

П.И.Захарченко, Е.Б.Ковалев

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ РАСЧЕТА
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Моделирование нелинейного вихревого магнитного поля вентильного реактивного двигателя на основе расчета поля с помощью векторного магнитного потенциала и предлагаемым методом приведения вихревого магнитного поля к квазипотенциальному с расчетом магнитной системы на основе закона полного тока. Уменьшение погрешности расчета по сравнению с методом векторного магнитного потенциала.

Постановка проблемы. Вентильно-индукторные двигатели (ВИД), благодаря своей конструктивной простоте находят все большее применение в различных сферах производства. Их характеристики определяются энергией магнитного поля в воздушном зазоре, которая зависит от геометрических размеров активных частей ВИД, магнитодвижущей силы его обмоток статора и законов управления токами в обмотках статора. Поэтому для выбора оптимальной конструкции ВИД необходимо иметь картину магнитного поля.

Анализ публикаций. Как показано в [1] поле в магнитной системе двигателя содержит области потенциального поля области вихревого поля, поэтому для моделирования этого поля в [1-4] применен векторный потенциал. Анализ результатов моделирования поля показывает, что отдельные участки магнитной системы резко насыщены, максимальная индукция в зубце статора в зоне перекрытия полюсов составляет более 1,9 Тл, а минимальная – 0,5 Тл, в результате чего магнитная проницаемость μ по сечению магнитной системы изменяется в широких пределах. Однако согласно [4-6] применение векторного магнитного потенциала оправдано только для расчета магнитных полей с $\mu = const$.

Для расчета вихревых полей при $\mu \neq const$ Демирчяном [5] предложен оригинальный метод приведения вихревого магнитного поля к квазипотенциальному, позволяющий преодолеть все трудности метода векторного магнитного потенциала. Рассчитаем поле этим методом, подробно освещенным в [4].

Цель работы. Сопоставление методов моделирования магнитных полей на основе векторного потенциала и на основе приведения вихревого магнитного поля к квазипотенциальному.

Результаты исследований. * Известно (Г.А.Рязанов, 1969), [4], что

* Статья написана с привлечением материалов докт. техн. наук, профессора

С.В.Карася

магнитные поля линейных электрических токов и двойных магнитных слоев эквивалентны. С точки зрения расчета магнитного поля это означает, что имеется возможность один тип источников заменить другим. Способ эквивалентной замены электрических токов магнитными зарядами позволяет рассчитать поле с помощью скалярного магнитного потенциала только в зоне, расположенной вне электрических токов, но не дает возможности рассчитать поле в областях, занятых токами, т. е. там, где $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}$.

Если одновременно существуют и источники, и вихри поля, то, исходя из суперпозиции полей, можно считать, что вектор напряженности \mathbf{H} имеет две составляющие,

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2,$$

из которых первая создана источниками, а вторая – вихрями. Представим истинное значение напряженности вихревого поля \mathbf{H} состоящим из двух составляющих: потенциальной \mathbf{H}_p , создаваемой магнитными зарядами и дополнительной, имеющей напряженность \mathbf{H}_o :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_p + \mathbf{H}_o. \quad (1)$$

Рассмотрим потенциальную составляющую \mathbf{H}_p . Так как ее поле вызвано магнитными зарядами, эквивалентными исходным токам, то оно является потенциальным и связано со скалярным магнитным потенциалом соотношением

$$\mathbf{H}_p = - \text{grad} \phi_p. \quad (2)$$

Для потенциального поля $\text{rot } \mathbf{H}_p = 0$. Плотность его источников можно найти согласно [7] из условия (1):

$$\text{div } \mathbf{B} = \text{div}(\mu_a \cdot \mathbf{H}) = \text{div}(\mu_a \cdot \mathbf{H}_p + \mu_a \cdot \mathbf{H}_o) = 0$$

или

$$\text{div } \mu_a \cdot \mathbf{H}_p = - \text{div } \mu_a \cdot \mathbf{H}_o = \rho, \quad (3)$$

где ρ – объемная плотность магнитных зарядов.

Из (2) и (3) следует

$$\text{div } \mu_a \text{ grad } \phi_p = -\rho. \quad (4)$$

Уравнения (2), (3), (4) описывают потенциальное поле расчетной величины \mathbf{H}_p , знания которой необходимо для нахождения напряженности искомого вихревого поля \mathbf{H} .

Скалярный потенциал \mathbf{H}_p , в отличие от обычного скалярного магнитного потенциала, используется во всем пространстве, включая и объемы с токами. Назовем его *обобщенным скалярным магнитным потенциалом*, а

магнитное поле, описываемое потенциалом, назовем *квазипотенциальным магнитным полем*.

Рассмотрим дополнительную составляющую поля \mathbf{H}_0 . Согласно (1) имеем

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{rot} \mathbf{H}_p + \mathbf{rot} \mathbf{H}_0 = \mathbf{J}.$$

Так как согласно (2) поле \mathbf{H}_p является потенциальным, то $\mathbf{rot} \mathbf{H}_p = 0$. Тогда для сохранения равенства $\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}$ необходимо, чтобы

$$\mathbf{rot} \mathbf{H}_0 = \mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}.$$

Плотности источников дополнительного поля \mathbf{H}_0 можно найти согласно (3):

$$\mathbf{div} \mu_a \mathbf{H}_0 = -\mathbf{div} \mu_a \mathbf{H}_p = \mathbf{div} \mu_a \mathbf{grad} \varphi_p = -\rho.$$

Для двухмерной задачи

$$\mathbf{div} \mathbf{H}_0 = \nabla \cdot \mathbf{H}_0 = \partial H_{0x} / \partial x + \partial H_{0y} / \partial y = -\rho. \quad (5)$$

При этом нужно учесть поверхностные источники и определяющую их поверхностную дивергенцию, равную разности нормальных составляющих вектора индукции по обе стороны поверхности

$$\mathbf{div} \mu_a \cdot \mathbf{H}_0 = -\sigma.$$

Таким образом, введение вспомогательных расчетных величин \mathbf{H}_0 , ρ и σ , определяемых из уравнений $\mathbf{rot} \mathbf{H}_0 = \mathbf{J}$, $\rho = -\mathbf{div} \mu_a \cdot \mathbf{H}_0$ и $\sigma = -\mathbf{div} \mu_a \cdot \mathbf{H}_0$, позволяет перейти от системы уравнений

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}; \mathbf{div} \mathbf{B} = \mathbf{div}(\mu_a \cdot \mathbf{H}) = 0,$$

описывающей вихревое магнитное поле, к системе [4]

$$\mathbf{rot} \mathbf{H}_p = 0; \mathbf{div} \mu_a \mathbf{H}_p = \rho, \mathbf{div} \mu_a \mathbf{grad} \varphi_p = -\rho$$

$$\text{или } \mathbf{div} \mu_a \mathbf{grad} \varphi_p = \mathbf{div} \mathbf{H}_0 = -\rho.$$

Последовательность решения задачи нахождения поля \mathbf{H} такова:

а) определяют поле \mathbf{H}_0 , подчиняющееся условию $\mathbf{rot} \mathbf{H}_0 = \mathbf{J}$;

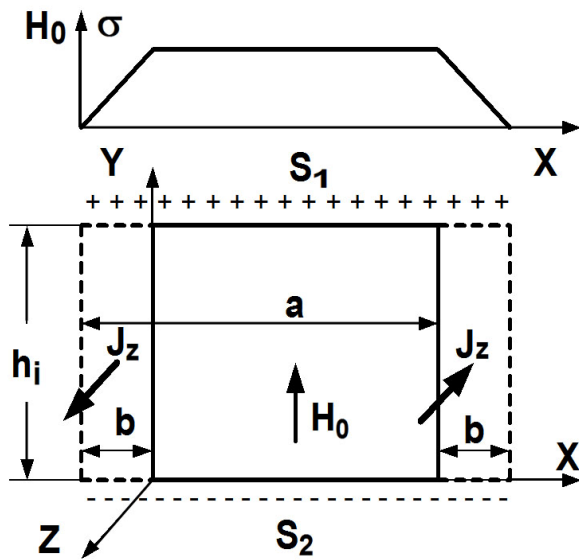
б) рассчитывают значение $\rho = -\mathbf{div} \mu_a \mathbf{H}_0$;

в) решают уравнение $\mathbf{div} \mu_a \mathbf{grad} \varphi_p = -\rho$ для скалярного магнитного потенциала;

г) вычисляют $\mathbf{H}_p = -\mathbf{grad} \varphi_p$ и определяют искомое поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_p + \mathbf{H}_0$. Таким образом, электрические токи плотностью \mathbf{J} заменяют магнитными зарядами плотностью ρ , а уравнения для векторов поля заменяют уравнением для скалярного потенциала φ_p .

Рассмотрим расчет плоскопараллельного магнитного поля зубцовой зоны ВИД как поле соленоида, изображенного на рисунке 1 и приведенного к квазипотенциальному при $\mu_a = \text{const}$. Выделим в рассматриваемом магнитном поле две области: 1-я область внутри соленоида, 2-я – вне соленоида.

Вычисление искомого поля \mathbf{H} связано со сложением полей \mathbf{H}_0 и \mathbf{H}_p в области 1, где $\mathbf{H}_0 \neq 0$. В области 2 имеем $\mathbf{H} = \mathbf{H}_p$, так как в ней $\mathbf{H}_0 = 0$.



h_i – высота обмотки статора;
 $h_i \cdot b$ – сечение обмотки;
 J_z – плотность тока в обмотке;
 S_1, S_2 – поверхности сосредоточения магнитных зарядов $+\sigma, -\sigma$.

Рисунок 1 – Распределение дополнительной напряженности H_0 поля и поверхностной плотности магнитных зарядов σ по ширине полюса статора с обмоткой в 1-й области внутри прямоугольника, ограниченного пунктирной линией. Вне этого прямоугольника – 2-я область

Определим H_0 из уравнения $\text{rot } H_0 = J$. Так как плоскопараллельное магнитное поле образовано электрическим током, вектор плотности которого содержит лишь одну составляющую (т.е. является скаляром), то из условия $\text{rot } H_0 = J$ следует, что H_0 может также иметь единственную составляющую, в нашем случае J_z . Определив H_0 из

$$\text{rot } H = k \cdot (\partial H_y / \partial x - \partial H_x / \partial y) = J_z,$$

получим:

$$H_0 = \int (k \cdot J_z \cdot i) dx = j \cdot \int J_z \cdot dx = H_{0y} = I \cdot w_1 / h.$$

Внутри области 1 $H_0 = H_{0y} = I \cdot w_1 / h$ не зависит от y , т.е. $\partial H_{0y} / \partial y = 0$ и в соответствии с (5) внутри нее нет магнитных зарядов. Объемная плотность $\rho = 0$ всюду, за исключением двух поверхностей S_1 и S_2 , ограничивающих область 1, на которых можно определить поверхностную дивергенцию $\text{div } H_0$ и соответственно поверхностную плотность зарядов σ .

Поверхностные источники характеризуются поверхностной плотностью H_0 представляющей собой поверхностную дивергенцию вектора σ_A , равную скачку его нормальной составляющей. Для S_1 имеем

$$\sigma = -\mu_a \text{div } H_0 = \mu_a \cdot H_{0y} > 0,$$

а для S_2

$$\sigma = -\mu_a \text{div } H_0 = -\mu_a \cdot H_{0y} < 0.$$

Расчетная модель рассмотренных проводников содержит два простых слоя магнитных зарядов, занимающих ограниченную область пространства. На рисунке 1 показано распределение σ в функции координаты x , аналогичное изменению H_0 в области 1 и, в частности, на поверхностях S_1 и S_2 . Электрический ток проводников оказался замененным магнитными зарядами, распределенными в данном случае на поверхностях.

Эти формулы позволяют рассчитать плоскопараллельное магнитное поле путем сведения его к квазипотенциальному полю скалярных источников.

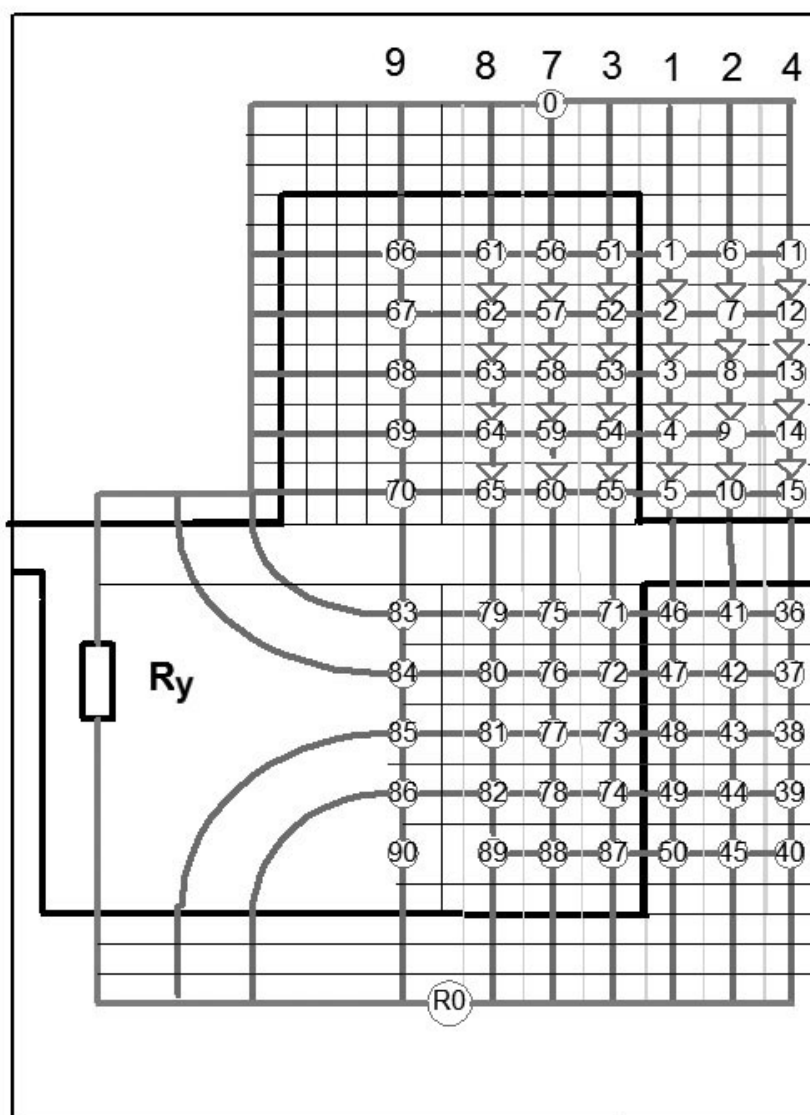
В области ограниченной поверхностями S_1 и S_2 , поле области 1 создается напряженностью H_0 , а вне этой области, в области 2, – магнитными зарядами σ [4]. В области 2 скалярный магнитный потенциал определяется уравнением Лапласа $\text{div} \mu_a \text{grad } \varphi = 0$ в предположении, что на границе между областями 1 и 2 существует фиктивный источник магнитной индукции третьего рода (Г.А.Рязанов, 1969) $B_0 = \mu_a \cdot H_0$.

Для сопоставления методов моделирования полей на основе векторного потенциала и метода приведения вихревого магнитного поля к квазипотенциальному рассчитаем поле в полюсах статора и ротора ВИД со следующими данными [1]: число полюсов статора $N_s = 8$, число полюсов ротора $N_r = 6$, диаметр расточки статора $D_0 = 282$ мм, длина сердечника $l_g = 250$ мм, наружный диаметр статора $D_a = 434$ мм, коэффициент ширины полюса статора $K_{ps} = 0,5$, ширина полюса ротора в расточке равна ширине полюса статора $b_{ps} = b_p = 55,37$ мм, число витков обмотки $w=14$, сила тока обмотки $I_1 = 343$ А, воздушный зазор $\delta = 2$ мм. Электротехническая сталь сердечника – марки 2013 по ГОСТ 21427.2-75. Для возможности сопоставления результатов моделирования поля с результатами обычного расчета магнитной цепи на основании закона полного тока моделирование проведено при совпадении осей полюсов ротора и статора.

Для расчета магнитного поля сделаем следующие допущения:

- а) ось z декартовой системы координат направлена по оси ВИД;
- б) рассмотрим участок магнитной системы, состоящий из одного полюса статора и ротора, ограниченного средним диаметром их «спинок» и прилегающих участков магнитной системы без сердечника от рассматриваемого полюса до соседнего;
- в) представим рассматриваемый участок в виде прямоугольника;
- г) поле в различных листах магнитной системы идентично, т.е. представим его плоскопараллельным;
- д) оси симметрии полюсов ротора и статора совпадают;
- е) ввиду симметричности задачи рассмотрим поле одной половины зубцов и соответствующие им поля в воздушном зазоре между полюсами.

Для решения уравнения Лапласа используем метод сеток (конечных разностей) [2, 5]. Для моделирования поля в системе «полюс статора - ротора» сердечник полюсов в тангенциальном и радиальном направлениях разделен на $n_{тр} = 6$ трубок, имеющих по $n_{ттр} = 5$ точек. Схема моделируемого магнитного поля приведена на рисунке 2 (фрагмент): верхняя половина – для статора, нижняя – для ротора.



R_y – сосредоточенное магнитное сопротивление «спинок» статора и ротора

Рисунок 2 – Фрагмент сеточной модели исследуемого магнитного поля одной половины полюса

Всего в половине зубца статора и ротора имеется по 15 точек поля. Межполюсное пространство между зубцами статора и ротора разбито на $n_{тр} = 4$ трубки, имеющих по $n_{ттр} = 5$ точек, т.е. на 20 точек. Всего в моделируемом участке поля имеем 70 ячеек прямоугольной формы. «Спинки» статора и ротора моделировались одним сосредоточенным сопротивлением R_y . На границе боковых поверхностей полюсов ротора и статора, не примыкающих к зоне их перекрытия, были заданы граничные условия Неймана.

Определение магнитного потенциала в заданных точках проводилось методом узловых потенциалов. Для 2-й трубки статора согласно рисунку 2 имеем

$$\begin{aligned}
& -g_{6'1} \cdot \phi_1 + g_{6'6} \cdot \phi_6 - g_{6'7} \cdot \phi_7 - g_{11'6} \cdot \phi_{11} = -I_{6'7} \\
& -g_{2'7} \cdot \phi_2 - g_{6'7} \cdot \phi_6 + g_{7'7} \cdot \phi_7 - g_{7'8} \cdot \phi_8 - g_{12'7} \cdot \phi_{12} = I_{6'7} - I_{7'8} \\
& -g_{3'8} \cdot \phi_3 - g_{7'8} \cdot \phi_7 + g_{8'8} \cdot \phi_8 - g_{8'9} \cdot \phi_9 - g_{13'8} \cdot \phi_{13} = I_{7'8} - I_{8'9} \\
& -g_{4'9} \cdot \phi_4 - g_{8'9} \cdot \phi_8 + g_{9'9} \cdot \phi_9 - g_{9'10} \cdot \phi_{10} - g_{14'9} \cdot \phi_{14} = I_{8'9} - I_{9'10} \\
& -g_{5'10} \cdot \phi_5 - g_{9'10} \cdot \phi_9 + g_{10'10} \cdot \phi_{10} - g_{10'41} \cdot \phi_{41} - g_{15'10} \cdot \phi_{15} = I_{9'10}
\end{aligned}$$

$$g_{ij} = \mu \cdot S / l_{ij},$$

где g_{ij} – магнитная проводимость между элементами среды i, j ;

S – сечение трубки тока между элементами среды i, j ;

l_{ij} – расстояние между центрами элементов среды i, j ;

μ – магнитная проницаемость среды в трубке тока $\mu = B / H(B)$.

Главные проводимости равны сумме побочных

$$g_{ii} = \sum g_{ij},$$

а ток в узлах равен:

$$I_i = H_0 \cdot h_i \cdot g_{ik} / n_{\text{тр}},$$

где g_{ik} – проводимость между i -й точкой, для которой составлено уравнение, и соседней точкой k по радиусу машины;

$n_{\text{тр}}$ – число трубок в радиальном направлении зубца статора.

Полученные уравнения можно решать любым алгебраическим способом. В нашем случае они были решены методом Рунге-Куты.

На основе рассчитанных потенциалов определены магнитный поток и индукция в сердечнике полюса статора. Магнитное сопротивление стали определялось аналитически по зависимостям, приведенным в [2], [4]. Моделировалось нелинейное сопротивление, зависящее от индукции, по формуле:

$$H = K_{B1} \cdot B + K_{B9} \cdot B^9,$$

где $K_{B1}=100$, $K_{B9}=36,789$.

Для сравнения эта же задача была решена с использованием векторного магнитного потенциала и метода конечных элементов по программе ELCUT. Рассматриваемая область была разбита на 163 элемента треугольной формы. Поле, полученное в результате моделирования, приведено на рисунке 3.

При анализе в ВИД можно выделить следующие магнитные потоки:

- а) проходящий между статором и ротором, – Φ_{12} ;
- б) в сердечниках статора и ротора, определяющие насыщение сердечника, – Φ_{σ} ;
- в) рассеяния статора, не доходящий до ротора, – Φ_{σ} .

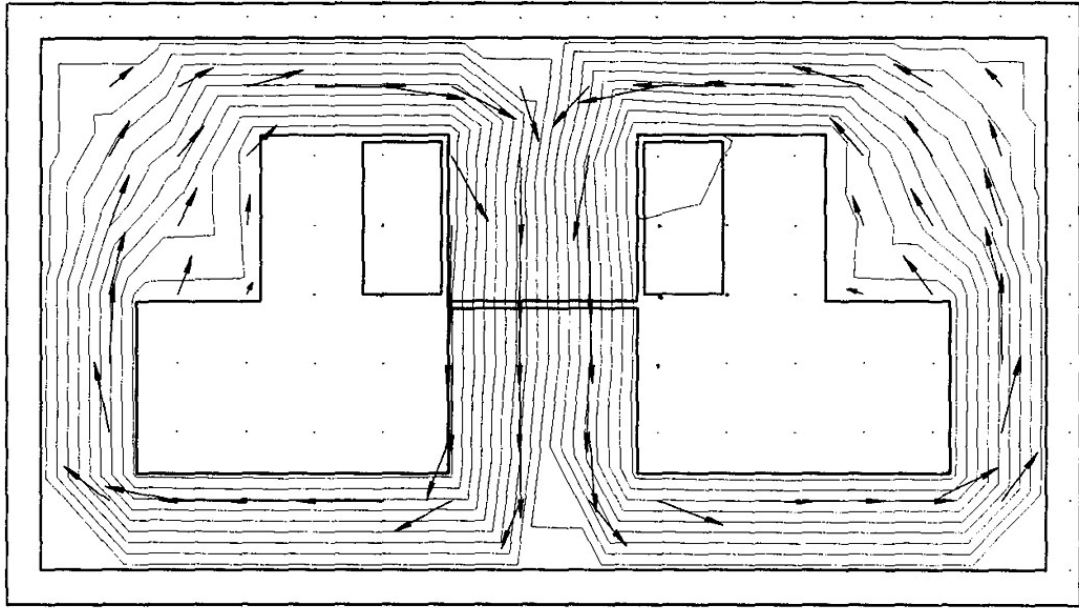


Рисунок 3 – Моделируемое магнитное поле и линии тока

1. Магнитный поток, проходящий между статором и ротором Φ_{12} состоит из потока, проходящего через воздушный зазор между ротором и статором, и потока, проходящего между полюсами. Для их определения рассмотрим потоки, проходящие через воздушный зазор между ротором и статором Φ_{δ} , поток через боковую поверхность рабочего Φ_{sv} и нерабочего полюса статора $\Phi_{\sigma 3}$, поток со «спинки» статора в промежутке между его полюсами $\Phi_{\sigma 1} + \Phi_{\sigma 2}$ и поток между ротором и статором в промежутке между полюсами статора Φ_{sr1} . Результаты анализа поля приведены в таблице 1. Обозначения согласно рисунку 4.

Таблица 1

Метод расчета и его условия	Магнитные потоки на границе межполюсного пространства статора, 10^{-3} Вб						
	Φ_{Zmax}, Φ_{Zpac}	$2 \cdot \Phi_{\delta}$	$\Phi_{sv1} + \Phi_{sv2}$	$\Phi_{sr1} + \Phi_{sr2}$	$\Phi_{\sigma 1} + \Phi_{\sigma 2}$	$\Phi_{\sigma 3}$	$-\Phi_{sv} + \Phi_{sr} + \Phi_{\sigma}$
Демирчян, 2.70 узлов	23,2 23,1	21,3	0,819	-0,072	-0,186	-0,478	0,094 2.0,44%
ELCUT, 163 узла	23,1	17,5	0,046	-0,554	-0,136	-0,241	-0,882 2.4,9%
ELCUT, 178 узлов	23,1	17,9	0,700	-0,564	-0,0864	-0,231	-0,181 2.1,01%
ELCUT, 197 узлов	23,1	18,3	0,673	-0,597	-0,0776	-0,192	-0,193 2.1,05%

Для оценки результатов был сделан расчет магнитной системы обычным способом, исходя из закона полного тока

$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{w} = \sum \mathbf{H}_i \cdot \mathbf{l}_i .$$

2. *Магнитный поток в полюсе статора Φ_z .* Как следует из таблицы 1, поток, рассчитанный исходя из закона полного тока $\Phi_{z\text{рас}}$, совпадает с потоком, полученным из моделирования поля в некотором сечении полюса статора, но на 8 % превосходит поток в зазоре между ротором и статором.

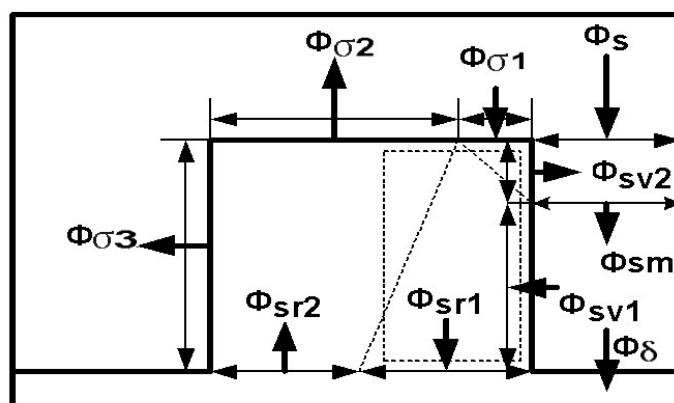
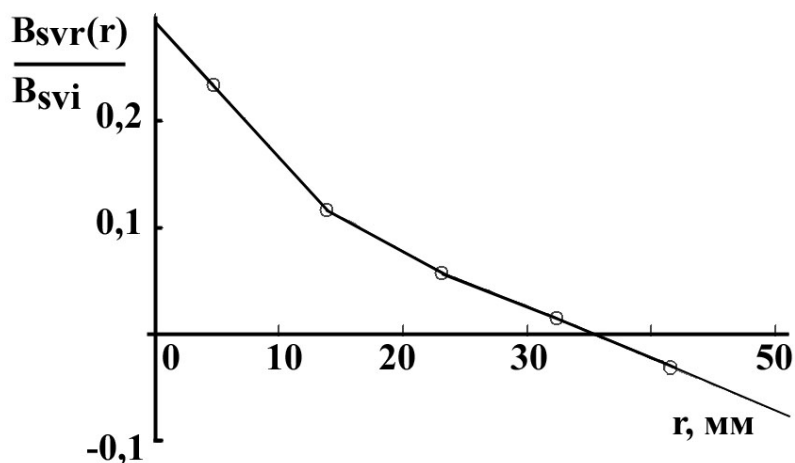


Рисунок 4 – Составляющие магнитного потока зубцовой зоны статора

3. *Магнитный поток с поверхности активного полюса статора Φ_{sv} .* Распределение индукции на боковой поверхности активного полюса статора приведено на рисунке 5. Начало координат находится в воздушном зазоре между ротором и статором. В нижней части полюса у «спинки» магнитный поток входит в полюс статора из межполюсного пространства.



$B_{svr}(r)$ – расчетная аксиальная составляющая магнитной индукции; B_{svi} – аппроксимируемое значение этой индукции в зависимости от расстояния от начала координат (начало координат на поверхности полюса статора в зазоре)

Рисунок 5 – Распределение на боковой поверхности активного полюса статора

Поскольку при моделировании поля для упрощения задачи было выбрано всего 70 точек, для анализа данных расчета проведена линейная интерполяция индукции B_{svi} по результатам моделирования поля. Полученные интерполяционные зависимости $B_{svr}(r) = f(r)$ положены в основу дальнейшего анализа. Определена координата (радиус r_0), на которой индукция с боковой поверхности полюса равна нулю ($B_{svr}(r_0) = 0$) и определены поток, выходящий из полюса Φ_{sv1}

$$\Phi_{sv1} = l_i \cdot \int_0^{r_0} B_{svr}(r) \cdot dr,$$

и поток, входящий в полюс статора из межполюсного пространства Φ_{sv2}

$$\Phi_{sv2} = l_i \cdot \int_{r_0}^{r_j} B_{svr}(r) \cdot dr,$$

где r_j – внутренний радиус «спинки» статора.

Расчет показал, что $\Phi_{sv1} = 0,97 \cdot 10^{-3}$ Вб, а $\Phi_{sv2} = -0,151 \cdot 10^{-3}$ Вб. Это явление приводит к тому, что максимальный поток, а следовательно, и индукция в полюсе статора находится не в плоскости между полюсом и «спинкой», а смещен к зазору, в нашем случае приблизительно на 15 мм.

4. *Магнитный поток между ротором и статором между полюсами статора Φ_{sr} .* Тангенциальное распределение индукции в межполюсном пространстве статора на внутреннем диаметре полюсов приведено на рисунке 6, из которого следует, что в межполюсном пространстве статора имеется поток, направленный как от статора к ротору ($\Phi_{sr1} = 0,596 \cdot 10^{-3}$ Вб), так и в противоположную сторону ($\Phi_{sr2} = -0,524 \cdot 10^{-3}$ Вб).

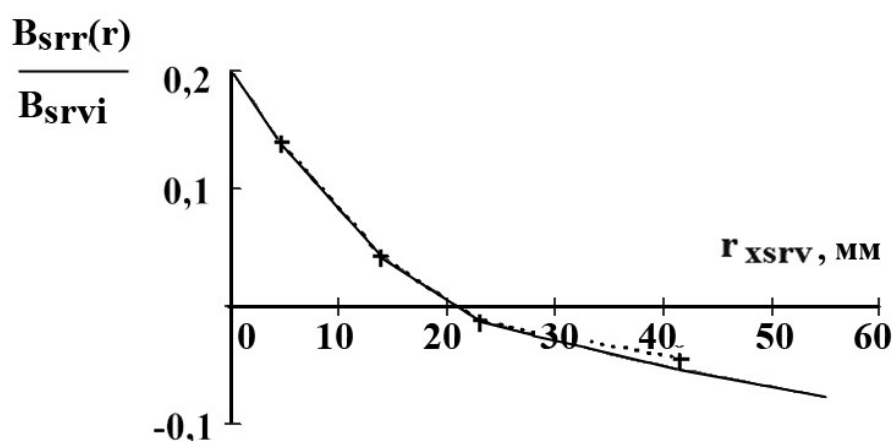


Рисунок 6 – Распределение радиальной составляющей расчетной индукции в межполюсном пространстве статора $B_{srr}(r)$ и ее аппроксимируемого значения B_{srvi} на внутреннем диаметре полюсов статора (r_{xsr} – длина дуги в мм; начало координат – поверхности активного полюса статора в воздушном зазоре)

На рисунке 7 приведено распределение индукции на боковой поверхности неактивного полюса статора. Начало координат – на поверхности активного полюса статора в воздушном зазоре. Поток согласно таблице 1 составляет $\Phi_{\sigma 3} = -0,467 \cdot 10^{-3}$ Вб.

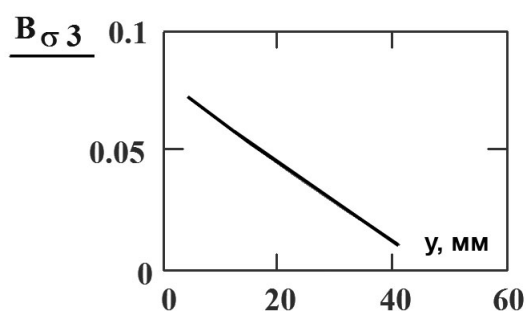


Рисунок 7 – Распределение аксиальной составляющей расчетной индукции на боковой поверхности неактивного полюса статора $\Phi_{\sigma 3}$ по высоте полюса (y – расстояние от начала координат в мм; начало координат на поверхности неактивного полюса статора в воздушном зазоре)

На рисунке 8 приведено распределение индукции с поверхности «спинки» статора. Ось координат – на поверхности активного полюса статора. Поток согласно таблице 1 составляет $\Phi_{\sigma 12} = -0,186 \cdot 10^{-3}$ Вб.

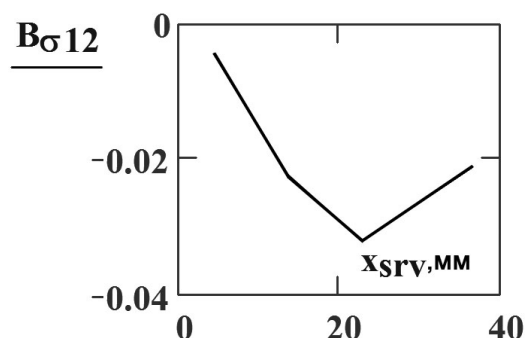


Рисунок 8 – Распределение расчетной радиальной составляющей индукции на поверхности «спинки» статора $B_{\sigma 12}$ (ось координат на поверхности активного полюса статора)

Выводы:

1. Магнитный поток в зазоре, рассчитанный в ELCUT, составляет $17,5 \cdot 10^{-3}$ Вб, что на 18 % меньше потока, рассчитанного по [5] и на 25 % ниже, чем по расчету на основе закона полного тока.

2. Сравнивая распределение потоков на различных участках, рассчитанные в ELCUT и по [5], можно отметить существенное расхождение результатов, полученных различными методами. Максимальное расхождение имеем для потока с боковой поверхности активного полюса статора. В результате этого сумма всех магнитных потоков втекающих в межполюсное

пространство и истекающих из него, полученная в ELCUT, а именно $-\Phi_{sv} + \Phi_{sr} + \Phi_{\sigma 1} + \Phi_{\sigma 2} + \Phi_{\sigma 3} = -0,882 \cdot 10^{-3} \neq 0$, т.е. составляет 4,9 % от потока в воздушном зазоре.

3. Моделирование вихревого поля методом приведения его к квазипотенциальному, предложенным К.С.Демирчяном, позволяет повысить точность моделирования по сравнению с методом векторного магнитного потенциала.

Список литературы

1. Захарченко П.И. Исследование магнитного поля в зубцовой зоне вентильного двигателя при малом перекрытии полюсов статора и ротора / П.И.Захарченко, С.В.Карась, Е.Б.Ковалев // Взрывозащищенное электрооборудование: сб. науч. тр. УкрНИИВЭ. – Донецк: ООО «АИР», 2009. – С. 131-137.

2. Бессонов Л.А. Электромагнитное поле / Л.А.Бессонов. – М.: Гардарики, 2003. – 316 с.

3. Голландцев Ю.А. Вентильные индукторно-реактивные двигатели / Ю.А.Голландцев. – СПб.: ГНЦ РФ – ЦНИИ «Электроприбор», 2003. – 148 с.

4. Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Т.2 / К.С.Демирчян, И.Р.Нейман, Н.В.Коровкин. – СПб.: Питер, 2009. – 432 с.

5. Демирчян К.С. Машинные расчеты электромагнитных полей / К.С.Демирчян, В.Л.Чечурин. – М.: Высш. шк., 1986. – 240 с.

6. Тамм И.Е. Основы теории электричества / И.Е.Тамм. – М.: Физматлит, 2003. – 616 с.

7. Расчет магнитной проводимости воздушного зазора вентильных электродвигателей / Захарченко П.И., Дудник М.З., Карась С.В., Ковалев Е.Б. // Труды V международного симпозиума «Элмаш 2004». – М., 2004. – С. 86-91.