

Каскадная A - H -схема замещения электрической машины с возбуждением от постоянных магнитов

БЛАНК А.В.

Рассмотрен синтез каскадной A - H -схемы замещения явнополюсной электрической машины с постоянными магнитами на роторе, намагниченными в радиальном направлении. Активное звено A - H -схемы, моделирующее поле возбуждения машины, синтезируется с использованием общего решения дифференциального уравнения в частных производных, полученного в цилиндрической системе координат на базе одной кусочно-непрерывной собственной функции задачи Штурма–Лиувилля. В качестве источника поля возбуждения служат «настилы тока» на боковой поверхности магнита.

К л ю ч е в ы е с л о в а: синхронные машины, радиальные магниты, схема замещения, кусочно-непрерывные функции, задача Штурма–Лиувилля

В электромагнитных расчетах электрических машин хорошо зарекомендовали себя декартовы и цилиндрические слоистые модели, основанные на исследовании единого электромагнитного поля в рабочем объеме машины [1–3]. В таких моделях общие решения дифференциальных уравнений в частных производных сводятся к уравнениям четырехполюсников, что позволяет синтезировать каскадные схемы замещения. При этом в зависимости от конкретных условий могут синтезироваться E - H -, B - H -, A - H -схемы замещения активного объема машины.

Когда в явнополюсной электрической машине область из чередующихся полюсов и пространств между полюсами принципиально не может быть сведена к однородной, решения дифференциальных уравнений формируются в виде рядов по кусочно-непрерывным собственным функциям задачи Штурма–Лиувилля [4–7]. Но в этом случае не удается получить каскадную схему замещения, и вот почему.

Для обеспечения однозначности решения число кусочно-непрерывных собственных функций в области полюсов должно быть равно числу гладких функций в области рабочего зазора. При этом в области рабочего зазора гладких функций должно быть достаточно много, поскольку их число влияет на точность аппроксимации кривой потенциала. Однако, если в решении содержится множество кусочно-непрерывных собственных функций, определение параметров каскадной схемы вызывает значительные затруднения.

Между тем, практика расчетов поля показывает, что уже первая кусочно-непрерывная собственная функция настолько близка к кривой потенциала на полюсном делении, что может служить приближенным решением дифференциального уравнения. При этом количественно первая собственная функ-

ция практически не зависит от числа собственных функций в решении.

Таким образом, для синтеза каскадной схемы замещения явнополюсной машины требуется аналитическое решение полевой задачи в виде одной (первой) кусочно-непрерывной функции в области полюсов и множества гладких функций в области рабочего зазора. Не вызывает сомнения, что подобное решение может быть только приближенным. Именно такое приближенное решение, позволяющее перейти от аналитического расчета поля к синтезу каскадной схемы замещения явнополюсной машины, было предложено в [8, 9].

В статье рассмотрен синтез каскадной A - H -схемы замещения синхронной электрической машины, в которой поле возбуждения создается постоянными магнитами, расположенными на роторе и намагниченными в радиальном направлении.

Предполагается, что постоянные магниты изготовлены из интерметаллического соединения на основе редкоземельных металлов с линейной характеристикой размагничивания. Магниты укреплены на поверхности идеального ферромагнетика, магнитная проницаемость которого бесконечно велика. Принимаем, что длина модели в направлении оси машины равна единице.

Индуктор синхронной машины с радиальными магнитами как активное звено каскадной A - H -схемы замещения. На рис. 1 приведена расчетная схема задачи. Призматическим постоянным магнитам искусственно придана клиновидная форма, чтобы поверхности магнитов совпадали с координатными поверхностями цилиндрической системы координат. В силу симметрии поля рассматриваем решение задачи на половине полюсного деления — независимая координата α меняется в пределах от 0 до Θ .

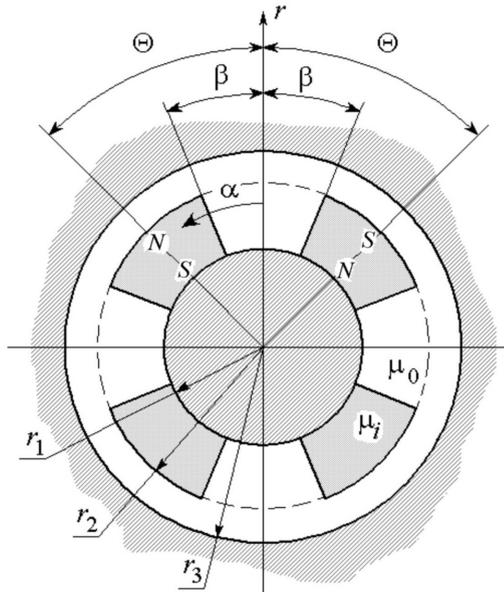


Рис. 1. Схема электрической машины с постоянными магнитами на роторе, намагниченными в радиальном направлении (расчетная схема задачи)

Известно, что в расчетном смысле постоянный магнит можно заменить настилами тока, равными коэрцитивной силе и расположенными на боковых поверхностях магнита (в данном случае это поверхности при $\alpha = \beta$). Тогда объем магнита становится пассивной средой с магнитными свойствами, присущими магниту. Постоянные магниты из редкоземельных металлов имеют линейную характеристику размагничивания, поэтому в теле магнита магнитная проницаемость в направлении намагничивания будет равна

$$\mu_i = B_r / H_c, \quad (1)$$

где B_r , H_c – остаточная индукция и коэрцитивная сила магнита.

В направлении, перпендикулярном намагничиванию, магнитная проницаемость в теле магнита равна μ_0 .

Таким образом, в направлении оси r магнитная проницаемость дискретно-однородной полосы, состоящей из чередующихся магнитов и пространств между ними, на половине полюсного деления может быть описана кусочно-непрерывной функцией

$$\mu_r(\alpha) = \begin{cases} \mu_0 & \text{при } 0 \leq \alpha < \beta; \\ \mu_i & \text{при } \beta < \alpha \leq \Theta. \end{cases} \quad (2)$$

Поскольку на границе $\alpha = \beta$ функция (2) терпит разрыв, в дальнейшем будем считать, что эта граница в расчетную область не входит.

При расчете электромагнитного поля за исходные уравнения принимаем:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{H} &= 0; \\ \bar{B} &= \operatorname{rot} \bar{A}. \end{aligned} \quad (3)$$

В данной задаче векторный магнитный потенциал имеет одну z -составляющую, магнитная напряженность и индукция имеют r -составляющую и α -составляющую. Все функции зависят от двух переменных r и α . Решая систему уравнений (3) с учетом (2), получим дифференциальное уравнение в частных производных

$$\frac{\partial^2 A(r, \alpha)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A(r, \alpha)}{\partial r} + \frac{\mu_0}{\mu_r(\alpha)} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A(r, \alpha)}{\partial \alpha^2} = 0; \quad (4)$$

со следующими граничными условиями, учитывающими наличие настилов тока на боковых поверхностях магнита:

$$A(r, \alpha)|_{\alpha \rightarrow \beta - 0} = A(r, \alpha)|_{\alpha \rightarrow \beta + 0}; \quad (5)$$

$$\frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial A(r, \alpha)}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha \rightarrow \beta - 0} = \frac{1}{\mu_i r} \frac{\partial A(r, \alpha)}{\partial \alpha} + H_c \Big|_{\alpha \rightarrow \beta + 0}. \quad (6)$$

Решение уравнения (4) формируем в виде суммы двух слагаемых:

$$A(r, \alpha) = A_0(r, \alpha) + A_{\text{одн}}(r, \alpha),$$

при этом первое слагаемое удовлетворяет условиям (5) и (6):

$$A_0(r, \alpha) = H_c \mu_i r \begin{cases} C_1 \cos \alpha, & 0 \leq \alpha < \beta; \\ C_2 \sin \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} (\Theta - \alpha), & \beta < \alpha \leq \Theta; \end{cases} \quad (7)$$

$$C_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} \cos \beta \left[\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} \operatorname{tg} \beta - \operatorname{ctg} \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} (\Theta - \beta) \right]}; \quad (8)$$

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} \sin \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} (\Theta - \beta) \left[\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} \operatorname{tg} \beta - \operatorname{ctg} \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} (\Theta - \beta) \right]}. \quad (9)$$

Второе слагаемое содержит кусочно-непрерывную собственную функцию задачи Штурма–Лиувилля и удовлетворяет условиям непрерывности векторного магнитного потенциала и касательных составляющих вектора магнитной напряженности на границе «магниты–межполюсное пространство». Иными словами, для второго слагаемого выполняется граничное условие (5), а в граничном условии (6) отсутствует коэрцитивная сила магнита H_c :

$$A_{\text{одн}}(r, \alpha) = [C_3 r^n + C_4 r^{-n}] \times$$

$$\begin{cases} \cos n \alpha, & 0 \leq \alpha < \beta; \\ K \sin n \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} (\Theta - \alpha), & \beta < \alpha \leq \Theta, \end{cases} \quad (10)$$

где n – первый положительный корень уравнения:

$$\cos n\beta \cos n\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}}(\Theta - \beta) = \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}} \sin n\beta \sin n\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}}(\Theta - \beta); \quad (11)$$

$$K = \frac{\cos n\beta}{\sin n\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}}(\Theta - \beta)}. \quad (12)$$

Раскладываем решения (7) и (10) в ряд Фурье:

$$A_0(r, \alpha) = H_c \mu_i r \sum_{k=1,3,5}^{\infty} Q_{0k} \cos kp\alpha; \quad (13)$$

$$A_{\text{одн}}(r, \alpha) = [C_3 r^n + C_4 r^{-n}] \sum_{k=1,3,5}^{\infty} Q_{0k} \cos kp\alpha, \quad (14)$$

где p – число пар полюсов ротора;

$$Q_{0k} = \frac{2}{\Theta} \left\{ C_1 \int_0^{\beta} \cos \alpha \cos kp\alpha d\alpha + C_2 \int_{\beta}^{\Theta} \sin \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}}(\Theta - \alpha) \cos kp\alpha d\alpha \right\}; \quad (15)$$

$$Q_k = \frac{2}{\Theta} \left\{ \int_0^{\beta} \cos n\alpha \cos kp\alpha d\alpha + K \int_{\beta}^{\Theta} \sin n\sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_0}}(\Theta - \alpha) \cos kp\alpha d\alpha \right\}. \quad (16)$$

Если ротор вращается с круговой частотой ω , для неподвижного наблюдателя каждая гармоника суммы решений (13) и (14) представляется в виде бегущей волны, которой на комплексной плоскости соответствует выражение

$$\dot{A}_k = \dot{A}_{0k} + j[C_3 r^n + C_4 r^{-n}] Q_k, \quad (17)$$

где

$$\dot{A}_{0k} = jH_c \mu_i r Q_{0k}. \quad (18)$$

Касательной к рабочему зазору составляющей вектора магнитной напряженности на комплексной плоскости соответствует выражение

$$\dot{H}_{\alpha k} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \dot{A}_k}{\partial r} = -\dot{H}_{0k} - j \frac{n}{\mu_0 r} [C_3 r^n - C_4 r^{-n}] Q_k, \quad (19)$$

где

$$\dot{H}_{0k} = jH_c \frac{\mu_i}{\mu_0} Q_{0k}. \quad (20)$$

Пусть известны значения векторного магнитного потенциала и касательной составляющей вектора магнитной напряженности на границах дискретно-однородной полосы «магниты – межполюсное пространство» (при $r=r_1$ и $r=r_2$, см. рис. 1). В этом случае выражения (17) и (19) примут вид:

$$\dot{A}_{1k} = \dot{A}_{10k} + j[C_3 r_1^n + C_4 r_1^{-n}] Q_k; \quad (21)$$

$$\dot{H}_{1k} r_1 = -\dot{H}_{10k} r_1 - j \frac{n}{\mu_0} [C_3 r_1^n - C_4 r_1^{-n}] Q_k; \quad (22)$$

$$\dot{A}_{2k} = \dot{A}_{20k} + j[C_3 r_2^n + C_4 r_2^{-n}] Q_k; \quad (23)$$

$$\dot{H}_{2k} r_2 = -\dot{H}_{20k} r_2 - j \frac{n}{\mu_0} [C_3 r_2^n - C_4 r_2^{-n}] Q_k, \quad (24)$$

где

$$\dot{A}_{10k} = jH_c \mu_i r_1 Q_{0k}; \quad \dot{A}_{20k} = jH_c \mu_i r_2 Q_{0k}; \quad (25)$$

$$\dot{H}_{10k} r_1 = jH_c \frac{\mu_i}{\mu_0} r_1 Q_{0k}; \quad \dot{H}_{20k} r_2 = jH_c \frac{\mu_i}{\mu_0} r_2 Q_{0k}. \quad (26)$$

Поставим в соответствие дискретно-однородной полосе «магниты – межполюсное пространство» схему замещения (рис. 2,а), в которой аналогом напряжения служит векторный магнитный потенциал, аналогом тока – касательная к рабочему зазору составляющая вектора магнитной напряженности, умноженная на текущий радиус.

Сопrotивления в схеме замещения не должны изменяться при изменении режимов работы схемы. При этом различным режимам работы схемы замещения соответствуют разные значения постоянных C_3 и C_4 в выражениях (21)–(24). Анализируя выра-

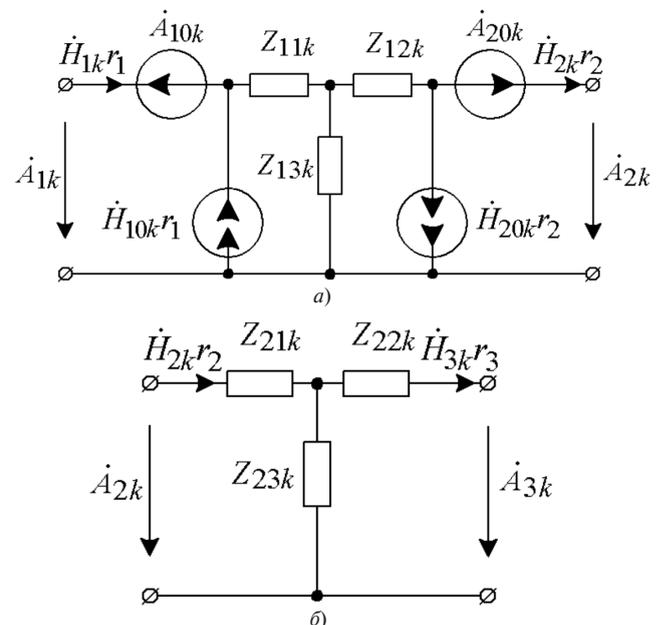


Рис. 2. Схема замещения ротора (а) и рабочего зазора (б)

жения (21)–(24), можно определить сопротивления в схеме замещения из режимов холостого хода и короткого замыкания:

$$Z_{11k} = Z_{12k} = \frac{\mu_0 \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^n + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^n - 2}{n \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^n - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^n}; \quad (27)$$

$$Z_{13k} = \frac{\mu_0}{n} \frac{2}{\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^n - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^n}. \quad (28)$$

Схема замещения рабочего зазора и граничное условие на поверхности статора. В рабочем зазоре векторный магнитный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 A(r, \alpha)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A(r, \alpha)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A(r, \alpha)}{\partial \alpha^2} = 0. \quad (29)$$

Если при решении уравнения (29) в качестве параметра разделения переменных выбрать kp , решение можно сформировать в виде

$$A(r, \alpha) = \sum_{k=1,3,5}^{\infty} [C_5 r^{kp} + C_6 r^{-kp}] \cos k p \alpha. \quad (30)$$

На комплексной плоскости каждой гармонике решения (30) соответствует выражение

$$\dot{A}_k = j [C_5 r^{kp} + C_6 r^{-kp}]. \quad (31)$$

Комплексная касательная составляющая вектора магнитной напряженности определяется как

$$\dot{H}_{\alpha k} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \dot{A}_k}{\partial r} = -j \frac{kp}{\mu_0 r} [C_5 r^{kp} + C_6 r^{-kp}]. \quad (32)$$

Выражения (31) и (32) аналогичны решениям (17) и (19). Следовательно, рабочему зазору можно поставить в соответствие схему замещения (рис. 2,б), сопротивления в которой аналогичны сопротивлениям (27) и (28):

$$Z_{21k} = Z_{22k} = \frac{\mu_0 \left(\frac{r_3}{r_2} \right)^{kp} + \left(\frac{r_2}{r_3} \right)^{kp} - 2}{kp \left(\frac{r_3}{r_2} \right)^{kp} - \left(\frac{r_2}{r_3} \right)^{kp}}; \quad (33)$$

$$Z_{23k} = \frac{\mu_0}{kp} \frac{2}{\left(\frac{r_3}{r_2} \right)^{kp} - \left(\frac{r_2}{r_3} \right)^{kp}}. \quad (34)$$

Если магнитная проницаемость зубцов статора бесконечно велика (а в рабочих режимах при отсутствии насыщения подобное допущение вполне справедливо), возможно определить граничное условие на поверхности статора, не включая зубцово-пазовую зону статора в схему замещения машины.

Рассмотрим участок зубцово-пазовой зоны статора (рис. 3). Комплексную плотность тока в пазах статора $\dot{\delta}_k$ полагаем известной. Также известны высота зубцов статора h_z , ширина паза со стороны рабочего зазора b_1 , ширина паза со стороны яра статора b_2 и число зубцов статора z_2 . Проведем замкнутый контур $\Delta\alpha \times h_z$, охватывающий несколько пазов, причем таким образом, чтобы контур везде совпадал с поверхностями идеального ферромагнетика (везде, за исключением участка, обращенного к рабочему зазору, где существует неравная нулю касательная составляющая вектора магнитной напряженности \dot{H}_{3k}).

В соответствии с законом полного тока для замкнутого контура $\Delta\alpha \times h_z$ справедливо равенство

$$\dot{H}_{3k} r_3 \Delta\alpha = -\dot{\delta}_k \Delta S, \quad (35)$$

где r_3 – радиус расточки статора (см. рис. 1); ΔS – суммарная площадь проводников внутри контура.

Площадь всех проводников статора определяется как

$$S = \frac{b_1 + b_2}{2} h_z z_2. \quad (36)$$

Площадь ΔS в (35) настолько же меньше площади S , насколько $\Delta\alpha$ меньше 2π . Таким образом,

$$\Delta S = S \frac{\Delta\alpha}{2\pi} \quad (37)$$

и выражение (35) принимает вид

$$\dot{H}_{3k} r_3 \Delta\alpha = -\dot{\delta}_k h_z \frac{b_1 + b_2}{4\pi} z_2 \Delta\alpha. \quad (38)$$

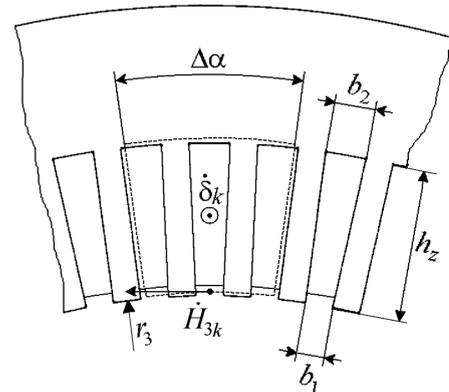


Рис. 3. Схема зубцово-пазовой зоны статора

Разделив (38) на $\Delta\alpha$, получим зависимость между плотностью тока в пазах статора и касательной составляющей вектора магнитной напряженности:

$$\dot{H}_{3kr_3} = -\dot{\delta}_k h_z \frac{b_1 + b_2}{4\pi} z_2 = -\dot{I}_{0k}. \quad (39)$$

Каскадная А-Н-схема замещения синхронной машины с радиальными постоянными магнитами. На рис. 4 изображена каскадная А-Н-схема замещения синхронной машины с радиальными магнитами для расчета первой гармоники поля. Левый четырехполюсник соответствует дискретно-однородной полосе «магниты–межполюсное пространство». Входные зажимы этого четырехполюсника разомкнуты, поскольку магниты укреплены на поверхности идеального ферромагнетика, где отсутствует касательная составляющая вектора магнитной напряженности. Правый четырехполюсник соответствует рабочему зазору машины. К его выходным зажимам подключен источник тока, определяемый выражением (39). Этот источник моделирует реакцию якоря.

После расчета по каскадной А-Н-схеме векторного магнитного потенциала и касательных составляющих вектора магнитной напряженности вычисляются электрическая напряженность и нормальная составляющая вектора индукции. В случае первой гармоники поля они определяются выражениями:

$$\dot{E} = -j\rho\omega\dot{A}; \quad (40)$$

$$\dot{B}_n = j\frac{p}{r}\dot{A}. \quad (41)$$

Для проверки созданной модели были проведены тестовые расчеты электромагнитного поля синхронной машины с радиальными магнитами по каскадной А-Н-схеме и численно. При численных расчетах использовалась программа ELCUT 5.1, реализующая метод конечных элементов.

Исходные данные: остаточная индукция магнитов 0.8 Тл; коэрцитивная сила 440 кА/м; число пар полюсов ротора 3; радиус ротора 40 мм; высота магнита в направлении намагничивания 20 мм, ширина магнита в направлении, перпендикулярном намагничиванию, 16 мм (для каскадной А-Н-схемы $\Theta=2\beta$); рабочий зазор 1 мм; число зуб-

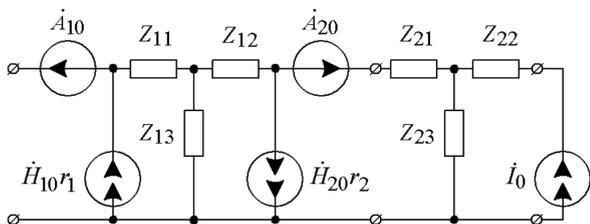


Рис. 4. Каскадная А-Н-схема замещения синхронной электрической машины с радиальными постоянными магнитами

цов статора 72; высота зубца статора 10 мм; ширина паза статора со стороны рабочего зазора 1,8 мм; ширина паза со стороны ярма статора 2,65 мм; амплитуда первой гармоники плотности тока в пазах статора 8 А/мм²; реакция якоря поперечная.

На рис. 5 представлены кривые первой гармоники нормальной составляющей вектора магнитной индукции на поверхности статора.

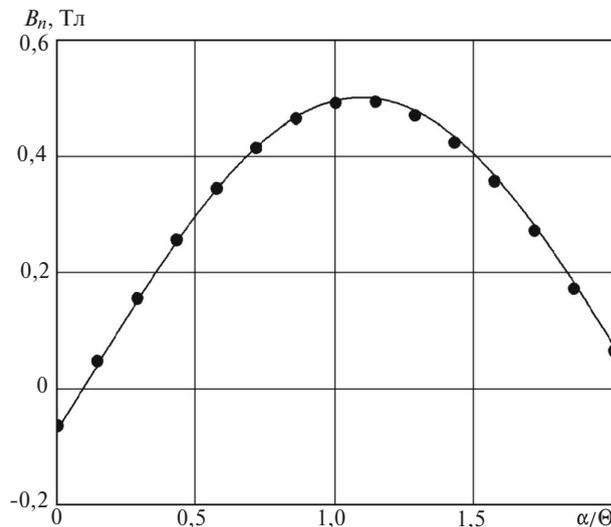


Рис. 5. Нормальная составляющая вектора магнитной индукции на поверхности статора (первая гармоника): — расчет по каскадной А-Н-схеме; • — численный расчет (ELCUT 5.1)

Следует отметить, что результаты расчетов соответствуют классической теории электрических машин. Также очевидно большое сходство между результатами численного и аналитического расчетов. Это свидетельствует о правильности разработанной модели и о возможности использовать каскадную А-Н-схему для практических расчетов электромагнитного поля.

Выводы. 1. Предложенная модель позволяет осуществить синтез каскадной А-Н-схемы замещения для расчета электромагнитного поля в рабочем объеме синхронной электрической машины с постоянными магнитами на роторе, намагниченными в радиальном направлении. Особенностью рассмотренной модели является то, что магниты заменены «настилами тока», равными коэрцитивной силе.

2. Синтез каскадной А-Н-схемы замещения осуществляется на базе фундаментальных законов электромагнетизма и теории цепей.

3. Результаты тестовых расчетов каскадной А-Н-схемы замещения свидетельствуют о достаточно высокой точности разрабатываемого расчетного метода.

4. Метод синтеза каскадной А-Н-схемы замещения синхронной машины с радиальными магнитами, основанный на использовании одной кусочно-непрерывной собственной функции задачи Штурма–Лиувилля, применим и для других явнополюсных машин, если структура из чередующихся

полюсов и пространств между полюсами принципиально не может быть сведена к однородной. Это существенно расширяет сферу использования каскадных схем замещения при исследовании электромагнитных процессов в активных объемах электрических машин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Инкин А.И.** Схемная аппроксимация линейных сред, находящихся под воздействием электромагнитного поля. — *Электричество*, 1975, № 4, с. 64–67.
2. **Инкин А.И.** Электромагнитные поля и параметры электрических машин. Новосибирск: ЮКЭА, 2002, 464 с.
3. **Литвинов Б.В., Давыденко О.Б.** Типовые звенья и каскадные схемы замещения электрических машин. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2008, 215 с.
4. **Инкин А.И.** Аналитическое исследование магнитного поля в активном объеме электрической машины с постоянными магнитами. — *Электричество*, 1979, № 5, с. 30–33.
5. **Инкин А.И.** Математическое описание магнитного поля в объемах явнополюсных электрических машин. — *Электричество*, 1997, № 2, с. 30–35.

Electrichestvo, 2019, No. 10, pp. 42–47

6. **Инкин А.И., Бланк А.В.** Аналитический расчет поля возбуждения синхронной машины с постоянными магнитами на роторе. — *Электричество*, 2004, № 8, с. 44–46.

7. **Инкин А.И., Бланк А.В.** Дифференциальные уравнения поля возбуждения и их общие решения в активных зонах электрических машин с постоянными магнитами. — *Электричество*, 2007, № 4, с. 36–41.

8. **Бланк А.В.** Аналитический расчет поля возбуждения синхронной машины на базе одной кусочно-непрерывной собственной функции: Сборник научных трудов НГТУ, 2004 № 4(38), с. 3–8.

9. **Инкин А.И., Бланк А.В.** Приближенный аналитический расчет поля возбуждения электрических машин, основанный на кусочно-непрерывной собственной функции. — *Электричество*, 2008, № 6, с. 52–56.

[27.03.2019]

А в т о р: **Бланк Алексей Валерьевич** — кандидат техн. наук, доцент Новосибирского государственного технического университета, диссертацию защитил в 2005 г.

DOI:10.24160/0013-5380-2019-10-42-47

The Cascade A-H Equivalent Circuit of a Permanent Magnet Excited Electrical Machine

BLANK Aleksey V. (Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia) — Associate Professor, Cand. Sci. (Eng.)

The article considers a synthesis of the cascade A-H equivalent circuit of a salient pole electrical machine with permanent magnets on the rotor magnetized in the radial direction. The A-H circuit's active link, which models the machine excitation field, is synthesized using the general solution of the differential equation with partial derivatives obtained in the cylindrical system of coordinates based on one piecewise continuous eigenfunction of the Sturm-Liouville problem. Sheet currents on the magnet lateral surface serve as the excitation field source.

К е у w o r d s: *synchronous machines, radial magnets, equivalent circuit, piecewise continuous functions, Sturm-Liouville problem*

REFERENCES

1. **Inkin A.I.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 1975, No. 4, pp. 64–67.
2. **Inkin A.I.** *Elektromagnitnye polya i parametry elektricheskikh mashin* (Electromagnetic fields and parameters of electric machines). Novosibirsk, YuKEA, 2002, 464 p.
3. **Litvinov B.V., Davydenko O.B.** *Tipovye zven'ya i kaskadnye skhemy zameshcheniya elektricheskikh mashin* (Typical links and cascade replacement schemes for electrical machines). Novosibirsk, Publ. of Novosibirsk State Technical University, 2008, 215 p.
4. **Inkin A.I.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 1979, No. 5, pp. 30–33.

5. **Inkin A.I.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 1997, No. 2, pp. 30–35.

6. **Inkin A.I., Blank A.V.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2004, No. 8, pp. 44–46.

7. **Inkin A.I., Blank A.V.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2007, No. 4, pp. 36–41.

8. **Blank A.V.** *Sbornik nauchnykh trudov NGTU – in Russ. (Scientific Proceedings of the Novosibirsk State Technical University)*, 2004, No. 4(38), pp. 3–8.

9. **Inkin A.I., Blank A.V.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2008, No. 6, pp. 52–56.

[27.03.2019]