

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ ФЕРРОМАГНИТНОГО СТЕРЖНЯ В ПРОДОЛЬНОМ ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Ф. МАТЮК, А. А. ОСИПОВ, А. В. СТРЕЛЮХИН (Гос. науч. учреждение «Ин-т прикл. физики НАН Беларуси»)

*Предложена методика численного расчета магнитного состояния сплошного ферромагнитного стержня круглого сечения, находящегося в однородном постоянном магнитном поле, основанная на использовании метода пространственных интегральных уравнений. При построении модели учтена зависимость магнитных характеристик материала от величины внешнего намагничивающего поля. Приведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Проведен анализ распределения намагниченности, внутреннего поля, восприимчивости и коэффициента размагничивания вдоль продольной оси стержня.*

*The technique of numerical calculation of a magnetic condition of a continuous ferro-magnetic core of the round section which is in a homogeneous constant magnetic field, based on use of a method of the spatial integral equations is offered. At model construction dependence of magnetic characteristics of a material on size of an external magnetizing field is considered. Comparison of results of calculation with experimental data is resulted. The analysis of distribution of magnetization, an internal field, a susceptibility and demagnetizing factor along a longitudinal axis of a core is carried out.*

Многие изделия машиностроения имеют форму стержней круглого сечения. При НК контроле их структурного состояния магнитными методами часто применяется намагничивание постоянным магнитным полем в разомкнутой магнитной цепи [1]. При разработке новых магнитных методов НК таких изделий, а также при расчете и проектировании устройств для их реализации необходимо знать магнитное состояние изделий в зависимости от магнитных свойств используемого материала, размеров и величины приложенного поля.

Наличие нелинейной зависимости между напряженностью внешнего поля и магнитными характеристиками материала, сложный характер перераспределения намагниченности в реальных объектах, зависящий от размеров изделия, свойств его материала и от величины внешнего поля не позволяют решать задачи такого класса аналитически. Эти трудности преодолеваются путем численного моделирования задачи, причем применяемая модель должна по возможности наиболее точно описывать характер происходящих процессов [2].

В работе [3] на основе анализа многочисленных экспериментальных данных предложено аналитическое выражение, позволяющее получить распределение интегральной величины намагниченности вдоль продольной оси сплошного стержня круглого сечения относительно ее значения в центральном сечении с учетом размеров стержня и зависимости магнитных свойств материала от величины намагничивающего поля. Однако это выражение не позволяет рассчитать распределение намагниченности и магнитной индукции внутри стержня, а также в любой области вне его.

Кроме того, во многих случаях представляют интерес абсолютные значения данных величин.

Расчет любой магнитной системы строится на основе формальных источников поля, анализируемых на макроскопическом уровне. Сам расчет обычно разделяется на два этапа, заключающиеся в последовательном решении следующих задач: определение неизвестных источников поля и определение создаваемых ими полей вне магнитной системы. Основную сложность при решении представляет именно первый этап, так как выбранная модель должна адекватно описывать исходную задачу и обеспечивать минимальное расхождение расчета и эксперимента. Важным моментом также является задание магнитных характеристик материала объекта, что существенно влияет на точность расчета. Объективную оценку модели дает сопоставление результатов расчета по ней с экспериментом в тех областях, в которых можно провести измерения.

В качестве объекта исследований в настоящей работе рассматривается сплошной ферромагнитный стержень круглого сечения, находящийся в однородном постоянном магнитном поле. Его можно использовать как модель многих реальных объектов.

В настоящей работе изложена методика численного расчета магнитного состояния сплошного ферромагнитного стержня круглого сечения, находящегося в однородном постоянном магнитном поле.

**Методика расчета.** В основу методики положен метод пространственных интегральных уравнений, который основан на общем интегральном выражении напряженности поля или магнитной индукции через намагниченность элементов маг-



нитной системы [2]. Особенностью этого метода является то, что он не требует для решения задачи задания граничных условий. При этом область расчета ограничена только объемом ферромагнетика. Еще одним достоинством данного метода является простота ввода в задачу магнитных характеристик материала стержня.

Для магнитной системы, состоящей из ферромагнитного образца и источника магнитного поля, результирующее поле в любой точке наблюдения  $Q$  представляет собой векторную сумму полей, создаваемую этим источником и самим ферромагнетиком [2]:

$$H(Q) = -\frac{1}{4\pi} \text{grad}_Q \int_{V_m} \vec{M}(P) \text{grad}_P \left( \frac{1}{|r_{PQ}|} \right) dV_P + H^{\text{внш}}(Q), \quad (1)$$

$$\vec{B}(Q) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left( \int_{V_M} \frac{[[\nabla \times \vec{M}(P)] \times r_{PQ}]}{|r_{PQ}|^3} dV_P - \int_{S_M} \frac{[[\vec{n} \times \vec{M}(P)] \times r_{PQ}]}{|r_{PQ}|^3} dS_P \right) + B^{\text{внш}}(Q), \quad (2)$$

где  $P$  — точка источника поля;  $Q$  — точка наблюдения;  $\vec{H}(Q)$ ,  $\vec{B}(Q)$  — соответственно вектор напряженности и вектор магнитной индукции в точке  $Q$ ;  $\vec{M}(P)$  — вектор намагниченности материала в точке  $P$ ;  $V_M$ ,  $S_M$  — соответственно объем ферромагнетика и площадь его поверхности;  $\vec{n}$  — внешняя нормаль к поверхности  $S$  в точке интегрирования;  $\vec{r}_{PQ}$  — радиус-вектор из точки источника  $P$  в точку наблюдения  $Q$ ;  $\vec{H}^{\text{внш}}$  и  $B^{\text{внш}}$  — соответственно вектор напряженности и вектор индукции магнитного поля, создаваемого внешним источником.

Отличие выражений (1) и (2) заключается в том, что если в (1) рассматриваются объемные и поверхностные заряды, то в (2) — объемные и поверхностные токи. Для расчета можно использовать любое из приведенных выше уравнений, выбор при этом определяется только вычислительными затратами. В работе [4] показано, что при решении задач с цилиндрической симметрией с точки зрения уменьшения количества вычислений и сокращения времени счета рациональнее использовать выражение (2), так как в рамках выбранной модели будут содержаться только поверхностные интегралы. Рассматриваемая в статье магнитная система имеет цилиндрическую симметрию, поэтому в дальнейшем решение проводилось с использованием выражения (2).

Полагаем, что материал стержня является изотропным, а между составляющими  $M_v$  и  $H_v$  — соответственно вектора намагниченности и вектора напряженности магнитного поля справедливо соотношение:

$$H_H = \frac{M_H}{\chi(|H|)}, \quad (3)$$

где  $|\vec{H}|$  — модуль напряженности магнитного поля в рассматриваемой точке;  $\chi(|\vec{H}|)$  — магнитная восприимчивость материала стержня.

С учетом этого допущения для точек внутри стержня выражение (2) можно представить в виде нелинейного интегрально-дифференциального уравнения относительно намагниченности:

$$\mu_0 \left( 1 + \frac{1}{\chi(|\vec{H}|)} \right) \vec{M}(Q) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{S_M} \frac{[[\vec{n} \times \vec{M}(P)] \times r_{PQ}]}{|r_{PQ}|^3} dS_P + B^{\text{внш}}(Q), \quad (4)$$

а для точек вне стержня:

$$\mu_0 \vec{H}(Q) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{S_M} \frac{[[\vec{n} \times \vec{M}(P)] \times r_{PQ}]}{|r_{PQ}|^3} dS_P + B^{\text{внш}}(Q). \quad (5)$$

Введением дискретной математической модели ферромагнитного стержня разобьем его объем на некоторое количество элементарных объемов (рис. 1). В силу цилиндрической симметрии задачи в качестве таких элементов выбраны кольца, оси которых совпадают с осью стержня, а в ка-

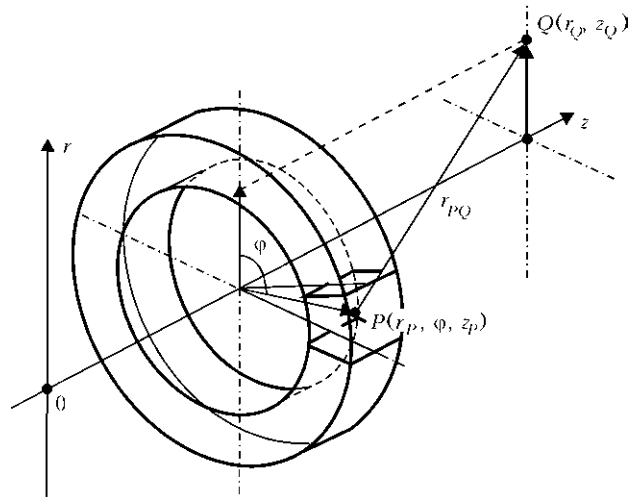


Рис. 1. Взаимное расположение элемента источника  $P$  и точки наблюдения  $Q$



честве системы координат — цилиндрическая система. Для описания распределения источников магнитного поля в стержне использовалась кусочно-постоянная аппроксимация вектора намагниченности по элементам разбиения. При этом допущении полагаем, что в каждом из них выполняется условие:

$$M_{zp} = \text{const}; M_{rp} = \text{const}, \quad (6)$$

где  $p = 1, 2, \dots, K$  — номер элементарного объема;  $K$  — общее число элементов разбиения.

Заменяя интегрирование в (4) и (5) суммированием по элементам разбиения, выражения для компонент входящих в него векторов представим в виде:

$$B_z(Q) = \left\{ \begin{array}{l} \mu_0 \left(1 + \frac{1}{\chi(H)}\right) M_z \\ \mu_0 H_z \end{array} \right\} = \quad (7)$$

$$= \mu_0 \sum_{p=1}^K [M_{zp} Z_1^p + M_{rp} Z_2^p] + \mu_0 H_z^{\text{вн}}(Q),$$

$$B_r(Q) = \left\{ \begin{array}{l} \mu_0 \left(1 + \frac{1}{\chi(H)}\right) M_r \\ \mu_0 H_r \end{array} \right\} = \quad (8)$$

$$= \mu_0 \sum_{p=1}^K [M_{zp} R_1^p + M_{rp} R_2^p] + \mu_0 H_r^{\text{вн}}(Q),$$

где  $Z_1^p, Z_2^p, R_1^p, R_2^p$  — геометрические коэффициенты, выражения для которых приведены в работе [4].

Последовательно помещая точку наблюдения  $Q$  в центры сечения каждого из элементов разбиения, для  $k$ -го элемента можно записать систему уравнений, включающую собственную намагниченность этого элемента и суммарную напряженность магнитного поля внешних по отношению к нему источников. В матричном виде эта система имеет вид:

$$(\mathbf{D} - \mathbf{A}_G) \vec{\mathbf{M}} = \mathbf{H}_{VN}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{A}_G$  — прямоугольная матрица геометрических коэффициентов размерностью  $2 \times 2$ ;  $\mathbf{D}$  — прямоугольная матрица размерностью  $2 \times 2$ , составленная из коэффициентов  $1/\chi_k$ , помещенных на главную диагональ матрицы (остальные элементы нули);  $\chi_k$  — магнитная восприимчивость  $k$ -го элемента;  $\vec{\mathbf{M}}$  — матрица искомых значений компонент намагниченности;  $\vec{\mathbf{H}}_{VN}$  — матрица, состоящая из компонент напряженности поля, созданного всеми внешними по отношению к  $k$ -у элементарному объему источниками;

$$\mathbf{D} - \mathbf{A}_G = \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{\chi_k} - Z_1^{kk} & -Z_2^{kk} \\ -R_1^{kk} & 1 + \frac{1}{\chi_k} - R_2^{kk} \end{pmatrix}; \quad (10)$$

$$\vec{\mathbf{M}} = \begin{pmatrix} M_{zk} \\ M_{rk} \end{pmatrix}; \quad (11)$$

$$\vec{\mathbf{H}}_{VN} = \begin{pmatrix} \sum_{p=1}^K (M_{zp} Z_1^{pk} + M_{rp} Z_2^{pk}) + H_{zk}^{\text{вн}} \\ \sum_{p=1}^K (M_{zp} R_1^{pk} + M_{rp} R_2^{pk}) + H_{rk}^{\text{вн}} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Так как истинное распределение намагниченности в стержне неизвестно, то решение системы уравнений (9) находится методом итераций. За начальное приближение этого решения в каждом элементе разбиения принимается величина намагниченности, определенная по значениям поля внешнего источника в этом элементе. Подставив полученные таким образом значения намагниченности в систему уравнений (9), получаем приближение величины намагниченности для каждого элемента разбиения. Определенные таким образом значения намагниченности принимаются за новое приближение для расчета. Решение считается найденным, когда для каждого элемента разбиения стержня при сравнении модуля вектора намагниченности на двух соседних итерациях ( $i$  и  $i+1$ ) достигается заданная точность  $\varepsilon$ :

$$\left| \frac{M_k^{i+1} - M_k^i}{M_k^{i+1}} \right| \leq \varepsilon. \quad (13)$$

По рассчитанным значениям компонент вектора намагниченности в стержне, используя (4), можно определить распределение компонент вектора магнитной индукции и, соответственно, напряженности магнитного поля внутри стержня. По выражению (5) аналогичные распределения можно получить и в любой области вне стержня.

Выше отмечалось, что точность расчета зависит от корректности ввода в задачу магнитных характеристик материала изделия. Связь между любыми двумя векторами, характеризующими магнитное

поле в ферромагнетике ( $\vec{B}$ ,  $\vec{M}$  и  $\vec{H}$ ) задается на основе аппроксимирующих выражений или путем введения в задачу экспериментально измеренных магнитных характеристик материала.

Для определения входящей в (10) величины  $\chi_k$  для каждого элемента и на каждой итерации воспользуемся выражением для намагниченности [5]:

$$\chi_k = \frac{M_k}{H_k}, \quad (14)$$

$$\text{где } M_k = \frac{M_s k_{ts}(H_k) H_k^2 / p + k_1 k_3 (H_k) H_{cs}^2}{H_k^2 + k_2 H_k^{3/2} H_{cs}^{1/2} + k_1 H_{cs}^2} \times \left( \arctg \frac{H_{cs} + H_k}{H_0'} - \arctg \frac{H_{cs} - H_k}{H_0'} \right), \quad (15)$$

$M_s, H_{cs}$  — намагниченность насыщения и коэрцитивная сила материала стержня;  $H_0', k_{ts}(H_k), k_1, k_2, k_3(H_k)$  — параметры, определяемые по методике, приведенной в работе [5].

**Сравнение с экспериментом.** Данная методика экспериментально проверена на ферромагнитных стержнях из существенно отличающихся по коэрцитивной силе материалов с относительной длиной  $\lambda$  ( $L, R$  — соответственно длина и радиус стержня,  $\lambda = L/(2R)$ ), изменяющейся в диапазоне от 2 до 20. Намагничивание осуществляли постоянным магнитным полем  $H_z^{вн}$ , имеющим только компоненту  $z$ , величина которого изменялась от 500 до 40000 А/м.

Магнитные характеристики материала стержня измерили на установке УИМХ с использованием кольцевых образцов из этого же материала [6] и применили их при расчете:

материал 1:  $H_{cs} = 150$  А/м,  $M_s = 1,7 \cdot 10^6$  А/м,  $\chi_n = 200, M_{rs} = 5,2 \cdot 10^5$  А/м,  $H_{ms} = 34000$  А/м;  
 материал 2:  $H_{cs} = 724$  А/м,  $M_s = 1,54 \cdot 10^6$  А/м,  $\chi_n = 82, M_{rs} = 7,18 \cdot 10^5$  А/м,  $H_{ms} = 34000$  А/м;  
 материал 3:  $H_{cs} = 3120$  А/м,  $M_s = 1,6 \cdot 10^6$  А/м,  $\chi_n = 70, M_{rs} = 6,0 \cdot 10^5$  А/м,  $H_{ms} = 34000$  А/м.

Основные кривые намагничивания этих материалов приведены на рис. 2.

Проверку методики проводили посредством сравнения величины магнитной индукции и ее распределения вдоль продольной оси стержня разных размеров, рассчитанной по данной методике и измеренной на установке УИМХ. При этом измерительная катушка имела длину 2 мм и могла передвигаться вдоль продольной оси  $z$  стержня.

На рис. 3 представлены результаты расчета продольной составляющей вектора магнитной индукции  $B_z$  и эксперимента для отдельных случаев ( $z/L$  — относительная координата).

Из представленных результатов видно, что предложенная методика расчета дает хорошо согласующиеся с экспериментальными данными результаты и может быть использована для расчета магнитного состояния данного типа объектов.

Небольшое расхождение, наблюдающееся при сравнении, объясняется как допущениями при построении модели, так и приближенным характером аппроксимирующего выражения и ограни-

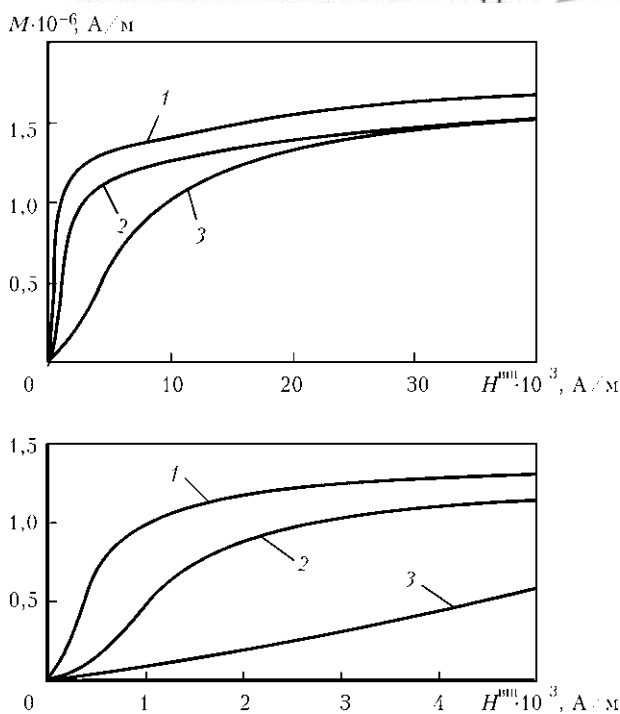


Рис. 2. Основные кривые намагничивания материалов: 1 —  $H_{cs} = 150$ ; 2 — 724; 3 — 3120 А/м

ченной точностью задания магнитных характеристик материала.

**Анализ магнитного состояния ферромагнитного стержня.** Предложенная методика может быть использована для расчета и анализа характера распределения намагниченности, внутреннего поля и магнитной восприимчивости в стержне круглого сечения.

На рис. 4–7 приведены распределения этих величин вдоль оси стержня в двух областях: ближней к оси стержня (внутренний слой) и дальней (внешний слой) в зависимости от относительной длины  $\lambda$ , величины внешнего поля и магнитных характеристик материала стержня.

Из представленных зависимостей видно, что в слабом магнитном поле ( $H_z^{вн} = 2000$  А/м) в коротком стержне ( $\lambda = 2$ ) сильнее намагничивается внешний слой (см. рис. 4), причем наибольшее различие наблюдается ближе к краю образца. Такое распределение намагниченности в рассматриваемых областях связано с величиной размагничивающего поля в них, которое определяется, в основном, его относительными размерами и областью наблюдения. Это поле имеет большую абсолютную величину во внутренней области стержня, чем во внешней, а также увеличивается при приближении к торцам.

Распределение намагниченности во внутреннем слое для короткого стержня практически не зависит от магнитных характеристик материала. Разница между намагниченностью внутреннего и внешнего слоев определяется магнитными характеристиками материала — для образца с большей коэрцитивной силой это различие меньше. При

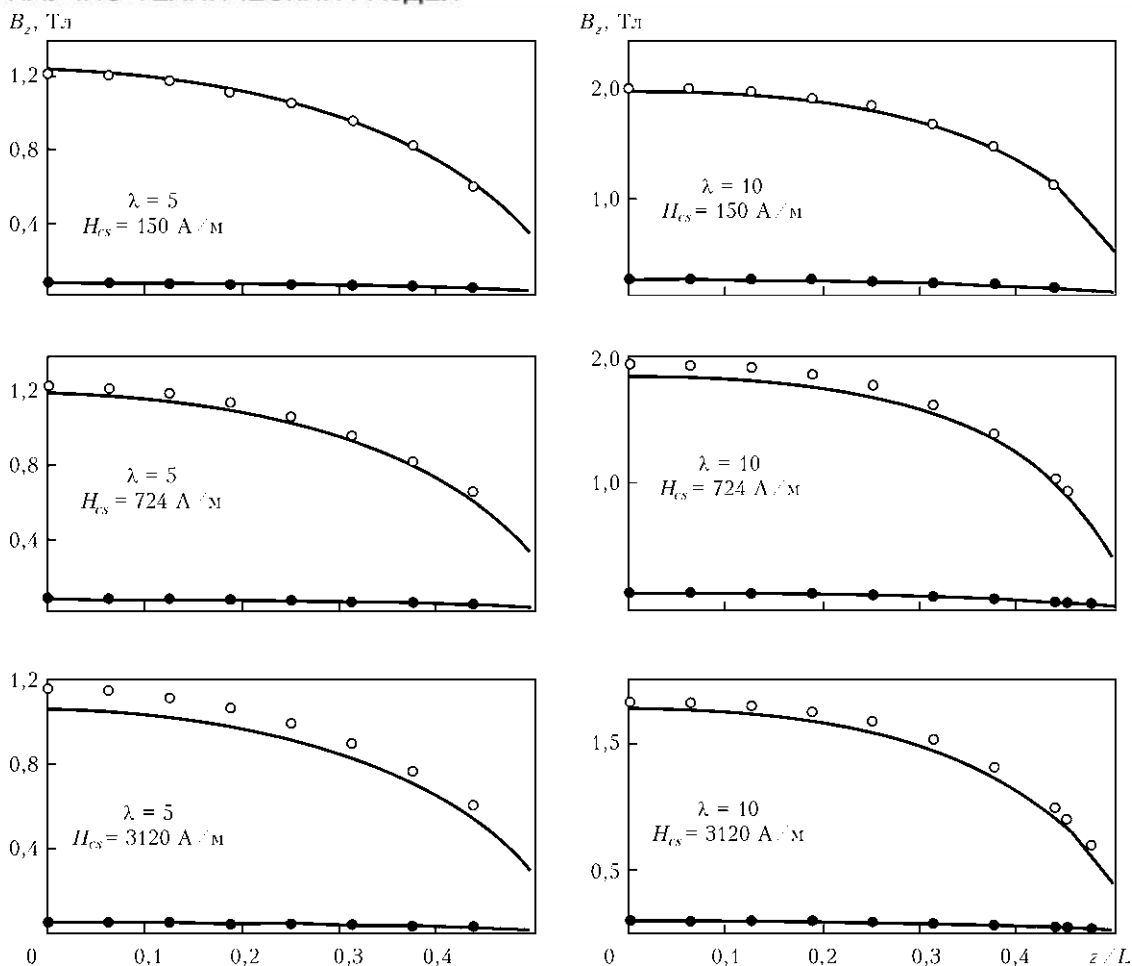


Рис. 3. Распределение компоненты  $B_z$  вектора магнитной индукции вдоль продольной оси стержня (○, ● — экспериментальные данные, сплошная линия — расчет по предложенной методике;  $H_z^{вн}$ , А/м: ● — 2000; ○ — 40000)

увеличении длины стержня разница между намагниченностью его внутреннего и внешнего слоев уменьшается, что особенно заметно для стержня с  $H_{cs} = 150 \text{ A/m}$ . Дальнейшее увеличение длины стержня ведет к росту абсолютных значений намагниченности в слоях и практически полному совпадению величины намагниченности в них, что наиболее заметно для стержня с  $\lambda$  равной 50 и более. Такой характер распределения намагниченности обусловлен тем, что она определяется величиной внутреннего магнитного поля, равного сумме векторов напряженностей внешнего и размагничивающего полей, которая растет с увеличением относительной длины стержня и имеет большую величину у его поверхности. Увеличение внутреннего поля с ростом относительной длины стержня связано с уменьшением плотности магнитных зарядов на его поверхности, которая создает размагничивающее поле. Так, в стержнях с  $\lambda = 2$  при  $H_z^{вн} = 2000 \text{ A/m}$  внутреннее поле меньше внешнего примерно на порядок, причем для более мягкого в магнитном отношении стержня ( $H_{cs} = 150 \text{ A/m}$ ) намагниченность меньше, чем для более твердого ( $H_{cs} = 3120 \text{ A/m}$ ), поскольку размагничивающее поле для более мягкого в магнитном отношении стержня существенно меньше,

чем для более твердого. При  $\lambda = 50$  различие в намагниченности внутреннего и внешнего слоев стержня практически исчезает (некоторое отличие наблюдается только в области торцов стержня).

В магнитном поле напряженностью  $H_z^{вн} = 40000 \text{ A/m}$  внутреннее магнитное поле остается достаточно малым по сравнению с внешним, хотя и увеличивается по абсолютной величине (см. рис. 5). Поэтому и характер намагничивания короткого стержня аналогичен этому процессу в более слабых магнитных полях.

С ростом  $\lambda$  ( $\lambda = 15$ ) внутреннее поле увеличивается, причем быстрее в ближней к центру области стержня (в этой области оно приближается к внешнему), резко уменьшаясь к его краям. При этом наблюдается рост абсолютных значений намагниченности во внутреннем и внешнем слоях стержней, причем на величину намагниченности начинает влиять нелинейная зависимость магнитной восприимчивости материала стержня от величины внутреннего поля (см. рис. 6).

Дальнейшее увеличение  $\lambda$  приводит к тому, что намагниченность в образце стремится к насыщению, характер распределения внутреннего поля практически не зависит от магнитных характеристик материала.

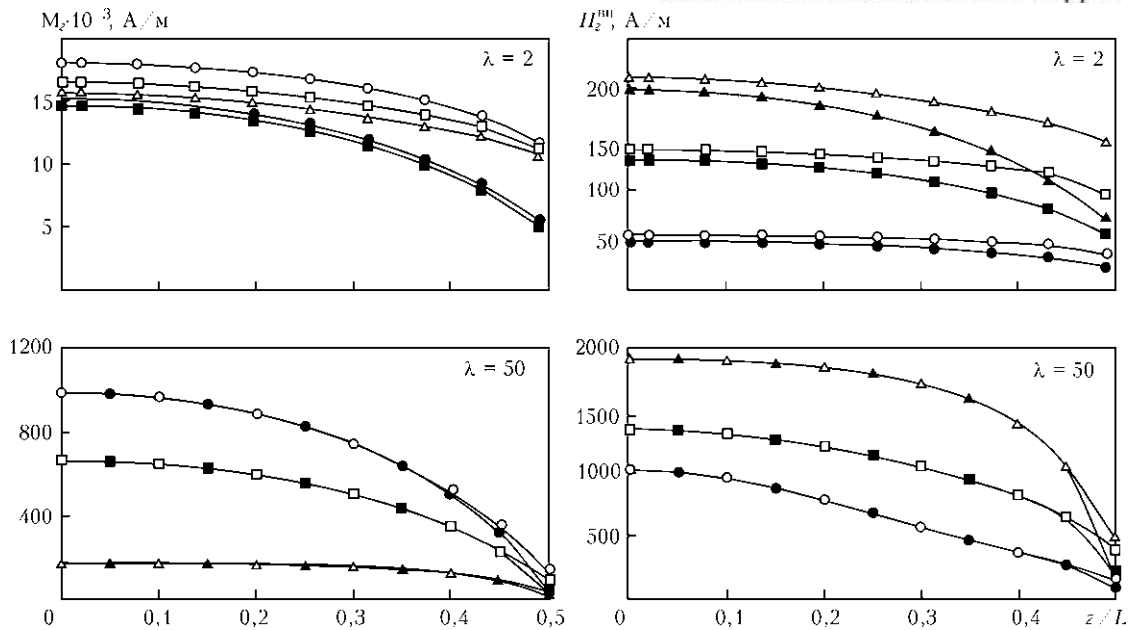


Рис. 4. Распределение компоненты  $M_z$  вектора намагниченности и компоненты  $H_z^{BH}$  вектора внутреннего поля вдоль продольной оси стержня по слоям (слои по  $r$ : внутренний — ●, ■, ▲; внешний — ○, □, △;  $H_{cs}$ , А/м: ○, ● — 150; □, ■ — 724; △, ▲ — 3120;  $H_z^{BH} = 2000$  А/м)

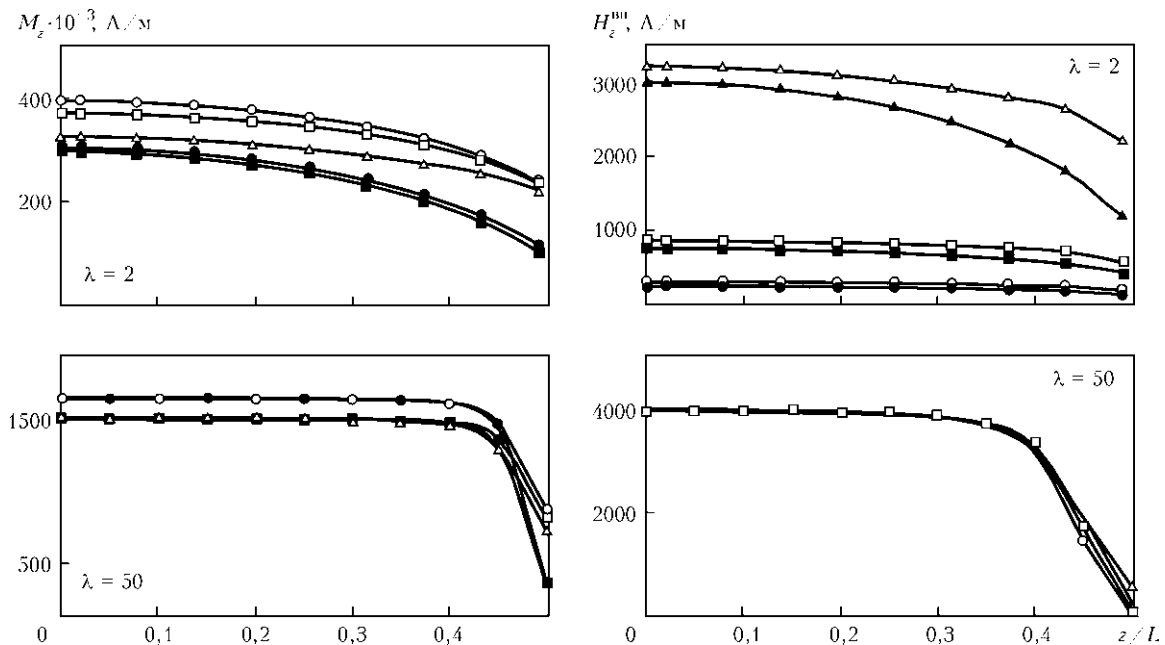


Рис. 5. Распределение компоненты  $M_z$  вектора намагниченности и компоненты  $H_z^{BH}$  вектора внутреннего поля вдоль продольной оси стержня по слоям (обозначения те же, что и на рис. 4,  $H_z^{BH} = 40000$  А/м)

Так как внешнее магнитное поле направлено вдоль оси стержня, то радиальная составляющая вектора намагниченности внутри него формируется только размагничивающим полем поверхности и невелика по величине. Распределение этой составляющей близко к линейному на большей части длины стержня (до  $z/L = 0,4$ ), а вблизи торцов ее абсолютная величина резко возрастает. Для коротких стержней существенное различие по абсолютной величине этой составляющей во внутреннем и внешнем слоях стержня наблюдается как в слабых, так и в сильных магнитных полях. С ростом  $\lambda$  в сильных магнитных полях это различие на большей части стержня уменьшается и не за-

висит от магнитных характеристик материала, различие наблюдается только в областях, близких к его торцам. Аналогичен характер изменения радиальной составляющей внутреннего поля.

**Изменение коэффициента размагничивания вдоль оси стержня.** Во многих работах при оценке магнитного состояния изделий используется такое понятие, как коэффициент размагничивания  $N$ , являющийся некоторой интегральной величиной, определяющей намагничивание изделия и зависящей от материала изделия, его размеров и величины намагничивающего поля. Как известно, его точный расчет возможен только для тел эллипсоидной формы. Для тел иной формы приме-

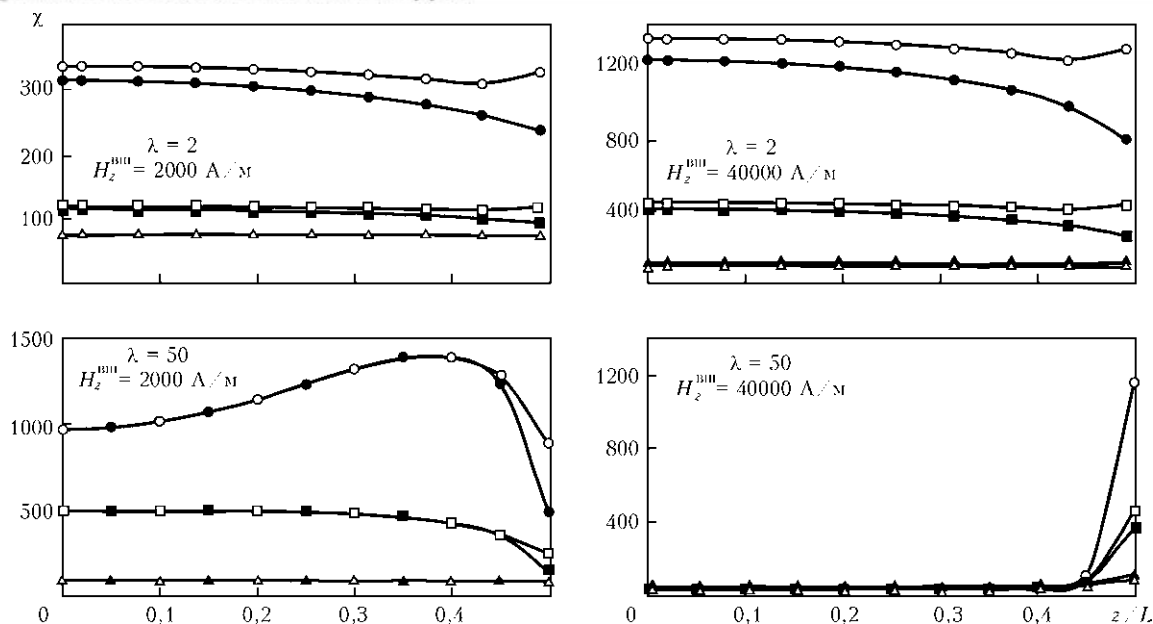


Рис. 6. Распределение восприимчивости  $\chi$  вдоль продольной оси стержня по слоям (обозначения те же, что и на рис. 4)

няют полуэмпирические формулы, которые в основном получены для сплошных стержней круглого и прямоугольного сечения [7]. Кроме того, речь всегда идет о центральном коэффициенте размагничивания, т. е. определенном в центральном сечении образца.

Используя предложенную выше методику, нами проведен расчет коэффициента размагничивания не только в центральном сечении, но и показан характер его изменения вдоль продольной оси стержня.

После окончания расчета по выражению (9) известны компоненты вектора намагниченности и вектора внутреннего поля в образце. Тогда изменение коэффициента размагничивания вдоль продольной оси стержня можно рассчитать по выражению:

$$N_j = \frac{H_{zj}^{\text{вн}} - H_{zj}^{\text{вн}}}{M_{zj}}, \quad (16)$$

где  $j$  — номер элементов разбиения, принадлежащих к одному сечению стержня, перпендикулярному оси  $z$ , а намагниченность  $M_{zj}$ , внутреннее  $H_{zj}^{\text{вн}}$  и внешнее поля  $H_{zj}^{\text{вн}}$  являются интегральными величинами от всех элементов этого сечения.

Результаты расчета для отдельных случаев представлены на рис. 7. Видно, что изменение коэффициента размагничивания для коротких стержней ( $\lambda = 2$ ) практически не зависит от величины внешнего поля и магнитных характеристик материала. С ростом  $\lambda$  ( $\lambda = 20$ ) начинает проявляться отличие в характере распределения  $N$  в зависимости от величины внешнего поля. Дальнейшее увеличение  $\lambda$  ( $\lambda = 50$ ) приводит к уменьшению различий в характере распределения в зависимости от величины  $H^{\text{вн}}$ . Также следует отметить, что увеличение коэрцитивной силы материала ведет к уменьшению

разницы в величинах  $N$ , рассчитанных при разных величинах  $H^{\text{вн}}$ . При  $\lambda = 50$  коэффициент размагничивания имеет существенную величину только вблизи торцов стержня.

Предложенная методика является основой для численного моделирования магнитного состояния ферромагнитных тел, перематничиваемых в однородном или неоднородном квазистатическом магнитном поле.

В практическом плане эта методика может быть применена при разработке намагничивающих систем с накладными и проходными преобразователями. В частности, она использована при определении величины внешнего магнитного поля, обеспечивающего максимально возможную однородность магнитного состояния тел цилиндрической формы, намагничиваемых квазистатическим магнитным полем проходного преобразователя, что позволило определить критерии для выбора его размеров и оценить требуемую мощность при разработке магнитоизмерительной установки УИМХ.

## Выводы

С помощью предложенной методики получены хорошо согласующиеся с экспериментальными данными результаты, что дает основание использовать ее для расчета магнитного состояния изделий в форме стержней круглого сечения, а также для расчета и анализа характера послыонного распределения намагниченности, внутреннего поля, магнитной восприимчивости в стержне круглого сечения и коэффициента размагничивания вдоль продольной оси стержня.

Установлено, что внешние слои стержня намагничиваются быстрее, чем внутренние. Величина намагниченности и разница в намагниченности внутреннего и внешнего слоев определяется

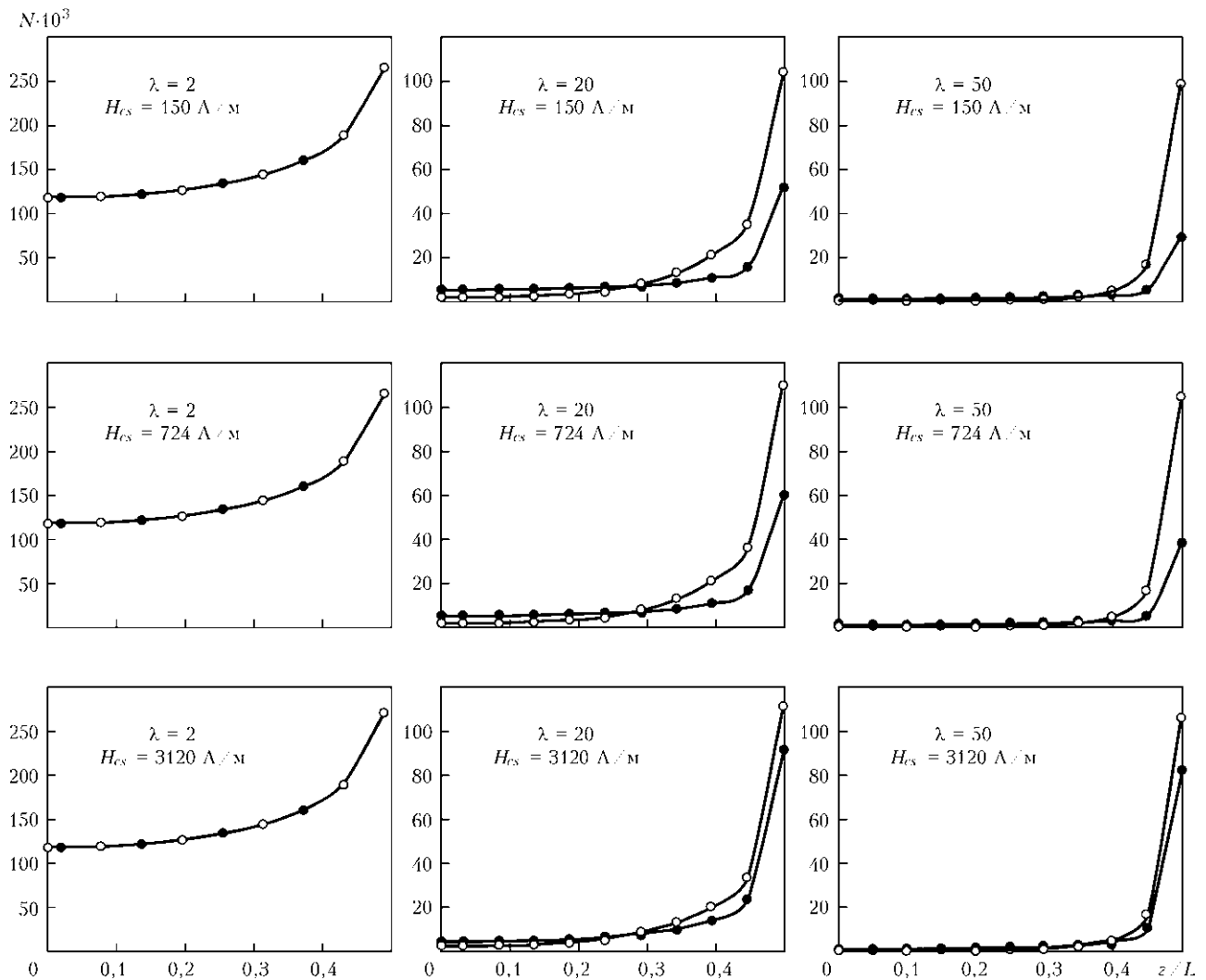


Рис. 7. Распределение коэффициента размагничивания вдоль продольной оси сплошного цилиндрического стержня ( $H_z^{\text{вн}}$ , А/м: ● — 2000; ○ — 40000)

магнитными характеристиками материала стержня, величиной внешнего поля и отношением длины стержня к его диаметру. С уменьшением коэрцитивной силы стержня, увеличением его относительной длины и увеличением внешнего магнитного поля величина намагниченности стержня возрастает. Разница в намагниченности внутреннего и внешнего слоев возрастает с уменьшением коэрцитивной силы материала стержня, уменьшением его относительной длины и ростом напряженности внешнего магнитного поля.

Показано, что для коротких стержней ( $\lambda = 2$ ) коэффициент размагничивания практически не зависит от величины внешнего поля и магнитных характеристик материала. С увеличением относительной длины стержня размагничивания имеет существенную величину только вблизи его торцов.

1. Михеев М. Н., Горкунов Э. С. Магнитные методы структурного анализа и неразрушающего контроля. — М.: Наука, 1993. — 252 с.

2. Курбатов П. А., Аринчин С. А. Численный расчет электромагнитных полей. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 168 с.  
 3. Матюк В. Ф., Осипов А. А., Стрелюхин А. В. Распределение намагниченности вдоль цилиндрического стержня круглого сечения, находящегося в продольном постоянном однородном магнитном поле // Электротехника. — 2009. — № 8. — С. 37–46.  
 4. Матюк В. Ф., Чурило В. Р., Стрелюхин А. В. Численное моделирование магнитного состояния ферромагнетика в неоднородном постоянном магнитном поле методом пространственных интегральных уравнений. I. Описание методики расчета // Дефектоскопия. — 2003. — № 8. — С. 71–84.  
 5. Матюк В. Ф., Осипов А. А. Математическая модель намагничивания ферромагнетиков // Докл. НАН Беларуси. — 2004. — 48, № 5. — С. 43–45.  
 6. Матюк В. Ф., Осипов А. А. Установка УИМХ для измерения магнитных характеристик магнитных материалов и изделий // Дефектоскопия. — 2007. — № 3. — С. 12–25.  
 7. Матюк В. Ф., Осипов А. А. Некоторые замечания о центральном размагничивающем факторе тел разной формы. I. Коэффициент размагничивания эллипсоидов и цилиндров // Там же. — 1999. — № 7. — С. 41–49.

Поступила в редакцию  
16.11.2010