

Расчет магнитного поля в активной зоне электрической машины с кольцевой сверхпроводниковой обмоткой якоря при наличии внешнего экрана

ЖУРАВЛЕВ С.В., ЗЕЧИХИН Б.С., ИВАНОВ Н.С., НЕКРАСОВА Ю.Ю., ЛАРИОНОВ А.Е.

Создание электрических машин с увеличенной удельной и объемной мощностью – сложная научно-техническая задача, которой посвящено множество опубликованных работ как в России, так и за рубежом. Наиболее интересными являются работы, в которых рассматриваются полностью сверхпроводниковые электрические машины, т.е. машины, обмотки статора и ротора которых выполнены из сверхпроводников. Среди них можно отдельно выделить работы по созданию машин, называемых «безжелезными», с осевым потоком и охлаждением жидким водородом. При использовании высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) лент в составе обмоток электрических необходимо иметь в виду несколько существенных ограничений. Одной из схем, которая может быть адаптирована к применению ВТСП обмоток на статоре, является схема с кольцевой обмоткой якоря. В данной статье приведены соотношения для индуктивных параметров обмоток и линейной плотности тока электрической машины с кольцевой ВТСП обмоткой на статоре. Полученные соотношения позволяют выбрать рациональный тип экрана и определить его размеры и массу. Также показаны результаты сравнения параметров двух машин при использовании различных типов магнитных экранов.

К л ю ч е в ы е с л о в а: электрические машины, кольцевая сверхпроводниковая обмотка, расчет магнитного поля, магнитный экран

Созданию электрических машин с увеличенной удельной и объемной мощностью посвящено множество публикаций как в России, так и за рубежом [1–6]. Наиболее интересными являются работы, в которых рассматриваются полностью сверхпроводниковые машины, обмотки статора и ротора которых выполнены из сверхпроводников. Среди них можно отдельно выделить работы по созданию так называемых «безжелезных» машин [1, 3, 6], с осевым потоком [4, 5] и охлаждением жидким водородом [2]. Создание машин с улучшенными массогабаритными характеристиками открывает возможности для разработки принципиально новых систем, например полностью электрических самолетов [10].

При использовании высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) лент в составе обмоток электрических машин необходимо иметь в виду несколько существенных ограничений. Во-первых, токонесущая способность ВТСП лент зависит от воздействующего на них внешнего магнитного поля. Во-вторых, существует минимальный радиус изгиба, при котором может функционировать ВТСП лента. В-третьих, современные сверхпроводниковые ленты второго поколения могут выйти из сверхпроводникового состояния из-за механического воздействия, например при вибрациях. Все это не позволяет применить традиционные бара-

банные обмотки на статоре. Одна из схем, которая может быть адаптирована к применению ВТСП обмоток на статоре, – схема с кольцевой обмоткой якоря. Преимуществами ее также являются уменьшенные осевая длина и масса по сравнению с барабанной обмоткой [7].

В статье приведен расчет индуктивных параметров обмоток и линейной плотности тока электрической машины с кольцевой ВТСП обмоткой на статоре. Полученные выражения позволяют выбрать рациональный тип экрана и определить его размеры и массу. Также показаны результаты сравнения параметров двух машин при использовании различных типов магнитных экранов.

Конструктивная схема машины и постановка задачи. На рис. 1 показана схема полностью ВТСП электрической машины с кольцевой обмоткой якоря (ОЯ). Основными элементами активной зоны машины являются ВТСП катушки обмоток возбуждения и якоря, а также ферромагнитное ярмо статора, которое не только экранирует внешнее пространство от сильных магнитных полей, но и может выполнять функцию несущей конструкции якоря. Важно наличие экрана, изолирующего внешнее пространство от переменных магнитных полей, созданных обмоткой статора. Он может быть ферромагнитным или электромагнитным, т.е. выполненным из материалов с высокой электриче-

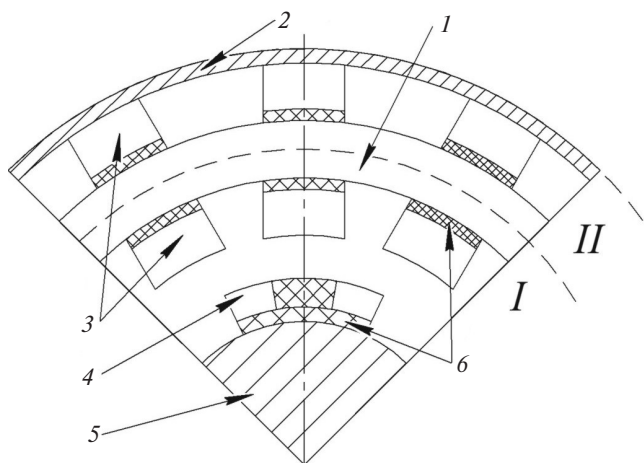


Рис. 1. Схема электрической машины с ВТСП кольцевой ОЯ: 1 – магнитопровод статора; 2 – внешний экран (ферромагнитный или электромагнитный); 3 – ВТСП обмотка якоря; 4 – ВТСП обмотки возбуждения; 5 – магнитопровод ротора; 6 – каркасы катушек

ской проводимостью, например из меди или сверхпроводника.

Суммарное распределение магнитных полей в активной зоне машины определяется на основе принципа суперпозиции полей, созданных обмоткой возбуждения, активной и пассивной частями обмотки якоря. Для электромеханического преобразования энергии необходимо: высота ферромагнитного ярма статора должна быть выбрана такой, чтобы избежать насыщения. В этом случае магнитные поля, созданные обмоткой возбуждения и внутренней (активной) частью обмотки якоря, будут сосредоточены во внутренней области I (см рис. 1). Тогда распределение магнитных полей во внешней области II может быть определено с учетом того, что поле в данной области создается только токами во внешней (пассивной) части ОЯ. Таким образом, для определения параметров рассматриваемой машины вся расчетная область разбивается на две подобласти: внутреннюю I и внешнюю II (рис. 1), в каждой из которых получается независимое решение.

Магнитное поле внутренней и внешней областей при наличии ферромагнитного экрана. Из рис. 2 видно, что задача расчета распределения магнитного поля в области I может быть сведена к расчету магнитного поля, создаваемого периодической системой токовых катушек, расположенных между двумя цилиндрическими ферромагнитными областями. Аналогично, задача расчета магнитного поля пассивной части кольцевой обмотки при экранировании магнитного поля с помощью ферромагнитного экрана при допущении об идеальности ферромагнитных элементов магнитопровода может быть сведена к расчету магнитного поля, создаваемого периодической системой одноименно-полюсных токовых катушек в кольцевой области с магнитной

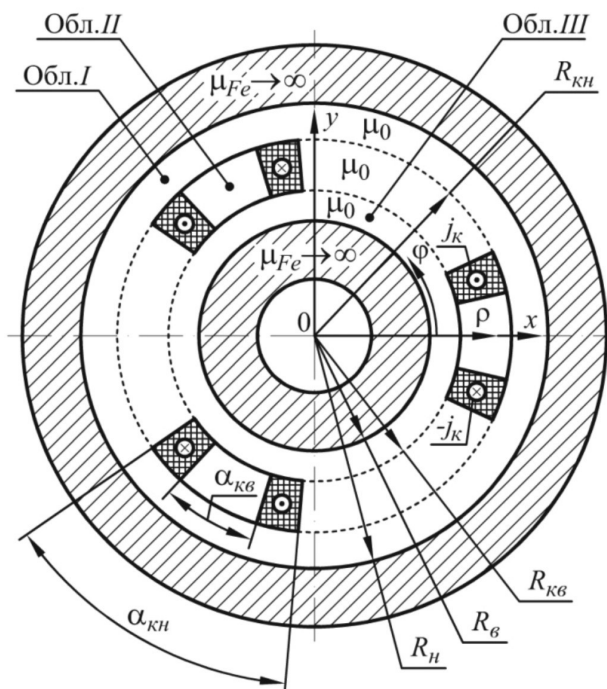


Рис. 2. Расчетная модель для определения магнитного поля, создаваемого периодической системой одноименно-полюсных токовых катушек, расположенных между двумя цилиндрическими ферромагнитными областями

проницаемостью μ_0 между двумя цилиндрическими ферромагнитными областями с бесконечно большой магнитной проницаемостью $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$. Решение задачи на основании расчетной модели рис. 1 представлено в [8].

При решении задачи сложная область активной зоны была разбита на три простые однородные частичные области. Для каждой из них были получены выражения для векторного магнитного потенциала и составляющих индукции магнитного поля:

для частичной области $I = \{R_H \geq \rho \geq R_{KH}\}$ наружного немагнитного зазора между токовыми катушками и внешней цилиндрической ферромагнитной областью с $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$

$$\begin{bmatrix} A_I \\ B_{\rho I} \\ B_{\varphi I} \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{\pi} j_k R_{KH} \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \begin{bmatrix} J_n F_n \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{KH} / np \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} R_I^{np} \\ R_I^{np+1} \\ -R_I^{np+1} \end{bmatrix} \left(\frac{\rho}{R_H} \right)^{\begin{bmatrix} np \\ np-1 \end{bmatrix}} + \left(\frac{R_{KH}}{\rho} \right)^{\begin{bmatrix} np \\ np+1 \end{bmatrix}} \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \\ \sin(np\varphi) \end{bmatrix}; \quad (1)$$

для частичной области $II = \{R_{KH} \geq \rho \geq R_{KV}\}$ токовых катушек и немагнитных промежутков между ними

$$\begin{bmatrix} A_{II} \\ B_{\rho II} \\ B_{\varphi II} \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{\pi} j_K \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \begin{bmatrix} J_n (np)^{-1} \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \times \\ \times \left(2 \begin{bmatrix} np \\ np \\ -2 \end{bmatrix} C_n(\rho) \rho \begin{bmatrix} \rho \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} - R_{KH} \begin{bmatrix} R_{KH} \\ 1 \\ -1 \end{bmatrix} K F_n \left(\frac{\rho}{R_{KH}} \right) \begin{bmatrix} np \\ np-1 \\ np-1 \end{bmatrix} - \right. \\ \left. - R_{KB} \begin{bmatrix} R_{KB} \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} K \Psi_n \left(\frac{R_{KB}}{\rho} \right) \begin{bmatrix} np \\ np+1 \\ np+1 \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \\ \sin(np\varphi) \end{bmatrix}; \quad (2)$$

для частичной области III = {R_{KB} ≥ ρ ≥ R_B} внутреннего немагнитного зазора между токовыми катушками и внутренней цилиндрической ферромагнитной областью с μ_{Fe} → ∞

$$\begin{bmatrix} A_{III} \\ B_{\rho III} \\ B_{\varphi III} \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{\pi} j_K R_{KB} \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \begin{bmatrix} J_n \Psi_n \begin{bmatrix} R_{KB} / np \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \\ \times \left(\begin{bmatrix} + \\ + \\ - \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho \\ R_{KB} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} np \\ np-1 \\ np-1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_{III}^{np} \\ R_{III}^{np-1} \\ -R_{III}^{np-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_B \\ \rho \end{bmatrix} \begin{bmatrix} np \\ np+1 \\ np+1 \end{bmatrix} \right) \times \\ \times \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \\ \sin(np\varphi) \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Коэффициенты J_n, F_n и Ψ_n определяются соотношениями:

$$J_n = \frac{\cos(np\alpha_{KB} / 2) - \cos(np\alpha_{KH} / 2)}{n}, \\ \begin{bmatrix} F_n \\ \Psi_n \end{bmatrix} = \frac{1}{1 - R_{omh}^{2np}} \left(\begin{bmatrix} 1 \\ R_I^{2np} R_{II}^{np-2} \end{bmatrix} K_n^{(+)} + \begin{bmatrix} R_{II}^{np+2} R_{III}^{2np} \\ 1 \end{bmatrix} K_n^{(-)} \right), \quad (4)$$

а коэффициенты KF_n, KΨ_n и функция C_n(ρ) – соотношениями:

$$\begin{bmatrix} KF_n \\ K\Psi_n \end{bmatrix} = \frac{1}{1 - R_{II}^{2np}} \left((1 - R_I^{2np}) \begin{bmatrix} 1 \\ R_{II}^{np-2} \end{bmatrix} F_n + \right. \\ \left. + (1 - R_{III}^{2np}) \begin{bmatrix} R_{II}^{np+2} \\ 1 \end{bmatrix} \Psi_n + 4 \begin{bmatrix} K_n^{(+)} / (np - 2) \rightarrow \text{при } np \neq 2 \\ 0 \rightarrow \text{при } np = 2 \\ -K_n^{(-)} / (np + 2) \end{bmatrix} \right); \quad (5)$$

$$C_n(\rho) = \begin{cases} (n^2 \rho^2)^{-1} \rightarrow \text{при } np \neq 2 \\ 0,125 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} - 2 \ln \frac{\rho}{R_{KH}} - \frac{2 \ln R_{II}}{R_{II}^{-4} - 1} \rightarrow \text{при } np = 2 \end{cases}.$$

В (1)–(5) p – число токовых катушек периодической системы (число пар полюсов); j_K – плотность тока в токовых катушках; R_I = R_{KH} / R_H, R_{II} = R_{KB} / R_{KH}, R_{III} = R_B / R_{KB}, R_{отн} = R_B / R_H;

$$K_n^{(+)} = \frac{1 - R_{II}^{np+2}}{np+2}; \\ K_n^{(-)} = \begin{cases} \frac{1 - R_{II}^{np-2}}{np-2} \rightarrow \text{при } np \neq 2 \\ \lim_{np \rightarrow 2} \frac{1 - R_{II}^{np-2}}{np-2} = -\ln R_{II} \rightarrow \text{при } np = 2 \end{cases}.$$

Необходимо отметить, что в [8] решалась задача магнитоэлектростатического поля, однако выражения (1)–(3) для векторного магнитного потенциала и составляющих магнитной индукции могут быть использованы и при расчете переменных магнитных полей, если вихревыми токами в активной зоне можно пренебречь: среда между двумя цилиндрическими ферромагнитными областями является неэлектропроводящей; цилиндрические ферромагнитные области выполнены шихтованными; проводники, образующие токовые катушки, имеют малые сечения. При переменном магнитном поле эти выражения определяют состояние магнитного поля в некоторый конкретный момент времени t, когда плотность тока в катушках составляет j_K(t).

Аналитическое решение задачи распределения тока и определения его значения в идеальном электродинамическом экране. При экранировании переменного магнитного поля лобовой части кольцевой обмотки с помощью идеального электродинамического экрана он характеризуется бесконечно малым удельным электрическим сопротивлением ρ_э → 0. Первой задачей, требующей решения, является определение распределения и значения тока в экране.

Разместим экран в частичной области I = {R_H ≥ ρ ≥ R_{KH}}, расположив его внутреннюю поверхность на радиусе R_э. При ρ_э → 0 электрический ток протекает фактически только по поверхности экрана, обращенной к источнику переменного магнитного поля, т.е. на радиусе R_э, и может охарактеризоваться линейной плотностью тока σ(φ) на этой поверхности. Толщиной экрана в этом случае можно пренебречь и считать, что весь электродинамический экран, т.е. и его наружная поверхность, располагается на радиусе R_э. На рис. 3 пред-

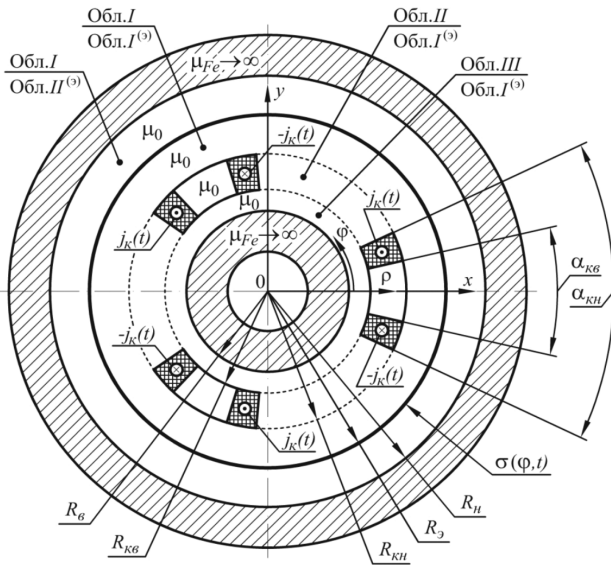


Рис. 3. Расчетная модель для определения распределения и значения тока в идеальном электродинамическом экране

ставлена расчетная модель для определения функции $\sigma(\varphi)$ в некоторый произвольный момент времени t в случае экранирования переменного магнитного поля, создаваемого периодической системой одноименно-полюсных токовых катушек с плотностью тока $j_k(t)$.

Магнитное поле, создаваемое периодической системой одноименно-полюсных токовых катушек, является периодическим по φ с периодом $\alpha_T = 2\pi/p$. Соответственно, функция $\sigma(\varphi)$ и магнитное поле, создаваемое током $\sigma(\varphi)$ электродинамического экрана, также являются периодическими по φ с тем же периодом α_T . Определим магнитное поле, создаваемое током $\sigma(\varphi)$, для чего в соответствии с методом гармонического анализа [9] разобьем сложную область активной зоны на две простые однородные частичные области:

$I^{(э)} = \{R_3 \geq \rho \geq R_B\}$, содержащую токовые катушки, немагнитный зазор между экраном и токовыми катушками, а также немагнитный зазор между токовыми катушками и внутренней цилиндрической ферромагнитной областью с $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$;

$II^{(э)} = \{R_H \geq \rho \geq R_3\}$ немагнитного зазора между экраном и внешней цилиндрической ферромагнитной областью с $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$.

При пренебрежении вихревыми токами в цилиндрических ферромагнитных областях и токовых катушках задача расчета магнитного поля, создаваемого током $\sigma(\varphi)$ экрана, сводится к задаче определения магнитоэстатического поля для некоторого конкретного момента времени t , которая при введении векторного магнитного потенциала $\{\text{rot} \vec{A} = \vec{B}$
 $\text{div} \vec{A} = 0\}$, в свою очередь, сводится в обеих частич-

ных областях к решению внутренней краевой задачи Неймана для уравнения Лапласа:

$$\Delta A_z^{(э)} = 0. \quad (6)$$

В дальнейшем изложении индекс «э» в выражениях для векторного магнитного потенциала будем опускать.

В силу периодичности функции линейной плотности тока $\sigma(\varphi)$ функция векторного магнитного потенциала $A^{(э)}(\rho, \varphi)$ и ее частные производные $\partial A^{(э)}(\rho, \varphi) / \partial \rho$ и $\partial A^{(э)}(\rho, \varphi) / \partial \varphi$, определяющие составляющие индукции магнитного поля, в обеих частичных областях также должны быть периодическими по φ с периодом $\alpha_T = 2\pi/p$. Если учесть равенство нулю тангенциальных составляющих индукции магнитного поля на границах с ферромагнитными областями с $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$, а также то, что на границах раздела частичных областей с одинаковой магнитной проницаемостью μ_0 при наличии на этих границах тока с линейной плотностью σ тангенциальные составляющие индукции претерпевают скачок на значение величины $\mu_0 \sigma$, граничные условия для функции векторного магнитного потенциала могут быть записаны в виде:

для частичной области $I^{(э)} = \{R_3 \geq \rho \geq R_B\}$

$$\left. \frac{\partial A_I^{(э)}(\rho, \varphi)}{\partial \rho} \right|_{\rho = \begin{bmatrix} R_3 \\ R_B \end{bmatrix}} = \begin{bmatrix} f_3(\varphi) + \mu_0 \sigma(\varphi) \\ 0 \end{bmatrix}; \quad (7)$$

для частичной области $II^{(э)} = \{R_H \geq \rho \geq R_3\}$

$$\left. \frac{\partial A_{II}^{(э)}(\rho, \varphi)}{\partial \rho} \right|_{\rho = \begin{bmatrix} R_H \\ R_3 \end{bmatrix}} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_3(\varphi) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Здесь функции $\sigma(\varphi)$ и $f_3(\varphi)$ являются периодическими по φ с периодом $\alpha_T = 2\pi/p$, причем $\int_{-\pi/p}^{\pi/p} \sigma(\varphi) d\varphi = \int_{-\pi/p}^{\pi/p} f_3(\varphi) d\varphi = 0$, т.е. у этих функций отсутствует постоянная составляющая. Легко убедиться,

что при выполнении указанных выше условий требования к задаче Неймана для уравнения Лапласа соблюдаются.

Решая методом разделения переменных (Фурье) уравнение Лапласа (6) с учетом периодичности функции $A^{(э)}(\rho, \varphi)$ и граничных условий (7) и (8), получаем выражения для функции векторного магнитного потенциала в частичных областях:

для частичной области $I^{(э)} = \{R_3 \geq \rho \geq R_B\}$

$$A_I^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi) = \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \left[\frac{R_{\varepsilon}(\rho/R_B)^{-np} + (\rho/R_B)^{np}}{R_{\varepsilon I}^{-np} - R_{\varepsilon I}^{np}} \times \right. \\ \left. \times ([F_n^{(\varepsilon s)} + \mu_0 \sigma_n^{(s)}] \sin(np\varphi) + [F_n^{(\varepsilon c)} + \mu_0 \sigma_n^{(c)}] \cos(np\varphi)) \right], \quad (9)$$

где $R_{\varepsilon I} = R_B / R_{\varepsilon}$; $\left[\begin{matrix} F_n^{(\varepsilon s)} \\ F_n^{(\varepsilon c)} \end{matrix} \right] = \frac{p}{\pi} \int_{-\pi/p}^{\pi/p} f_{\varepsilon}(\varphi) \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \end{bmatrix} d\varphi$;

$$\left[\begin{matrix} \sigma_n^{(s)} \\ \sigma_n^{(c)} \end{matrix} \right] = \frac{p}{\pi} \int_{-\pi/p}^{\pi/p} \sigma(\varphi) \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \end{bmatrix} d\varphi; \quad n = \overline{1, N \rightarrow \infty};$$

для частичной области $II^{(\varepsilon)} = \{R_H \geq \rho \geq R_{\varepsilon}\}$

$$A_{II}^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi) = - \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \left[\frac{R_{\varepsilon}(\rho/R_H)^{-np} + (\rho/R_H)^{np}}{np(R_{\varepsilon II}^{-np} - R_{\varepsilon II}^{np})} \times \right. \\ \left. \times (F_n^{(\varepsilon s)} \sin(np\varphi) + F_n^{(\varepsilon c)} \cos(np\varphi)) \right], \quad (10)$$

где $R_{\varepsilon II} = R_{\varepsilon} / R_H$.

Неизвестные коэффициенты $F_n^{(\varepsilon s)}$ и $F_n^{(\varepsilon c)}$ определяются из условия равенства нормальных составляющих индукции магнитного поля на границе раздела частичных областей:

$$B_{\rho I}^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi) \Big|_{\rho=R_{\varepsilon}} = B_{\rho II}^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi) \Big|_{\rho=R_{\varepsilon}} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_I^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi)}{\partial \varphi} \Big|_{\rho=R_{\varepsilon}} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_{II}^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi)}{\partial \varphi} \Big|_{\rho=R_{\varepsilon}} \Rightarrow \\ \Rightarrow \left[\begin{matrix} F_n^{(\varepsilon s)} \\ F_n^{(\varepsilon c)} \end{matrix} \right] = -0,5\mu_0 \left[\begin{matrix} \sigma_n^{(s)} \\ \sigma_n^{(c)} \end{matrix} \right] \frac{(R_{\varepsilon I}^{-np} + R_{\varepsilon I}^{np})(R_{\varepsilon II}^{-np} - R_{\varepsilon II}^{np})}{R_{\text{отн}}^{-np} - R_{\text{отн}}^{np}}, \quad (11)$$

где $R_{\text{отн}} = R_{\varepsilon I} R_{\varepsilon II} = R_B / R_H$.

Подставляя (11) в (9) и (10), получаем удобные для расчетов выражения функции векторного магнитного потенциала и составляющих индукции магнитного поля в частичных областях:

для частичной области $I^{(\varepsilon)} = \{R_{\varepsilon} \geq \rho \geq R_B\}$

$$\left[\begin{matrix} A_I^{(\varepsilon)} \\ B_{\rho I}^{(\varepsilon)} \\ B_{\varphi I}^{(\varepsilon)} \end{matrix} \right] = 0,5\mu_0 \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \left[\begin{matrix} R_{\varepsilon} / (np) \\ 1 \\ 1 \end{matrix} \right] \frac{1 + R_{\varepsilon II}^{2np}}{1 - R_{\text{отн}}^{np}} \times \\ \times \left[\begin{matrix} + \\ + \\ - \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} \left(\frac{\rho}{R_{\varepsilon}} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np-1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{\rho}{R_{\varepsilon}} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np-1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{\rho}{R_{\varepsilon}} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np-1 \end{matrix} \right] \end{matrix} \right] + \left[\begin{matrix} R_{\varepsilon I}^{np} \\ R_{\varepsilon I}^{np-1} \\ R_{\varepsilon I}^{np-1} \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} \left(\frac{R_B}{\rho} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np+1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{R_B}{\rho} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np+1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{R_B}{\rho} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np+1 \end{matrix} \right] \end{matrix} \right] \gamma_n(\varphi); \quad (12)$$

для частичной области $II^{(\varepsilon)} = \{R_H \geq \rho \geq R_{\varepsilon}\}$

$$\left[\begin{matrix} A_{II}^{(\varepsilon)} \\ B_{\rho II}^{(\varepsilon)} \\ B_{\varphi II}^{(\varepsilon)} \end{matrix} \right] = 0,5\mu_0 \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \left[\begin{matrix} R_{\varepsilon} / (np) \\ 1 \\ 1 \end{matrix} \right] \frac{1 + R_{\varepsilon II}^{2np}}{1 - R_{\text{отн}}^{np}} \times \\ \times \left[\begin{matrix} R_{\varepsilon II}^{np} \\ R_{\varepsilon II}^{np-1} \\ R_{\varepsilon II}^{np-1} \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} \left(\frac{\rho}{R_H} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np-1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{\rho}{R_H} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np-1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{\rho}{R_H} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np-1 \end{matrix} \right] \end{matrix} \right] + \left[\begin{matrix} \left(\frac{R_{\varepsilon}}{\rho} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np+1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{R_{\varepsilon}}{\rho} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np+1 \end{matrix} \right] \\ \left(\frac{R_{\varepsilon}}{\rho} \right) \left[\begin{matrix} np \\ np+1 \end{matrix} \right] \end{matrix} \right] \gamma_n(\varphi), \quad (13)$$

где $\gamma_n(\varphi) = \sigma_n^{(s)} \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \\ \sin(np\varphi) \end{bmatrix} + \sigma_n^{(c)} \begin{bmatrix} \cos(np\varphi) \\ -\sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \end{bmatrix}$.

На основании (12) и (13) выражение для нормальной составляющей индукции магнитного поля, создаваемого током $\sigma(\varphi)$ электродинамического экрана, на поверхности экрана будет иметь вид:

$$B_n^{(\varepsilon)}(\varphi) = B_{\rho I}^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi) \Big|_{\rho=R_{\varepsilon}} = B_{\rho II}^{(\varepsilon)}(\rho, \varphi) \Big|_{\rho=R_{\varepsilon}} = \\ = 0,5\mu_0 \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \left[\frac{(1 + R_{\varepsilon I}^{2np})(1 + R_{\varepsilon II}^{2np})}{1 - R_{\text{отн}}^{2np}} (\sigma_n^{(s)} \cos(np\varphi) - \right. \\ \left. - \sigma_n^{(c)} \sin(np\varphi)) \right]. \quad (14)$$

В свою очередь из (1) следует, что нормальная составляющая индукции магнитного поля, создаваемого периодической системой одноименно-полюсных токовых катушек, на поверхности электродинамического экрана определяется соотношением

$$B_n(\varphi) = B_{\rho I}(\rho, \varphi) \Big|_{\rho=R_{\varepsilon}} = \frac{\mu_0}{\pi} j_K R_{\text{кн}} \times \\ \times \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} [J_n F_n (R_{\varepsilon I}^{np+1} R_{\varepsilon II}^{np-1} + R_{\text{нI}}^{np+1}) \cos(np\varphi)], \quad (15)$$

где $R_{\text{нI}} = R_{\text{кн}} / R_{\varepsilon}$.

Суммарное значение нормальной составляющей индукции магнитного поля, создаваемого совместно токами периодической системы одноименно-полюсных токовых катушек и электродинамического экрана, на поверхности идеального экрана с $\rho_{\varepsilon} \rightarrow \infty$ должно равняться нулю, что и является условием для определения неизвестных коэффициентов $\sigma_n^{(s)}$ и $\sigma_n^{(c)}$, а соответственно, и неизвестной функции $\sigma(\varphi)$. Таким образом,

$$B_n(\varphi) + B_n^{(\varepsilon)}(\varphi) = 0 \Rightarrow \sigma_n^{(c)} = 0,$$

$$\sigma_n^{(s)} = -\frac{2}{\pi} j_K R_{KH} J_n \frac{R_{HI}^{np+1}}{1+R_{\varphi I}^{2np}} (K_n^{(+)} + R_{II}^{np+2} R_{III}^{2np} K_n^{(-)}). \quad (16)$$

Из (16) следует, что ток в идеальном электродинамическом экране, характеризующийся функцией линейной плотности тока $\sigma(\varphi)$, не зависит от радиуса R_H , определяющего внутреннюю поверхность внешней цилиндрической ферромагнитной области. Иными словами, независимо от того, что и где находится во внешней по отношению к экрану области, в нем будут протекать токи линейной плотности $\sigma(\varphi) = \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} [\sigma_n^{(s)} \sin(np\varphi)]$, где $\sigma_n^{(s)}$ определяется геометрией активной зоны и параметрами источника магнитного поля (периодической системой одноименно-полюсных токовых катушек) внутри электродинамического экрана.

Расчет индуктивности периодической системы токовых катушек при наличии идеального электродинамического экрана. Для того чтобы провести такой расчет, необходимо знать результирующее магнитное поле, создаваемое как токами катушек, так и токами экрана. Учитывая линейность рассматриваемой математической модели, результирующее магнитное поле можно определить на основе принципа суперпозиции магнитных полей, согласно которому для каждой из частичных областей выражения векторного магнитного потенциала и составляющих индукции результирующего магнитного поля могут быть записаны так:

для частичной области $II^{(\varnothing)} = \{R_H \geq \rho \geq R_{\varnothing}\}$ немагнитного зазора между электродинамическим экраном и внешней цилиндрической ферромагнитной областью с $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$

$$\begin{bmatrix} A \\ B_{\rho} \\ B_{\varphi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_I \\ B_{\rho I} \\ B_{\varphi I} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{II}^{(\varnothing)} \\ B_{\rho II}^{(\varnothing)} \\ B_{\varphi II}^{(\varnothing)} \end{bmatrix} = 0; \quad (17)$$

для частичной области $I^{(H)} = \{R_{\varnothing} \geq \rho \geq R_{KH}\}$ немагнитного зазора между токовыми катушками и электродинамическим экраном

$$\begin{bmatrix} A_I^{(H)} \\ B_{\rho I}^{(H)} \\ B_{\varphi I}^{(H)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_I \\ B_{\rho I} \\ B_{\varphi I} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_I^{(\varnothing)} \\ B_{\rho I}^{(\varnothing)} \\ B_{\varphi I}^{(\varnothing)} \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{\pi} j_K R_{KH} \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} [J_n F_n^{(H)}] \times$$

$$\times \begin{bmatrix} R_{KH} / (np) \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -R_{HI}^{np} \\ -R_{HI}^{np+1} \\ R_{HI}^{np+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} np \\ np-1 \\ np-1 \end{bmatrix} \left(\frac{\rho}{R_{\varnothing}} \right) + \begin{bmatrix} R_{KH} \\ \rho \end{bmatrix} \begin{bmatrix} np \\ np+1 \\ np+1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \\ \sin(np\varphi) \end{bmatrix}; \quad (18)$$

для частичной области $II = \{R_{KH} \geq \rho \geq R_{KB}\}$ токовых катушек и немагнитных промежутков между ними

$$\begin{bmatrix} A_{II}^{(H)} \\ B_{\rho II}^{(H)} \\ B_{\varphi II}^{(H)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{II} \\ B_{\rho II} \\ B_{\varphi II} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_I^{(\varnothing)} \\ B_{\rho I}^{(\varnothing)} \\ B_{\varphi I}^{(\varnothing)} \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{\pi} j_K \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \left[J_n \begin{bmatrix} (np)^{-1} \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \right] \times \left(\begin{bmatrix} np \\ np \\ -2 \end{bmatrix} C_n(\rho) \rho \begin{bmatrix} \rho \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} - R_{KH} \begin{bmatrix} R_{KH} \\ 1 \\ -1 \end{bmatrix} K F_n^{(H)} \left(\frac{\rho}{R_{KH}} \right) \begin{bmatrix} np \\ np-1 \\ np-1 \end{bmatrix} - R_{KB} \begin{bmatrix} R_{KB} \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} K \Psi_n^{(H)} \left(\frac{R_{KB}}{\rho} \right) \begin{bmatrix} np \\ np+1 \\ np+1 \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \\ \sin(np\varphi) \end{bmatrix}; \quad (19)$$

для частичной области $III = \{R_{KB} \geq \rho \geq R_B\}$ внутреннего немагнитного зазора между токовыми катушками и внутренней цилиндрической ферромагнитной областью с $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$

$$\begin{bmatrix} A_{III}^{(H)} \\ B_{\rho III}^{(H)} \\ B_{\varphi III}^{(H)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{III} \\ B_{\rho III} \\ B_{\varphi III} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_I^{(\varnothing)} \\ B_{\rho I}^{(\varnothing)} \\ B_{\varphi I}^{(\varnothing)} \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{\pi} j_K R_{KB} \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} [J_n \Psi_n^H] \times$$

$$\times \begin{bmatrix} R_{KB} / (np) \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} + \\ + \\ - \end{bmatrix} \begin{bmatrix} np \\ np-1 \\ np-1 \end{bmatrix} \left(\frac{\rho}{R_{KB}} \right) + \begin{bmatrix} R_{III}^{np} \\ R_{III}^{np-1} \\ R_{III}^{np-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} np \\ np+1 \\ np+1 \end{bmatrix} \left(\frac{R_B}{\rho} \right) \times \begin{bmatrix} \sin(np\varphi) \\ \cos(np\varphi) \\ \sin(np\varphi) \end{bmatrix}. \quad (20)$$

В представленных выше выражениях:

$$\begin{aligned}
 R_{HI}^{np} &= R_{KH} / R_{\Sigma}; \\
 \begin{bmatrix} F_n^{(H)} \\ \Psi_n^{(H)} \end{bmatrix} &= \frac{1}{1+R_{\Sigma}^{2np}} \begin{bmatrix} R_{II}^{np+2} R_{III}^{2np} \\ 1 \end{bmatrix} K_n^{(-)} + \\
 &+ \begin{bmatrix} 1 \\ -R_{HI}^{2np} R_{II}^{np-2} \end{bmatrix} K_n^{(+)}; \\
 \begin{bmatrix} KF_n^{(H)} \\ K\Psi_n^{(H)} \end{bmatrix} &= \frac{1}{1-R_{II}^{2np}} \left((1+R_{HI}^{2np}) \begin{bmatrix} 1 \\ R_{II}^{np-2} \end{bmatrix} F_n^{(H)} + \right. \\
 &+ \left. (1-R_{III}^{2np}) \begin{bmatrix} R_{II}^{np+2} \\ 1 \end{bmatrix} \Psi_n^{(H)} + \right. \\
 &+ \left. 4 \begin{bmatrix} K_n^{(+)} / (np-2) \rightarrow \text{при } np \neq 2 \\ 0 \rightarrow \text{при } np=2 \\ -K_n^{(-)} / (np+2) \end{bmatrix} \right). \quad (21)
 \end{aligned}$$

Для определения коэффициента самоиндукции периодической системы токовых катушек или коэффициента взаимной индукции двух периодических систем токовых катушек рационально воспользоваться энергетическим подходом. При этом энергия взаимодействия магнитных полей двух периодических систем токовых катушек может быть определена следующим образом:

$$\begin{aligned}
 W_{12} &= \frac{l_{\delta}}{2} \int_{S^{(2)}} A^{(1)}(\rho, \varphi) j^{(2)}(\rho, \varphi) dS = \\
 &= \frac{l_{\delta}}{2} \int_{S^{(1)}} A^{(2)}(\rho, \varphi) j^{(1)}(\rho, \varphi) dS, \quad (22)
 \end{aligned}$$

где $A^{(1)}(\rho, \varphi)$, $A^{(2)}(\rho, \varphi)$ – векторный потенциал магнитного поля, создаваемого первой и второй системами токовых катушек; $j^{(1)}(\rho, \varphi)$, $j^{(2)}(\rho, \varphi)$, $S^{(1)}$, $S^{(2)}$ – плотности тока и площади областей, занимаемых проводниками с током первой и второй систем токовых катушек; l_{δ} – осевая протяженность магнитной системы.

Для двух периодических систем одноименно-полюсных токовых катушек с одинаковым периодом изменения магнитного поля, имеющих одинаковые внутренний и наружный диаметры, расчетная модель для которых представлена на рис. 4, с учетом периодичности магнитного поля выражение (22) может быть приведено к виду

$$W_{12} = \frac{pl_{\delta}}{2} j_k^{(2)} \int_{R_{KB}}^{R_{KH}} \rho \int_{\beta+\alpha_{KH}^{(2)}/2}^{\beta+\alpha_{KB}^{(2)}/2} A_{II}^{(H1)}(\rho, \varphi) d\varphi -$$

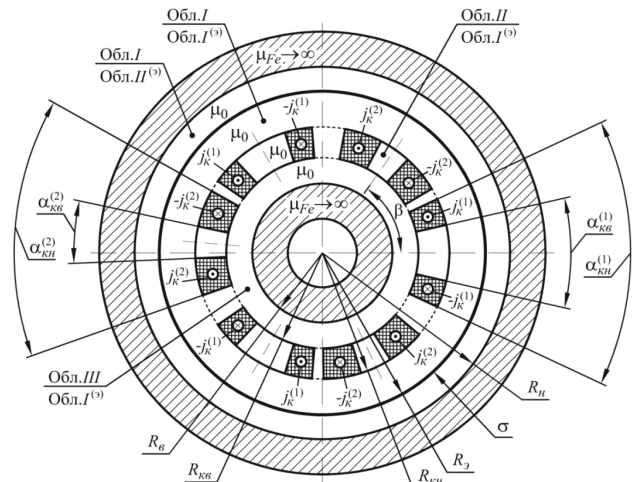


Рис. 4. Расчетная модель для определения энергии магнитного поля и коэффициента взаимной индукции двух периодических систем одноименно-полюсных токовых катушек с одинаковым периодом изменения магнитного поля, имеющих одинаковые внутренний и наружный диаметры, при наличии идеального электродинамического экрана

$$- \int_{\beta-\alpha_{KB}^{(2)}/2}^{\beta-\alpha_{KH}^{(2)}/2} A_{II}^{(H1)}(\rho, \varphi) d\varphi \Big) d\rho, \quad (23)$$

где β – угол сдвига одной периодической системы относительно другой.

Выполнив интегрирование в (23), получим следующее удобное для расчетов выражение энергии взаимодействия двух периодических систем одноименно-полюсных токовых катушек при расположении их на одинаковых диаметрах и наличии идеального электродинамического экрана:

$$\begin{aligned}
 W_{12} &= \frac{\mu_0}{\pi p} j_k^{(1)} j_k^{(2)} l_{\delta} \sum_{n=1}^{N \rightarrow \infty} \left[\frac{J_n^{(1)} J_n^{(2)}}{n} C_n^{(W)} (R_{KH}^4 - R_{KB}^4) - \right. \\
 &\left. - R_{KH}^4 K_n^{(+)} KF_n^{(H)} - R_{KB}^4 K_n^{(-)} K\Psi_n^{(H)} \right] \cos(np\beta), \quad (24)
 \end{aligned}$$

$$\text{где } C_n^{(W)} = \begin{cases} 0,5np/(n^2 p^2 - 4) \rightarrow \text{при } np \neq 2 \\ 3/16 \rightarrow \text{при } np=2 \end{cases}$$

Зная энергию взаимодействия двух периодических систем токовых катушек, можно легко определить коэффициент их взаимной индукции:

$$M_{12} = \frac{2W_{12}}{I_1 I_2}, \quad (25)$$

где I_1 , I_2 – электрический ток, протекающий по катушкам периодических систем.

Собственную индуктивность, например первой периодической системы одноименно-полюсных токовых катушек, можно определить по формуле

$$L_1 = 2W_1 / I_1^2, \quad (26)$$

где W_1 определяется по (24), если положить в ней $j_k^{(2)} = j_k^{(1)}$, $J_n^{(2)} = J_n^{(1)}$, $\beta = 0$.

Сравнение параметров машин при использовании различных экранов. Для примера выполнен расчет электрического генератора с ВТСП кольцевой обмоткой якоря мощностью 1000 кВт и частотой вращения 2500 мин⁻¹. В таблице приведено сравнение индуктивностей и индуктивных сопротивлений ОЯ для случая ферромагнитного и электромагнитного экранов. При этом размеры активной зоны, число витков в обмотках, число пар полюсов и другие параметры машин принимались одинаковыми.

Параметр	Электромагнитный экран	Ферромагнитный экран
Собственная индуктивность фазы L_A , мГн	0,55	2,5
Взаимная индуктивность фаз ОЯ L_{AB} , мГн	0,22	1,1
Полная индуктивность фазы ОЯ L_a , мГн	0,77	3,6
Индуктивное сопротивление фазы ОЯ X_a , Ом (без индуктивного сопротивления рассеяния)	0,69	3,2

Видно, что в случае активного экрана индуктивное сопротивление в несколько раз меньше, что определяет более жесткую внешнюю характеристику генератора и возможность обеспечения заданного выходного напряжения в меньших габаритах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-29-10009.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Al-Mosawi M.K., Bailey W., Beduz C., Goddard K., Yang Y. Development of a coreless HTS synchronous generator operating at sub-cooled liquid nitrogen temperatures. – Journal of Physics: Conf. Series 97 (2008) 012205. Doi:10.1088/1742-6596/97/1/012205.
2. Wendell O.S. Bailey, Maitham Al-Mosawi, Yifeng Yang, Kevin Goddard, Carlo Beduz. The Design of a Lightweight HTS

Synchronous Generator Cooled by Subcooled Liquid Nitrogen. – IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2009, vol. 19, No. 3.

3. Han-Wook Cho, Kiruba S. Haran. Force Analysis of Superconducting Coils in Actively Shielded Air-Core Superconducting Machines. – IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2018, vol. 28, No. 5.

4. Weili. Li, Chengyu. Song, Junci. Cao, Liyi. Li. Performance Analysis of Axial-Radial Flux Type Fully Superconducting Synchronous Motor. Intern. Conf. on Power System Technology, 2010.

5. Dezhin, D.S., Pyasov, R.I., Kovalev, K.L. HTS inductor electric machine with combined excitation. – IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science, 2018, vol. 194, iss. 5.

6. Dezhin, D., Ivanov, N., Kovalev, K., Kobzeva, I., Semenihin, V. System Approach of Usability of HTS Electrical Machines in Future Electric Aircraft. – IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2018, vol. 28, iss. 4.

7. Пенкин В.Т. Сверхпроводниковый синхронный генератор для автономной энергетической установки летательного аппарата: Автореф. дис... канд. техн. наук. Московский авиационный институт, 1990, 38 с.

8. Журавлев С.В., Зечихин Б.С., Иванов Н.С., Некрасова Ю.Ю., Ларионов А.Е. Аналитическая методика расчета магнитного поля в активной зоне электрических машин со сверхпроводящими обмотками индуктора и якоря. – Вестник Московского авиационного института, 2018, т. 25, № 4, с. 189–202.

9. Зечихин Б.С. Электрические машины летательных аппаратов. Гармонический анализ активных зон. М.: Машиностроение, 1983, 149 с.

10. Ковалев К.Л., Пенкин В.Т., Иванов Н.С., Некрасова Ю.Ю., Ильясов Р.И., Дежин Д.С., Журавлев С.В. Перспективы применения сверхпроводниковых устройств на борту полностью электрического самолета с гибридной силовой установкой. – Электричество, 2018, № 10, с.45–53.

[04.03.2019]

Авторы: Журавлев Сергей Владимирович – кандидат техн. наук, доцент Национального исследовательского университета «Московский авиационный институт» НИУ «МАИ», диссертацию защитил в 2005 г.

Зечихин Борис Семенович – доктор техн. наук, профессор НИУ «МАИ», диссертацию защитил в 1983 г.

Иванов Николай Сергеевич – кандидат техн. наук, доцент НИУ «МАИ», диссертацию защитил в 2014 г.

Некрасова Юлия Юрьевна – кандидат техн. наук, доцент НИУ «МАИ», диссертацию защитила в 2007 г.

Ларионов Анатолий Евгеньевич – кандидат техн. наук, доцент НИУ «МАИ», диссертацию защитил в 1995 г.

Calculating the Magnetic Field in the Active Zone of an Electrical Machine with an Annular Superconducting Armature Winding when there Is an External Shield

ZECHIKHIN Boris S. (NRU «MAI», Moscow, Russia) – Professor, Dr. Sci. (Eng.)

IVANOV Nikolay S. (NRU «MAI», Moscow, Russia) – Associate Professor, Cand. Sci. (Eng.)

NEKRASOVA Yuliya Yu. (NRU «MAI», Moscow, Russia) – Associate Professor, Cand. Sci. (Eng.)

LARIONOV Anatoly Ye. (NRU «MAI», Moscow, Russia) – Associate Professor, Cand. Sci. (Eng.)

Construction of electrical machines with increased specific and volume power capacity is a complicated scientific and technical problem, which is dealt with in many papers published both in Russia and abroad. Publications that consider fully superconducting electrical machines, i.e., machines the stator and rotor windings of which are made of superconductors, are the most interesting ones. Among these publications, it is possible to specially separate those on constructing so-called ironless machines with the axial flux and cooled by liquid hydrogen. In using high-temperature superconducting (HTSC) tapes in the composition of electrical machine windings, a few essential limitations must be borne in mind. One of the design arrangements that can be adapted to the use of HTSC windings on the stator is the one with an annular armature winding. The article presents correlations for the inductive parameters of the windings and linear current density of an electrical machine with an annular HTSC winding on the stator. By using the obtained correlations, it is possible to select the rational type of the shield and determine its dimensions and mass. The results from comparing the parameters of two machines in using different types of magnetic shields are also presented.

Key words: *electrical machines, annular superconducting winding, magnetic field calculation, magnetic shield*

REFERENCES

1. **Al-Mosawi M.K., Bailey W., Beduz C., Goddard K., Yang Y.** Development of a coreless HTS synchronous generator operating at sub-cooled liquid nitrogen temperatures. – *Journal of Physics: Conf. Series* 97 (2008) 012205. Doi:10.1088/1742-6596/97/1/012205.
2. **Wendell O.S. Bailey, Maitham Al-Mosawi, Yifeng Yang, Kevin Goddard, Carlo Beduz.** The Design of a Lightweight HTS Synchronous Generator Cooled by Subcooled Liquid Nitrogen. – *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2009, vol. 19, No. 3.
3. **Han-Wook Cho, Kiruba S. Haran.** Force Analysis of Superconducting Coils in Actively Shielded Air-Core Superconducting Machines. – *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2018, vol. 28, No. 5.
4. **Weili. Li, Chengyu. Song, Junci. Cao, Liyi. Li.** Performance Analysis of Axial-Radial Flux Type Fully Superconducting Synchronous Motor. *Intern. Conf. on Power System Technology*, 2010.
5. **Dezhin, D.S., Ilyasov, R.I., Kovalev, K.L.** HTS inductor electric machine with combined excitation. – *IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science*, 2018, vol. 194, iss. 5.
6. **Dezhin, D., Ivanov, N., Kovalev, K., Kobzeva, I., Semenihin, V.** System Approach of Usability of HTS Electrical Machines in Future Electric Aircraft. – *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2018, vol. 28, iss. 4.
7. **Penkin V.T.** *Sverkhprovodnikovyyi sinkhronnyi generator dlya avtonomnoy energeticheskoy ustanovki letatel'nogo apparata: Avtoref. diss... kand. tekhn. nauk* (Superconducting synchronous generator for autonomous power plant of the aircraft: author dis. ... Cand. Sci. (Eng.)), Moscow Aviation Institute, 1990, 38 p.
8. **Zhuravlev S.V., Zechikhin B.S., Ivanov N.S., Nekrasova Yu.Yu., Larionov A.Ye.** *Vestnik Moskovskogo aviatsionnogo instituta – in Russ. (Bulletin of Moscow Aviation Institute)*, 2018, vol. 25, No. 4, pp. 189–202.
9. **Zechikhin B.S.** *Elektricheskiye mashiny letatel'nykh apparatov. Garmonicheskiy analiz aktivnykh zon* (Electrical machines of aircrafts. Harmonic analysis zones). Moscow, Mashinostroeniye, 1983, 149 p.
10. **Kovalev K.L., Penkin V.I., Ivanov N.S., Nekrasova Yu.Yu., Il'yasov R.I., Dezhin D.S., Zhuravlev S.V.** *Elektrichstvo – in Russ. (Electricity)*, 2018, No. 10, pp.45–53.

[04.03.2019]