k_s R_s I_{ru}^*. \quad (6)$$

Локальна стійкість сталого процесу визначається власними числами матриці Якобі J , елементи якої обчислюються в точці стаціонарного режиму. Співвідношення для визначення елементів матриці Якобі системи (6) наведені нижче:

$$\begin{aligned} c_{11} &= \frac{\partial f_1}{\partial \nu} = -\frac{U_s \cos \nu}{\Psi_s}; & c_{12} &= \frac{\partial f_1}{\partial \Psi_s} = \frac{U_s \sin \nu}{\Psi_s^2}; \\ c_{21} &= \frac{\partial f_2}{\partial \nu} = -U_s \sin \nu; & c_{22} &= \frac{\partial f_2}{\partial \Psi_s} = -\frac{R_s b}{a \cos^2(b\Psi_s)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для визначення числових значень коефіцієнтів (7) необхідно знайти точку сталого режиму роботи $(\tilde{\nu}, \tilde{\Psi}_s)$ в результаті розв'язання системи рівнянь, яка виходить з (6) обнулінням похідних. При $p\nu = 0$ з першого рівняння (6) маємо

$$\tilde{\Psi}_s = \frac{U_s \sin \tilde{\nu}}{\omega_0}. \quad (8)$$

У результаті підстановки в друге рівняння (6) при $p\Psi_s = 0$ виразу (8) приходимо до наступного нелінійного рівняння відносно кута $\tilde{\nu}$:

$$-\frac{R_s}{a} \operatorname{tg}\left(\frac{bU_s \sin \tilde{\nu}}{\omega_0}\right) + U_s \cos \tilde{\nu} + k_s R_s I_{ru}^* = 0. \quad (9)$$

З виразів для елементів матриці Якобі (7) випливає, що величина реактивного струму ротора I_{ru}^* , яка може утримуватися регулятором на будь-якому постійному рівні, не впливає на власну динаміку систем рівнянь (5) і (6). Однак струм I_{ru}^* входить у рівняння (9) і тим самим впливає на координати точки сталого режиму $(\tilde{\nu}, \tilde{\Psi}_s)$ і, отже, на її властивості в сенсі стійкості. Тому доданок $k_s R_s I_{ru}^*$ у системах рівнянь (5) і (6) виконує роль зовнішнього впливу, який або сприяє найшвидшому вгасанню коливань потокозчеплення статора Ψ_s , або навпаки, приводить до збільшення їх тривалості з переходом у межі до автоколивань.

Характеристичне рівняння матриці Якобі має вигляд

$$\det(J - \lambda E) = \lambda^2 + (-c_{11} - c_{22})\lambda + (c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21}) = 0. \quad (10)$$

Тоді дійсна частина коренів характеристичного рівняння дорівнює

$$\operatorname{Re} \lambda = \frac{c_{11} + c_{22}}{2} = -\frac{U_s \cos \tilde{\nu}}{2\tilde{\Psi}_s} - \frac{R_s b}{2a \cos^2(b\tilde{\Psi}_s)}. \quad (11)$$

Відомо [5], що за умови $\operatorname{Re} \lambda < 0$, час перехідного процесу оцінюється виразом

$$t_{nep} \approx \frac{3}{|\operatorname{Re} \lambda|}. \quad (12)$$

Якщо в лінеаризованій системі існує область, у якій для коренів характеристичного рівняння матриці Якобі виконується умова $Re \lambda \geq 0$, то у вихідній нелінійній системі в цій області будуть автоколивання [6]. Тому знайдемо значення реактивного струму ротора, більше якого в АВК будуть автоколивання вектора потокозчеплення статора. Для цього потрібно розв'язати рівняння $Re \lambda(\hat{I}_{ru}^*) = 0$. З метою одержання цього рівняння виразимо величину $U_s \cos \nu$ з другого рівняння (6) у статиці ($p\Psi_s = 0$):

$$U_s \cos \nu = \frac{R_s}{a} \operatorname{tg}(b\Psi_s) - k_s R_s I_{ru}^* . \quad (13)$$

Підставимо у рівняння (11) знайдену величину (13), прирівняємо отриманий вираз нулю і після перетворень приходимо до граничного значення реактивного струму ротора

$$\hat{I}_{ru}^* = \frac{b\tilde{\Psi}_s}{a k_s \cos^2(b\tilde{\Psi}_s)} + \frac{\operatorname{tg}(b\tilde{\Psi}_s)}{a k_s} . \quad (14)$$

Якщо зробити відоме допущення $R_s = 0$, що не приводить до істотної погрішності для АМ середньої і великої потужності, то з другого рівняння (6) при $p\Psi_s = 0$ одержуємо $U_s \cos \tilde{\nu} = 0$. Тоді $\tilde{\nu} = \pi/2$, а з формули (8) випливає $\tilde{\Psi}_s = U_s / \omega_0$. Підставляємо це значення $\tilde{\Psi}_s$ в рівняння (14) і визначаємо граничне значення струму

$$\hat{I}_{ru}^* = \frac{bU_s}{a k_s \omega_0 \cos^2\left(\frac{bU_s}{\omega_0}\right)} + \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{bU_s}{\omega_0}\right)}{a k_s} . \quad (15)$$

За розробленою методикою досліджені АВК на основі АМ з фазним ротором серії 4А різної потужності і для всіх АМ отримані аналогічні результати. Нижче запропоновані результати досліджень для АВК з АМ типу 4АНК160S4У3 з наступними паспортними даними: $P_n = 14 \text{кВт}$; $U_{sfH} = 220 \text{В}$; $n = 1500 \text{об/хв}$; $\eta = 0,865$; $\cos \varphi_{SH} = 0,85$; $X_\mu = 3,1$; $R'_s = 0,047$; $R''_r = 0,061$; $X'_s = 0,081$; $X''_r = 0,1$.

Обчислення проводилися в наступному порядку. Спершу в широкому діапазоні задавалися значення струму I_{ru}^* і для кожного з них розв'язувалося рівняння (9) відносно кута $\tilde{\nu}$. Потім за формулою (8) знаходилися значення потокозчеплення $\tilde{\Psi}_s$ і для знайденої в такий спосіб точки стаціонарного режиму $(\tilde{\nu}, \tilde{\Psi}_s)$ обчислювалися значення $Re \lambda$ за виразом (11) з наступним визначенням часу перехідного процесу за формулою (12). Графік розрахованої залежності $t_{nep}(I_{ru}^*)$ представлений на рис.2. При струмі $I_{ru}^* = \Psi_{SH} / L_{MH}$ реактивна потужність статорного кола АВК дорівнює нулю. Це невеликий струм і для розглянутої АМ дорівнює $0,154 I_{SH}$. З графіка на рис.2 випливає, що при струмах $I_{ru}^* \leq 0,154 I_{SH}$ час загасання коливань потокозчеплення незначний і знаходиться в діапазоні $0,091 \div 0,97 \text{с}$. При подальшому збільшенні струму I_{ru}^* відбувається різке зростання тривалості коливань зі швидким наближенням системи до границі

початку автоколивань. Розрахунок координати границі автоколивань за описаною методикою дає значення струму $\hat{I}_{ru}^*/I_{sh} = 0,576$, а за спрощеною формулою (15) виходить добре наближення до цієї величини, яке дорівнює $\hat{I}_{ru}^*/I_{sh} = 0,588$.

На рис.3 і 4 представлені графіки залежності розв'язань рівнянь (8) і (9) від значень реактивного струму ротора, які стабілізуються регулятором на різних рівнях. Потокозчеплення в статисти $\tilde{\Psi}_s$ практично залишається постійним тому, що не змінюється напруга статора. Кут $\tilde{\nu}$ повільно і лінійно зростає з переходом до автоколивального процесу при значеннях незначно більших $\pi/2$: для прийнятої АМ дане граничне значення кута дорівнює $1,589 \text{ рад}$.

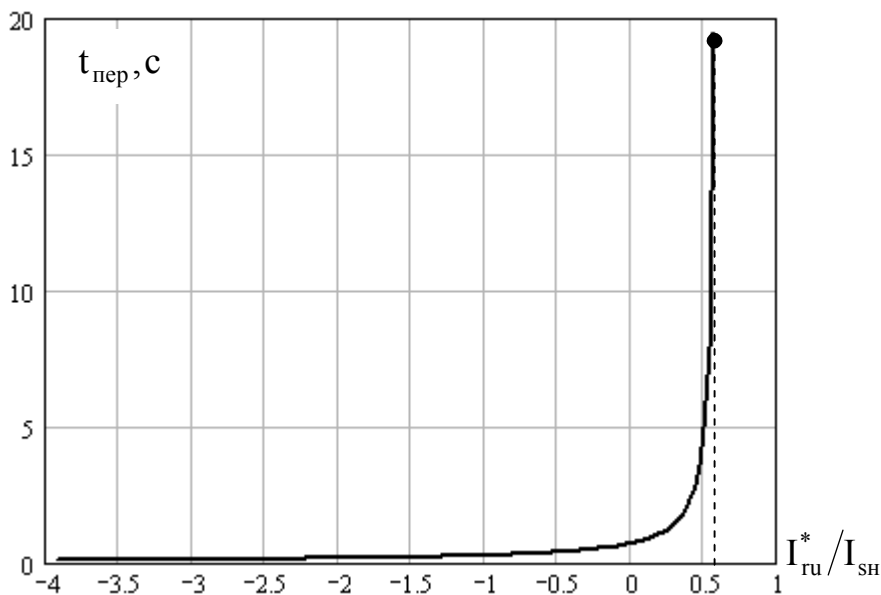


Рисунок 2 – Залежність тривалості загасання коливань потокозчеплення статора від значень реактивної складової

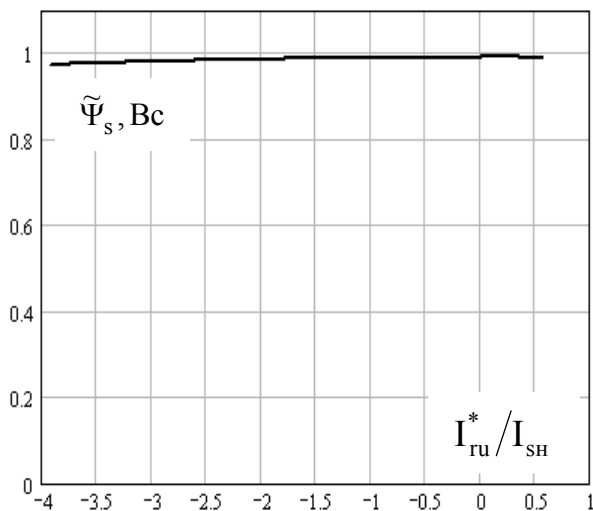


Рисунок 3 – Залежність сталого значення модуля потокозчеплення статора від реактивної складової струму ротора

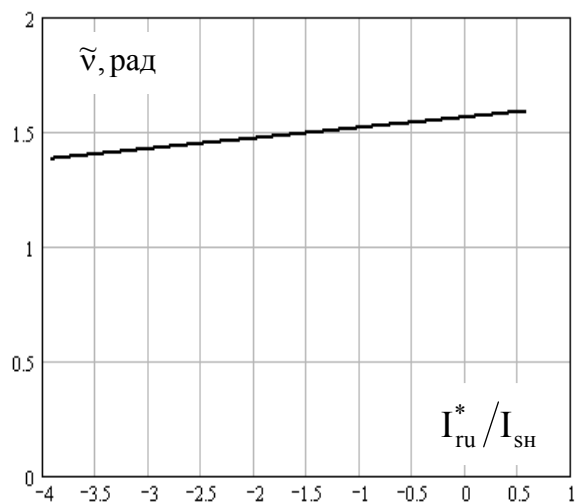


Рисунок 4 – Залежність сталого значення кута між векторами потокозчеплення і напруги статора від реактивної складової струму ротора

Динаміка процесу намагнічування АВК досліджувалася в Matlab Simulink на основі вихідної моделі (1), яка була доповнена системою керування з регуляторами швидкості і проекцій вектора струму ротора. У каналі активної потужності регулятор швидкості забезпечував її нульове значення (нерухомий ротор), а в каналі реактивної потужності релейний регулятор реактивного струму ротора стабілізував його на необхідному рівні I_{ru}^* . На рис.5 представлені графіки перехідних процесів потокозчеплення

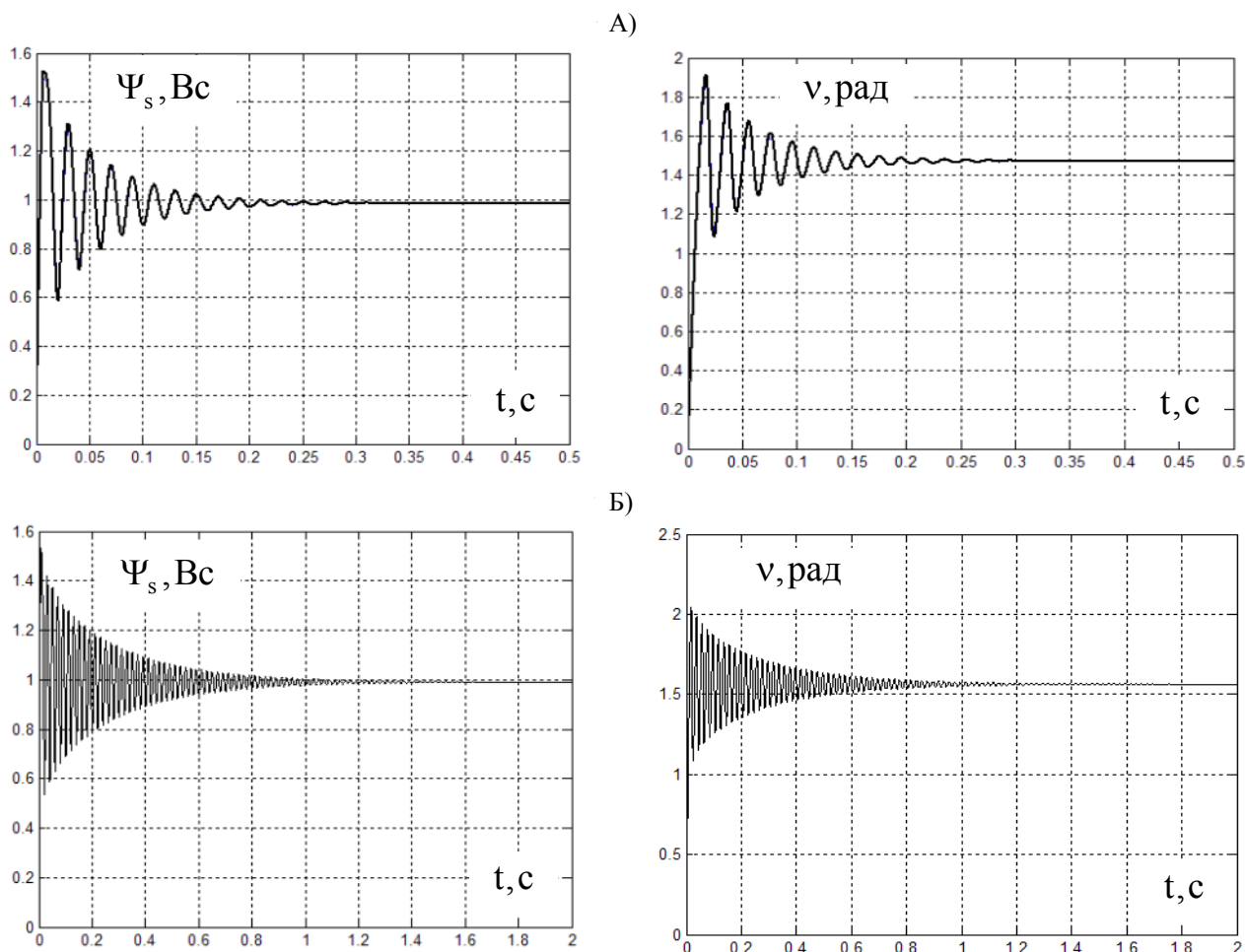


Рисунок 5 – Перехідні процеси збудження АВК при різних значеннях реактивного струму ротора: А) при $I_{ru}^* / I_{sh} = -2$; Б) при $I_{ru}^* / I_{sh} = 0,154$

статора і кута його повороту відносно напруги статора при двох значеннях реактивного струму ротора. Графіки на рис.5 підтверджують правильність розрахунку кривої на рис.2. Видно, що при $I_{ru}^* / I_{sh} = -2$ коливання тривають приблизно 0,2 с, а при $I_{ru}^* / I_{sh} = 0,154$ коливання вгасають за 1 с, що добре узгоджується з графіком на рис.2. Таким чином, отримана як підсистема вихідної повної моделі (1) система рівнянь (6) досить точно апроксимує математичний опис процесу збудження АВК, що забезпечило справедливості усіх висновків, зроблених при її аналізі. Графіки на рис.6 демонструють добре наближення системою рівнянь (6) контуру створення магнітного потоку АВК, який у вихідній повній моделі (1) присутній у неявному вигляді.

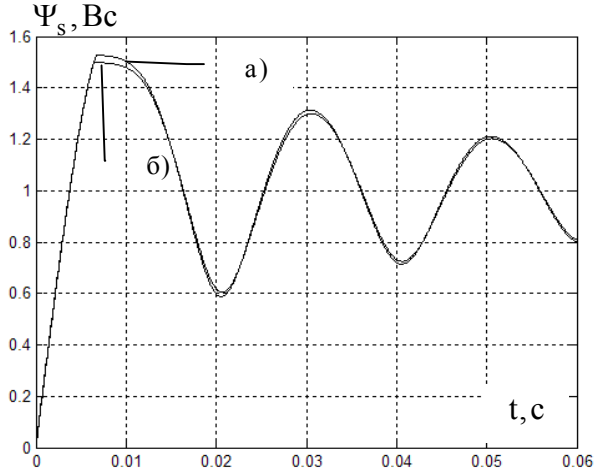


Рисунок 6 – Зіставлення графіків перехідного процесу потокозчеплення статора АВК при використанні точної моделі (1), а) і наближеної моделі (6), б)

гання автоколивань у каналі реактивної потужності здійснювати регулювання проекції вектора \vec{I}_μ на опорний вектор $\vec{\Psi}_s$, величина завдання якої визначається за співвідношенням [2]:

$$I_{\mu u}^* = (1 - k_s) I_{ru}^* + \frac{\vec{\Psi}_s}{L_s}. \quad (16)$$

Після заміни струму I_{ru} в системі (1) через співвідношення (16) на складову струму намагнічування $I_{\mu u}$ і виділення з отриманої повної моделі рівнянь динаміки збудження магнітного потоку приходимо до наступної системи рівнянь [2]:

$$p\nu = \omega_0 - \frac{U_s \sin \nu}{\Psi_s}; \quad p\Psi_s = -\frac{\Psi_s}{T_s(1 - k_s)} + \frac{L_m}{T_s(1 - k_s)} I_{\mu u}^* + U_s \cos \nu. \quad (17)$$

Перше рівняння в (17) таке ж, як у (2). Друге рівняння має сталу часу в $1/(1 - k_s)$ раз меншу, ніж відповідне рівняння системи (2). У результаті перетворень системи (17) з урахуванням функції (4) одержуємо:

$$p\nu = \omega_0 - \frac{U_s \sin \nu}{\Psi_s}; \quad p\Psi_s = -\frac{R_s}{L_{s\sigma}} \Psi_s + U_s \cos \nu + \frac{a R_s \Psi_s}{L_{s\sigma} \operatorname{tg}(b \Psi_s)} I_{\mu u}^*. \quad (18)$$

Співвідношення для визначення елементів матриці Якобі системи (18) збігаються з виразами (7) за винятком коефіцієнта $c'_{22} = \partial f_2 / \partial \Psi_s$, який робить визначальний вплив на стійкість і дорівнює

$$c'_{22} = \frac{\partial f_2}{\partial \Psi_s} = -\frac{R_s}{L_{s\sigma}} - \frac{a R_s I_{\mu u}^*}{L_{s\sigma}} \left(\frac{2b \Psi_s - \sin(2b \Psi_s)}{2 \sin^2(b \Psi_s)} \right). \quad (19)$$

Відомо, що найбільш точно процес зміни робочого потоку АМ описує струм намагнічування $\vec{I}_\mu = \vec{I}_s + \vec{I}_r$. У силу співвідношення $\vec{\Psi}_0 = L_m \vec{I}_\mu$ форми перехідних процесів струму \vec{I}_μ і потокозчеплення повітряного зазору $\vec{\Psi}_0$ однакові в осях координат, орієнтованих за вектором $\vec{\Psi}_0$. Оскільки $\vec{\Psi}_s$ відрізняється від $\vec{\Psi}_0$ на величину потоку розсіювання $\vec{\Psi}_s = \vec{\Psi}_0 + \vec{\Psi}_{s\sigma}$, то інерційність потокозчеплення статора відносно струму намагнічування \vec{I}_μ визначається малою сталою часу $T_{s\sigma} = T_s(1 - k_s) = L_{s\sigma} / R_s$, обумовленою потоками розсіювання статора. Тому пропонується з метою запобігання автоколивань у каналі реактивної потужності здійснювати регулювання проекції

Координати точки стаціонарного режиму роботи $(\tilde{v}', \tilde{\Psi}'_s)$ знаходять як розв'язання системи рівнянь, яка виходить з (18) прирівнюванням похідних до нуля. При $p v = 0$ і $p \Psi_s = 0$ із системи (18) виводиться наступне нелінійне рівняння

$$-\frac{R_s U_s}{\omega_0 L_{s\sigma}} \sin \tilde{v}' + U_s \cos \tilde{v}' + \frac{a R_s U_s \sin \tilde{v}' I_{\mu l}^*}{\omega_0 L_{s\sigma} \operatorname{tg} \left(\frac{b U_s \sin \tilde{v}'}{\omega_0} \right)} = 0. \quad (20)$$

Розв'язанням рівняння (20) є значення кута \tilde{v}' в статиці, підставляючи яке в рівняння (8) знаходимо сталі значення потокозчеплення $\tilde{\Psi}'_s$. При знайдених значеннях координат стаціонарної точки $(\tilde{v}', \tilde{\Psi}'_s)$ можливо визначити коефіцієнти матриці Якобі, далі знайти дійсні частини коренів її характеристичного рівняння й у підсумку обчислити час загасання коливань потокозчеплення статора при регулюванні струму намагнічування.

Дійсна частина коренів характеристичного рівняння матриці Якобі системи (18) дорівнює

$$\operatorname{Re} \lambda = \frac{c_{11} + c'_{22}}{2} = -\frac{R_s}{2L_{s\sigma}} - \frac{U_s \cos \tilde{v}'}{2\tilde{\Psi}'_s} - \frac{a R_s I_{\mu l}^*}{4L_{s\sigma}} \left(\frac{2b \tilde{\Psi}'_s - \sin(2b \tilde{\Psi}'_s)}{\sin^2(b \tilde{\Psi}'_s)} \right). \quad (21)$$

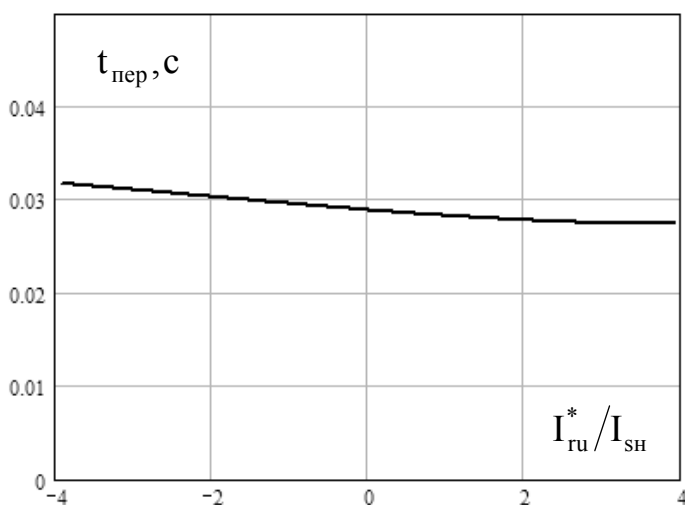


Рисунок 7 – Залежність тривалості загасання коливань потокозчеплення статора від значень реактивної складової струму ротора при стабілізації струму намагнічування

Для отриманого в такий спосіб набору точок $(\tilde{v}', \tilde{\Psi}'_s)$ стаціонарного режиму знаходилися за формулою (21) дійсні частини коренів характеристичного рівняння лінеаризованої системи і за виразом (12) оцінювався час перехідного процесу.

З рис.7 випливає, що час коливального процесу збудження магнітного поля АВК у випадку регулювання струму намагнічування $I_{\mu l}$ на порядок менше ніж при регулюванні реактивної складової струму ротора I_{ru} . Цей час практично не залежить від реактивного струму ротора, а області автоколивань взагалі не існує.

Динаміка процесу збудження АВК досліджувалася в Matlab Simulink на основі вихідної моделі (1), яка була доповнена системою керування з регуляторами швидкості, активної складової струму ротора і регулятором складової струму намагнічування I_{μ} . На рис.8 показані перехідні процеси потокозчеплення статора і кута його повороту відносно вектора напруги статора при реактивному струмі ротора $I_{ru}^*/I_{sn} = 0,154$. Видно, що до часу 0,03с перехідний процес наростання магнітного потоку практично закінчується. В усьому широкому діапазоні зміни реактивного струму ротора і стабілізації струму намагнічування відповідним регулятором якісний вигляд і кількісні показники перехідного процесу створення магнітного потоку практично не змінюються і близькі до зображеного на рис.8.

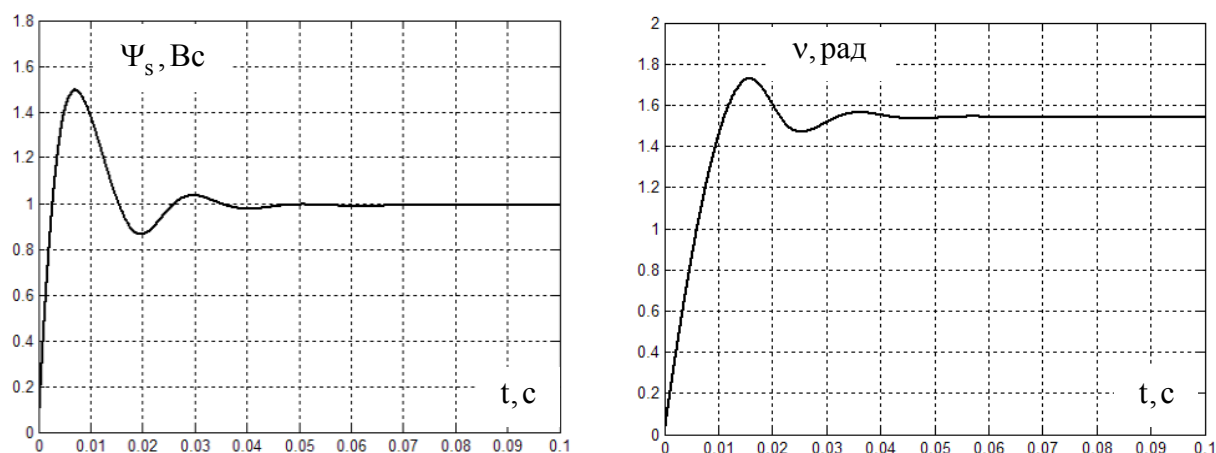


Рисунок 8 – Перехідні процеси збудження АВК при значеннях реактивного струму ротора $I_{ru}^*/I_{sn} = 0,154$ і стабілізації струму намагнічування

Висновки. У статті застосована оригінальна методика дослідження кінетики збудження магнітного поля АВК, результати якого дозволяють зробити висновок, що для підвищення запасу стійкості контуру реактивної потужності АВК необхідно в системі керування цього контуру замість реактивної складової струму ротора здійснювати регулювання струму намагнічування.

ЛІТЕРАТУРА

1. Булгаков А.А. Частотное управление асинхронными двигателями. М.: Энергоиздат, 1982. 216 с.
2. Ключев О.В., Садовой О.В., Сохіна Ю.В. Системи керування асинхронними вентилями каскадами. Кам'янське: ДДТУ, 2018. 294 с.
3. Вешеневский С. Н. Характеристики двигателей в электроприводе / С. Н. Вешеневский. М.: Энергия, 1977. 432 с.
4. Ключев О.В., Садовой О.В. Оптимизация энергетических характеристик асинхронного вентильного каскада. *Збірник наукових праць Дніпродзержинського державного технічного університету (технічні науки)*. Дніпродзержинськ: ДДТУ. 2016. Випуск 1(28). С. 73-81.
5. Бесекерский В.А. Теория систем автоматического регулирования / В.А. Бесекерский, Е.П. Попов. [3-е изд.]. М.: Наука, 1975. 768 с.
6. Попов Е.П. Теория нелинейных систем автоматического регулирования и управления. М. Наука, 1988. 255 с.

Надійшла до редколегії 23.11.2020.