98-351

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-351

P11-98-351

Р.И.Давлетшин[1], Е.П.Жидков, В.В.Куликов[1],
В.В.Рыльцов[1], О.И.Юлдашев, М.Б.Юлдашева

КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТА ДЛЯ ПРОЕКТА ЭКСПЕРИМЕНТА С ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНЬЮ В ИТЭФ. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ВАРИАНТОВ БЕЗ ПОЛЯРИЗУЮЩИХ НАКОНЕЧНИКОВ

[1]Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

1998

Введение

В работе [1] предложен эксперимент по исследованию поляризованных параметров в бинарных реакциях рождения странных частиц $\pi p \to K\Lambda(\Sigma)$ на ускорителе ИТЭФ. Важная роль в этом эксперименте отводится магниту, к которому предъявляются следующие требования: во-первых, он должен быть поляризующим и иметь для этого специальные наконечники и, во-вторых, одновременно являться спектрометрическим. С целью уменьшения финансовых затрат на создание экспериментальной установки предполагается модифицировать уже существующий дипольный магнит трехметрового магнитного спектрометра [2]. На рис. 1 пред-

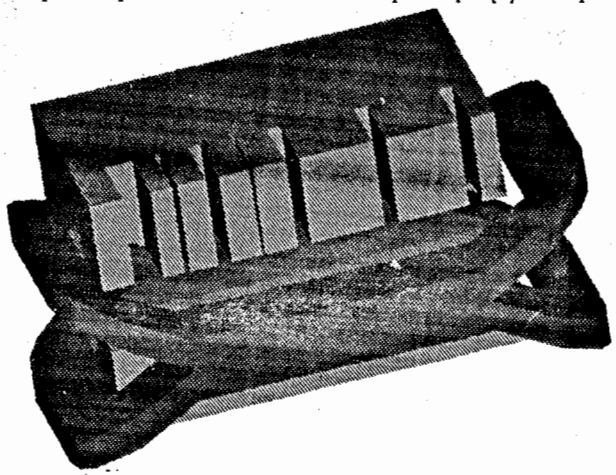

Рис. 1. Общий вид обмотки и 1/2 симметричная часть магнитопровода трехметрового магнитного спектрометра

ставлены общий вид обмотки и симметричная часть магнитопровода этого диполя. Его габаритные размеры с учетом длины обмотки – $3,4 \times 1,9 \times 4$ м^3 (ширина $\times$ высота $\times$ длина), его рабочий объем – $1 \times 0,5 \times 3$ м^3. Характерной особенностью магнита является также наличие щелей в верхней части магнитопровода. Магнитопровод изготовлен из листовой стали марки СТ-3. Зависимость функции μ от модуля вектора $\vec{B}$ для этой марки стали представлена на рис. 2.

Согласно условиям эксперимента, желательно, чтобы область однородности поля [1]:

1) в центральной части имела объем не менее $0,8 \times 0,8 \times 0,8$ м^3 с величиной поля в 10 кГс $\pm$ 10% ;

2) между наконечниками, предназначенными для поляризации мишени, имела следующие размеры: $150 \times 62 \times 250$ мм^3 (ширина $\times$ высота $\times$ длина) и величина поля в этой области составляла 25 кГс $\pm$5 Гс.

© Объединенный институт ядерных исследований. Дубна, 1998

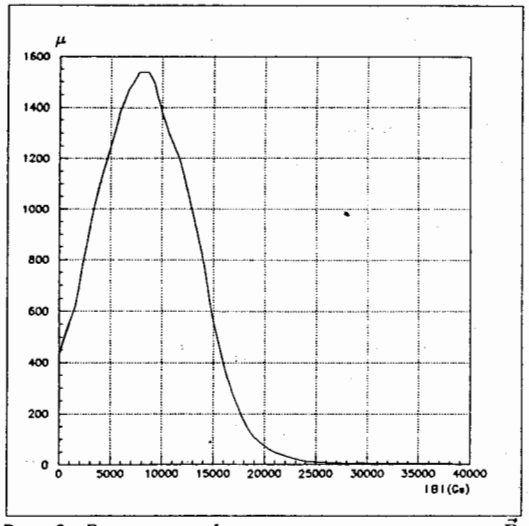

Рис. 2. Зависимость функции μ от модуля вектора $\vec{B}$ для стали марки СТ-3

Построение компьютерной модели такой сложной магнитной системы предполагает проведение нескольких серий интенсивных расчетов для решения двумерных и трехмерных нелинейных задач магнитостатики, а также для решения трехмерных обратных задач с целью получения оптимальной конфигурации магнитопровода и специальных наконечников.

Результаты построения компьютерных моделей основных вариантов проектируемого магнита без поляризующих наконечников представлены в настоящей работе. Приведем кратко содержание публикации по разделам.

В первом разделе приводится краткое описание методики построения компьютерных моделей. Формулируется краевая задача для системы дифференциальных уравнений в частных производных, состоящая из трехмерных квазилинейного и линейного уравнений, приводится дискретизованная с помощью метода конечных элементов система нелинейных алгебраических уравнений. Даются ссылки на более подробное описание методики.

Второй раздел посвящен построению компьютерной модели обмотки проектируемого магнита. Для этого использовались данные измерений магнитного поля существующего трехметрового магнитного спектрометра.

Третий раздел посвящен моделированию основных модификаций магнита без поляризующих наконечников. Рассматривается два варианта, когда расстояния между полюсами составляет 0,8 м и 1 м. Показано поведение магнитного поля в поперечном сечении и вдоль оси магнита, указываются области, где имеет место необходимая однородность поля.

В заключение формулируются основные результаты.

Предполагается, что во вторую часть работы войдут результаты решения обратных задач по формированию оптимальной конфигурации магнита.

Объединенный институт ядерных исследований БИБЛИОТЕКА

1 Методика построения компьютерной модели магнита

Эта методика подробно описана в работах [3,4,5]. С помощью метода конечных элементов решается краевая задача для двух скалярных потенциалов ξ и η, которые вводятся согласно формулам [6]: $\vec{H} = -\nabla\xi$ в занимаемой ферромагнетиком области Ω_F и $\vec{H} = -\nabla\eta + \vec{H}^S$ –в области Ω_A, не содержащей магнитных материалов, здесь $\vec{H}$ – напряженность магнитного поля. Вектор $\vec{H}^S$ вычисляется по закону Био-Савара:

$$\vec{H}^S(P) = \frac{1}{4\pi}\int\limits_{\Omega_S} \vec{J}\times\nabla\frac{1}{R_{PQ}}d\Omega_Q,$$

где Ω_S – область, занимаемая обмоткой, $\vec{J}$ – заданный вектор плотности тока, R_{PQ} – расстояние между точками P и Q. Потенциалы ξ и η находятся путем решения следующей краевой задачи:

$$\nabla\cdot(\mu\nabla\xi) = 0 \quad \text{в } \Omega_F, \qquad \nabla\cdot\nabla\eta = 0 \quad \text{в } \Omega_A \tag{1}$$

с условиями на границе Γ раздела сред :

$$\mu(\partial\xi/\partial n) = \partial\eta/\partial n - \vec{n}\cdot\vec{H}^S, \quad \xi = \eta + \eta^S, \tag{2}$$

и условием $\eta = 0$ на достаточно удаленной от магнитной среды границе. Функция $\mu = \mu(|\nabla\xi|)$ –известна, $1 \le \mu_* \le \mu \le \mu^*$, где μ_* и μ^*– известные константы. Потенциал η^S вычисляется по формуле

$$\eta^S(P) = \eta^S(Q) - \int_Q^P H_\tau^S dt. \tag{3}$$

Отметим, что вектора $\vec{B}_1 = -\mu\nabla\xi$, $\vec{H}_1 = -\nabla\xi$, $\vec{B}_2 = \vec{H}_2 = -\nabla\eta + \vec{H}^S$ удовлетворяют неравенствам [7]:

$$|\Delta\vec{B}_i| \le 2\mu^*|\Delta\vec{H}|, \qquad \Delta\vec{B}_i\cdot\Delta\vec{H}_i \ge |\vec{H}_i|^2, \tag{4}$$

где $\Delta\vec{B}_i = \vec{B}_i^{(1)} - \vec{B}_i^{(2)}$, $\Delta\vec{H}_i = \vec{H}_i^{(1)} - \vec{H}_i^{(2)}$, $i = 1,2$. Верхние индексы 1 и 2 означают, что используются два различных значения векторов.

Учитывая неравенства (4), из теории сильно-монотонных операторов (например, [8]) следует, что обобщенное решение сформулированной краевой задачи (1)-(2) существует и единственно, а конечно-элементные аппроксимации сходятся к обобщенному решению.

Для дискретизации непрерывной задачи в качестве конечных элементов используются выпуклые шестигранники с линейными базисными функциями N_j, поэтому неизвестные значения потенциалов ξ и η ищутся в виде:

$$\xi(P) = \textstyle\sum_j \xi_j N_j(P), \quad \text{в } \Omega_F, \qquad \eta(P) = \sum_j \eta_j N_j(P), \quad \text{в } \Omega_A.$$

Подставляя значения потенциалов в таком виде в обобщенную формулировку краевой задачи и учитывая условия на границах, получаем систему нелинейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{P_j\in\Omega_F}\xi_j\int\limits_{\Omega_F}\mu\nabla N_i\cdot\nabla N_j d\Omega + \sum_{P_j\in\Gamma}\xi_j\int\limits_{\Omega_A}\nabla N_i\cdot\nabla N_j d\Omega + \sum_{P_j\in\Omega_A}\eta_j\int\limits_{\Omega_A}\nabla N_i\cdot\nabla N_j d\Omega =$$

$$= -\int\limits_{\Gamma} N_i\vec{n}\cdot\vec{H}^S dS + \sum_{P_j\in\Gamma}\phi_j^S\int\limits_{\Omega_A}\nabla N_i\cdot\nabla N_j d\Omega,$$

$$j = 1,\dots,M.$$

В каждом элементе функция μ считается постоянной, ее аргумент вычисляется в центре элемента. Полученную нелинейную систему с разреженной матрицей можно записать в виде:

$$F(\mu)u = f, \quad \mu = \mu(u).$$

Для ее решения используется следующая итерационная схема:

$$F_n\frac{u_{n+1} - u_n}{\tau_n} = -(F_n u_n - f), \quad n = 0,1,\dots,$$

где u_0, F_0, τ_0 –заданы. На каждом шаге итерационного процесса решается линеаризованная система уравнений методом неполного разложения Холесского с сопряженными градиентами [9]. Параметр $\tau_n \in (0,1]$ выбирается адаптивно в зависимости от поведения функции μ [3].

Описанные методы реализованы в комплексе программ MSFE3D, который совершенствуется по мере накопления опыта его использования. В связи с этим отметим еще один алгоритм использования формулы (3), который позволяет экономить процессорное время при вычислении потенциала η^S с заданной точностью. Для стандартных видов обмоток поведение компоненты поля $\vec{H}^S$ заранее известно. Пользуясь этим, можно задавать такие направления интегрирования, при которых адаптивные вычисления по формуле (3) требуют минимальное число арифметических операций.

2 Построение компьютерной модели обмотки

Предполагается, что в магните экспериментальной установки будет использоваться обмотка существующего дипольного магнита трехметрового магнитного спектрометра, при этом верхняя и нижняя половины обмотки будут разнесены на 0,8 м или на 1 м. Поэтому для построения компьютерной модели обмотки естественно учитывать существующие данные магнитных измерений. Измеренное магнитное поле можно также использовать для проверки дипольной симметрии модифицируемого магнита.

Далее введем левую декартову прямоугольную систему координат, в которой ось OX направлена вдоль оси магнита, вертикальная ось OZ совпадает с направлением основной компоненты магнитного поля в центральной части. Данные магнит-

ных измерений имеются на границах и внутри прямоугольного параллелепипеда

$$\Pi = \{(x; y; z) : -0,5\text{м} \le x \le 3,54\text{м}; |y| \le 0,4\text{м}; 0,18\text{м} \le z \le 0,48\text{м}\}.$$

Центру магнита соответствует точка с координатами $(x; y; z) = (2,02; 0; 0,25)$ (все в метрах). Индукция измеренного поля в однородной его части составляет B_0=16,7 кГс. Для удобства работы с данными измерений будем использовать следующий факт. Вне магнитной среды компоненты магнитного поля $\vec{B}$ являются гармоническими функциями и поэтому однозначно определяются внутри параллелепипеда П по значениям на его границах. Точность восстановления значений поля внутри объема зависит от точности восполнения компонент поля на границах параллелепипеда и от метода восстановления (см., например, [10]). Поэтому следует ожидать, что минимальные и максимальные значения ошибок будут именно на границах параллелепипеда П.

Для проверки симметричности существующего магнита использовались данные, восстановленные на основе магнитных измерений. На рис. 3а)-3в) изображены кусочно-постоянные значения модулей восстановленого поля, а также их разница Δ для пар плоскостей $y = 0,48$м и $y = -0,48$м, $\{z = 0,48\text{м}; -0,48\text{м} \le y \le 0\}$ и $\{z = 0,48\text{м}; 0 \le y \le 0,48\text{м}\}$, $\{z = 0,02\text{м}; -0,48\text{м} \le y \le 0\}$ и $\{z = 0,02\text{м}; 0 \le$

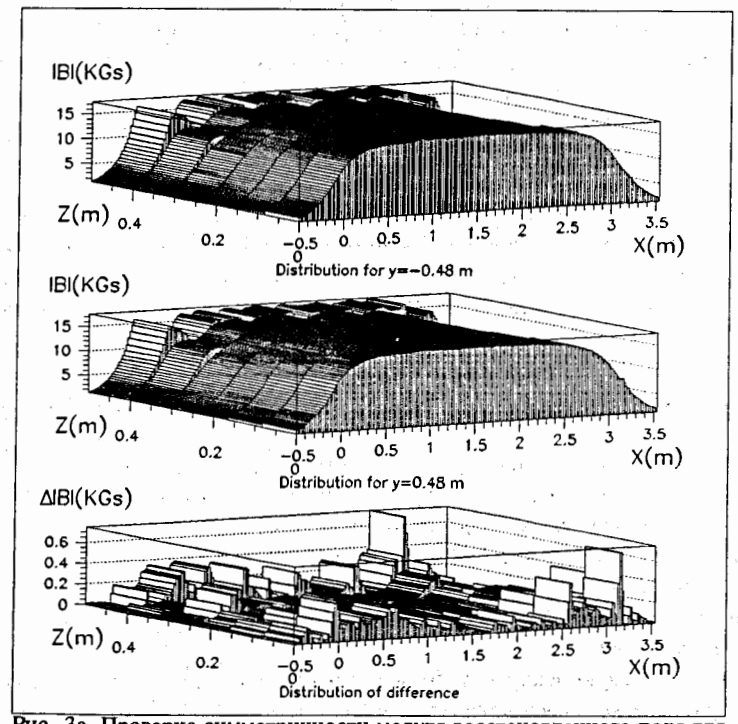

Рис. 3а. Проверка симметричности модуля восстановленного поля для плоскостей y=-0,48м и y=0,48м

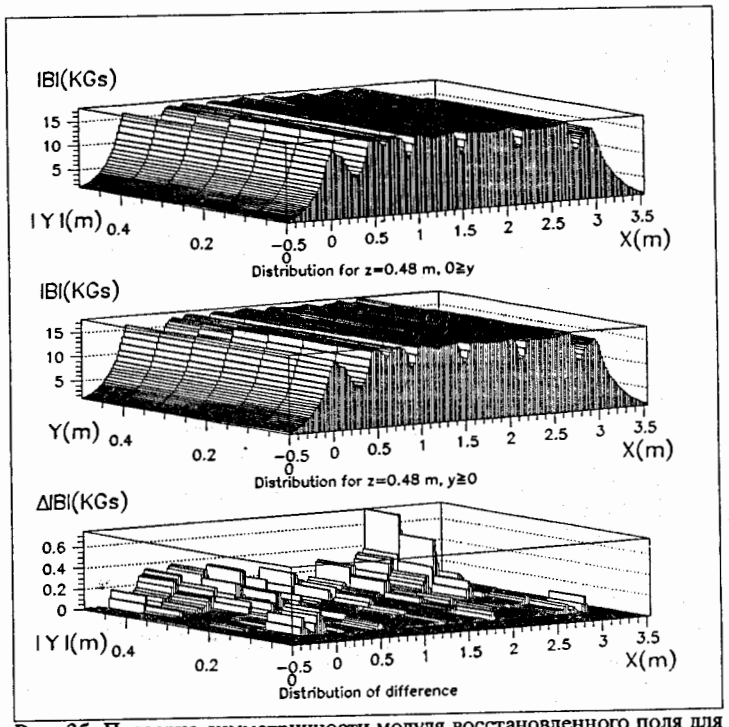

Рис. 3б. Проверка симметричности модуля восстановленного поля для плоскостей $\{z = 0,48\text{м}; -0,48\text{м} \le y \le 0\}$ и $\{z = 0,48\text{м}; 0 \le y \le 0,48\text{м}\}$

$y \le 0,48\text{м}\}$ соответственно. Из этих рисунков можно сделать вывод о том, что обмотка и магнитопровод с достаточной точностью обладают симметрией относительно плоскости $y = 0$, при этом максимальная ошибка в симметрии достигает 4 % от величины B_0.

Далее естественно предположить, что центральные части обмотки можно геометрически представить прямоугольными призмами со сторонами, параллельными осям введенной системы координат. Будем также предполагать, что магнитопровод представляет собой изотропный магнитный материал с магнитными характеристиками СТ-3.

Обычно для дипольных магнитов без щелей в магнитопроводе с аналогичными размерами апертуры для описания поведения магнитного поля в центральной части используют двумерное приближение, полагая компоненту поля, направленную вдоль оси магнита, равную нулю. Для магнита, имеющего щели в магнитопроводе (рис.1), также можно выбрать поперечное сечение, близкое к центру и при этом достаточно удаленное от щелей так, что $B_x \approx 0$. В качестве такого сечения выбрана плоскость $x = 1,8$м. Максимальное значение компоненты B_x/B_0 в этой

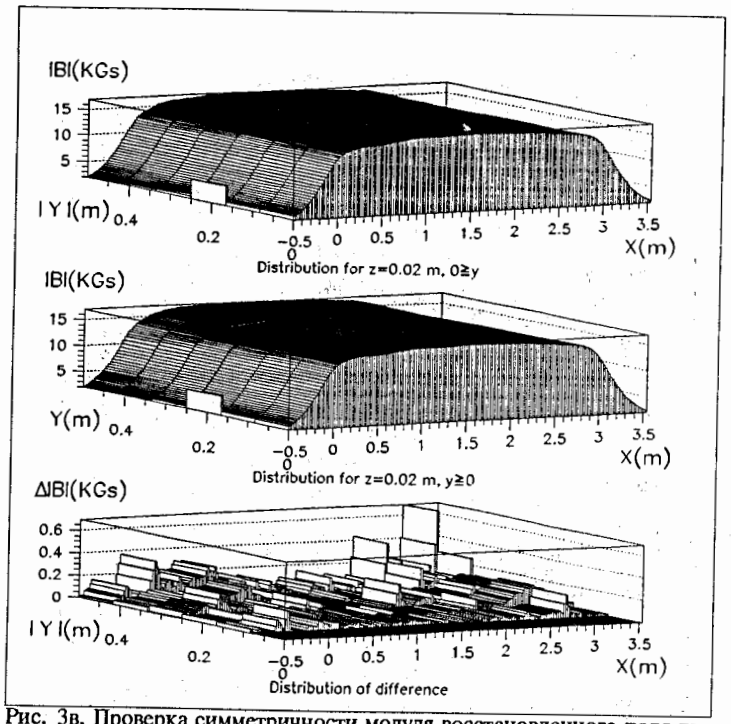

Рис. 3в. Проверка симметричности модуля восстановленного поля для плоскостей $\{z = 0,02м; -0,48м \leq y \leq 0\}$ и $\{z = 0,02м; 0 \leq y \leq 0,48м\}$

плоскости составляет 0,7 %. На рис. 4 представлены данные, восстановленные на основе магнитных измерений, а также полученные с помощью двумерных расчетов. В таблице 1 эта информация приведена в цифрах, через Δ обозначена относительная ошибка:

$$\Delta = |B_z^{изм.} - B_z^{расч.}| \cdot 100\%/16,7кГс$$

При двумерном моделировании плотность тока задается равной J_0 =290,87 А/см^2, полный ток в этом случае равен 683,537 кА. Из таблицы видно, что максимальная относительная ошибка составляет 1,64 %, а минимальная – 0,01 %. Компонента поля B_y принимает в рассматриваемых точках небольшие значения, которые ограничены 1,04%.

По результатам двумерного моделирования можно сделать вывод, что выбранная геометрическая модель обмотки достаточно хорошо описывает обмотку существующего магнита в его центральной части.

Некоторые различия между данными, полученными в результате моделирования и данными, восстановленными на основе магнитных измерений, можно объяснить следующими причинами. Во-первых, реальная конструкция обмотки

намного сложнее компьютерной модели, здесь же следует отметить недостаточно точные геометрические размеры, которые использовались для описание обмотки. Во-вторых, реальная конструкция магнитопровода, собранного из блоков листовой стали, также намного сложнее используемой модели. Кроме того, при построении

Таблица 1: Сравнение экспериментальных и расчетных данных в точках плоскости $x = 1,8$ м

Координаты $(y;z)$ (См)	B_z(Gs) Измерения	B_z(Gs) Расчет	Δ (%)	Координаты $(y;z)$ (См)	B_z(Gs) Измерения	B_z(Gs) Расчет	Δ (%)
(0;48)	16973,0	16694,5	1,64	(0;2)	16584,2	16694,5	0,66
(10;48)	16948,1	16694,7	1,50	(10;2)	16586,5	16694,7	0,65
(20;48)	16945,4	16695,6	1,47	(20;2)	16610,7	16695,6	0,51
(30;48)	16914,8	16696,9	1,29	(30;2)	16657,9	16696,9	0,23
(40;48)	16879,2	16698,6	1,07	(40;2)	16748,5	16698,6	0,30
(48;48)	16850,6	16700,9	0,89	(48;2)	16821,0	16700,9	0,71
(48;40)	16776,7	16706,2	0,42	(48;10)	16771,5	16706,2	0,39
(48;30)	16680,1	16712,0	0,19	(48;20)	16709,7	16712,0	0,01

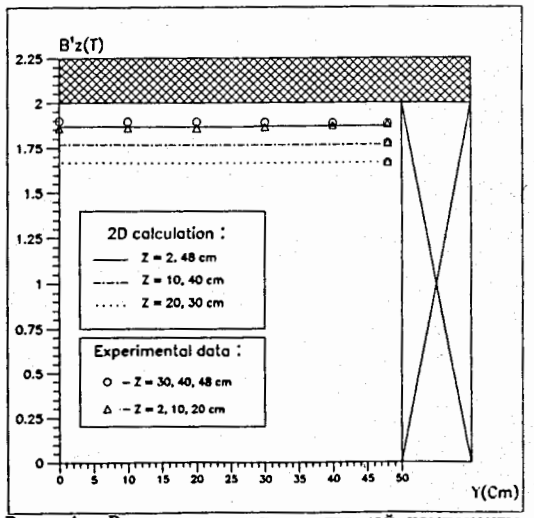

Рис. 4. Результаты сравнения главной компоненты поля, восстановленной на основе магнитных измерений в плоскости x=1,8м, и полученной с помощью двумерных расчетов. $B_z^1 = B_z + 0,1 \cdot k, \quad k = 0,1,2$

модели магнитопровода возможны были неточности в описании геометрии щелей. В-третьих, в виду достаточно сложной геометрии верхней части магнитопровода и довольно сильных изменений в поведении компонент поля внутри щелей и в областях, окружающих эти щели, возможна недостаточно точная аппроксимация искомого решения. Все эти причины, в принципе, устранимы посредством более точного учета особенностей магнитной системы и построения более адекватной аппроксимации искомого решения.

3 Моделирование поля проектируемого магнита без поляризующих наконечников

Общий вид проектируемого магнита без поляризующих наконечников изображен на рис. 5. Предполагается, что магнитопровод представляет собой изо-

Рис. 5. Общий вид проектируемого магнита без поляризующих наконечников

тропную магнитную среду и верхняя часть магнитопровода не имеет щелей. Учитывая эти предположения, с достаточной точностью можно считать, что проектируемый магнит имеет три плоскости симметрии, то есть при моделировании достаточно рассматривать 1/8 часть магнитопровода. Для удобства введем правую декартову прямоугольную систему координат, в которой ось OX направлена вдоль оси магнита, вертикальная ось OZ совпадает с направлением основной компоненты магнитного поля в центральной части, центру магнита соответствует точка с координатами $x = y = z = 0$. В качестве характеристики однородности поля в плоскости x=0 будем использовать вектор $\vec{\Theta}^0$:

$$\vec{\Theta}^0(y;z) = (\vec{B}(0;y;z) - \vec{B}(0;0;0)) \cdot 100\%/|\vec{B}(0;0;0)|,$$

а для характеристики изменяемости поля как функции от координаты x будем использовать вектор $\vec{\Theta}^x$:

$$\vec{\Theta}^x(y;z) = (\vec{B}(x;y;z) - \vec{B}(0;y;z)) \cdot 100\%/|\vec{B}(0;0;0)|.$$

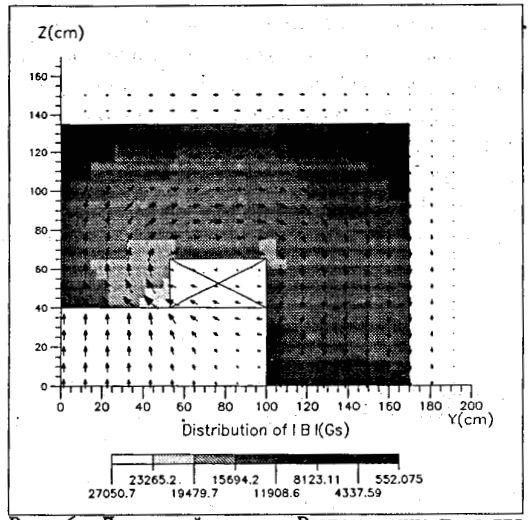

Рис. 6. Двумерный расчет. Распределение поля для первого варианта магнита

Поскольку торцевые части обмотки и магнитопровода достаточно удалены от центрального сечения магнита плоскостью x=0, то для описания поведения поля в этом сечении можно использовать двумерное приближение. На рис. 6,7 изображены распределения магнитного поля, полученные в результате двумерного расчета, в 1/4 симметричной части плоскости для двух вариантов проектируе-

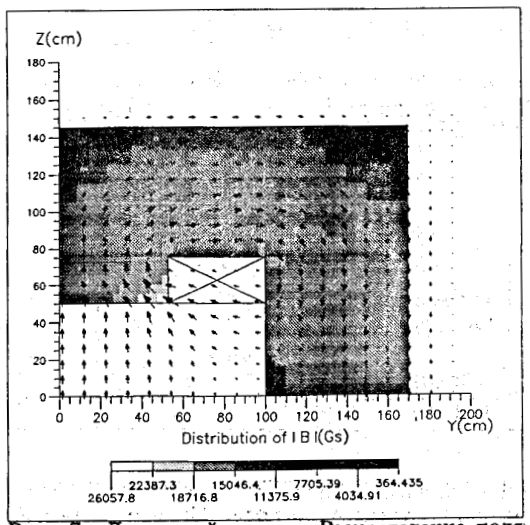

Рис. 7. Двумерный расчет. Распределение поля для второго варианта магнита

мого магнита. Первый соответствует случаю, когда расстояние между полюсами магнита составляет 0,8 м, второй - 1 м. Для этих расчетов использовалась одна и та же плотность тока J_0, другие характерные величины приведены в таблице 2. Как показано на рисунках 6,7, максимальные значения модуля поля достигаются в угловой части полюса магнитопровода, прилегающей к обмотке. Подробное поведение главной компоненты поля для рассматриваемых вариантов магнита представлено на рис. 8,9. Из рисунков видно, что величина поля в 10кГс±10% обеспечивается в области $\{|y| \leq 0,3м; |z| \leq 0,38м\}$ для первого варианта и в области $\{|y| \leq 0,25м; |z| \leq 0,4м\}$ для второго варианта.

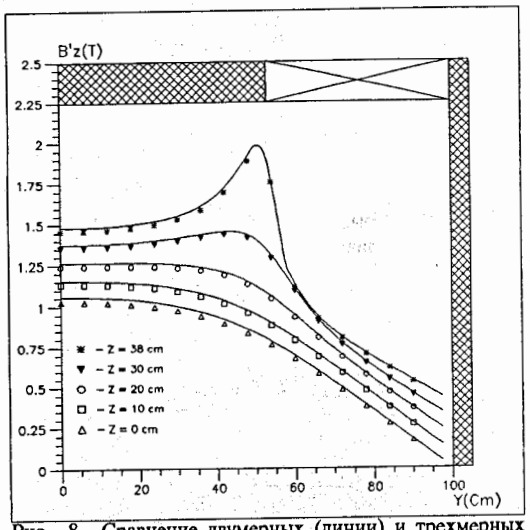

Рис. 8. Сравнение двумерных (линии) и трехмерных (маркеры) расчетов главной компоненты поля для первого варианта магнита. $B_z^1 = B_z + 0,1 \cdot k, k = 0,1,2,3,4$

Таблица 2

Расстояние между полюсами (м)	Полный ток (кА)	Поле в центре магнита (кГс)	Вклад обмотки в поле в центре магнита (%)	Вклад железа в поле в центре магнита (%)
0,8	683,537	10,57	23	77
1	683,537	8,326	26	74

На следующем этапе для рассматриваемых вариантов проектируемого магнита проводилось моделирование трехмерного поля. Сравнение результатов трехмерных и двумерных расчетов при одинаковой плотности тока 290,87 А/см^2 пока-

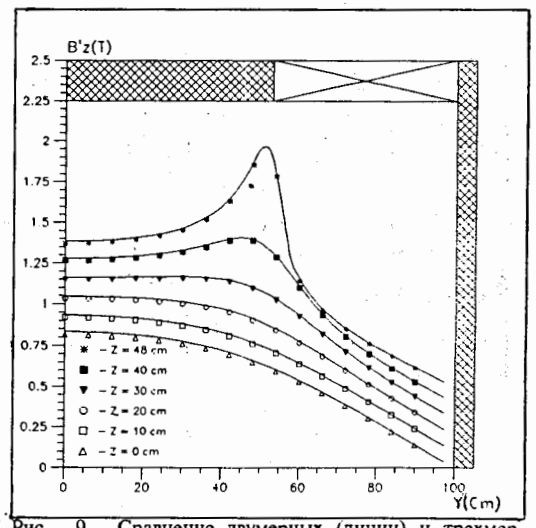

Рис. 9. Сравнение двумерных (линии) и трехмерных (маркеры) расчетов главной компоненты поля для второго варианта магнита. $B_z^1 = B_z + 0,1 \cdot k, k = 0,1,2,3,4,5$

зывают (см. рис.8,9), что они достаточно хорошо согласуются и их разница по отношению к полю в центре соответствующего варианта магнита находится в следующих пределах: $0,25\% \leq \Delta B_y/B_0 \leq 2,2\%$; $2,07\% \leq \Delta B_z/B_0 \leq 2.8\%$ - для первого варианта; $0,11\% \leq \Delta B_y/B_0 \leq 2,39\%$; $1,19\% \leq \Delta B_z/B_0 \leq 1.8\%$ - для второго варианта магнита. Этот результат является вполне удовлетворительным на данной стадии исследований области однородности поля. Отметим, что лучшего совпадения всегда можно добиться путем сгущения сетки в трехмерных расчетах.

Приведем результаты моделирования трехмерного магнитного поля для первого варианта магнита. Габаритные размеры магнита с учетом длины обмотки в этом случае следующие: $3,4 \times 2,7 \times 4$ м^3 (ширина × высота × длина). Его рабочий объем составляет $2 \times 0,8 \times 3$ м^3. Величина поля в центре равна 10,28 кГс. В поведении всех трех компонент поля можно выделить некоторые закономерности. Во-первых, следует отметить, что компоненты векторов $\Theta^x(y;z)$ принимают небольшие значения в области $\{(x;y;z) : |x| \leq 1м; |y| \leq 0,5м; |z| \leq 0,38м\}$. Для первой компоненты максимальное значение $max|\Theta_x^x| \leq 3.2\%$, для второй - $max|\Theta_y^x| \leq 1,1\%$, для третьей $-max|\Theta_z^x| \leq 3,03\%$. Во-вторых, компоненты этого вектора существенно возрастают на краю магнита при $1.25 \leq x \leq 2$ м. Отметим также, что компонента B_x мала при $-1м \leq x \leq 1м$ и не превосходит 0,2 кГс, что составляет ≈ 2 % по отношению к центральному полю. На рис. 10 показано поведение основной компоненты поля вдоль оси OX внутри 1/8 симметричной части апертуры проектируемого магнита на выделенных кривых для значений y=0; 0,35м; 0,5м, а также 0,7 м. На рис. 11 показано поведение компоненты поля B_y. Как видно из приведенных рисунков, требуемая однородность поля в центральной части проектируемого магнита будет определяться поведением поля в плоскости

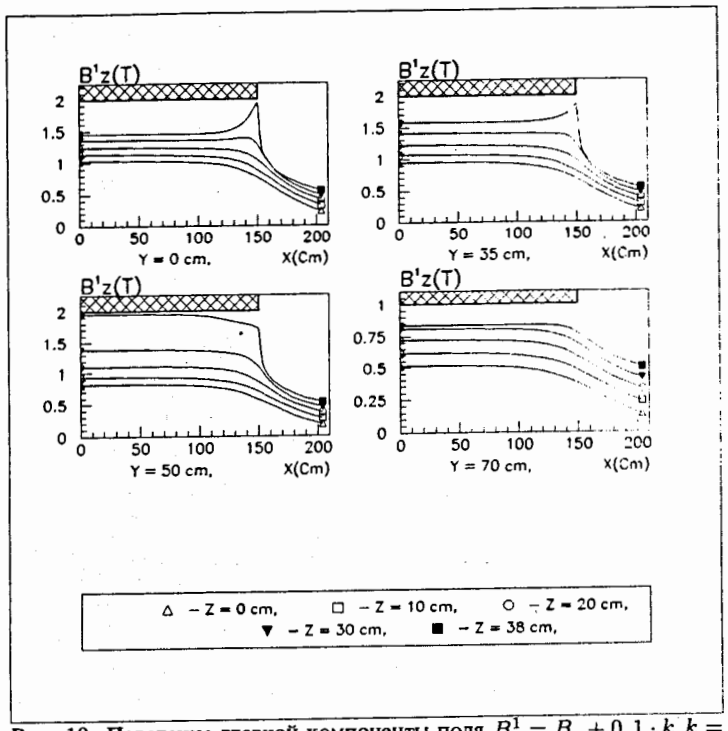

Рис. 10. Поведение главной компоненты поля $B_z^1 = B_z + 0,1 \cdot k, k = 0,1,2,3,4$ при разных значениях z в плоскостях y=0; 0,35м; 0,5м; 0,7м для первого варианта магнита

OYZ. Все компоненты поля удовлетворяют необходимым условиям однородности в области $\{(x;y;z) : |x| \leq 1\text{м}; |y| \leq 0,3\text{м}; |z| \leq 0,38\text{м}\}$.

Сделаем анализ полученных результатов расчетов трехмерного поля для второго варианта магнита. Высота магнита в этом варианте равна 2,9 м. В этом случае для того, чтобы величина поля в центре была $\approx$ 10 кГс, плотность тока задается равной 363,68 $A/\text{см}^2$, полный ток при этом составляет 854,655 кА. Поведение компонент поля имеет характерные особенности, аналогичные предыдущему варианту. В объеме $\{(x;y;z) : |x| \leq 1\text{м}; |y| \leq 0,5\text{м}; |z| \leq 0,48\text{м}\}$ для первых компонент векторов $\Theta^x(y;z)$ имеем $max|\Theta_x^x| \leq 4,8\%$ при $z \leq 40$см и $max|\Theta_x^x| \leq 5,6\%$ при $z = 48$см, для вторых – $max|\Theta_y^x| \leq 1,1\%$ при $z \leq 40$см и $max|\Theta_y^x| \leq 2,3\%$ при $z = 48$см, для третьих компонент $max|\Theta_z^x| \leq 4,5\%$. Максимальное значение B_x при $-1\text{м} \leq x \leq 1\text{м}$ не превосходит 5,6 %. На рис. 12 показано поведение компоненты поля B_x вдоль оси OX внутри 1/8 симметричной части апертуры на выделенных кривых для значений y=0; 0,35м; 0,5м; 0,7 м. На рис. 13 представлено поведение компоненты поля B_y на тех же кривых. Из приведенных рисунков видно, что все компоненты поля удовлетворяют необходимым условиям однородности в области $\{(x;y;z) : |x| \leq 1\text{м}; |y| \leq 0,25\text{м}; |z| \leq 0,4\text{м}\}$.

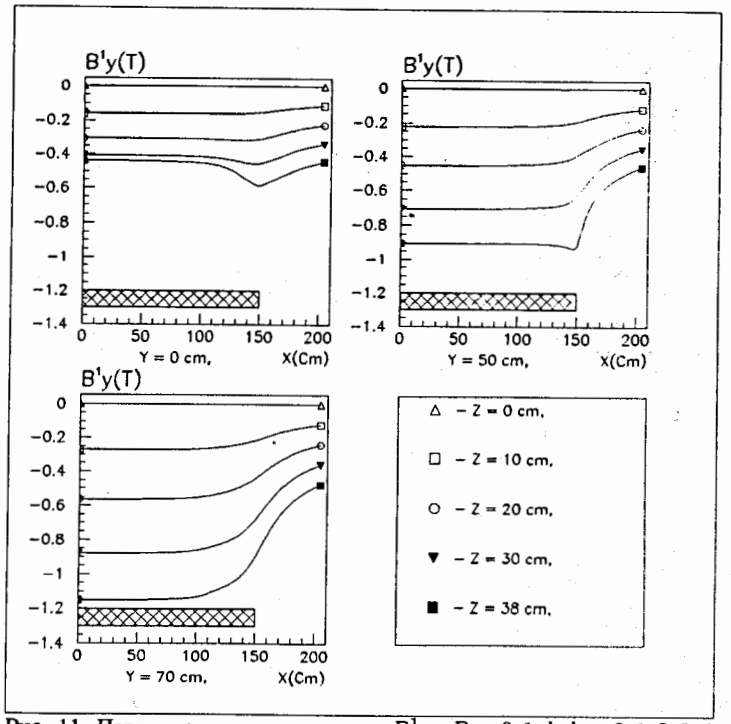

Рис. 11. Поведение компоненты поля $B_y^1 = B_y - 0,1 \cdot k, k = 0,1,2,3,4$ при разных значениях z в плоскостях y=0,35м; 0,5м; 0,7м для первого варианта магнита

Сравнение основных результатов, полученных при моделировании двух вариантов проекируемого магнита, отражено в таблице 3.

Таблица 3: Сравнение двух вариантов проектируемого магнита

Расстояние между полюсами (м)	Плотность тока (А/см²)	Поле в центре (кГс)	Область однородности поля	max $\lvert\Theta_x^x\rvert$ (%)	max $\lvert\Theta_y^x\rvert$ (%)	max $\lvert\Theta_z^x\rvert$ (%)
0,8	290,87	10,28	$\lvert x\rvert \leq 1$м $\lvert y\rvert \leq 0,3$м $\lvert z\rvert \leq 0,38$м	2,2	1,1	3,0
1	363,68	9,95	$\lvert x\rvert \leq 1$м $\lvert y\rvert \leq 0,25$м $\lvert z\rvert \leq 0,4$м	4,2	1,1	4,5

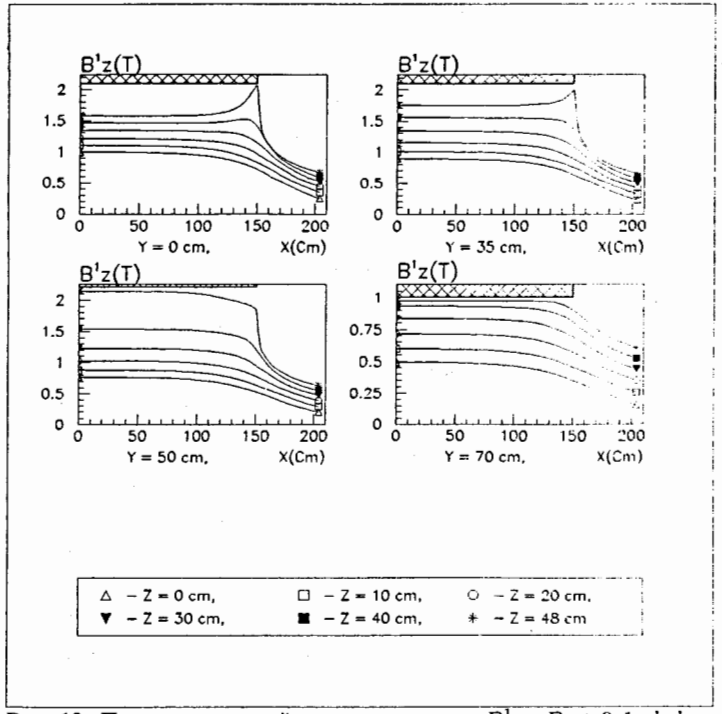

Рис. 12. Поведение главной компоненты поля $B_z^1 = B_z + 0,1 \cdot k, k = 0,1,2,3,4,5$ при разных значениях z в плоскостях y=0; 0,35м; 0,5м; 0,7м для второго варианта магнита

4 Заключение

В настоящей работе дано краткое описание методики и показано ее использование для построения компьютерной модели магнита в проектируемом эксперименте с поляризованной мишенью на ускорителе ИТЭФ.

По результатам работы можно сделать следующие основные выводы.

При построении модели обмотки использовались данные измерений магнитного поля для существующего магнита, который будет модифицироваться. Показано, что в плоскости, близкой к центральному поперечному сечению магнита, разница между расчетным полем и полем, восстановленым с использованием данных измерений, не превосходит 1,64 %.

Для построения компьютерной модели проектируемого магнита без поляризующих наконечников выполнены двумерные и трехмерные расчеты. Рассмотрены два варианта магнита. В обоих случаях показано удовлетворительное согласование результатов двумерных и трехмерных расчетов.

Как показали результаты моделирования, требуемая величина магнитного поля

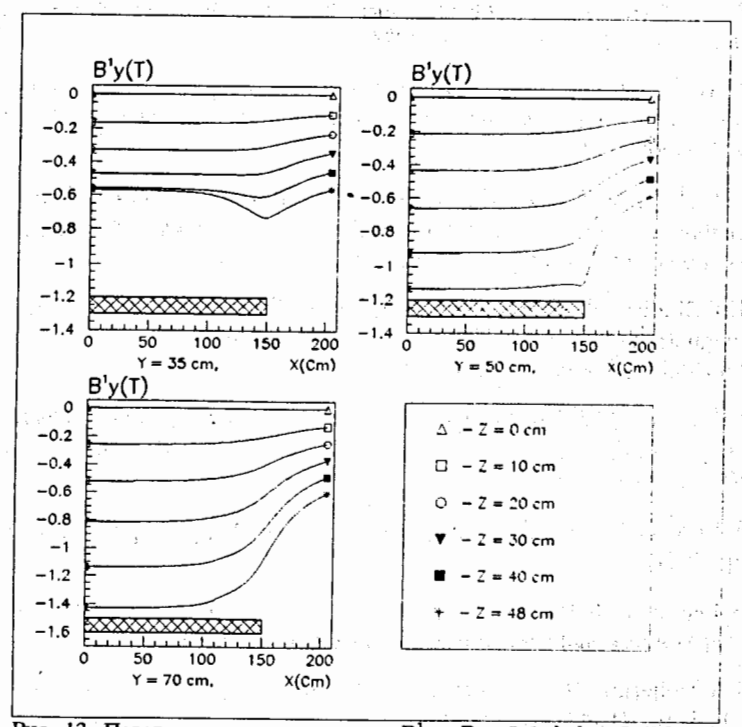

Рис. 13. Поведение компоненты поля $B_y^1 = B_y - 0,1 \cdot k, k = 0,1,2,3,4$ при разных значениях z в плоскостях y=0,35м; 0,5м; 0,7м для второго варианта магнита.

в 10кГс ±10% для первого варианта обеспечивается в области $\{|x| \leq 1м; |y| \leq 0,3м; |z| \leq 0,38м\}$, а для второго - в области $\{|x| \leq 1м; |y| \leq 0,25м; |z| \leq 0,4м\}$.

Вторую часть работы предполагается посвятить построению компьютерной модели проектируемого магнита с учетом оптимального расположения поляризующих наконечников, а также с более широкой областью однородности поля в центральной части магнита.

Авторы благодарны И.В.Кирпичникову за интерес к работе. Часть авторов благодарна Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку (гранты N 97-02-16765, N 98-01-00190).

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Г.Алексеев, ... В.В.Рыльцов, и др. Исследование поляризованных параметров в бинарных реакциях рождения странных частиц $\pi p \to K\Lambda(\Sigma)$ на ускорителе ИТЭФ (Предложение эксперимента), ГНЦ РФ ИТЭФ, 41-97, Москва, 1997.

2. Б.А.Абрамов и др. Универсальный многоцелевой спектрометр, проект "Адрон". М., Препринт ИТЭФ, 1974, N 68.

3. М.Б.Юлдашева, О.И.Юлдашев. Комплекс программ MSFE3D для расчетов пространственных магнитостатических полей. Версия 1.2. ОИЯИ, Р11-94-202, Дубна, 1994;

4. Е.П.Жидков, М.Б.Юлдашева, О.И.Юлдашев. Векторные алгоритмы для решения трехмерных нелинейных задач магнитостатики. Математическое моделирование, т.6, N9, с. 99-116, 1994;

5. E.P.Zhidkov, M.B.Yuldasheva, I.P.Yudin, O.I.Yuldashev. Computation of the magnetic field of a spectrometer in detectors region. Nuclear Instruments and Methods-"A",365 (1995),pp.308-316.

6. J.Simkin, C.W.Trowbridge. Three dimensional non-linear electromagnetic field computations using scalar potentials. Proc. IEE, 1980, vol.127, Pt.B, N6, pp. 368-374.

7. S.J.Polak, A.Wachters, A.de Beer. Proc. 1-st Compumag Conf., Oxford, 1976, pp.19-27.

8. Х.Гаевский, К.Грегер, К.Захариас. Нелинейные операторные уравнения и операторные дифференциальные уравнения. М., Мир, 1978.

9. J.A.Meijerink, H.A.van der Vorst. An Iterative Solution for Linear Systems of which the Coefficient Matrix is a Symmetric M-Matrix. Math. Comput., v. 31, 1977, pp. 148-162.

10. С.Б.Ворожцов, Р.М.Лебедев, Л.К.Лыткин, Л.Н.Сомов. Восстановление трехмерного магнитного поля по его значениям, измеренным на границе рассматриваемого объема. ОИЯИ, Р13-7610, Дубна, 1973.

Давлетшин Р.И. и др. Р11-98-351

Компьютерная модель магнита для проекта эксперимента
с поляризованной мишенью в ИТЭФ.
Расчет основных вариантов без поляризующих наконечников

Дано краткое описание методики и показано ее применение для построения компьютерной модели магнита в проектируемом эксперименте с поляризованной мишенью на ускорителе ИТЭФ. В первую часть работы вошли результаты моделирования двух основных вариантов проектируемого магнита без поляризующих наконечников. Выполнены двумерные и трехмерные расчеты. Исследованы области однородности поля с требуемой величиной в 10 кГс $\pm$ 10% в рабочей части магнита.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Davletshin R.I. et al. P11-98-351

Computing Model of the Magnet for Project of Experiment
with Polarized Target in ITEP.
Computation of the Basic Variants without Polarizing Tips

Brief description of the methods has been done and their application for construction of computing model for projected experiment with polarized target on the ITEP accelerator has been shown. Part I of the paper includes the results of the modelling two variants of projected magnet without polarizing tips. Two- and three-dimensional computations have been carried out. Field homogeneity regions with the required magnitude 10 kGs $\pm$ 10% within part of the magnet were analyzed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998