

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ГРАНИЧНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В ОПТИМАЛЬНОМ 3-D ПРОЕКТИРОВАНИИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ С ВЫБОРОМ ФОРМЫ ПОЛЮСНЫХ НАКОНЕЧНИКОВ

Розроблено метод оптимального проектування осесимметричних електромагнітів із заданим розподілом поля у робочому об'ємі з використанням методу граничних інтегральних рівнянь, що дозволяє прискорити розрахунок магнітного поля при проведенні синтезу. Задача синтезу розв'язується з допомогою оптимізації роєм часток з еволюційним формуванням складу рою.

Разработан метод оптимального проектирования осесимметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме с использованием метода граничных интегральных уравнений, позволяющий ускорить расчет магнитного поля при проведении синтеза. Задача синтеза решается с применением оптимизации роем частиц с эволюционным формированием состава роля.

ВВЕДЕНИЕ

Электромагниты часто используются во многих отраслях науки и техники, где применяются в качестве источников сильного магнитного поля. Для многих технических приложений важным является реализация заданной конфигурации поля в рабочем объеме используемых электромагнитов. Наиболее эффективным способом решения данной задачи является оптимальный синтез магнитной системы источника поля. Выбором формы полюсных наконечников в этом случае удастся обеспечить требуемые технические характеристики устройства. Однако в магнитных системах, содержащих ферромагнитные элементы, конфигурация магнитного поля зависит от распределения намагниченности в них, что существенно усложняет организацию вычислительных процессов, поскольку на различных этапах решения задачи синтеза возникает необходимость многократного решения задачи анализа.

Для упрощения решения задачи анализа в первом приближении вектор намагниченности полюсных наконечников M в ряде случаев считают постоянным [1, 2], что значительно ускоряет процесс проведения синтеза магнитных систем. Однако, принятое допущение приводит к искажению результатов расчета поля в рабочем объеме электромагнитов, и, как следствие, к неточностям в решении задачи синтеза. Поэтому расчет поля должен позволять учесть сложную зависимость между распределением намагниченности в ферромагнитных элементах магнитных систем от их формы и магнитных свойств материала, пространственной конфигурации магнитных полей катушек с током, выступающих в роли первичных источников поля. Поэтому важным является рациональный выбор метода решения задачи расчета поля, руководствуясь критерием эффективности как самого метода, так и возможностью его интеграции в рамках алгоритма решения задачи синтеза.

Для расчета пространственных полей ферромагнитных элементов магнитных систем, имеющих произвольную геометрию, наиболее часто применяются метод интегральных уравнений [3, 4] и метод конечных элементов (ФЕМ). В настоящее время ФЕМ зарекомендовал себя как один из самых эффективных методов расчета поля, однако он не лишен ряда недостатков, которые ограничивают возможность его применения в задачах синтеза. Одним из главных недостатков ФЕМ является то, что при его использовании требуется проводить дискретизацию не только ферромагнитного тела, но и окружающего его пространства. Это приводит к необходимости искусственного ограничения расчетных областей и введения дополнительных граничных условий на их поверхностях,

влияние которых на точность расчета поля с трудом поддается строгому анализу.

В свою очередь, в методе интегральных уравнений на дискретные элементы разбиваются только ферромагнитные объекты, что приводит к снижению числа неизвестных при его использовании. В линейном случае использование метода интегральных уравнений позволяет свести задачу к нахождению плотностей вторичных источников, расположенных на поверхностях ферромагнитных объектов, в результате чего, в свою очередь, удастся понизить размерность решаемой задачи.

Трудоемким этапом расчета поля является также построение дискретной геометрической модели ферромагнитных тел, осуществление которого для различных вариантов формы ферромагнитных элементов проектируемой магнитной системы может занять значительное время в общем цикле процесса синтеза. Поэтому в работах [5, 6], в которых для расчета поля используется ФЕМ, при решении задачи синтеза повторное разбиение тела не проводится, а деформируется начальная сеть конечных элементов, что приводит к появлению вблизи поверхности полюсов сильно вытянутых элементов разбиения и отрицательно сказывается на точности численных расчетов.

Поскольку целевые функции, возникающие в задачах оптимального синтеза магнитных систем, зачастую многоэкстремальны, имеют овраги и области типа плато, поиск их оптимума требует применения специальных методов, ориентированных на поиск глобального экстремума. В исследовании [7] при решении задачи анализа применяется метод интегральных уравнений, однако, так же как и в работах [5, 6], для решения задачи синтеза используются классические методы локального спуска, не позволяющие, в общем случае, найти наилучшее возможное решение многоэкстремальной задачи оптимизации.

Целью данной статьи является разработка эффективного метода оптимального проектирования аксиально-симметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме на основе метода граничных интегральных уравнений и гибридного алгоритма глобальной оптимизации роєм частиц PSO с эволюционным формированием состава роля.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ АНАЛИЗА КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для решения задачи расчета поля, создаваемого электромагнитом, в линейном случае воспользуемся методом граничных интегральных уравнений [3]. Для этого на поверхности тела, находящегося во внешнем магнитном поле H_0 , размещается простой слой магнит-

ных зарядов, распределение поверхностной плотности которых описывается интегральным уравнением

$$\sigma(Q) = \frac{\lambda}{2\pi} \iint_S \sigma(P) \frac{\mathbf{n}_Q \cdot \mathbf{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P + 2\mu_0 \lambda \mathbf{n}_Q \mathbf{H}_0(Q), \quad (1)$$

где σ – поверхностная плотность магнитных зарядов; \mathbf{r}_{PQ} – вектор, проведенный из точки истока P в точку наблюдения Q , которые располагаются на поверхности тела S ; \mathbf{n}_Q – внешняя нормаль к поверхности в точке Q ; λ – коэффициент, зависящий от магнитной проницаемости μ или магнитной восприимчивости χ ферромагнитного тела и определяемый из соотношения

$$\lambda = \frac{\mu - 1}{\mu + 1} = \frac{\chi}{2 + \chi}. \quad (2)$$

После нахождения значений поверхностных плотностей магнитных зарядов, напряженность магнитного поля в произвольной точке пространства Q может быть вычислена по формуле

$$\mathbf{H}(Q) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \iint_S \frac{\sigma(P) \mathbf{r}_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P + \mathbf{H}_0(Q). \quad (3)$$

В случае, когда тело обладает аксиальной симметрией, исходное интегральное уравнение (1) в цилиндрической системе координат принимает вид

$$\sigma(Q) = \lambda \int_l K(Q, P) \sigma(P) dl_P + 2\lambda \mathbf{n}_Q \mathbf{H}_0(Q), \quad (4)$$

где l – контур, вращением которого вокруг оси z образовано тело, а ядро уравнения описывается выражением

$$K(Q, P) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\mathbf{n}_Q \cdot \mathbf{r}_{PQ} \rho_P}{r_{PQ}^3} d\varphi_P. \quad (5)$$

С использованием эллиптических интегралов первого $E(k)$ и второго $K(k)$ рода, ядро можно представить формулами

$$\begin{aligned} K(Q, P) &= \frac{2}{\pi} [h_p(u) n_p(Q) + h_z(u) n_z(Q)]; \\ h_p(u) &= (A(u) - B(u)) \Psi(u); \\ h_z(u) &= C(u) \Psi(u); \\ A(u) &= (\rho_Q + \rho_P(u)) \rho_P(u) \frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)}; \\ B(u) &= \frac{2\rho_P^2(u)}{k^2(u)} \left[\frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)} - K(k(u)) \right]; \\ C(u) &= (z_Q - z_P(u)) \rho_P(u) \frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)}; \\ \Psi(u) &= \frac{1}{[(\rho_Q + \rho_P(u))^2 + (z_Q - z_P(u))^2]^{3/2}}; \\ k(u) &= \sqrt{\frac{4\rho_Q \rho_P(u)}{(\rho_Q + \rho_P(u))^2 + (z_Q - z_P(u))^2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

В данных выражениях предполагается, что контур тела вращения l параметризован с помощью параметра $u \in [0; 1]$ в виде

$$\begin{cases} \rho_P = \rho_P(u); \\ z_P = z_P(u). \end{cases} \quad (7)$$

Для численного решения уравнения (4) разобьем поверхность аксиально-симметричного ферромагнитного тела на N тонких колец (см. рис. 1), что эквива-

лентно разбиению контура l на отрезки l_i , считая поверхностную плотность магнитных зарядов σ_i постоянной в пределах каждого элемента разбиения ($i = \overline{1, N}$). Тогда интегральное уравнение может быть заменено дискретным аналогом в виде системы линейных алгебраических уравнений

$$\sigma_i = \lambda \sum_{j=1}^N \left(\int_{l_j} K(Q_i, P) dl_P \right) \sigma_j + 2\lambda \mathbf{n}_{Q_i} \mathbf{H}_0(Q_i), \quad (8)$$

которая в матричной форме может быть представлена в виде

$$\left(\frac{1}{\lambda} \mathbf{E} - \mathbf{A} \right) \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{b}. \quad (9)$$

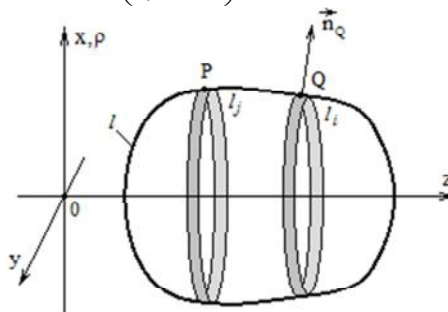


Рис. 1. Разбиение поверхности тела на кольца

В выражении (9) элементы матрицы влияния A j -го на элемента разбиения на i -й и свободного члена b вычисляются соответственно по формулам

$$a_{ij} = \int_{l_j} K(Q_i, P) dl_P \quad (10)$$

$$b_i = 2\lambda \mathbf{n}_{Q_i} \mathbf{H}_0(Q_i).$$

Таким образом, чтобы найти распределение магнитных зарядов на поверхностях колец, нужно определить значения N^2 коэффициентов матрицы влияния A и решить систему уравнений с N неизвестными $\boldsymbol{\sigma}$.

На каждой итерации решения задачи синтеза при расчете поля для различных вариантов магнитных систем, если не принять специальных мер, будет происходить многократный расчет коэффициентов влияния для элементов разбиения, причем некоторые из них могут не измениться или присутствовать в одном из следующих вычислительных циклов. Чтобы избежать повторного вычисления для уже встречавшихся ранее коэффициентов матрицы A , предлагается хранить заранее рассчитанные все их возможные значения в оперативной памяти компьютера и организовать быстрый доступ к ним по мере необходимости. При этом возможная область пространства, занимаемая магнитной системой, предварительно регулярно разбивается на кольцеобразные элементы, что эквивалентно введению прямоугольной сети в плоскости $\rho\theta z$ (см. рис. 2).

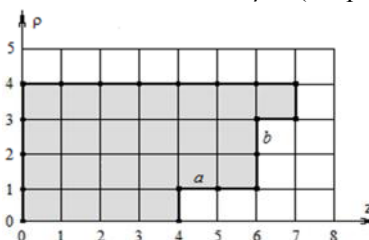


Рис. 2. Аппроксимация контура тела вращения

Пусть контур l , описывающий тело вращения, аппроксимируется отрезками с вертикальной и гори-

зонтальной ориентацией и допускает представление в виде последовательности целочисленных узлов сети.

В этом случае положение каждого элементарного отрезка контура однозначно определяется тройкой чисел

$$(i, j, s); \quad i = \overline{0, N_p - 1}; \quad j = \overline{0, N_z - 1}; \quad s = \overline{0, 1}, \quad (11)$$

где числа i, j задают позицию нижнего левого конца элемента разбиения относительно соответствующих осей ρ и z , переменная s – ориентацию отрезка (0 – вертикальная, 1 – горизонтальная), N_p и N_z – количество узлов сети вдоль радиальной и аксиальной осей. Так, например, представленные на рис. 2 и 3 элементы a и b характеризуются триплетом (1, 4, 1) и (2, 6, 0) соответственно.

При расчете матрицы влияния можно воспользоваться трансляционной симметрией вдоль направления оси Oz . В этом случае коэффициенты взаимного влияния двух элементов разбиения не зависят от абсолютных значений их координат вдоль оси z , а лишь, с точностью до знака, определяются расстоянием между ними. Так, согласно рис. 3, значение коэффициента влияния элемента b на элемент a совпадает со значением коэффициента влияния для элементов (1, 0, 1) и (2, 2, 0). Учитывая этот факт, достаточно рассчитать коэффициенты влияния лишь на отрезки вида $(i, 0, s)$.

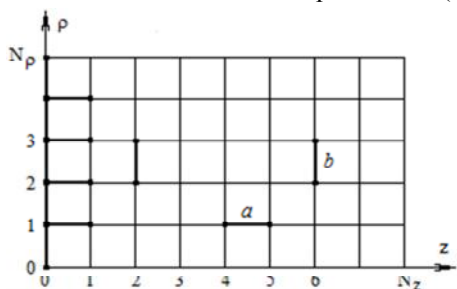


Рис. 3. Учет трансляционной симметрии вдоль оси Oz

Значение коэффициентов взаимного влияния между парой элементов разбиения зависит не только от их расположения, но и от их взаимной ориентации. Возможны четыре типа взаимной ориентации отрезков l_i и l_j (см. рис. 4), причем номер типа взаимной ориентации определяется по формуле

$$t = 2s_i + s_j, \quad (12)$$

где s_i и s_j – ориентация отрезков l_i и l_j .

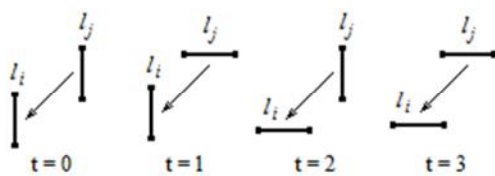


Рис. 4. Взаимное расположение элементов

Для хранения значений всех возможных коэффициентов влияния элементов, определяемых вводимой дискретной сетью узлов, без учета трансляционной симметрии требуется разместить в оперативной памяти компьютера $4N_p^2 N_z^2$ вещественных чисел. Например, если аксиально-симметричное ферромагнитное тело имеет линейные размеры порядка 200 мм, то при шаге сети 1 мм для хранения коэффициентов влияния потребуется около 48 гигабайт свободной оперативной памяти. Тогда как учет трансляционной симметрии сокращает количество необходимых ячеек памяти до $4N_p^2 N_z^2$ и в приведенном случае затрачивается всего 245 мегабайт оперативной памяти.

Наибольшую сложность при расчете значений коэффициентов влияния представляет случай $i = j$, так как при этом ядро $K(Q, P)$ уравнения (8) имеет особенность. В случае, когда ориентация элемента разбиения вертикальная ($s = 0$) коэффициент влияния элемента самого на себя равен нулю, так как при этом $n_Q \cdot r_{PQ} = 0$ (см. рис. 5).

Для численного выделения особенности в случае $s = 1$ предлагается рассчитывать нормальную составляющую магнитного поля, создаваемого элементом разбиения в нескольких точках с внешней Q_m и внутренней Q'_m стороны вблизи граничной поверхности на расстоянии h_m . Пользуясь сведениями из теории потенциала о свойствах нормальной производной потенциала простого слоя, для коэффициента a_{ii} можно записать приближенное выражение вида

$$a_{ii}(h_m) = \mu_0 n_Q (\mathbf{H}(Q_m) + \mathbf{H}(Q'_m)), \quad (13)$$

которое превращается в точное равенство при $h_m \rightarrow 0$. Для численного определения значения предела $\lim_{h_m \rightarrow 0} a_{ii}(h_m)$ проводится экстраполяция последовательности $a_{ii}(h_m)$ для случая $h_m \rightarrow 0$ с использованием интерполяционного полинома Лагранжа.

После расчета всех коэффициентов матрицы влияния A и заполнения столбца свободных членов b , система линейных уравнений (9) решается с использованием метода GMRES, основанного на проектировании на подпространства Крылова [8, 9]. При этом в расчете участвуют элементы разбиения, входящие в состав контура l , который образует тело вращения на текущем этапе синтеза.

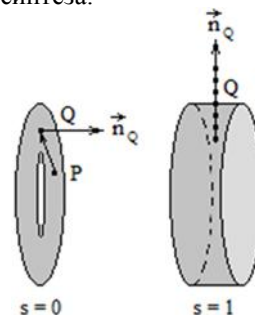


Рис. 5. Расчет коэффициента влияния для случая $i = j$

Комплекс предложенных мероприятий по адаптации метода граничных интегральных уравнений позволяет значительно сократить время, затрачиваемое на решение задачи анализа с его использованием, как составной части процесса синтеза, а также обеспечивает оптимальный выбор геометрии полюса электромагнита без деформации сети.

ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТА ПОЛЯ

Так как точное аналитическое описание для определения намагниченности ферромагнитных тел известно лишь для ряда простейших тел конечных размеров, ограниченных криволинейными поверхностями, то для проверки адекватности численного метода расчета поля ферромагнитного тела вращения, образованного изломанным контуром, выбран пример расчета для бесконечной в двух направлениях ферромагнитной пластины с магнитной проницаемостью μ , находящейся в однородном магнитном поле H_0 , которое перпендикулярно к плоскости пластины. Поскольку разработанное программное обеспечение ориентировано на расчет поля тел вращения конечных размеров, бесконечная пластина заменяется тонким диском радиусом $r = 500$ мм и толщиной $d = 5$

мм. Поскольку радиус диска многократно превышает его толщину, представляется возможным сопоставить результаты численного расчета поля в центре для тела данной формы с аналитическим решением для бесконечной пластины. Напряженность внешнего магнитного поля принималась равной $H_0 = 100$ А/м. Из граничных условий для напряженности магнитного поля на поверхности пластины следует, что поле в ее объеме однородно и описывается зависимостью

$$H_{\text{пласт}} = \frac{H_0}{\mu} \quad (14)$$

В табл. 1 приведены результаты расчета поля в объеме ферромагнитной пластины с использованием соотношения (14) и результаты численного расчета поля в центре диска при различных значениях магнитной проницаемости вещества μ . При этом шаг разбиения диска выбирался равным 1 мм.

Таблица 1

Результаты расчета магнитного поля			
μ	$H_{\text{пласт}}, \text{А/м}$	$H_{\text{диска}}, \text{А/м}$	Погрешность, %
10	10	10,045	0,45
100	1	1,0049	0,49
200	0,5	0,5025	0,50
500	0,2	0,2010	0,50
1000	0,1	0,1005	0,50

Уменьшение шага разбиения до значения 0,1 мм практически не влияет на точность совпадения с результатами, вычисленными по формуле (14). Это можно объяснить конечными размерами диска.

Результаты сопоставления показали, что точность численного расчета достаточно высока и используемый подход может быть применен при решении задачи синтеза.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПТИМАЛЬНОГО СИНТЕЗА ЭЛЕКТРОМАГНИТА

Продemonстрируем пример применения метода граничных интегральных уравнений при решении задачи синтеза электромагнита с однородным полем. Пусть в состав магнитной системы входит пара стержневых электромагнитов с полюсными наконечниками, на каждом из которых размещены катушки. При этом полюсные наконечники представлены одинаковыми наборами цилиндрических полюсных элементов (рис. 6 и 7). Численные значения фиксированных параметров магнитной системы приведены в табл. 2.

В качестве варьируемых параметров используются высоты и радиусы полюсных элементов

$$X = \{h_1, \rho_1, h_2, \rho_2, \dots, h_n\}, \quad (15)$$

где n – количество полюсных элементов.

Таблица 2

Основные параметры магнитной системы			
Концентратор		Катушка	
R , мм	46	L_k , мм	60
L_s , мм	110	Δ , мм	30
$h_{\text{мин}}$, мм	14	R_1 , мм	47
$h_{\text{макс}}$, мм	40	R_2 , мм	57
χ	100	j , А/м ²	$2 \cdot 10^4$

Требуется определить такие значения параметров полюсных наконечников, которые обеспечивают наибольшую однородность магнитного поля в рабочем объеме межполюсного пространства.

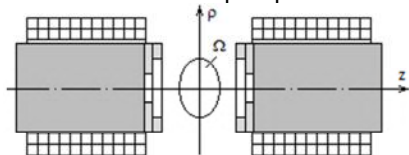


Рис. 6. Внешний вид магнитной системы

В качестве рабочего объема Ω выберем эллипсоид вращения с аксиальной и радиальной осями, имеющими численное значение 12 мм и 15 мм соответственно. Регулярно разместим внутри рабочего объема контрольные точки с шагом 1 мм. Однородность магнитного поля в рабочем объеме будем оценивать в единицах (ppm) как миллионную долю максимального относительного отклонения напряженности поля в контрольных точках по сравнению со значением поля в центре системы.

В качестве целевой функции в данной задаче удобно использовать выражение вида

$$f(X) = \frac{\sum_{k=1}^K (H_r^{(k)})^2 + \sum_{k=1}^K (H_z^{(k)} - H_z^{(0)})^2}{(H_z^{(0)})^2}, \quad (16)$$

где $H_r^{(k)}$ и $H_z^{(k)}$ – соответственно радиальная и аксиальная составляющая магнитного поля в k -й контрольной точке, $H_z^{(0)}$ – напряженность поля в центре рабочего объема, а K – число контрольных точек.

Минимизация данной целевой функции позволяет уменьшить радиальную составляющую поля и отклонение его аксиальной составляющей от значения напряженности поля в центре рабочего объема

$$f(X) \rightarrow \min. \quad (17)$$

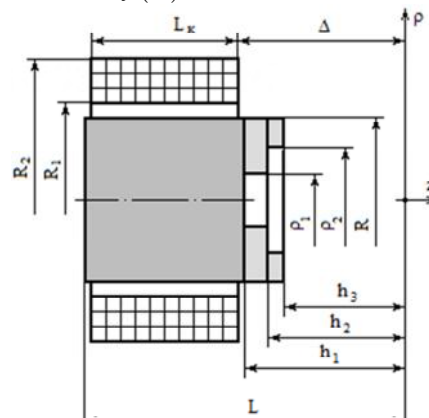


Рис. 7. Параметры электромагнита

Ограничения в рассматриваемой задаче оптимизации обуславливаются максимально допустимой удаленностью полюсных элементов от рабочего объема и минимальным расстоянием, обеспечивающим непересечение полюсных элементов друг с другом и с областью рабочего объема, и в данном случае определяются неравенствами вида

$$h_{\text{мин}} < h_i \leq h_{\text{макс}}, \quad (18)$$

$$0 < \rho_1 < \rho_2 < \dots < \rho_{n-1} \leq R.$$

Для решения поставленной задачи воспользуемся методом оптимизации роем частиц (PSO), хорошо зарекомендовавшим себя в работе [2], который с большой вероятностью позволяет найти глобальное решение задачи. Для повышения скорости сходимости оптимизационного процесса и возможности выхода роя из локальных оптимумов, применим модификацию данного алгоритма с использованием операторов кроссовера и мутации, заимствованных из генетического алгоритма [10]. При этом генетические операторы кроссовера для роя частиц имеют вид

$$\begin{cases} X' = \alpha \cdot X^{(p_1)} + (1 - \alpha) \cdot X^{(p_2)} \\ V' = \beta \cdot V^{(p_1)} + (1 - \beta) \cdot V^{(p_2)} \end{cases}, \quad (19)$$

где X' и V' – координаты и скорости частицы-наследника; $X^{(p1)}$, $X^{(p2)}$, $V^{(p1)}$, $V^{(p2)}$ – координаты и скорости родительских частиц; α , β – случайные числа, равномерно распределенные на интервале [0; 1].

Оператор мутации построен на основе асимметричного нормального распределения и гарантирует, что мутировавшая частица с большой вероятностью останется в пределах пространства поиска, при этом

$$\Delta x = \begin{cases} N(0,1) \cdot (x_{\max} - x) \cdot k/3, & N(0,1) \geq 0, \\ N(0,1) \cdot (x - x_{\min}) \cdot k/3, & N(0,1) < 0, \end{cases} \quad (20)$$

$$x' = x + \Delta x,$$

где x_{\min} и x_{\max} – предельные значения координаты x ; $N(0, 1)$ – случайное число, распределенное по стандартному нормальному закону распределения; k – масштабирующий коэффициент, позволяющий регулировать разброс решений в пространстве поиска.

В табл. 3 представлены результаты проведения оптимального синтеза в линейном случае для описанной ранее магнитной системы при разбиении контура магнитной системы с шагом 0,25 мм. Магнитное поле от катушек рассчитывалось по формулам, приведенным в работе [11]. В результате оптимального синтеза в рабочем объеме удалось обеспечить однородность радиальной и аксиальной компонент напряженности магнитного поля соответственно равные 80 и 98 ppm, что составляет менее 0,01 %. Для сравнения при наиболее благоприятном расположении плоских полюсных наконечников относительная погрешность однородности магнитного поля для аналогичных компонент составляла 1941 и 2742 ppm. На рис. 8 представлена 3D-CAD модель одного из синтезированных полюсов. Уменьшение шага разбиения позволяет добиться еще большей однородности генерируемого в рабочем объеме магнитного поля.

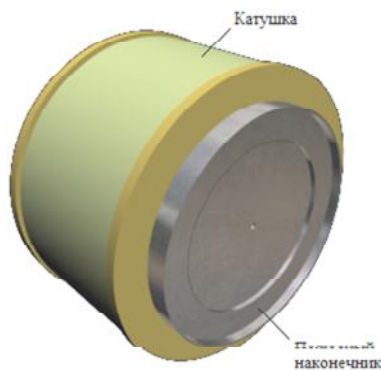


Рис. 8. 3D-CAD модель синтезированного полюса

Таблица 3

Оптимальные параметры полюсных элементов

Номер кольца	Внешний радиус, мм	Величина выступа, мм
1	1,25	27,00
2	33,75	25,75
3	45,00	23,75
4	46,00	20,00
Δ_r , ppm		80
Δ_z , ppm		98

ВЫВОДЫ

Разработан эффективный метод оптимального синтеза формы полюсных наконечников аксиально-симметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме с применением метода граничных интегральных уравнений и гибридного алгоритма глобальной оптимизации рои частиц с эволюционным формированием роя, свободный от отмеченных ранее недостатков.

С помощью разработанного метода удалось обеспечить однородность компонент магнитного поля электромагнита на уровне 80 ppm и 98 ppm для радиальной и аксиальной составляющих соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сизиков В.С. О повышении однородности поля постоянного магнита МР-томографа / В.С. Сизиков, Д.Ю. Соколов // Изв. вузов. Приборостроение. – Т. 49. – № 12. – 2006. – С. 32-38.
2. Гальченко В.Я. Параметрический синтез формы аксиально-симметричных полюсов электромагнита для создания однородного магнитного поля / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапушенко // Электротехника и электромеханика. – 2010. – № 2. – С. 33-36.
3. Тозони О.В. Расчет трехмерных электромагнитных полей / О.В. Тозони, И.Д. Маергойз. – К.: Техника, 1974. – 352 с.
4. Гальченко В.Я. Численный анализ пространственной конфигурации магнитных полей объектов сложной геометрической формы с учетом нелинейных характеристик веществ / В.Я. Гальченко, Д.Л. Остапушенко // Информационные технологии. – 2008. – № 8. – С. 43-49.
5. Ryu J.S., Yao Y., Koh C.S., Kim D.S. Optimal shape design of 3-D nonlinear electromagnetic devices using parameterized design sensitivity analysis // IEEE Trans. Magn. – vol. 41. – №5. – 2005. – PP. 1792-1795.
6. Ryu J.S., Yao Y., Koh C.S., Shin Y.J. 3-D optimal shape design of pole piece in permanent magnet MPI using parameterized nonlinear design sensitivity analysis // IEEE Trans. Magn. – vol. 42. – № 4. – 2006. – PP. 1351-1354.
7. Курбатов П.А. Проектирование систем с постоянными магнитами открытого типа для магниторезонансных томографов / П.А. Курбатов, Е.А. Кузнецова, Ю.В. Кулаев // Электричество. – 2007. – № 7. – С. 47-52.
8. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems. – PWS Publishing Company, 1996. – 448 p.
9. Баладин М.Ю. Методы решения СЛАУ большой размерности / М.Ю. Баладин, Э.П. Шурина. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. – 70 с.
10. Гальченко В.Я. Оптимальный синтез высокооднородного магнитного поля в рабочем объеме электромагнита / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапушенко // Материалы международной конференции "Моделирование-2010" ("Simulation-2010"). – Киев. – 2010. – Т. 3 – С. 324-330.
11. Алиевский Б.Л. Расчет параметров магнитных полей осесимметричных катушек / Б.Л. Алиевский, В.Л. Орлов. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 112 с.

Поступила 24.11.2010

Гальченко Владимир Яковлевич, д.т.н., проф.

Якимов Александр Николаевич

Остапушенко Дмитрий Леонидович, к.т.н.

Луганский государственный медицинский университет кафедра медицинской и биологической физики, медицинской информатики, биостатистики
91045, Луганск, кв. 50-летия Обороны Луганска, 1
тел. (0642) 63-02-53, e-mail: halchvl@gmail.com, alex_forever_82@mail.ru, OstapuschencoDmitriy@gala.net

V.Ya. Halchenko, A.N. Yakimov, D.L. Ostapuschenco Application of boundary integral equation method for optimal 3-d design of axisymmetric electromagnets with choice of pole pieces form.

An optimal design method for axisymmetric electromagnets with defined field distribution based on a boundary integral equations method is considered, which allows speeding up magnetic field computation in the linear case. A synthesis problem is solved through a particle swarm optimization technique with evolutionary formation of the swarm structure.

Key words – boundary integral equation method, particle swarm optimization, optimal synthesis, choice of pole shapes, uniform magnetic field.