

## ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО МАГНИТА В ПРОЕКТЕ НИС

*И. П. Юдин<sup>1</sup>, И. Г. Волошина, Е. Е. Перепелкин, Н. С. Российская*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Для эксперимента НИС (Nucleon Intrinsic Strangeness) (корпус 205 ЛВЭ ОИЯИ) проведено численное моделирование распределения поля спектрометрического магнита 1СП-40-4В с зазором 0,68 м. Приведена математическая постановка прямой магнитостатической задачи. Описываются вычислительные процедуры и алгоритмы расчета поля с помощью двух скалярных потенциалов. Приведены подробные результаты расчета поля магнита установки. Дано сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Полученные результаты используются для проведения компьютерного моделирования установки и эксперимента и в последующем, после проведения сеансов набора физических данных, будут использованы для обработки этих данных.

Numerical modeling of field distribution of the spectrometric 1SP-40-4V magnet with the 0.68 m gap is given for experiment NIS (Nucleon Intrinsic Strangeness) (building 205 of LHE JINR). Mathematical statement of direct magnetostatics problem is written. Computing procedures and algorithms of field calculation by means of two scalar potentials are described. Detailed results of calculations of the magnet field of the setup are written. Comparison with available experimental data is given. The obtained results are being used for the Monte-Carlo simulation of setup and experiment, and will be used for analysis of the physical data.

PACS: 47.11.Bc; 29.30.A

### ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена численному моделированию магнитного поля спектрометрического магнита для эксперимента НИС (Лаборатория физики частиц Объединенного института ядерных исследований, Дубна).

Основными целями эксперимента НИС (Nucleon Intrinsic Strangeness) [1] являются поиск и изучение экзотических барионов (пентакварков) и поиск эффектов скрытой поляризованной странности в нуклоне в  $NN$ -реакциях. Установка (см. рис. 1, *a*) расположена в корпусе 205 Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на канале 4В выведенного из ускорителя «Нуклотрон» протонного пучка с кинетической энергией 1–4 ГэВ. Электромагнит 1СП-40-4В спектрометра имеет внешние размеры  $3,196 \times 3,258 \times 4,485$  м и апертуру  $2,740 \times 0,68$  м.

---

<sup>1</sup>E-mail: yudin@jinr.ru

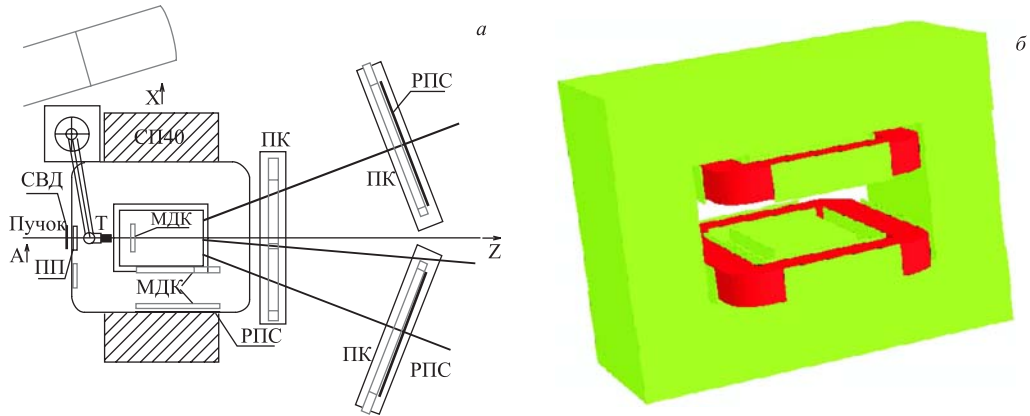


Рис. 1. а) Схема установки НИС, горизонтальная  $ZOХ$ -плоскость: Т — жидководородная мишень; ПК — пропорциональная камера; ПП — профилометр пучка; МДК — мини-дрейфовая камера; РПС — резистивные плоские счетчики; СВД — сцинтилляционный волоконный датчик; СП-40 — анализирующий магнит. б) Общий вид спектрометрического магнита СП-40

В работе приведены расчетные формулы и алгоритмы расчета поля в методе скалярного потенциала [2, 3]. Полученные результаты используются для проведения компьютерного моделирования установки и эксперимента и в последующем, после проведения сеансов набора физических данных будут использованы для обработки этих данных.

Для нахождения трехмерного распределения магнитного поля ставилась задача относительно двух скалярных потенциалов [2, 3]. Расчеты были проведены на персональном компьютере на сетке в 1650538 узлов.

### 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

Рассмотрим физическую систему, состоящую из ферромагнетика (область  $\Omega_f$ ) и вакуума (область  $\Omega_v$ ) с замкнутыми токовыми обмотками (область  $\Omega_c$ ). Решается задача нахождения распределения магнитного поля, созданного стационарными токами и намагниченностью изотропных ферромагнетиков. Будем предполагать отсутствие поверхностных токов и токов, протекающих по ферромагнетикам. Тогда уравнения Максвелла для стационарного магнитного поля примут вид

$$\text{rot } \mathbf{H}(p) = \mathbf{J}(p), \tag{1}$$

$$\text{div } \mathbf{B}(p) = 0, \tag{2}$$

$$\mathbf{B}(p) = \mu\mu_0 \mathbf{H}(p), \tag{3}$$

а условия на границе раздела сред и на бесконечности:

$$\mathbf{n}(\mathbf{B}_f - \mathbf{B}_v) = 0, \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_f - \mathbf{H}_v) = 0, \quad H(p) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} 0. \tag{4}$$

Здесь используются следующие обозначения:  $p$  — точка трехмерного пространства  $\mathbb{R}^3$ ; индексы  $f$  и  $v$  соответствуют области ферромагнетика и вакуума;  $\mathbf{H}$  — вектор напряженности магнитного поля;  $\mathbf{B}$  — вектор магнитной индукции;  $\mathbf{J}$  — известный вектор объемной плотности тока, отличный от нуля в ограниченной области  $\Omega_c$  и удовлетворяющий соотношению  $\int_{\Omega_c} \mathbf{J} d\Omega = 0$ ;  $\mu(|\mathbf{H}|)$  — известная в ограниченной односвязной

области  $\Omega_f$  нелинейная функция магнитной проницаемости ферромагнетика (для немагнитной среды  $\mu = 1$ );  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума;  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали к поверхности раздела сред ферромагнетик–вакуум.

Зависимость магнитной проницаемости  $\mu(|\mathbf{H}|)$  от напряженности поля нелинейная, геометрия областей, занимаемых ферромагнетиком  $\Omega_f$  и токовыми обмотками  $\Omega_c$ , сложная, поэтому нахождение распределения магнитного поля из системы уравнений (1) возможно только численными методами. Введем скалярный потенциал  $\varphi$ :

$$\mathbf{H}(p) = \mathbf{T}_c(p) - \nabla\varphi(p), \quad (5)$$

где  $\mathbf{T}_c$  — поле, созданное токовыми обмотками, определяемое по закону Био–Савара–Лапласа:

$$\mathbf{T}_c(p) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_c} \mathbf{J}(q) \times \nabla_q \frac{1}{r_{pq}} d\Omega_q. \quad (6)$$

Учитывая (5), из (2) получаем уравнение для определения скалярного потенциала

$$\operatorname{div} (\mu(|\nabla\varphi(p)|) \nabla\varphi(p)) = \operatorname{div} (\mu(|\nabla\varphi(p)|) \mathbf{T}_c(p)). \quad (7)$$

Используя (5), из (4) получаем соответствующие граничные условия для  $\varphi$ :

$$\varphi_f - \varphi_v = 0, \quad \mu \frac{\partial\varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma_-} - \frac{\partial\varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma_+} = (\mu - 1)(\mathbf{T}_c, \mathbf{n}), \quad \varphi(p) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} 0. \quad (8)$$

При больших значениях  $\mu$  в области  $\Omega_f$  векторы  $\mathbf{T}_c$  и  $\nabla\varphi$  становятся большими, близкими по значению. Это приводит к потере точности вычислений. Для преодоления этой трудности введем полный скалярный потенциал  $\Psi$  по формуле

$$\mathbf{H}(p) = -\nabla\Psi(p), \quad p \in \Omega_f. \quad (9)$$

Таким образом, приходим к постановке задачи магнитостатики относительно двух неизвестных скалярных потенциалов  $\Psi$  и  $\varphi$ .

$$\operatorname{div} (\mu(|\nabla\Psi(p)|) \nabla\Psi(p)) = 0, \quad p \in \Omega_f, \quad (10)$$

$$\Delta\varphi(p) = 0, \quad p \in \Omega_v. \quad (11)$$

Уравнение (10) получается из (2) с учетом того, что  $\mu = 1$  в области  $\Omega_v$  и  $\operatorname{div} \mathbf{T}_c = 0$ . На границе области  $\Omega_f$  имеют место условия, вытекающие из (4):

$$-\mu \frac{\partial\Psi}{\partial n} \Big|_{\Gamma_-} = (\mathbf{T}_c, \mathbf{n}) \Big|_{\Gamma_+} - \frac{\partial\varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma_+}, \quad \Psi(p) - \varphi(p) = - \int_Q^p \mathbf{T}_c d\mathbf{x}, \quad (12)$$

$$\Phi = -\mathbf{T}_c \mathbf{n}, \quad G(p) = \int_Q^p (\mathbf{T}_c \mathbf{n}) d\mathbf{r},$$

где  $p$  — произвольная точка на поверхности  $\Gamma$ , а  $d\mathbf{r}$  — вектор касательной к контуру, соединяющему точку  $p$  и  $Q$ .

## 2. АЛГОРИТМЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ

Рассмотрим магнит спектрометра НИС (рис. 1). Будем решать трехмерную задачу относительно двух скалярных потенциалов. Пусть область  $\Omega_1$  содержит ферромагнетик и  $\Omega_1 \cup \Gamma_1 \cup \Omega'_2 = R^3$ , где  $\Omega'_2$  — область вакуума, содержащая бесконечно удаленную точку;  $\Omega_3$  — вспомогательная область (параллелепипед с квадратным основанием) с границей  $\Gamma_3$  [4, 5]. Для этого представим  $u_2(\mathbf{x}) = u'_2(\mathbf{x}) + u''_2(\mathbf{x})$ , где  $u''_2(\mathbf{x})$  является решением задачи

$$\Delta u''_2 = 0, \quad \mathbf{x} \in \Omega_2, \quad u''_2 = \Phi(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in \Gamma_1, \quad u''_2 = 0, \quad \mathbf{x} \in \Gamma_3. \quad (13)$$

Для определения в  $\Omega_3$  функции  $u(\mathbf{x}) = \begin{cases} u_1(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \in \Omega_1, \\ u'_2(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \in \Omega_2 \end{cases}$  получаем следующую однородную нелинейную краевую задачу:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^3 \frac{d}{dx_i} \left( \mu \frac{d}{dx_i} u(x) \right) &= 0, \quad \mathbf{x} \in (\Omega_3 \setminus \Gamma_1), \\ \mu \left[ \frac{du(x)}{d\mathbf{n}_1} \right] &= \Psi(\mathbf{x}) + \frac{du''_2(x)}{d\mathbf{n}_1}, \quad \mathbf{x} \in \Gamma_1, \\ \Delta u &= 0, \quad \mathbf{x} \in \Gamma_1, \quad u(\mathbf{x}) = 0, \quad \mathbf{x} \in \Gamma_3. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь скобки  $[\bullet]$  означают скачок функции либо ее конормальной производной. Воспользуемся свойствами симметричности поля дипольного магнита и для разностной аппроксимации краевых задач (13) и (14) сузим расчетную область, поставив на плоскостях  $Z = 0$  и  $X = 0$  условия симметричности скалярного потенциала, а на плоскости  $Y = 0$  — условие антисимметричности. Построим неравномерную сетку с элементарными ячейками (рис. 2) в виде параллелепипедов:

$$\bar{\Omega}_3^h = \left\{ \begin{array}{ll} x_{i+1} = x_i + h_i^x, & i = 1 \cdots X_4, \\ (x_i, y_i, z_i), & y_{j+1} = y_j + h_j^y, \quad j = 1 \cdots Y_4, \\ z_{k+1} = z_k + h_k^z, & k = 1 \cdots Z_2. \end{array} \right\}.$$

Далее везде используем обозначение  $(i, j, k) = (x_i, y_j, z_k)$ . Вершинами ячейки  $\Pi_{ijk}$  являются узлы  $(a, b, c)$ ,  $a = i, i + 1, \dots$ ;  $b = j, j + 1, \dots$ ;  $c = k, k + 1, \dots$ . Обозначим центр ячейки  $\Pi_{i,j,k}$  через  $(i + 1/2, j + 1/2, k + 1/2)$ . Граница расчетной области  $\Gamma_3$  и внутренняя граница  $\Gamma_1$  раздела сред с различными магнитными характеристиками являются узловыми

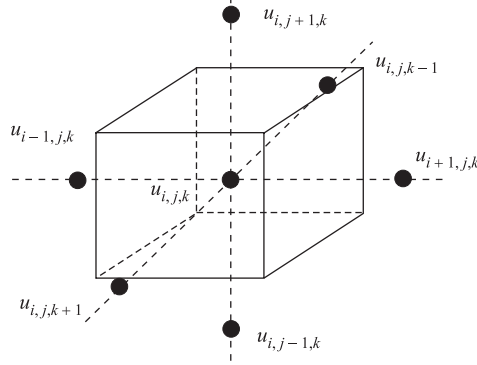


Рис. 2. Элементарная ячейка разностной схемы

линиями.  $\bar{\Omega}_3^h = \Gamma_3^h \cup \Omega_2^h \cup \Gamma_1^h \cup \Omega_1^h$ . Считаем, что поле  $\mathbf{T}_c$  задано, и поэтому область  $\Omega_c$  для сеточной аппроксимации задачи не рассматриваем. Для этой конфигурации полагаем

$$\begin{aligned} h_i^x &= H_1^x, & i &= 1 \cdots X_1; & h_i^x &= H_2^x, & i &= (X_1 + 1) \cdots X_2, \\ h_i^x &= H_3^x, & i &= (X_2 + 1) \cdots X_3; & h_i^x &= H_4^x, & i &= (X_3 + 1) \cdots X_4, \\ h_j^y &= H_1^y, & j &= 1 \cdots Y_1; & h_j^y &= H_2^y, & j &= (Y_1 + 1) \cdots Y_2, \\ h_j^y &= H_3^y, & j &= (1 + Y_2) \cdots Y_3; & h_j^y &= H_4^y, & j &= (Y_3 + 1) \cdots Y_4, \\ h_k^z &= H_1^z, & k &= 1 \cdots Z_1; & h_k^z &= H_2^z, & k &= (1 + Z_1) \cdots Z_2, \end{aligned}$$

где  $X, Y, Z$  (здесь опущены индексы) являются координатами сеточных плоскостей. Интегрируя (13) по объему параллелепипеда  $\Pi$ , который содержит узел  $(i, j, k)$  и вершинами которого являются центры элементарных ячеек  $(i \pm 1/2, j \pm 1/2, k \pm 1/2)$ , и применяя формулу Грина, получим для узлов  $(i, j, k) \notin \Gamma_1^h, (i, j, k) \notin \Gamma_3^h, i \neq 1, j \neq 1, k \neq 1$

$$\int_{\Pi} \sum_{i=1}^3 \frac{d}{dx_i} \left( \mu \frac{d}{dx_i} u \right) dV = \int_{S_{\Pi}} \mu \nabla u d\mathbf{S} = 0. \quad (15)$$

Для вычисления интегралов в (15) заменяем производные их разностными аналогами и считаем магнитную проницаемость  $\mu$  постоянной в пределах одной элементарной ячейки и равной значению в центре ячейки. Получаем систему нелинейных уравнений для определения сеточной функции  $u_{i,j,k} = u(i, j, k)$

$$A_i u_{i+1,j,k} + A_{i-1} u_{i-1,j,k} + B_j u_{i,j+1,k} + B_{j-1} u_{i,j-1,k} + C_k u_{i,j,k+1} + C_{k-1} u_{i,j,k-1} - S_{i,j,k} u_{i,j,k} = 0, \quad (16)$$

$$A_i = \frac{1}{h_i^x} \sum_{m=j-1}^j \sum_{n=k-1}^k \mu_{i,m,n} h_m^y h_n^z, \quad B_j = \frac{1}{h_j^y} \sum_{m=i-1}^i \sum_{n=k-1}^k \mu_{m,j,n} h_m^x h_n^z,$$

$$C_k = \frac{1}{h_k^z} \sum_{m=i-1}^i \sum_{n=j-1}^j \mu_{m,n,k} h_m^x h_n^y,$$

$$\begin{aligned} S_{i,j,k} &= A_i + A_{i-1} + B_j + B_{j-1} + C_k + C_{k-1}, \\ \mu_{i,j,k} &= \mu(|\mathbf{B}(x_{i+1/2}, y_{j+1/2}, z_{k+1/2})|), \quad (i, j, k) \in \Omega_1^h, \\ \mu_{i,j,k} &= 1, \quad (i, j, k) \in \Omega_2^h. \end{aligned}$$

Из системы (16) получается также алгебраическая система, аппроксимирующая (13), — это узлы  $(i, j, k) \in \Omega_2^h$ . На плоскостях  $X = 0$  ( $i = 1$ ) и  $Z = 0$  ( $k = 1$ ) записываем условие симметричности для скалярного потенциала

$$\frac{u_{i,j,1} - u_{i,j,2}}{H_1^z} = 0; \quad \frac{u_{1,j,k} - u_{2,j,k}}{H_1^x} = 0, \quad (17)$$

а на плоскости  $Y = 0$  ( $j = 1$ ) условия антисимметричности  $u_{i,j,k} = 0$ . Для (13) на  $\Gamma_1^h$  записываем условие Дирихле (у сеточных функций для краткости опущены изменяющиеся индексы):

$$u''_{B_a} = \Phi(i, j, k), \quad (i, j, k) \in \Gamma_{B_a}, \quad B = X, Y, \quad a = 1, 2, 3; \quad B = Z, a = 2, \quad (18)$$

а для (14) разностное соотношение, определяющее скачок нормальной производной:

$$\begin{aligned} \mu_{B_1} \frac{u_{B_1+1} - u_{B_1}}{H_4^B} - \frac{u_{B_1} - u_{B_1-1}}{H_3^B} &= \phi(i, j, k) + \frac{u''_{B_1} - u''_{B_1-1}}{H_3^B}, \\ (i, j, k) &\in \Gamma_{B_1}, \quad B = X, Y, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \mu_{B_2-1} \frac{u_{B_2} - u_{B_2-1}}{H_3^B} - \frac{u_{B_2+1} - u_{B_2}}{H_4^B} &= \phi(i, j, k) + \frac{u''_{B_2+1} - u''_{B_2}}{H_3^B}, \\ (i, j, k) &\in \Gamma_{B_2}, \quad B = X, Y, Z. \end{aligned}$$

Для решения нелинейной системы разностных уравнений (16)–(19) применяется двухступенчатый итерационный процесс, в котором циклы последовательной верхней релаксации при вычислении потенциала чередуются с нижней релаксацией для магнитной проницаемости:

$$\begin{aligned} \mu_{i,j,k}^{n+1} &= (1 - \eta) \mu_{i,j,k}^n + \eta \mu_{i,j,k}^{n+1/2}, \quad 0 < \eta \leq 1, \quad \mu_{i,j,k}^{n+1/2} = \mu \left( \left| \text{grad} \left( u_{i,j,k}^{n+1/2} \right) \right| \right), \\ u_{i,j,k}^{n+1} &= (1 - \omega) u_{i,j,k}^n + \omega u_{i,j,k}^{n+1/2}, \quad 0 \leq \omega \leq 2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |\text{grad} u_{i,j,k}| &= \left\{ \left[ \frac{1}{4} \sum_{m=j-1}^j \sum_{l=k-1}^k \left( \frac{u_{i+1,m,l} - u_{i,m,l}}{h_i^x} \right) \right]^2 + \right. \\ &\quad + \left[ \frac{1}{4} \sum_{m=i-1}^j \sum_{l=k-1}^k \frac{u_{m,j+1,l} - u_{m,j,l}}{h_j^y} \right]^2 + \\ &\quad \left. + \left[ \frac{1}{4} \sum_{m=i-1}^i \sum_{l=j-1}^j \frac{u_{m,l,k+1} - u_{m,l,k}}{h_k^z} \right]^2 \right\}^{1/2}. \end{aligned}$$

Векторы  $G$  и  $\Phi$  вычисляются один раз до начала итерационного процесса и используются в дальнейших итерациях. Для формирования  $G$  и  $\Phi$  необходимо знать поле  $T_c$  на поверхности ферромагнетика, создаваемое токовыми обмотками  $\Omega_c$ .

Итерации прекращаются при выполнении условия

$$\frac{1}{N_x N_y N_z} \sum_{i,j,k} |u_{i,j,k}^n - u_{i,j,k}^{n+1}| / |u_{i,j,k}^n| < \varepsilon.$$

В программе, реализующей данный алгоритм, используется значение  $\varepsilon = 10^{-6}$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчетное распределение магнитного поля спектрометрического магнита установки НИС получено с помощью авторской С++ программы, написанной на основе рассмотренных выше алгоритмов метода двух скалярных потенциалов.

Полученные данные представляются в системе координат  $XYZ$ , в которой ось  $Z$  направлена по пучку налетающих на мишень первичных частиц, ось  $Y$  — перпендикулярно вверх к медианной плоскости, а ось  $X$  образует правую тройку векторов. Началом системы координат является центр магнита СП-40.

Расчетная сетка в апертуре магнита выбрана следующим образом:

— по  $x$  от 0 до 0,50 м с шагом 0,02 м, далее 26-й и 27-й узлы — 0,522 м, 0,544 м, 28–31-й узлы с шагом 0,02275 м, 32–35-й узлы с шагом 0,0275 м, 36–61-й узлы с шагом 0,02 м и 62–66-й узлы с шагом 0,021 м (т. е. 66-й узел  $x_{66} = 1,37$  м);

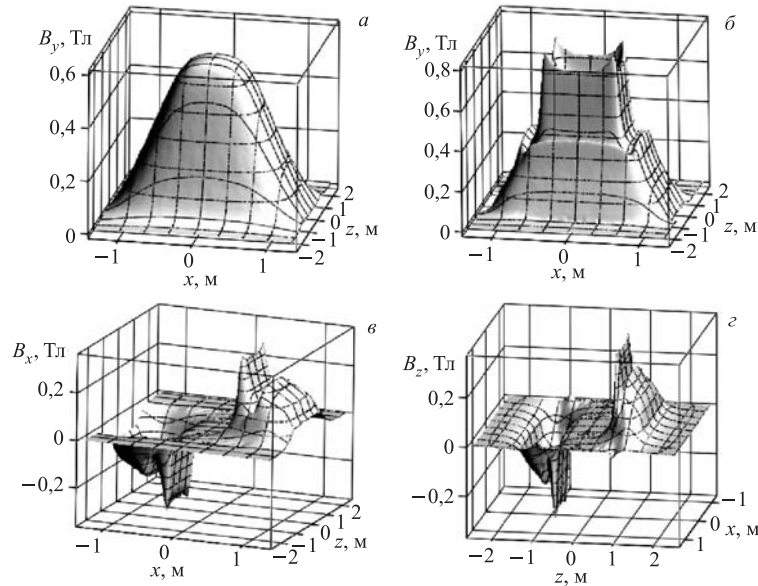


Рис. 3. Зависимости  $B_y(x, 0, z)$  (а);  $B_y(x, -0,3 \text{ м}, z)$  (б);  $B_x(x, -0,3 \text{ м}, z)$  (в);  $B_z(x, -0,3 \text{ м}, z)$  (г) для тока 1100 А

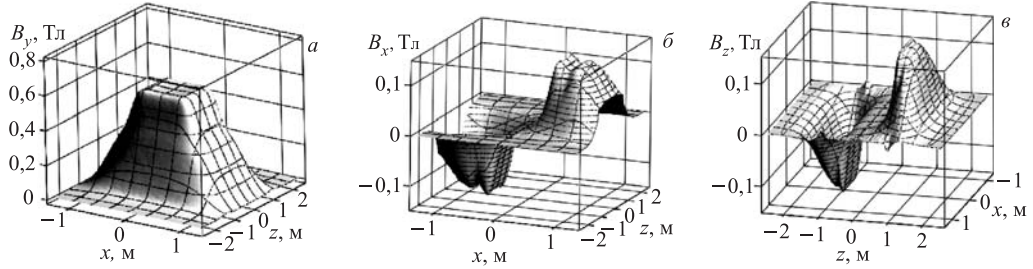


Рис. 4. Зависимости  $B_y(x, -0,2 \text{ м}, z)$  (а);  $B_x(x, -0,2 \text{ м}, z)$  (б);  $B_z(x, -0,2 \text{ м}, z)$  (в) для тока 1100 А

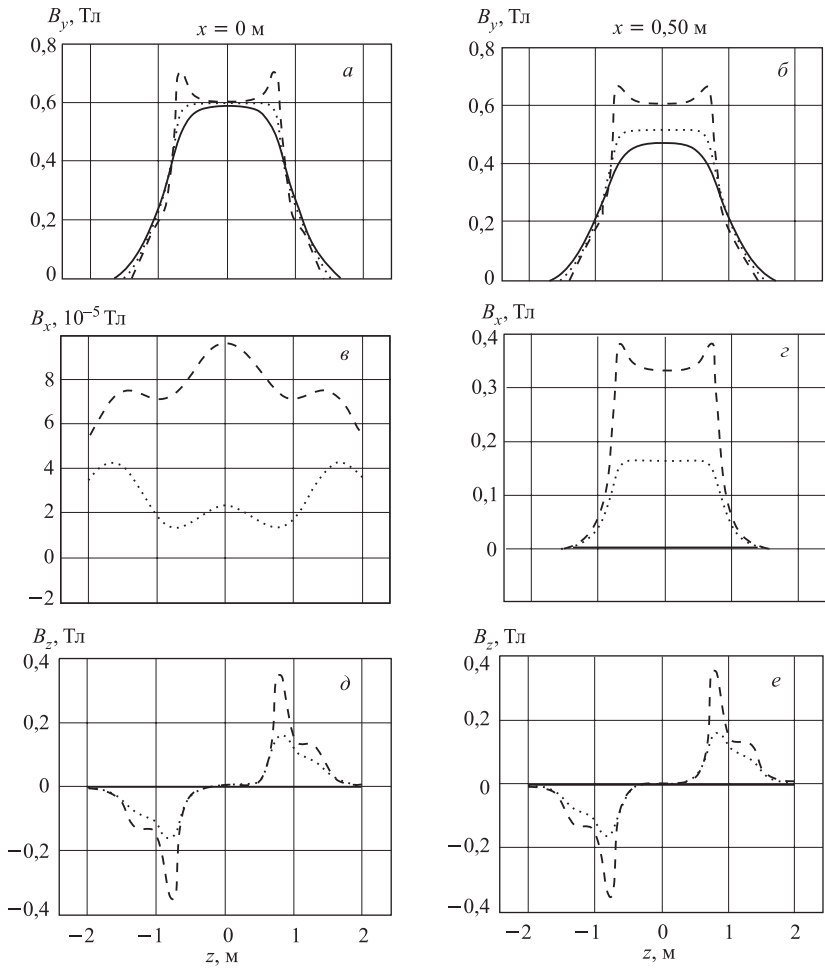


Рис. 5. Зависимости  $B_y(z)$ ,  $B_x(z)$ ,  $B_z(z)$  для  $x = 0$  (а, в, д) и для  $x = 0,50 \text{ м}$  (б, г, е) для тока 1100 А



— по  $y$  от 0 до 0,34 м с шагом  $h_y = 0,24286$  м;  
 — по  $z$  от 0 до 0,75 м с шагом  $h_z = 0,012097$  м, далее 63–64-й узлы — 0,763 м, 0,776 м, 65–74-й узлы с шагом 0,0122 м, 75-й узел 0,91 м, 76–78-й узлы с шагом 0,01567 м, 79-й узел 0,977 м, 80–122-й узел с шагом 0,01209 м, 123-й узел 1,517 м, 124–162-й узлы с шагом 0,012075 м ( $z_{162} = 1,988$  м).

На рис. 3 приводим зависимости  $B_y(x, 0, z)$ ,  $B_y(x, -0,3 \text{ м}, z)$ ,  $B_x(x, -0,3 \text{ м}, z)$ ,  $B_z(x, -0,3 \text{ м}, z)$  для тока 1100 А. На рис. 3, а дано распределение основной компоненты поля  $B_y(x, 0, z)$  на медианной плоскости ( $y = 0$ ). Область однородного поля на

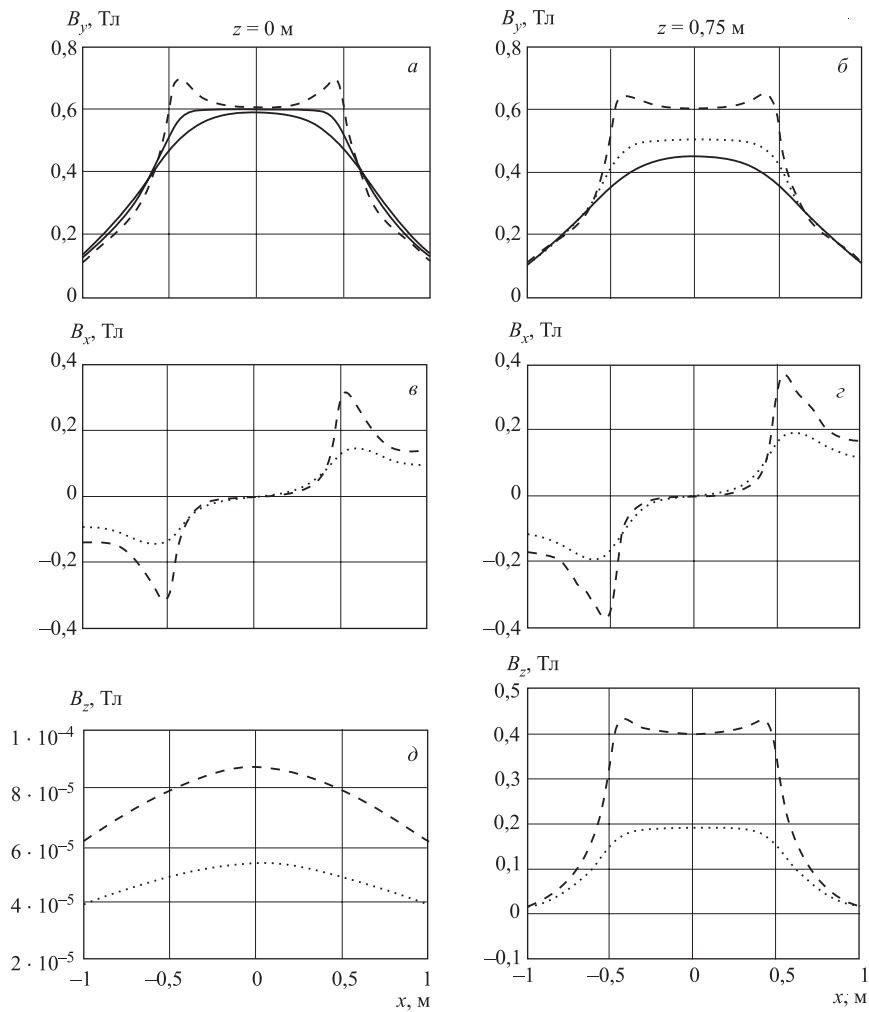


Рис. 6. Зависимости  $B_y(x)$ ,  $B_x(x)$ ,  $B_z(x)$  для  $z = 0$  (а, в, д) и для  $z = 0,75$  м (б, г, е) для тока 1100 А (сплошная линия соответствует плоскости  $y = 0$  м, штриховая —  $y = -0,2$  м, пунктирная —  $y = -0,3$  м)

уровне 0,59 Тл находится целиком под полюсом магнита, спадая на краях полюса (и в поперечном направлении, и по пучку) до величин порядка 10 Гс для  $z = 2,5$  м ( $x = y = 0$ ) и до 0 в поперечном направлении для  $x = 1,35$  м ( $y = z = 0$ ).

На рис. 3, б приведено распределение основной компоненты поля  $B_y(x, -0,3$  м,  $z)$  на плоскости  $y = -0,3$  м. Область однородного поля на уровне 0,59 Тл находится также под полюсом магнита, но на краях полюса компонента  $B_y$  увеличивается резко и имеет всплеск вблизи железа полюса до 0,8 Тл. Далее поле спадает также на краях полюса (и в поперечном направлении, и по пучку) до величин порядка 10 Гс для  $z = 2,5$  м ( $x = y = 0$ ) и до 0 в поперечном направлении для  $x = 1,35$  м ( $y = z = 0$ ).

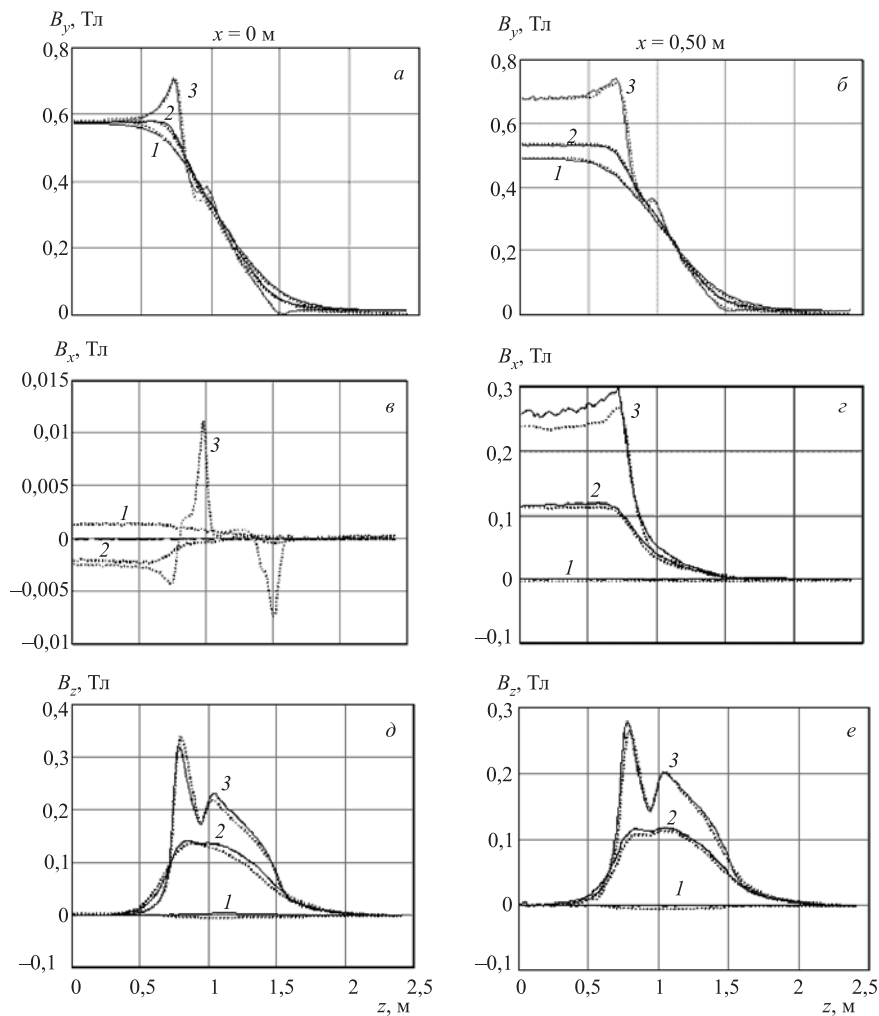


Рис. 7. Зависимости  $B_y(z)$ ,  $B_x(z)$ ,  $B_z(z)$  для  $x = 0$  (а, в, д) и для  $x = 0,50$  м (б, г, е) для тока 1100 А (сплошные линии — расчет, штриховые — эксперимент; 1 соответствует плоскости  $y = 0$  м, 2 — плоскости  $y = -0,2$  м, 3 — плоскости  $y = -0,3$  м)

На рис. 3, *в* приведено распределение поперечной компоненты поля  $B_x(x, -0,3 \text{ м}, z)$  на плоскости  $y = -0,3 \text{ м}$ . Область однородности поля на уровне  $-0,32 \text{ Тл}$  находится также под полюсом магнита, но на краях полюса компонента  $B_x$  увеличивается (по модулю) до  $-0,32 \text{ Тл}$ . Далее поле спадает также на краях полюса (и в поперечном направлении, и по пучку) до величин порядка  $7 \text{ Гс}$ .

На рис. 3, *г* приведено распределение продольной компоненты поля  $B_z(x, -0,3 \text{ м}, z)$  на плоскости  $y = -0,3 \text{ м}$ . Под полюсом магнита компонента  $B_z$  равна нулю, но на краях полюса компонента  $B_z$  увеличивается (по модулю) до  $-0,4 \text{ Тл}$ . Далее поле спадает также на краях полюса (и в поперечном направлении, и по пучку) до малых величин, близких к нулю.

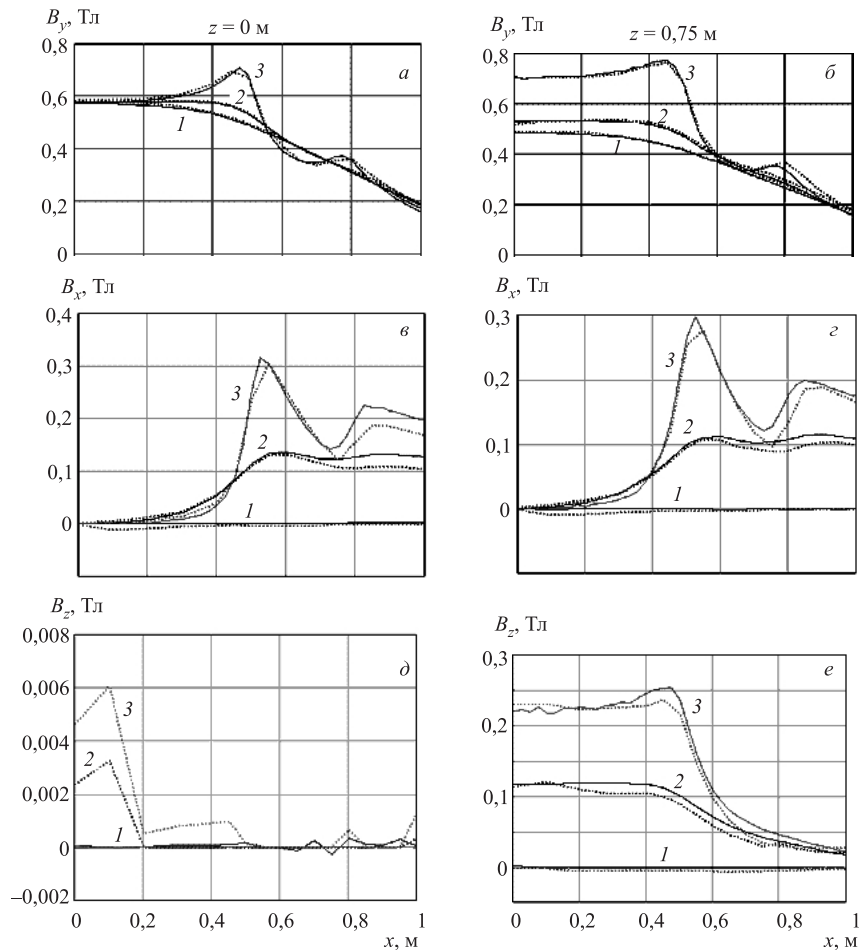


Рис. 8. Зависимости  $B_y(x)$ ,  $B_x(x)$ ,  $B_z(x)$  для  $z = 0$  (*a*, *в*, *д*) и для  $z = 0,75 \text{ м}$  (*б*, *г*, *е*) для тока  $1100 \text{ А}$  (сплошные линии — расчет, штриховые — эксперимент; 1 соответствует плоскости  $y = 0 \text{ м}$ , 2 — плоскости  $y = -0,2 \text{ м}$ , 3 — плоскости  $y = -0,3 \text{ м}$ )

Более подробно (для трех плоскостей  $y = 0, -0,2$  и  $-0,3$  м) графики величин  $B_x, B_y, B_z$  в зависимости от  $z$  и от  $x$  мы привели на рис. 4–10.

На рис. 4 даны зависимости  $B_y(x, -0,2 \text{ м}, z), B_x(x, -0,2 \text{ м}, z), B_z(x, -0,2 \text{ м}, z)$  для тока 1100 А.

На рис. 5 приведены зависимости  $B_y(z), B_x(z), B_z(z)$  для  $x = 0$  (слева) и для  $x = 0,50$  м (справа) для тока 1100 А. На рис. 6 приведены зависимости  $B_y(x), B_x(x), B_z(x)$  для  $z = 0$  (слева) и для  $z = 0,75$  м (справа) для тока 1100 А.

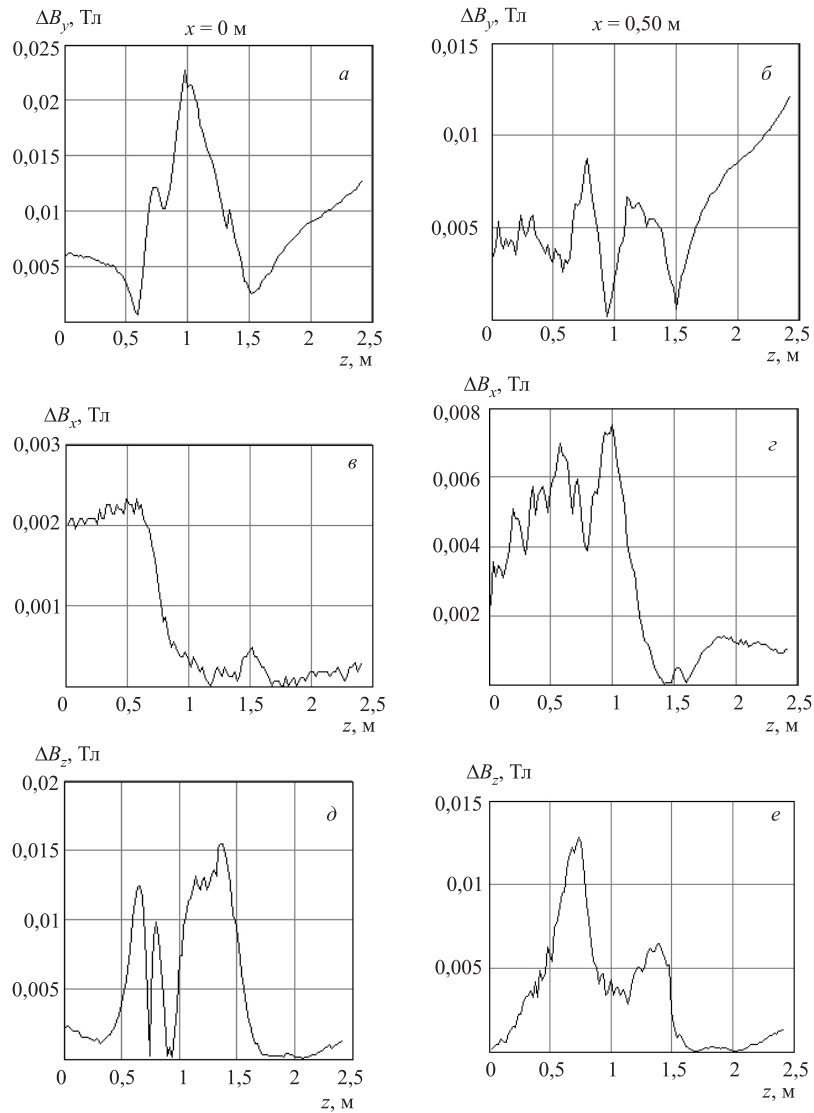


Рис. 9. Разница между экспериментальными и расчетными данными компонент поля для  $x = 0$  (а, в, д) и для  $x = 0,50$  м (б, г, е) для тока 1100 А

Для сравнения экспериментальных и расчетных данных на рис. 7 приведены зависимости  $B_y(z)$ ,  $B_x(z)$ ,  $B_z(z)$  для  $x = 0$  (слева) и для  $x = 0,50$  м (справа) для тока 1100 А. И на рис. 8 приведены зависимости  $B_y(x)$ ,  $B_x(x)$ ,  $B_z(x)$  для  $z = 0$  (слева) и для  $z = 0,75$  м (справа) для тока 1100 А.

На рис. 9 показана разница между экспериментальными и расчетными данными компонент поля  $B_y(z)$ ,  $B_x(z)$ ,  $B_z(z)$  для  $x = 0$  (слева) и для  $x = 0,50$  м (справа) для тока 1100 А на плоскости  $y = -0,2$  м. На рис. 10 приведена разница между эксперименталь-

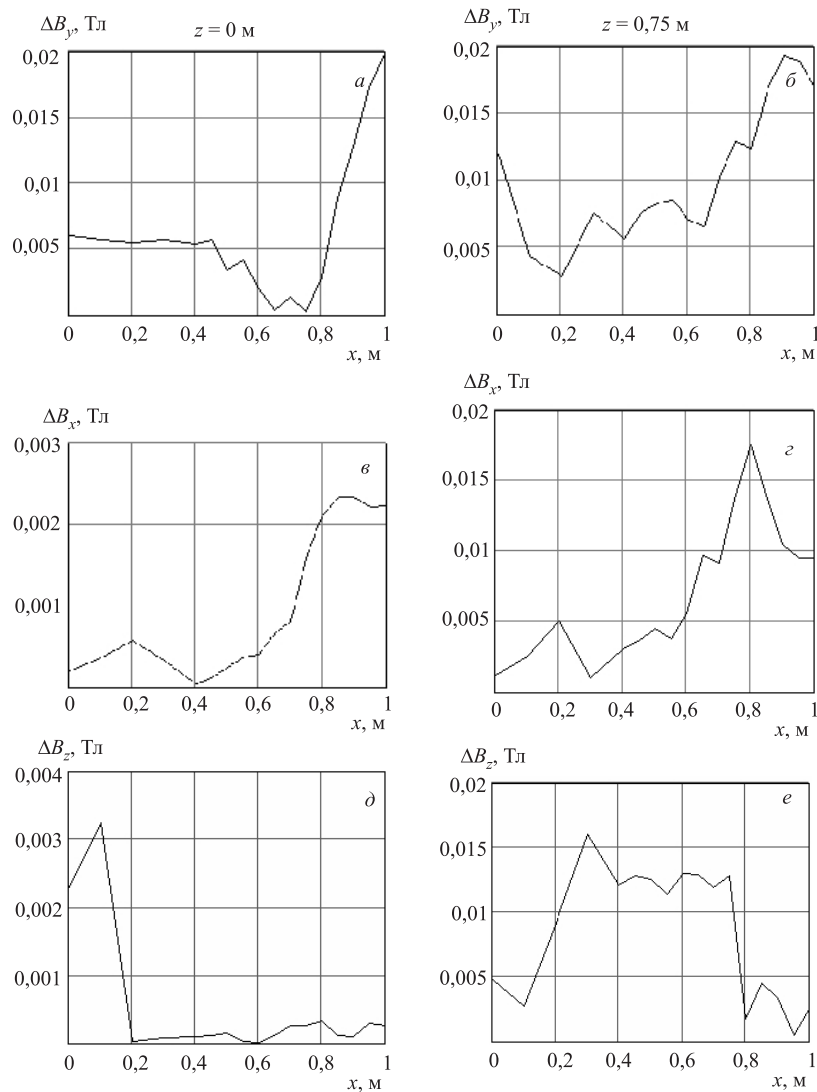


Рис. 10. Разница между экспериментальными и расчетными данными компонент поля для  $z = 0$  (а, в, д) и для  $z = 0,75$  м (б, з, е) для тока 1100 А

ными и расчетными данными компонент  $B_y(x)$ ,  $B_x(x)$ ,  $B_z(x)$  для  $z = 0$  (слева) и для  $z = 0,75$  м (справа) для тока 1100 А на плоскости  $y = -0,2$  м.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены расчетные формулы и алгоритмы расчета поля в методе двух скалярных потенциалов.

Расчетным путем получено в апертуре ( $-1,37 \leq x \leq 1,37$  м,  $-0,3 \leq y \leq 0,3$  м,  $-2,5 \leq z \leq 2,5$  м) трехмерное распределение компонент магнитного поля спектрометра НИС, которое согласуется с имеющимися экспериментальными данными в пределах 60 Гс для области  $-0,2 \leq y \leq 0,2$  м (с такой же точностью проведены измерения поля [6]).

Расчеты были проведены на персональном компьютере Celeron 1000 МГц (RAM 256 Мб) на сетке в 1650538 узлов. Расчет одной конфигурации занял 21 ч. Заметим, что счетное время нашей задачи на персональном компьютере Intel Pentium 450 МГц (RAM 512 Мб) с числом уравнений 160 000 составило 1 ч.

Полученные результаты используются для проведения компьютерного моделирования установки и эксперимента и в последующем, после проведения сеансов набора физических данных будут использованы для обработки этих данных.

Авторы выражают благодарность проф. В. Д. Кекелидзе и к. ф.-м. н. Ю. К. Потребеникову за поддержку работы и д. ф.-м. н. Е. А. Строковскому за постановку задачи и обсуждение результатов.

Работа проводилась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках грантов 02-02-16875 и 04-02-17104.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Strokovsky E. A. (NIS Collab.) // Book of Abstracts of XVII Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (ISHEPP XVII), Dubna, Sept. 27 – Oct. 2, 2004. Dubna, 2004. P. 94.*
2. *Юдин И. П., Перепелкин Е. Е. Графики расчетного трехмерного распределения поля спектрометрического магнита ИСП-40-4В для эксперимента НИС // XL Всеросс. конф. по проблемам математики, информатики, физики и химии, 19–23 апреля 2004 г. М., 2004.*
3. *Simkin J., Trowbridge C. W. Three Dimensional Non-Linear Electromagnetic Field Computations Using Scalar Potentials // Proc. IEE. 1980. V. 127, Pt. B, No. 6. P. 368–374.*
4. *Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.*
5. *Айрян Э. А. и др. Численные алгоритмы расчета магнитных систем ускорителей заряженных частиц // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21, вып. 1. С. 251–307.*
6. *Авраменко С. А. и др. Измерение магнитного поля в анализирующем магните спектрометра НИС. Препринт ОИЯИ Р13-2005-118. Дубна, 2005. 14 с.*
7. *Strokovsky E. A. (NIS Collab.). Few-Body Problems in Physics // Proc. of the 19th Eur. Conf. on Few-Body Problems in Physics, Groningen, The Netherlands, Aug. 23–27, 2004. AIP Conf. Proc. 2005. V. 768. P. 237.*

Получено 20 июля 2006 г.