

P9-2005-221

П. Г. Акишин, А. В. Бутенко, А. Д. Коваленко,
В. А. Михайлов

БЫСТРОЦИКЛИРУЮЩИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ
КВАДРУПОЛЬНЫЙ МАГНИТ ТИПА $\cos 2\theta$
ДЛЯ СИНХРОТРОНОВ

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

Акишин П. Г. и др.

P9-2005-221

Быстроциклирующий сверхпроводящий квадрупольный магнит типа $\cos 2\theta$ для синхротронов

Рассматривается возможность создания квадрупольного магнита типа $\cos 2\theta$ с диаметром апертуры 100–110 мм, предназначенного для быстроциклирующего синхротрона. Однослойная маловитковая обмотка магнита выполнена полым NbTi-сверхпроводящим кабелем с критическим током до 45 кА. На основе разработанного математического метода проведена минимизация амплитуд высших гармоник магнитного поля с помощью варьирования азимутального местоположения витков токовых обмоток. Обсуждаются возможности дальнейшей оптимизации поля магнита, включая влияние торцевых частей.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Akishin P. G. et al.

P9-2005-221

Fast-Cycling Superconducting Synchrotron Quadrupole Magnet

The problem of constructing a fast cycling $\cos 2\theta$ style quadrupole magnet with an aperture diameter of 100–110 mm is considered. A single layer coil is made of a hollow superconducting NbTi cable designed at critical current of 45 kA. Based on the developed mathematical method, minimization of the magnetic field higher harmonics by variation of the coil current loops angular position is performed. The further steps of the field optimization, including the magnet end parts are discussed.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

ВВЕДЕНИЕ

Первые концептуальные предложения по созданию быстроциклирующих сверхпроводящих дипольных магнитов с апертурой 100–110 мм и полем до 4 Тл, использующих в качестве обмоток полые сверхпроводящие NbTi-кабели с рабочим током более 30 кА, были представлены на европейской конференции по прикладной сверхпроводимости EUCAS2001 [1]. Работа мотивировалась участием ЛВЭ ОИЯИ в проекте развития ускорительного комплекса GSI (Дармштадт, Германия) [2], в структуре которого предполагалось использовать сверхпроводящие диполи с индукцией 4 Тл и выше при скорости роста магнитного поля не менее 1 Тл/с. Использование сверхпроводящего кабеля с критическим током 30 кА и более, разработки которого также ведутся в ЛВЭ [3], обеспечивает возможность резко уменьшить число витков обмотки возбуждения при заданных рабочем поле и апертуре магнита по сравнению с традиционным подходом, основанным на использовании сверхпроводящего кабеля резерфордовского типа. Сочетание таких качеств, как малая индуктивность обмотки (малое число витков) и высокая эффективность охлаждения сверхпроводника (трубчатый кабель), ставят новый подход практически вне конкуренции при создании устройств с крутизной нарастания магнитного поля 3–4 Тл/с и амплитудой до 3–5 Тл, работающих в циклических режимах с короткими паузами между циклами.

Однако выполнение стандартных для магнитов и синхротронов условий, а именно: высокой однородности поля в диполях и линейности градиента поля в квадрупольях, потребовало разработки новых алгоритмов и методов расчета, оптимизации внутренней структуры обмотки и ферромагнитного экрана магнитов [4, 5]. Результаты оптимизации структуры дипольного магнита, однослойная 14 витковая обмотка которого выполнена полым NbTi-сверхпроводящим кабелем диаметром 9 мм, рассчитаным на рабочий ток до 37 кА, представлены в работе [6], где было показано, что посредством вариации положения витков обмотки и внутреннего профиля экрана удается подавить секступольную компоненту магнитного поля до уровня порядка 10^{-4} по отношению к дипольной составляющей в пределах 75 % полной апертуры магнита и в диапазоне формируемого поля от 0,2 до 4,3 Тл. Можно считать, что тем самым и проблема получения необходимой однородности поля в дипольных магнитах типа $\cos \theta$ с маловитковой обмоткой также решается.

Вместе с тем, второй необходимый элемент в магнитной структуре синхротрона с разделенными функциями — квадрупольная линза, построенная в соответствии с изложенной выше концепцией, — до настоящего времени не рассматривался.

1. ОБЩИЙ ВИД КВАДРУПОЛЬНОЙ ЛИНЗЫ

Поперечное сечение внутренней части квадрупольной линзы представлено на рис. 1. Обмотка возбуждения состоит из четырех секторов по азимуту с чередующимся направлением тока. Используется сверхпроводящий кабель с рабочими параметрами, отмеченными выше и описанными более детально в работе [6]. Апертура линзы по внутреннему диаметру вакуумной камеры составляет 118 мм. Внутренний радиус ферромагнитного экрана

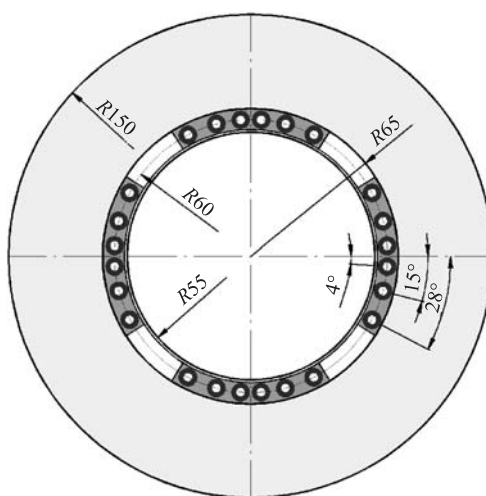


Рис. 1. Поперечное сечение быстроциклирующего квадрупольного магнита с оптимизированным азимутальным распределением витков обмотки

принимался равным 65 мм, что практически соответствует отсутствию зазора между токовыми слоями обмотки и экраном. Внешний диаметр экрана варьировался. Отметим, что идеальная линза, то есть магнитная система, формирующая линейно растущее по радиусу поле ($dB/dr = \text{const} \equiv G$, $0 < r < R_a$, G — градиент, R_a — апертура) получается при условии азимутального распределения плотности тока в обмотке: $j(\theta) = j_0 \cos 2\theta$. Практически в нашем случае ищется наилучшее приближение к указанному распределению за счет вариации расстояний между витками.

2. МЕТОД РАСЧЕТА И ОПТИМИЗАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим проблему оптимизации распределения двумерного магнитного поля квадрупольного магнита с помощью варьирования местоположения витков в токовых обмотках без изменения конфигурации железного экрана.

Основная цель заключается в получении поля с максимальным преобладанием второй фурье-гармоники для потенциала и первой для компонент поля в рабочей области магнита, имеющей форму круга радиуса R . Пусть мы имеем N токовых витков, центры которых находятся на окружности радиуса r . Местоположение каждого i -го витка характеризуется углом φ_i . Решать задачу оптимизации будем путем варьирования углов φ_i . Для оценки качества распределения поля будем использовать разложение компонент магнитного поля в ряд Фурье. Сложность задачи заключается также в том, что необходимо получить преобладание первых гармоник поля для достаточно широкого диапазона изменения рабочего тока в обмотках. Так же как и в работе [4], для оптимизации будем использовать модель с постоянным (достаточно большим) значением магнитной проницаемости μ в железе [8]. Как отмечалось в [4], в данной модели итоговое поле является суммой полей, индуцированных в магните отдельными витками. Этот факт позволяет существенно сократить вычислительные затраты при оптимизации параметров магнитной системы.

Рассмотрим интегральную постановку [7] задачи магнитостатики на плоскости. Пусть в точке x $B(x)$ — индукция магнитного поля; $H(x)$ — напряженность; $M(x)$ — магнитный момент; $\mu = \mu(x)$ — магнитная проницаемость; $H^S(x)$ — поле от токовых элементов, а G — область, заполненная железом. Интегральная постановка задачи магнитостатики в двумерном случае имеет вид

$$H(a) = H^S(a) + \frac{1}{2\pi} \nabla_a \int_G (M(x), \nabla_x \cdot \ln |x - a|) dS_x. \quad (1)$$

Величины $B(x)$, $H(x)$ и $M(x)$ удовлетворяют следующим нелинейным соотношениям:

$$H(a) = \frac{B(a)}{\mu(|B(a)|)\mu_0}, \quad M(a) = \frac{B(a)}{\mu_0} - H(a). \quad (2)$$

Поле $H^S(a)$ может быть посчитано по следующим формулам

$$H^S(a) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N \int_{\Omega_i} [\nabla_x \ln |x - a| \times e_0 J_i^S(x)] dS_x, \quad (3)$$

где e_0 — единичный вектор, ортогональный плоскости; $\{\Omega_i, i = 1, N\}$ — токовые обмотки; $J_i^S(x)$ — плотность тока в i -й обмотке.

В случае постоянной магнитной проницаемости μ уравнение (3) сводится к граничному интегральному уравнению:

$$H(a) = H^S(a) + \frac{1}{2\pi} \nabla_a \oint_{DG} (M(x), n_x) \ln |x - a| dl_x. \quad (4)$$

Пусть для $x \in DG$ функция $\sigma(x)$ есть $\sigma(x) = (B(x)), n_{(x)}$. Тогда из (2), (4) получаем

$$\frac{\sigma(a)}{\mu} = \mu_0(H^S(a), n_a) + \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{1}{\mu}\right) \left(n_a, \nabla_a \oint_{DG} \phi(x) \ln |x - a| dl_x \right). \quad (5)$$

Пусть $H_i^S(a)$ есть

$$H_i^S(a) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega_i} \left[\nabla_x \ln |x - a| \times e_0 j_i^S(x) \right] dS_x.$$

Тогда $\sigma(a)$ из (5) равно

$$\sigma(a) = \sum_{i=1}^N \sigma_i(a), \quad (6)$$

где $\sigma_i(a)$ есть решение

$$\frac{\sigma_i(a)}{\mu} = \mu_0(H_i^S(a), n_a) + \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{1}{\mu}\right) \left(n_a, \nabla_a \int_{DG} \sigma_i(x) \ln |x - a| dl_x \right). \quad (7)$$

Таким образом, в случае постоянной магнитной проницаемости μ поле от нескольких витков может быть получено как сумма полей от каждого витка в отдельности. Следствием этого является факт, что коэффициенты фурье-разложения компонент поля для системы, состоящей из магнита и нескольких обмоток, могут быть посчитаны как сумма коэффициентов фурье-разложения для систем, состоящих из магнита и каждой обмотки в отдельности.

Процедура оптимизации распределения поля дипольных магнитов из [4] легко обобщается на случай квадрупольных магнитов.

Обозначим $\{f_i, i = 0; L\}$ и $\{g_i, i = 0; L\}$ первые $(L + 1)$ -гармоники компоненты магнитного поля B_x и B_y соответственно. Определим функционал F , отвечающий за однородность магнитного поля, следующим образом:

$$F = F(\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N) = \sum_{i=0}^L \left(\frac{f_i}{g_1} \right)^2 + \sum_{j=1}^L \left(\frac{g_j}{g_1} \right)^2. \quad (8)$$

Функционал $F(\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N)$ минимизировался методом спуска по анти-градиенту.

Оценка нелинейной зависимости поля от тока при больших его значениях для выбранной оптимальной конфигурации обмоток проводилась путем решения интегрального уравнения (1) при условии выполнения (2). Это позволяет учесть эффекты насыщения железа при больших полях, где модели с постоянным значением магнитной проницаемости μ работают плохо.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты и оптимизация распределения витков были проведены для трех случаев: четыре, шесть и восемь витков на полюс. Результаты двумерных расчетов квадрупольной линзы с шестью витками на полюс показаны на рис. 2 и 3. Геометрические координаты токовых витков, обеспечивающие минимизацию высших фурье-гармоник магнитного поля, показаны на рис. 1. Видно, что в диапазоне допустимого изменения тока в обмотке, ограниченном кри-

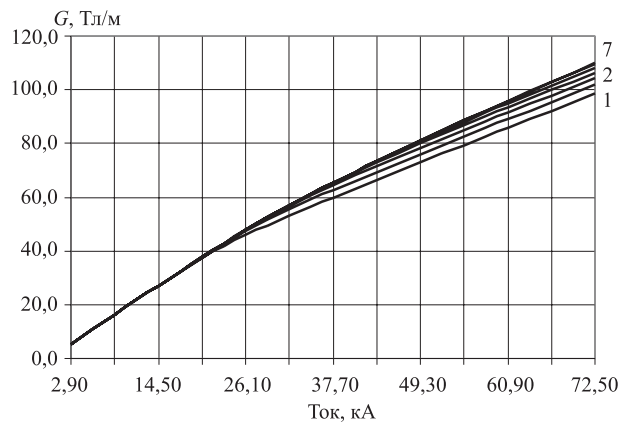


Рис. 2. Зависимость градиента квадрупольной линзы от тока возбуждения

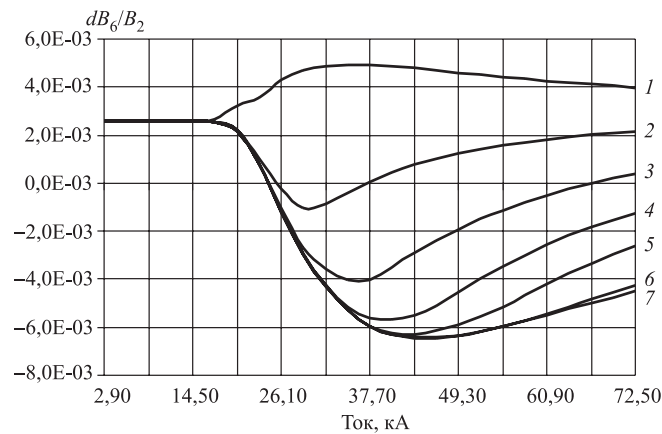


Рис. 3. Зависимость относительной нелинейности поля линзы от тока возбуждения при различных толщинах экрана: 1 — 100 мм; 2 — 110 мм; 3 — 120 мм; 4 — 130 мм; 5 — 140 мм; 6 — 160 мм; 7 — 220 мм

тическим током в сверхпроводящем кабеле ($I_{\text{раб}} \leq 37$ кА), достигается максимальный градиент $G \approx 60\text{--}64$ Тл/м при радиальной толщине экрана 150 мм. Уменьшение толщины экрана приводит к некоторому уменьшению градиента за счет влияния эффекта насыщения ферромагнетика. Относительная величина нелинейности градиента магнитного поля (шестая гармоника) не превышает $\pm 1,5\text{E-}3$ в пределах 75 % полной геометрической апертуры линзы при оптимальной толщине магнитного экрана 85 мм. Фурье-гармоника более высокого порядка (десятая) на указанном радиусе пренебрежимо мала. В случае восьмивитковой обмотки величина градиента возрастает примерно на 4 % при том же токе в обмотке, а относительная нелинейность поля практически не изменяется.

Следует отметить, что полученная линейность поля линзы уже достаточно высока, однако необходима дальнейшая оптимизация структуры квадруполья за счет модификации внутренней границы ферромагнитного экрана аналогично работе [5].

ВЫВОДЫ

Представленные в данной работе первые результаты расчетов и оптимизации квадрупольной линзы типа $\cos 2\theta$, предназначенной для быстрого циклического синхротрона, продемонстрировали возможность получения высокой степени линейности магнитного поля в двумерной модели.

Анализ трехмерной модели линзы с целью оптимизации ее интегральных параметров также ведется.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 03-01-00290а).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kovalenko A. D. et al.* Fast cycling superconducting magnets: new design for ion synchrotrons. // *Physica C*. 2002. V. 372–376. P. 1394–1397.
2. *Moritz G. et al.* Towards Fast Pulsed Superconducting Synchrotron Magnets // *Proc. of PAC'2001, Chicago, June 2001*. P. 211–214.
3. *Khodzhbagiyan H. G. et al.* Design and test of a hollow superconducting cable based on keystone NbTi composite wires // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* V. 15. P. 1529–1332, June 2005.
4. *Акишин П. Г. и др.* Расчет магнитного поля быстроциклирующего сверхпроводящего дипольного магнита на индукцию 4 Тл. ОИЯИ, Р9-2003-244. Дубна, 2003.

5. *Акишин П. Г., Коваленко А. Д.* Применение метода фиктивных токовых обмоток для оптимизации поля магнитов сверхпроводящих синхротронов. ОИЯИ, Р5-2004-211. Дубна, 2004.
6. *Khodzhibagiyan H. G. et al.* Progress in the design of a fast-cycling $\cos\theta$ -style dipole based on high current hollow superconducting cable // Proc. EUCAS 2005 (to be published).
7. *Newman M. J., Trowbridge G. W., Turner L. R.* GFUN: An interactive program as aid to magnet design // Proc. the 4th Intern. Conf. Magnet Technol. Brookhaven, 1972. P. 617–626.
8. *Акишин П. Г., Жидков Е. П.* Вычисление магнитного поля методом интегральных уравнений в случае постоянной магнитной проницаемости. ОИЯИ, Р11-82-702. Дубна, 1982.

Получено 28 декабря 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 13.03.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,44. Уч.-изд. л. 0,51. Тираж 270 экз. Заказ № 55259.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/