

a series of generators are presented. Recommendations on selecting the optimal air gap and linear load values are suggested. Graphic curves of power performance indicators are given, and the effect of active materials weight on them is investigated. The dependences of air gap on the overloading capacity at different values of linear load are presented. It is shown that increasing the linear load entails the need to increase the air gap at a constant overloading capacity. In turn, the machine design involving a larger air gap results in the need to increase the field winding's MMF. As a consequence, the generator field winding should be made more copper-intensive, or the generator will have to operate at poorer thermal operating conditions.

Key words: independent power generation, synchronous generators, conceptual designing, optimization

REFERENCES

1. Khutoretskii G.M., Tokov M.I., Tolvinskaya E.V. *Proyektirovaniye turbogeneratorov* (Design of turbogenerators). Leningrad, Energoatomizdat, 1987, 256 p.
2. Izvekoy V.I., Serikhin N.A., Abramov A.I. *Proyektirovaniye turbogeneratorov, 2-e izd.* (Design of turbogenerators, 2nd publ.). Moscow, Publ. of the Moscow Power Engineering Institute, 2005, 439 p.
3. Kopylov I.P., Klovov B.K., Morozkin V.P., Tokarev B.F. *Proyektirovaniye elektricheskikh mashin/Pod red. I.P. Kopylova, 4-e*

izd. (Design of electrical machines/Edit. by I.P. Kopylov, 4-th publ.). Moscow, Publ. «Yurait», 2011, 767 p.

4. Balovnev D.I. *Issledovaniye i upravleniye kachestvom elektricheskoy energii sinkhronnykh generatorov avtonomnykh energoustanovok: Diss. ... cand. tekhn. nauk* (Research and management of calculation of electric energy of synchronous generators of autonomous power installations: Diss. for the Degree of Cand. Sci. (Eng.)). Smolensk, 2003, 219 p.

[22.12.2016]

Электричество, 2017, № 11, с. 49–53

DOI:10.24160/0013-5380-2017-11-49-53

Треугольные ячейки решетчатых схем замещения плоскопараллельных электромагнитных полей

БЛАНК А.В.

Разработка любого электротехнического устройства связана с исследованием электромагнитного поля как в объеме самого устройства, так и в окружающем пространстве. Моделирование и расчет двумерных и трехмерных электромагнитных полей, как правило, осуществляется численно с помощью специализированных компьютерных программ. Вместе с тем, численные двумерные и трехмерные модели при постановке и решении задачи часто требуют множества предварительных расчетов, а главное — мощной компьютерной техники и значительного времени. В статье на основании законов и интегральных теорем электричества и магнетизма разрабатываются треугольные ячейки-многополюсники решетчатых схем замещения плоскопараллельных вихревых электромагнитных полей. Треугольные ячейки облегчают моделирование расчетных областей сложной конфигурации и расширяют область применения известных решетчатых схем замещения.

К л ю ч е в ы е с л о в а: теоретическая электротехника, законы электричества и магнетизма, плоскопараллельное электромагнитное поле, решетчатые схемы замещения

Для предварительных приближенных расчетов электромагнитных полей с меньшими затратами времени могут быть использованы решетчатые схемы замещения [1–5], в которых решение задачи теории электромагнитного поля сводится к расчету эквивалентной разветвленной электрической цепи с активными и реактивными сопротивлениями.

Элементом решетчатой схемы замещения является ячейка-многополюсник. В двумерных электромагнитных полях ячейка может быть прямоугольной (в декартовой системе координат [1, 2]) или криволинейной (в цилиндрической системе координат [3, 4]). На основе трех прямоугольных

ячеек формируется объемная ячейка-параллелепипед для расчета трехмерного электромагнитного поля [5].

Статья посвящена синтезу треугольной ячейки решетчатой схемы замещения двумерного электромагнитного поля. Треугольная ячейка расширяет область применения решетчатых схем замещения, поскольку упрощает моделирование расчетных областей сложной конфигурации. Представляется также очевидным, что на основе треугольных ячеек может быть создана объемная ячейка-тетраэдр трехмерного электромагнитного поля, более универсальная, чем ячейка-параллелепипед.

Треугольная *A-H*-ячейка-многополюсник вихревого плоскопараллельного электромагнитного поля.
 На рис. 1 изображена ячейка (малый элемент объема) в проводящей среде. Магнитная проницаемость среды известна и равна μ , а проводимость γ . Поперечное сечение ячейки представляет собой треугольник со сторонами a_1, a_2, a_3 ; длина ячейки равна l .

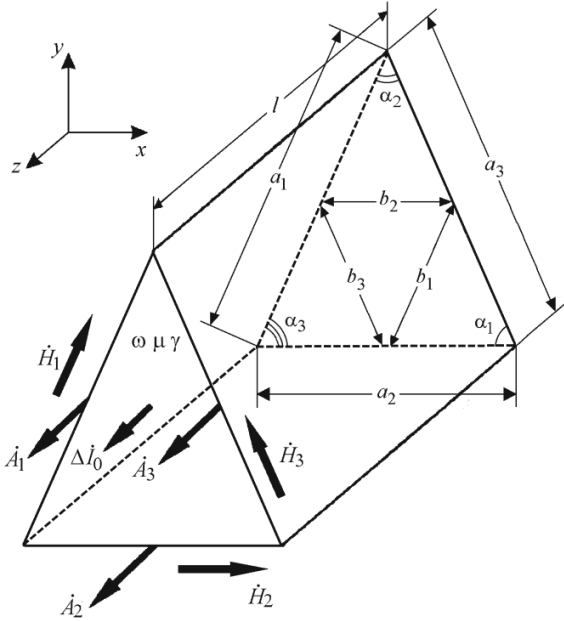


Рис. 1. Треугольная *A-H*-ячейка плоскопараллельного синусоидального электромагнитного поля

В направлении оси oz ячейку обтекает синусоидальный ток $\Delta \dot{I}_0$ частотой ω . На контуре ячейки обозначены касательные составляющие векторов магнитной напряженности ($\dot{H}_1, \dot{H}_2, \dot{H}_3$) и указана z -составляющая векторного потенциала ($\dot{A}_1, \dot{A}_2, \dot{A}_3$).

В соответствии с законом полного тока при малых размерах ячейки справедливо уравнение

$$-\dot{H}_1 a_1 + \dot{H}_2 a_2 + \dot{H}_3 a_3 = \Delta \dot{I}_0. \quad (1)$$

Слагаемые в левой части уравнения (1) – составляющие циркуляции вектора \vec{H} на элементах замкнутого контура ячейки, обозначим их:

$$\Delta \dot{I}_1 = \dot{H}_1 a_1; \quad \Delta \dot{I}_2 = \dot{H}_2 a_2; \quad \Delta \dot{I}_3 = \dot{H}_3 a_3. \quad (2)$$

Уравнение (1) аналогично уравнению по первому закону Кирхгофа для цепи, состоящей из четырех ветвей (рис. 2). Сопротивления ветвей $Z_0 - Z_3$ пока неизвестны и подлежат определению.

Для цепи на рис. 2 справедливы также уравнения по второму закону Кирхгофа:

$$\dot{A}_1 l - \dot{A}_3 l = \Delta \dot{I}_1 Z_1 + \Delta \dot{I}_3 Z_3; \quad (3)$$

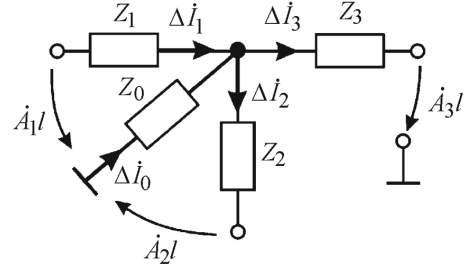


Рис. 2. Схема замещения треугольной *A-H*-ячейки плоскопараллельного синусоидального электромагнитного поля

$$\dot{A}_1 l - \dot{A}_2 l = \Delta \dot{I}_1 Z_1 + \Delta \dot{I}_2 Z_2; \quad (4)$$

$$\dot{A}_3 l - \dot{A}_2 l = \Delta \dot{I}_2 Z_2 + \Delta \dot{I}_3 Z_3. \quad (5)$$

В окрестности средних линий треугольника $a_1 a_2 a_3$ (рис. 1) проведем отрезки $b_1 a_1, b_2 a_2, b_3 a_3$. Точное положение и длина отрезков b_1, b_2, b_3 пока неизвестны.

Рассмотрим циркуляцию векторного потенциала вдоль контура $b_2 \times l$. Она связана с магнитным потоком, пронизывающим этот контур. Если определять магнитный поток по среднему значению магнитной индукции, то для контура $b_2 \times l$ справедливо равенство:

$$\dot{A}_1 l - \dot{A}_3 l = \mu b_2 l \frac{\dot{H}_1 \sin \alpha_3 + \dot{H}_3 \sin \alpha_1}{2}. \quad (6)$$

Аналогично для контуров $b_3 \times l$ и $b_1 \times l$:

$$\dot{A}_1 l - \dot{A}_2 l = \mu b_3 l \frac{\dot{H}_1 \sin \alpha_2 + \dot{H}_2 \sin \alpha_1}{2}; \quad (7)$$

$$\dot{A}_3 l - \dot{A}_2 l = \mu b_1 l \frac{\dot{H}_2 \sin \alpha_3 + \dot{H}_3 \sin \alpha_2}{2}. \quad (8)$$

Подставим (6)–(8) в уравнения по второму закону Кирхгофа (3)–(5) и после преобразований получим:

$$Z_1 = \mu l \frac{b_2 \sin \alpha_3}{2a_1} = \mu l \frac{b_3 \sin \alpha_2}{2a_1}; \quad (9)$$

$$Z_2 = \mu l \frac{b_3 \sin \alpha_1}{2a_2} = \mu l \frac{b_1 \sin \alpha_3}{2a_2}; \quad (10)$$

$$Z_3 = \mu l \frac{b_2 \sin \alpha_1}{2a_3} = \mu l \frac{b_1 \sin \alpha_2}{2a_3}. \quad (11)$$

Из (9)–(11) очевидно соотношение

$$\frac{b_1}{\sin \alpha_1} = \frac{b_2}{\sin \alpha_2} = \frac{b_3}{\sin \alpha_3}. \quad (12)$$

Если далее принять $b_1 = \frac{a_1}{2}$, то в соответствии с (12) будут выполняться равенства:

$$b_2 = \frac{a_2}{2}; \quad b_3 = \frac{a_3}{2}. \quad (13)$$

Следовательно, отрезки b_1, b_2, b_3 являются средними линиями треугольника $a_1 a_2 a_3$ (рис. 1), и выражения для сопротивлений $Z_1 - Z_3$ принимают вид:

$$Z_1 = \mu l \frac{a_2 \sin \alpha_3}{4a_1}; \quad (14)$$

$$Z_2 = \mu l \frac{a_3 \sin \alpha_1}{4a_2}; \quad (15)$$

$$Z_3 = \mu l \frac{a_1 \sin \alpha_2}{4a_3}. \quad (16)$$

Сопротивление Z_0 определяется, как и в задачах для прямоугольных ячеек, а именно,

$$Z_0 = -j \frac{l}{\omega \gamma \Delta S}, \quad (17)$$

где ΔS – площадь поперечного сечения ячейки, равная

$$\Delta S = \frac{1}{2} a_1 a_2 \sin \alpha_3 = \frac{1}{2} a_1 a_3 \sin \alpha_2 = \frac{1}{2} a_2 a_3 \sin \alpha_1. \quad (18)$$

Таким образом, получена $A-H$ -схема замещения треугольной ячейки, в которой аналогом напряжения служит векторный магнитный потенциал, умноженный на длину ячейки, а аналогом тока – касательная составляющая магнитной напряженности, умноженная на длину стороны треугольника.

Тестовые расчеты. На рис. 3 изображена проводящая пластина, толщина которой h превышает глубину проникновения. Длина пластины в направлении оси ox неограниченно велика. Длина в направлении оси oz значительно превышает толщину h , так что электромагнитное поле в объеме пластины плоскопараллельно.

На поверхности пластины при $y=h$ расположены настилы тока ($\dot{J}_A, \dot{J}_B, \dot{J}_C, \dot{J}_A, \dot{J}_B, \dot{J}_C$ и т.д.),

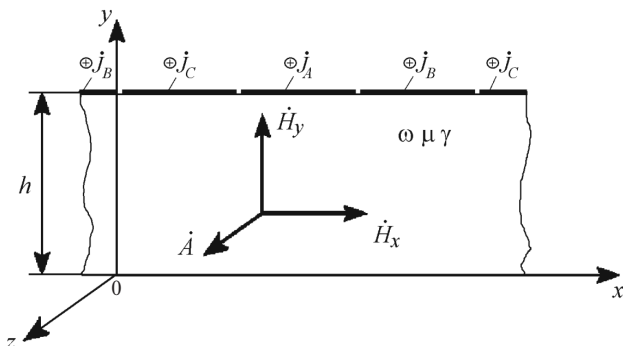


Рис. 3. Геометрия расчетной области в тестовой задаче

образующие трехфазный симметричный источник. Настилы тока параллельны оси oz . Период поля равен ширине трех настилов тока.

Исходные данные: материал пластины немагнитный, проводимость $1,5 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, толщина пластины 25 мм, ширина настила тока 6 мм, период поля 18 мм, действующее значение источника 1 А/м, частота тока 50 Гц. Длина модели в направлении оси oz равна единице.

Расчетная область разбита на 65 треугольных ячеек: 55 ячеек $5,22 \times 3 \times 5,22$ и 10 ячеек $5,22 \times 1,5 \times 5$ (рис. 4). В решетчатой схеме все разъемы многополюсников внутри расчетной области соединены между собой так, чтобы на границах ячеек касательные составляющие магнитной напряженности и векторного потенциала были непрерывны. Разъемы многополюсников, примыкающие к нижней границе расчетной области, разомкнуты, поскольку электромагнитное поле на нижней границе отсутствует. На вертикальных границах расчетной области в каждом из пяти рядов многополюсников разъем, примыкающий к левой границе, соединен с разъемом, примыкающим к правой границе, поскольку расчетная область представляет собой один период поля. К разъемам на верхней границе расчетной области подключены синусоидальные источники тока, направленные в сторону от разъемов (в соответствии с рис. 3).

Электромагнитное поле рассчитано численно (в программе Femm 4.2) и по решетчатой схеме (в программе для схемотехнического моделирования электрических цепей Multisim 10). На рис. 5 представлены кривые плотности тока на глубине 2,5 мм

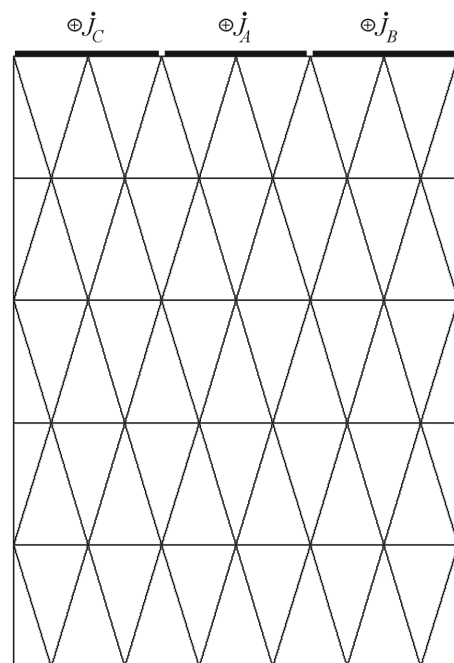


Рис. 4. Разбиение расчетной области на треугольные ячейки

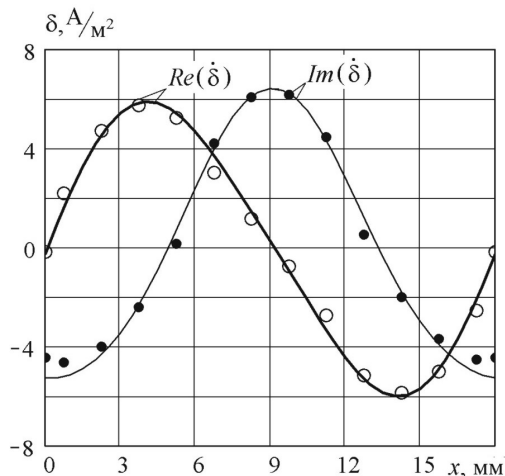


Рис. 5. Комплексная плотность тока на глубине 2,5 мм от поверхности пластины: сплошные линии – численный расчет; точки – расчет по $A-H$ -схеме

от поверхности пластины, на рис. 6 – распределение действующего значения плотности тока по толщине пластины в вертикальном сечении расчетной области (при $x=8,25$ мм – рис. 3).

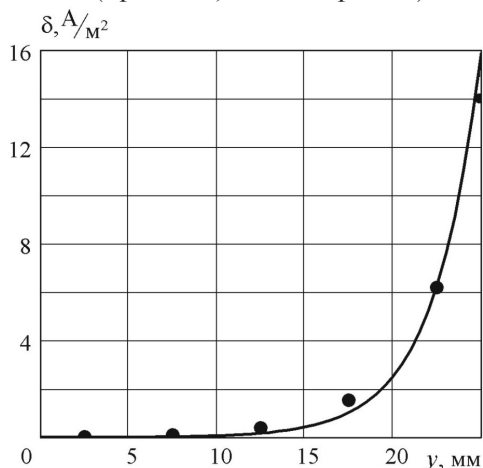


Рис. 6. Распределение действующего значения плотности тока по толщине пластины при $x=8,25$ мм: сплошная линия – численный расчет; точки – расчет по $A-H$ -схеме

Для решетчатой схемы плотность тока вычислялась по известному соотношению:

$$\dot{\delta} = -j\omega\gamma\dot{A}. \quad (19)$$

Сравнение расчета по решетчатой схеме с численным расчетом свидетельствует о работоспособ-

Elektrichestvo (Electricity), 2017, No. 11, pp. 49–53

ности $A-H$ -схемы, состоящей из треугольных ячеек. Точность расчета достаточно высока.

Выводы. 1. Представленный в статье синтез треугольных ячеек-многополюсников осуществляется на базе фундаментальных законов электромагнетизма и теории цепей и по существу является одним из разделов теоретической электротехники.

2. Результаты тестовых расчетов решетчатых схем замещения на основе треугольных ячеек свидетельствуют о достаточно высокой точности разрабатываемого расчетного метода.

3. Представляется очевидным, что по аналогии с ячейкой-параллелепипедом, описанной в [5], на основе треугольных ячеек может быть создана объемная ячейка-тетраэдр для расчета трехмерного электромагнитного поля, более универсальная, чем ячейка-параллелепипед.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Инкин А.И., Алиферов А.И., Бланк А.В. Типовые базовые ячейки-многополюсники решетчатых схем замещения плоскопараллельных электромагнитных полей. – *Электричество*, 2014, № 1, с. 56–60.
2. Инкин А.И., Алиферов А.И., Бланк А.В. Аналитический расчет индуцированного электромагнитного поля в слое прямоугольного поперечного сечения на базе решетчатых схем. – *Электротехника*, 2014, № 12, с. 59–62.
3. Инкин А.И., Алиферов А.И., Бланк А.В. Типовые ячейки-многополюсники решетчатых схем замещения плоскомеридианных электромагнитных и температурных полей в задачах электротехники. – *Электричество*, 2014, № 11, с. 53–57.
4. Инкин А.И., Алиферов А.И., Бланк А.В. Типовые звенья и решетчатые схемы замещения индукционных магнитоэлектрических систем с движущимся проводящим элементом. – *Электричество*, 2015, № 12, с. 38–44.
5. Инкин А.И., Бланк А.В. Объемная ячейка-многополюсник и пространственная схема замещения трехмерного электромагнитного поля. – *Электричество*, 2016, № 10, с. 53–57.

[24.04.2017]

А в т о р: Бланк Алексей Валерьевич окончил Новосибирский государственный технический университет (НГТУ) в 1999 г. В 2005 г. защитил кандидатскую диссертацию «Разработка метода расчета магнитного поля в дискретно-однородных цилиндрических структурах явнополюсных электрических машин». Доцент кафедры технических основ электротехники НГТУ.

DOI:10.24160/0013-5380-2017-11-49-53

Triangular Cells of the Lattice Equivalent Circuits of Plane-Parallel Electromagnetic Fields

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

The development of any electrical device involves studying the electromagnetic field both within the confines of the device itself and in the surrounding space. Two-dimensional (2D) and 3D electromagnetic

fields are as a rule modeled and calculated using dedicated computer programs. The numerical 2D and 3D models used in formulating and solving a problem frequently involve the need of carrying out a lot of preliminary calculations and, what is most important, powerful computation facilities and considerable time expenditures. The article presents development of triangle multiport cells of the lattice equivalent circuits for plane-parallel vortex electromagnetic fields proceeding from the laws and integral theorems of electricity and magnetism. The use of triangle cells facilitates modeling of calculated areas having intricate configuration and broadens the application field of well-known lattice equivalent circuits.

Key words: the oretical electrical engineering, laws of electricity and magnetism, plane-parallel electromagnetic field, lattice equivalent circuits.

REFERENCES

1. **Inkin A.I., Aliferov A.I., Blank A.V.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2014, No. 1, pp. 56–60.

2. **Inkin A.I., Aliferov A.I., Blank A.V.** *Elektrotehnika – in Russ. (Power Engineering)*, 2014, No. 12, pp. 59–62.

3. **Inkin A.I., Aliferov A.I., Blank A.V.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2014, No. 11, pp. 53–57.

4. **Inkin A.I., Aliferov A.I., Blank A.V.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2015, No. 12, pp. 38–44.

5. **Inkin A.I., Blank A.V.** *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2016, No. 10, pp. 53–57

[24.04.2017]

Электричество, 2017, № 10, с. 53–60

DOI:10.24160/0013-5380-2017-11-53-60

Влияние стыков в путевой структуре на характеристики системы электродинамической левитации

ВОЕВОДСКИЙ К.Э., СТРЕПЕТОВ В.М.

Рассматривается задача электродинамической левитации с учетом наличия в проводящем путевом полотне стыков между отдельными элементами. Применяемый метод решения основан на общих подходах, разработанных авторами в предыдущих работах. Получено интегральное уравнение для вектора напряженности электрического поля в проводящем полотне, содержащем воздушный зазор. Решение этого уравнения позволяет найти подъемную и тормозную силы, действующие на экипажный электромагнит со стороны вихревых токов, наведенных в полотне. В приближениях «тонкого» полотна и зазора нулевой ширины (т.е. стыка), которые имеют силу для широкого диапазона входных данных, представляющих практический интерес, получено аналитическое решение упомянутого уравнения и явные выражения для сил подъема и торможения. Представлены результаты численных расчетов, из которых видно, что наличие стыков оказывает заметное влияние на левитационные характеристики системы.

К л ю ч е в ы е с л о в а: *путевая структура, стыки, электродинамическая левитация, вихревые токи, сила подъема, сила торможения, неоднородное путевое полотно, обобщенные функции, преобразование Фурье*

В связи с возросшим интересом к разработке и внедрению транспортных систем с использованием магнитолевитационных технологий применительно не только к пассажирским, но и грузовым перевозкам [1–4] проблема совершенствования методов электродинамических расчетов в подобных системах, включая и аналитические методы, представляется весьма актуальной.

В теоретических работах, посвященных задаче электродинамической левитации (ЭДЛ), предполагается, что поперечное сечение проводящего путевого полотна на всем протяжении пути неизменно. Между тем на практике полотно неизбежно содержит стыки между отдельными его элементами, что не соответствует этому предположению. Стыки оказывают на экипажные электромагниты динамическое воздействие, в результате чего реальные значения сил подъема и торможения отличаются от расчетных, полученных в стационарном приближении; кроме того, эти силы становятся зависящими от времени, что необходимо учитывать при изучении движения экипажа.

Ниже рассматривается задача ЭДЛ над бесконечно широким полотном, содержащим поперечный по отношению к направлению движения воздушный зазор. Получено аналитическое решение этой задачи в предельном случае зазора нулевой ширины, т.е. стыка двух соседних электрически изолированных участков полотна.

Исходная постановка задачи. Пусть путевая структура системы ЭДЛ имеет вид плоского проводящего слоя $0 \leq z \leq T$, в котором имеется зазор