

Ю-163

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

9-85-153

ЮДИН
Иван Павлович

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
И РАСЧЕТ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ
СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СИНХРОТРОНА

Специальность: 01.04.13 - электрофизика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Дубна 1985

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель:
доктор технических наук Игорь Александрович
старший научный сотрудник ПЕЛАЕВ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Владимир Иванович
старший научный сотрудник ДАНИЛОВ
доктор технических наук Иван Патваканович
старший научный сотрудник КАРАБЕКОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Ефремова (Ленинград)

Защита диссертации состоится " " 1985 г.
в " " часов на заседании Специализированного совета
Д.047-01-02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области,
ЛВЭ ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1985 г.

Ученый секретарь
Специализированного совета *М.Ф.ЛИХАЧЕВ*

Актуальность темы обусловлена необходимостью создания в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ ускорительного комплекса с использованием сверхпроводящей (СП) магнитной системы - НУКЛОТРОНа. На первом этапе сооружается модельный СП синхротрон СПИН на энергию протонов 1,5 ГэВ.

За последние годы научные исследования и работы по созданию СП магнитных систем для ускорителей широко развернулись в ведущих ускорительных центрах всего мира. Уже запущен в августе 1983г. первый и пока единственный в мире СП синхротрон ДАБЛЕР (Батавия, США).

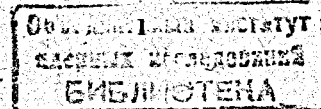
Переход на СП системы - ярко выраженная тенденция современного развития ускорительной техники. Этот переход требует поиска новых технических решений уже на стадии проектирования и прежде всего решения проблемы выбора конструкции магнитной структуры ускорителя: регулярной структуры, согласованных промежутков, канала инжекции пучка и т.д., а также выбора конструкции структурных СП магнитных элементов - оптически чистых диполей и квадруполов. Разработка эффективных расчетных методов таких структур в настоящее время является актуальной.

Цель работы состояла в формировании магнитного поля и магнитной структуры СП синхротрона СПИН, а именно:

- в исследовании физических причин, приводящих к возникновению неоднородностей поля в СП магнитах с железом, имеющих прямоугольную апертуру, и формировании высокооднородного поля СП магнитов регулярной структуры синхротрона СПИН путем изменения конфигурации основной СП обмотки, без привлечения дополнительных, корректирующих ампер-витков;
- в исследовании влияния нелинейных эффектов, связанных с насыщением железного сердечника, на распределение магнитного поля в СП магнитах выбранной конфигурации;
- в исследовании и получении оптимальных параметров магнитной структуры и пучков тяжелых ионов в инжекционном канале, регулярной структуре и согласованных промежутках СП синхротрона СПИН.

Научная новизна работы заключается в результатах исследований, которые легли в основу проектирования и создания нового, первого в СССР и других странах-участницах ОИЯИ СП синхротрона, а именно:

1. В новой методике расчета на ЭВМ двумерного магнитного поля магнитов, имеющих прямоугольную апертуру по железу.
2. В новой методике формирования магнитного поля оптически чистых синхротронных СП диполей и СП квадруполов.
3. В новой конфигурации СП диполя с полем 2,3 Т и СП квадруполя с градиентом поля 88 Т/м для регулярной структуры синхротрона.



4. В новой конфигурации 3 Т синхротронного СП диполя с железом.
5. В новом подходе к решению проблемы согласования фазовых объемов транспортируемого пучка заряженных частиц.
6. В новой конфигурации согласованного промежутка синхротрона.
7. В новых расчетах выбора оптимальных параметров пучков ионов в инжекционном канале и кольце СП синхротрона СПИИ.

Практическая ценность и научная значимость полученных результатов состоит в том, что:

- на их основе спроектированы и изготовлены для первого в странах-участницах ОИЯИ СП синхротрона СПИИ: 1) 48 СП диполей и 48 СП квадрупольной регулярной структуры, 2) канал инжекции пучка и 3) согласованный промежуток. В настоящий момент на ускорителе СПИИ получен полный оборот 4 мА пучка протонов с энергией 0,62 МэВ;

- создана методика расчета и формирования магнитного поля СП магнитов, имеющих прямоугольную апертуру. Эта методика использовалась при проектировании и создании диполей и квадрупольных для СП синхротрона СПИИ и может быть применена при проектировании экспериментальных установок, в которых используются магниты с прямоугольной апертурой;

- исследовано влияние геометрии СП обмотки на формирование поля в дипольных и квадрупольных магнитах и получены для них зависимости распределения магнитного поля от величины тока в СП обмотке;

- проанализированы перспективы развития СП магнитов для синхротронов и предложена новая конфигурация 3 Т СП диполя с железом;

- разработан новый подход к решению проблемы согласования фазовых объемов транспортируемого пучка заряженных частиц. Этот подход активно использовался при расчетах магнитной структуры СПИИ, и может быть использован как ускорительными лабораториями, так и научными коллективами, проектирующими каналы транспортировки пучков частиц для других электрофизических установок.

Апробация работы и публикации. Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались автором и обсуждались на научных семинарах ЛВЭ и ЛВТА ОИЯИ, на 7 Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц (Дубна, октябрь 1980 г.), на V Международном совещании по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач (Дубна, сентябрь 1983 г.), представлялись на IX Международной конференции по криогенной технике (Кофэ, Япония, май 1982 г.) и на 12 Международной конференции по ускорителям высоких энергий (Батавия, США, август 1983 г.).

Основные результаты диссертации изложены в 14 публикациях.

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения и содержит 192 страницы текста. Основной текст (122 стр.) проиллюстрирован вынесенными в приложение 29 таблицами и 64 рисунками. Список цитируемой литературы содержит 167 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность проблемы, сформулированы цель диссертации и положения, защищаемые автором. Кратко изложено содержание диссертации, которое может быть условно разделено на две части. В первых трех главах представлены результаты исследований, связанные с формированием магнитных полей в СП магнитах. В главах 4 и 5 приведены результаты расчета магнитной структуры СП синхротрона и методика согласования фазовых объемов транспортируемого пучка частиц.

Первая глава диссертации посвящена разработке методики расчетов СП магнитов с железом, имеющих прямоугольную апертуру. Приведен обзор современных программных реализаций методов расчета магнитостатических полей. Обосновывается тезис о необходимости разработки эффективных специализированных программных комплексов для решения задач магнитостатики в магнитах одного, только данного типа, с целью проведения наиболее полного и всестороннего исследования и доработки конструкции магнита в сторону наилучших характеристик.

Предлагается следующая схема расчетов. При инжекции пучка в синхротрон поле в апертуре и сердечнике магнита невелико, и оправдано приближение постоянной магнитной проницаемости $\mu = \text{const}$ для получения реального распределения поля. Это приближение сильно упрощает расчеты, одновременно увеличивая "разрешающую" способность проводимых вычислений, позволяя учитывать микроструктуру обмотки, межвитковую изоляцию, положение каждого СП витка и автоматизировать изменение конфигурации магнита (т.е. проводить массовый счет). На этом этапе проводится всестороннее исследование причин возникновения неоднородностей поля и формируется конфигурация обмотки для получения поля заданного качества. На втором этапе для сформированной конфигурации расчеты проводятся с $\mu = \mu(B)$ с целью получения зависимости распределения поля от величины рабочего тока в СП витках.

Для конфигурации магнитов, имеющих прямоугольное окно в железе и использованных при создании синхротрона СПИИ, получены выражения для расчета компонент двумерного магнитного поля в предположении $\mu = \text{const}$:

$$H_y(x, y) = \sum I_{0,i} \sum_{n=-N_x}^{N_x} \sum_{m=-N_y}^{N_y} \tilde{G}_y(x-x_n, y-y_m, a, b, \mu), \quad (1)$$

где

$$\tilde{G}_y(x-x_n, y-y_m, a, b, \mu) \equiv \tilde{G}_y(X, Y, a, b, \mu) = k_{nm} \left\{ \frac{Y-b}{2} \ln \frac{(X+a)^2 + (Y-b)^2}{(X-a)^2 + (Y-b)^2} + \frac{Y-b}{2} \ln \frac{(X-a)^2 + (Y-b)^2}{(X+a)^2 + (Y-b)^2} + (X+a) \left[\arctg \frac{Y-b}{X-a} - \arctg \frac{Y-b}{X+a} \right] + (X-a) \left[\arctg \frac{Y-b}{X-a} - \arctg \frac{Y-b}{X+a} \right] \right\}, \quad (2)$$

x, y - координаты точки, в которой вычисляется поле; $x_n = 2n \cdot g_x + (-1)^n \xi$ и $y_m = 2m \cdot g_y + (-1)^m \zeta$ - координаты токов-образований; ξ, ζ - координаты центра i -го реального проводника с током $I_{0,i}$; g_x, g_y - размеры полу-

апертуры по железу, 2.а, 2.в - ширина и высота сечения проводника, $k_{n,m} = 0,2/(2a \cdot 2b)$ для $n=m=0$ и $k_{n,m} = \frac{0,2}{2a \cdot 2b} \cdot \frac{\mu-1}{\mu+1}$ для всех остальных n, m . Размерности здесь: поле в [Э], ток в [А], а размеры в [см]. Суммирование по индексу i проводится по всем проводникам СП обмотки; в двух других суммах точное решение требует N_x и $N_y = \infty$, однако суммирование уже по нескольким первым членам этих рядов обеспечивает хорошую точность расчетов. Выражение для H_x приведено в [6], оно аналогично (1).

Эти выражения для компонент H_x и H_y были реализованы в виде фортранной программы MIC2, описание которой приводится. Исследование распределения поля с помощью MIC2 проводилось в терминах гармоник поля. Результаты методических расчетов показали, что для точности $\Delta V/V = 10^{-4}$ достаточно брать 20 первых гармоник поля (при шаге по углу $\Delta \theta = 9^\circ$), а N_x и $N_y = 16$ (при вычислении c_n - отношения величины амплитуды высших гармоник к амплитуде основной составляющей).

В заключение главы I излагается метод компенсации высших гармоник поля как новый способ решения обратной задачи магнитостатики. Получив зависимости c_n от положения l_i витка с помощью решения ряда прямых задач, строится - уже не решая прямую задачу - функционал

$$\varphi [c_n^*, c_n] = \sum_{n,i} [c_n^* - c_n(l_i)]^2 \quad (3)$$

и он минимизируется. На практике при создании конкретной магнитной системы основной вклад в формирование неоднородностей поля c_n^* дают первые 2-3 из высших гармоник. Например, для диполя это 3, 5 и, иногда, 7-я; для квадруполя это 4 и 6-я. Таким образом, пространство функций, на которых строится функционал (3), резко сокращается, что приводит к быстрому и эффективному решению поставленной задачи.

Глава II посвящена формированию моногармонических - дипольных и квадрупольных полей в магнитах,

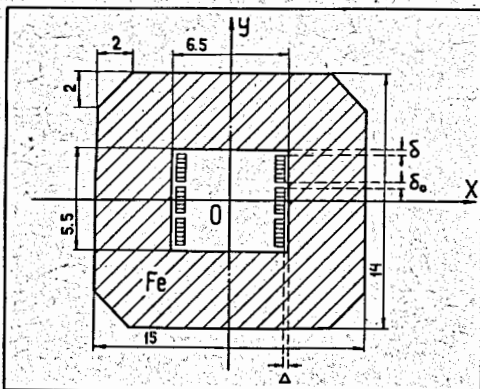


Рис. I Сечение СП диполя.

имеющих прямоугольную апертуру, причем такое формирование осуществляется специально подобранная геометрия основной СП обмотки, без привлечения корректирующих, дополнительных ампер-витков.

На рис. I изображен поворотный магнит типа оконной рамы для СП синхротрона СМН. Фурье-представление поля для такого магнита

$$H_x(r, \theta) = H_1 \left[1 + \sum_{n=3,5,\dots} c_n \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n-1} \cos(n\theta) \right] \quad (4)$$

Расчеты с MIC2 показали, что

основной вклад в неоднородность поля дает величина корпусной изоляции δ (см. рис. I). Зависимость величин c_n от параметра δ практически линейна. Для $\delta = 0,5$ мм на $r_0 = 2,5$ см $c_3 = 0,72\%$, $c_5 = 0,33\%$ и $c_7 = -0,04\%$. Предлагается (что является новым) компенсировать c_3 и c_5 с помощью дополнительной прокладки δ_0 по методике, изложенной в главе I.

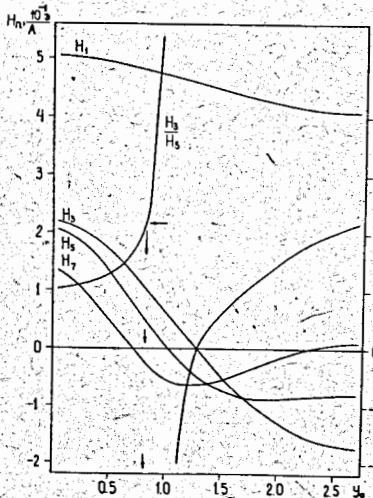


Рис. 2 Величины H_n при перемещении витка с током $I_0 = 1$ А.

На рис. 2 приведен вклад в отдельные гармоники от витка с током $I = 1$ А, координатой $y(x=2,95$ см), размерами $(a \cdot b) = (0,19 \cdot 0,05$ см²). По методу компенсации высших гармоник были выбраны [6, 8] размеры прокладки δ_0 и ее положение y_0 , так, чтобы $c_3 = c_5 = 0$. Минимум функционала (3) требует выполнения следующей системы уравнений

$$\begin{cases} k \cdot (c_3)_c = -c_3^* \\ k \cdot (c_5)_c = -c_5^* \end{cases} \quad (5)$$

где $k = \frac{c_3^*}{(c_3)_c} = \frac{c_5^*}{(c_5)_c}$ дает минимум для (3), и k - неизвестно; c_3^* и c_5^* - это 3-я и 5-я гармоники в точке $y = y_0 - \delta_0/2$ и они известны; их величины для $\delta = 0,5$ мм приведены выше. Тогда задача компенсации их, т.е. решение выписанной системы заключается в том, чтобы найти

точку y_0 и толщину прокладки δ_0 , при которых бы отношение $(c_3)_c$ к $(c_5)_c$, возникающих от этой прокладки, было равно отношению c_3^*/c_5^* . Причем должно быть также $(c_3)_c = -c_3^*$, и, автоматически, $(c_5)_c = -c_5^*$. На рис. 2 стрелкой показано местоположение такой прокладки толщиной $\delta_0 = 1,6 \cdot \delta$, а именно после 7-го витка, считая от медианной плоскости. При $I = 500$ А ($H_1 = 0,5483$ Т) для этой конфигурации ($\delta = 0,5$ мм, $\delta_0 = 0,8$ мм) неоднородности поля на $r_0 = 2,5$ см оказались следующие: $c_3 = -0,015\%$, $c_5 = -0,026\%$, $c_7 = 0,110\%$.

Проведенное исследование влияния допусков на величины c_3 и c_5 дало следующие результаты: при $\Delta \delta$ и $\Delta \delta_0 = 0,01$ мм максимальные значения $|c_{3,max}| = 2,2 \cdot 10^{-4}$, а $|c_{5,max}| = 2,8 \cdot 10^{-4}$.

Измерения магнитного поля в изготовленных СП магнитах с разными δ ($\delta_0 = 0$) подтвердило линейный характер зависимости амплитуд c_n от δ . Изготовленный диполь с $\delta = 0,5$ мм и $\delta_0 = 0,8$ мм действительно обладает [9] наилучшими характеристиками: $\Delta V/V$ на $r_0 = 2,5$ см не превышает 0,16% и с уменьшением радиуса быстро спадает, достигая уровня 10^{-4} на $r_0 = 2$ см. Этот диполь имеет длину яра 39,6 см, его однослойную обмотку составляют 48 СП витков. Прокладка δ_0 одновременно выполняет роль клина при процессе горячего отверждения смолы, содержащейся в изоляции СП кабеля.

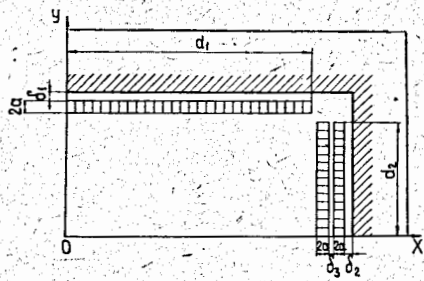


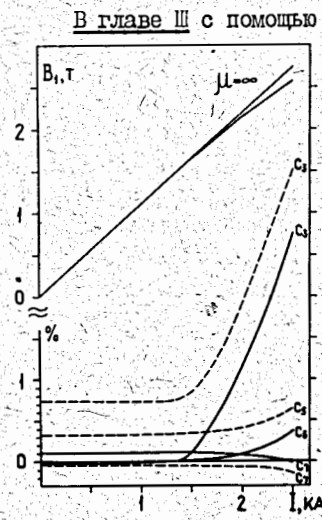
Рис.3 Поперечное сечение 1/4 СП линзы.

имеет вид [7,8/

$$H_y(r, \theta) = H_2 \left[\frac{r}{z_0} \cos \theta + \sum_{n=4,6,8,\dots} c_n \left(\frac{r}{z_0} \right)^{n-1} \cos(n-1) \theta \right] \quad (6)$$

Здесь $H_2 = G \cdot z_0$, G – градиент поля, $c_n = H_n / H_2 \cdot 100\%$. С помощью методики компенсации высших гармоник получена конфигурация, дающая $c_4 = c_6 = 0$, со следующими параметрами (см. рис.3): $d_1 = 3,2$ см, $d_2 = 1,6$ см, $\delta_1 = 1$ мм, $\delta_2 = 0,25$ мм, $\delta_3 = 0,985$ мм. Число ампер-витков в 1/4 апертуры равно 28. Ширина СП витка $2 \cdot a = 0,325$ см. Допуски на δ_1 и δ_2 в пределах $\pm 0,1$ мм дают $|c_{4, \max}| = 1,5 \cdot 10^{-4}$, $|c_{6, \max}| = 3 \cdot 10^{-5}$ и $|c_{8, 10, \dots, \max}| < 10^{-5}$.

Для синхротрона СПИИ было изготовлено 48 СП линз такой конфигурации; физическая длина 15 см. Максимальный градиент 88 Т/м при токе $I = 1,63$ кА. При этом напряженность на полюсах не превосходит 2,5 Т. Измерения поля показали, что амплитуды c_n на $z_0 = 1,5$ см не превышают 0,2% основной, квадрупольной. Здесь сказывается малое отношение длина/апертура линз и невысокая точность выполнения обмотки на торцах.



В главе III с помощью конечно-разностного метода получены зависимости распределения поля СП диполя и квадрупольного синхротрона СПИИ от тока в обмотке для интервала индукций вплоть до 2,5 – 3 Т, а также проведено сравнение с полученными в главе II результатами. Расчеты проводились с пакетом программ POISSON, интенсивно используемых во многих лабораториях мира для проектирования магнитов. В POISSON были внесены некоторые модификации, направленные, в частности, на увеличение числа узлов до 1700. Для рассчитываемых конфигураций в диссертации приведены расчетные сетки и эквипотенциальные линии (фотографии с дисплея).

Рис.4 Зависимость распределения поля от тока в витке для СП диполя.

На рис.4 приведены результаты /10/ исследования влияния нелинейных эффектов для первоначальной (штриховая линия) конфигурации СП диполя ($\delta = 0,5$ мм и $\delta_0 = 0$) (см. рис1) и полученной в главе II (сплошная линия) конфигурации диполя ($\delta = 0,5$ мм и $\delta_0 = 0,8$ мм) при полях до 2,5 Т. В работе /10/ для используемого материала железного сердечника ($Fe + 3,25\% Si$) приведена зависимость $\mu = \mu(B)$ для температур $T = 300$ К и $T = 4,2$ К.

Анализ проведенных численных экспериментов показывает, что расчеты с POISSON и MIC2 можно проводить для индукций $B < 1,5$ Т с точностью до 10^{-4} . На этом интервале результаты, полученные с POISSON и MIC2, совпадают с хорошей точностью ($\sim 10^{-4}$). При $B \approx 2,5$ Т точность вычислений POISSON снижается до 10^{-3} .

Таким образом, для СП диполя с прямоугольной апертурой для интервала индукций $0 < B < 1,5$ Т можно сформировать высокооднородное ($\Delta B/B \sim 10^{-4}$) магнитное поле в 70 % размеров апертуры. При индукциях $B \approx 2,6$ Т нелинейные эффекты проявляют себя заметным образом – амплитуды 3-й и 5-й гармоник составляют соответственно 2,8% и 0,4% от первой на $z_0 = 2,5$ см.

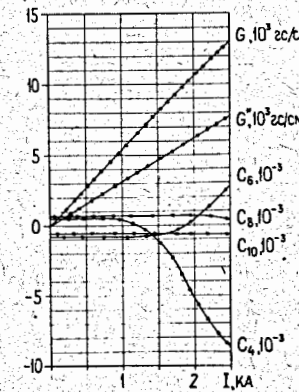


Рис.5 Зависимость G и cn от тока в витке СП линзы.

На рис.5 для полученной в главе II конфигурации СП линзы (см. рис.3) приведены зависимости градиента G и относительных амплитуд высших гармоник c_n на радиусе $z_0 = 1,5$ см от тока в СП витке обмотки. Сравнение результатов, полученных с помощью MIC2 и POISSON, дает хорошее согласие при $B < 1,5$ Т. Амплитуды высших гармоник близки к 10^{-4} . При максимальной рабочей величине градиента $G = 87,5$ Т/м, что соответствует току в витке $I = 1631$ А, нелинейные эффекты проявляют себя незначительно. Практически на всем рабочем диапазоне $|c_n|$ не превышают 0,1% от второй гармоники поля.

В заключение главы III обсуждаются перспективы использования магнитов с прямоугольной апертурой для СП синхротронов. В качестве такой перспективы предлагается СП диполь на 3 Т (см. рис.6), в котором величина поля в апертуре может в $\sqrt{2}$ раза больше, чем в железном сердечнике. Магнит такой конфигурации вызывает интерес тем, что наряду с сохранением технологии его изготовления, близкой к технологии обычного "теплого" магнита, здесь можно получить в апертуре поле до 3 Т, причем нелинейные эффекты

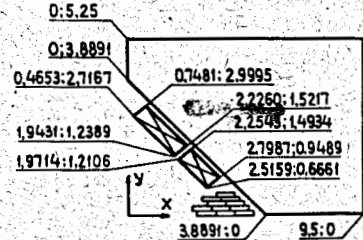


Рис.6 Сечение 1/4 3Т диполя.

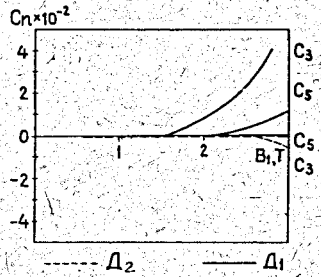


Рис.7 Зависимость амплитуд c_n от уровня поля B_1 для диполей D_1 и D_2 .

только начнут проявляться. Отметим, что здесь впервые преодолена технологическая трудность "имитации" участка обмотки с двойной плотностью тока $I/3$. Наглядно преимущества нового диполя D_2 (см. рис.6) по сравнению с диполем D_1 (см. рис.1) показаны на рис.7, где изображены зависимости амплитуд c_n от уровня поля B_1 в апертуре. Если для D_1 амплитуда c_3 начинает возрастать при $B > 1,5T$, то для D_2 этот процесс начинается лишь после $2,1T$. При $B_1 = 3T$ $c_3 = 0,8\%$ и $c_5 = 0,1\%$ от основной, первой гармоники поля.

Использование такого 3 Т СП диполя в качестве поворотного магнита регулярной структуры проектируемых синхротронов приведет к существенному увеличению максимальной энергии пучка при сохранении размеров и веса магнитной дорожки ускорителя.

В главе IV приводятся результаты расчетов магнитной структуры СП синхротрона СПИН. Для программной реализации на ЭВМ выписаны и обсуждаются основные уравнения движения и соответствующие формулы для параметров бетатронных колебаний. Приведены результаты $I/12$ выбора параметров элементов магнитной оптики и их расстановки в канале инжекции пучка в синхротрон СПИН (см. рис.8) с учетом согласования фазовых объемов инжектируемого и захватываемого в режим ускорения пучка, а также максимального использования созданных ранее конструкций. В качестве согласующего участка выбран дублет линз. Рассчитанные величины полей, градиентов и длин пространств дрейфа сведены в таблицу. Методика со-

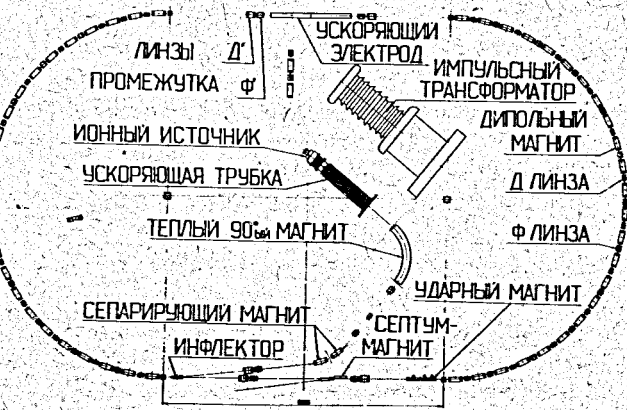


Рис.8 Общая схема СП синхротрона СПИН.

гласования рассматривается в главе V. Вычисленные бетатронные функции β_x , β_y и дисперсионная функция α_p представлены графически.

Проводилась минимизация огибающих пучка и градиентов в линзах канала.

Инжектором СПИНа служит импульсный электростатический ускоритель с ускоря-

ющим потенциалом 0,75 МВ, размещенный внутри кольца синхротрона на специальной платформе. В канале инжекции пучка установлен один теплый 90° -поворотный магнит, переводящий вертикальный пучок инжектора в горизонтальную плоскость, и одна теплая квадрупольная линза. Остальные элементы канала (два поворотных магнита и четыре линзы) идентичны СП магнитам и линзам синхротрона. Однооборотный ввод пучка осуществляется импульсным электростатическим инфлектором с потенциалом 24 кВ.

Спроектированная структура магнитной системы СПИНа включает (см. рис.8) два суперпериода, в каждом из которых содержится 12 регулярных 1,5-м ФДО периода $I/2$ и один 9-м согласованный прямолинейный промежуток с набегом фазы $\pi - 2\pi^{3,5}$. Выбор числа регулярных периодов основывался на критериях минимальности расхода сверхпроводника и минимальности веса всей магнитной системы. Регулярный период содержит два 50кГ 42-см дипольных магнита, две 13кГ 15-см квадрупольные линзы и четыре 9-см прямолинейных промежутка. Длина согласованного промежутка выбрана с таким расчетом, чтобы обеспечить достаточное пространство для размещения оборудования ввода и вывода пучка в одном промежутке, ускорения - в другом. Согласование 9-м промежутков достигается за счет уменьшения длины Ф-линз, примыкающих к промежутку регулярных периодов, и за счет установки в промежутке 2 пар Ф и Д согласующих квадруполь. Методика согласования представлена в главе V. Рассчитанные бетатронные функции β_x и β_y и дисперсионная функция α_p приведены на графиках. Для выбранной рабочей точки $(\nu_x, \nu_y) = (6,682687; 5,740981)$ максимальные размеры пучка для эмиттанса $\epsilon_x = \epsilon_y = 140 \cdot \mathcal{U}$ мм·мрад в регулярном периоде равны 1,8 см; а в согласованном промежутке $X_{max} = 3,3$ см и $Y_{max} = 4,1$ см. Рассмотрено создание двух синхротронов, работающих последовательно с быстрым однооборотным переводом пучка из первого синхротрона во второй и размещенных в общем гелиевом криостате один над другим.

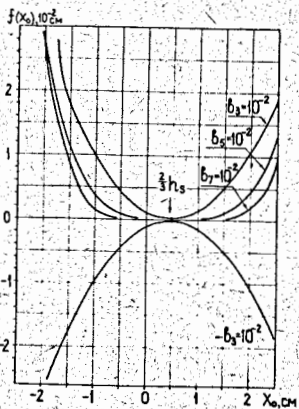
Исследовано влияние разбросов импульсов частиц пучка Δp , ошибок продольной юстировки линз $\Delta l_{юст.}$ и допусков на длины $\Delta l_{доп.}$ и градиенты ΔG квадрупольных линз согласованных промежутков на величину максимума β -функции в согласованных промежутках и в регулярной структуре и на частоту ν бетатронных колебаний. Относительные изменения β_{max} и ν связывались с разбросом импульсов Δp и ошибками $\Delta l_{доп.}$, $\Delta l_{юст.}$ и ΔG соотношениями

$$\frac{\Delta \beta_{max}}{\beta_{max}} = \sum_i \alpha_{\beta_i}^{\beta} \cdot \frac{\Delta \xi_i}{\xi_i} \quad \text{и} \quad \frac{\Delta \nu}{\nu} = \sum_i \alpha_{\nu_i}^{\nu} \cdot \frac{\Delta \xi_i}{\xi_i}, \quad (7)$$

где $\alpha_{\beta_i}^{\beta} = \frac{\xi_i}{\beta_{max}} \cdot \frac{\partial \beta_{max}}{\partial \xi_i}$ (аналогично для $\alpha_{\nu_i}^{\nu}$); ξ_i - одна из переменных: импульс, градиент или эффективная длина линзы F_i или юстировочная длина центра линзы F_c . Расчеты проводились для нескольких рабочих точек. Это позволило найти зависимость влияния ошибок $\Delta \xi_i$ по мере удаления от резонанса $\nu_x = 7,0$. Для указанной выше рабочей точки в таблице

приведены вычисленные значения коэффициентов α_{3i} . Приведен суммарный результат воздействия всех ошибок Δz_i на размеры пучка и частоту ν .

Заключает главу IV исследование влияния нелинейностей поля на динамику пучка. Предлагается следующая схема расчетов. 1) Частицы из начального фазового множества с помощью численного интегрирования (метод Рунге-Кутты пятого порядка) системы дифференциальных уравнений движения транспортируются через исследуемый магнитный элемент, поле которого может содержать и высшие гармоники. 2) Получив конечное фазовое множество, можно провести обработку полученных результатов и получить зависимости конечных фазовых координат x_k, y_k и их производных x'_k, y'_k от начальных фазовых координат x_0, y_0 и их производных x'_0, y'_0 в виде несложных выражений. На рис. 9 приведен вид функции $f(x_0, x'_0) \equiv$



$f(x_0) = x_k^H - x_k^A$, полученный с помощью алгоритма Рунге-Кутты для случая, когда пучок параллелен и поле магнита содержит только 3^{10} , 5^{10} или 7^{10} гармонику (см. формулу 4). Здесь x_k^A - конечная координата x для случая, когда все $b_n c_n = 0$, x_k^H - конечная координата x при нелинейном характере поля, $\theta = 7,5^\circ$ - угол, на который магнит заворачивает пучок. Обработав полученные результаты, можно получить аналитическую зависимость $f(x_0)$ от амплитуд высших гармоник поля c_n с помощью набора коэффициентов δ_n, A_n и $\chi_{c,n}$

$$f(x_0) = \sum_{n=3,5,7,\dots} c_n [\delta_n + A_n (x_0 - \chi_{c,n})^{n-1}] \quad (8)$$

Сдвиг $\chi_{c,n} \approx 2/3$ сагитты h_s . Зависимость $f(x_0) = x_k^H - x_k^A$ аналогична. Таким же образом находятся зависимости и от x'_0, y_0 и y'_0 .

3) На третьем этапе полученные зависимости можно использовать при прохождении пучка через другие подобные магнитные элементы и далее при рассмотрении многооборотного движения.

В главе V представлен новый подход к решению проблемы согласования фазовых объемов пучка заряженных частиц в каналах транспортировки. Приведена формулировка проблемы согласования фазовых объемов пучка в следующем виде. Имеется канал транспортировки, состоящий из некоторого набора элементов магнитной оптики (линзы, свободные от поля промежутки, ...). В начале канала транспортировки, в точке S_1 , известны бетатронные функции $\alpha_1^{x,y}$ и $\beta_1^{x,y}$; иногда - только часть их, например, $\alpha_1^x = \alpha_1^y = 0$, а $\beta_1^{x,y}$ - произвольны. Известны также бетатронные функции $\alpha_2^{x,y}$ и $\beta_2^{x,y}$ или только часть из них в конце канала, т.е. в точке S_2 .

Требуется определить параметры элементов магнитной оптики (обычно - градиенты линз, их длины и длины свободных промежутков) такие, чтобы пучок, проходя через выбранную таким образом систему транспортировки имел в точке S_2 требуемые значения бетатронных функций $\alpha_2^{x,y}$ и $\beta_2^{x,y}$. Кроме требования согласовывать огибающие, часто необходимо создавать требуемые набег фаз на участке (S_1, S_2) , иметь приемлемую хроматичность или даже полностью согласовывать дисперсионную функцию \mathcal{L}_p . При согласовании следует учитывать и ограничения на параметры элементов.

В общем случае проблема согласования фазовых объемов пучка решается обычно методами нелинейного программирования с минимизацией соответствующего функционала при заданных ограничениях в виде равенств и неравенств. В диссертации же путем последовательных аналитических преобразований составленная система уравнений согласования сводится к одному уравнению с одним неизвестным. Это достигается соответствующей заменой переменных. Последнее, оставшееся уравнение решается на ЭВМ. В результате такие характеристики согласующего участка канала транспортировки, как длины свободных промежутков, длины и градиенты магнитных линз, записываются аналитически в зависимости от выбранного вектора параметров и указанного неизвестного.

Рассмотрим согласование фазовых объемов пучка дублетом магнитных линз (структура ОДОФО). Считаем, что известны бетатронные функции $\alpha_1^{x,y}, \beta_1^{x,y}, \alpha_2^{x,y}$ и $\beta_2^{x,y}$. Кроме того, известен один из набегов фаз $\Delta\psi_x$ или $\Delta\psi_y$ на этом участке (см. рис. 10). Запишем матричное равенство для этого участка

$$1 \cdot \frac{L_1}{\ell_0} \begin{bmatrix} \Delta \\ \Phi \end{bmatrix} \frac{L_2}{\ell_\phi} \begin{bmatrix} \Phi \\ \Delta \end{bmatrix} \frac{L_3}{\ell_1} = M(2/1) \quad (9)$$

Вид двумерных матриц Φ и Δ - общеизвестен. Известно также, что матричные элементы матрицы $M(2/1)$ могут быть записаны через бетатронные функции α, β и набег фаз на этом участке

$$M(2/1) = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_1/\beta_2 (\cos \Delta\psi + \alpha_1 \sin \Delta\psi) & \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \Delta\psi \\ -\frac{\ell_1 + d_1 d_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \sin \Delta\psi + (\alpha_2 - d_1) \cos \Delta\psi & \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} (\cos \Delta\psi - \alpha_2 \sin \Delta\psi) \end{pmatrix} \quad (10)$$

Умножим слева и справа на обратные матрицы, перепишем (9) в виде

$$\hat{\Phi} \cdot \hat{L}_2 \cdot \hat{\Delta} = \hat{L}_3^{-1} \cdot \hat{M}(2/1) \cdot \hat{L}_1^{-1} \quad (11)$$

Приравнивая в (11) матричные элементы слева и справа, получим систему из 8 уравнений. Но т.к. два уравнения выполняются автоматически (детерминанты матриц для x - и y -движения равны 1), то остается система из 6 уравнений согласования. Если теперь выбрать в качестве вектора известных параметров следующие величины: $\beta_1^{x,y}, \alpha_1^{x,y}, \beta_2^{x,y}, \alpha_2^{x,y}, \Delta\psi_x, \psi_\phi = \sqrt{G_\phi / B\rho} \cdot \ell_\phi$ и $\psi_2 = \sqrt{G_2 / B\rho} \cdot \ell_2$, то эту систему можно свести к одному уравнению для определения $\Delta\psi_y$. Решив последнее, можно

остальные неизвестные: $L_1, L_2, L_3, G_2, G_3, \ell_1$ и ℓ_2 выразить через указанные выше известные параметры и найденную величину Δy . В диссертации приведено полученное уравнение для определения Δy и полученные после ряда преобразований искомые выражения для неизвестных.

С помощью предложенного метода было проведено согласование канала инжекции пучка в кольцо СП синхротрона СПИН (см. главу IV).

Дальнейшим развитием данного метода является рассмотрение в диссертации согласования прямолинейного промежутка синхротрона с помощью двух зеркально-симметричных триплетов линз ³⁻⁵. Структура прямолинейного промежутка приведена на рис. II. Ее основное отличие в том, что в

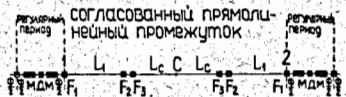


Рис. II. Структура согласованного прямолинейного промежутка. F_1, F_3 — фокусирующие (в горизонтальной плоскости), F_2 — дефокусирующие линзы, ℓ_i — длина линзы F_i , L_i — дрейфовое пространство (д.п.) между F_1 и F_2 , L_2 — д.п. между F_2 и F_3 , L_3 — д.п. между F_3 и C ; Φ_i — фокусирующие и дефокусирующие линзы регулярной структуры, M — поворотный магнит.

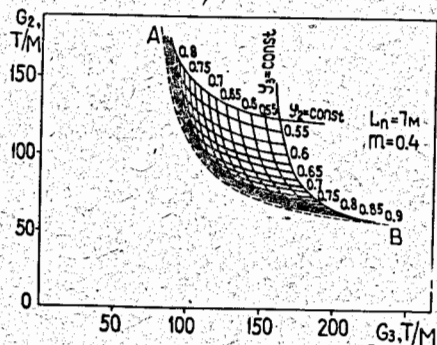


Рис. I2. Область значений градиентов в линзах F_2 и F_3 при $m=0,4$ и $L_n=7m$.

качестве крайних линз промежутка используются укороченные Φ линзы регулярной ФОДО — структуры. Благодаря этому уменьшается общее число линз промежутка. Промежуток включается в регулярную структуру так, что на его границах (точки I и 2, рис. II) для параметров Твисса выполняются условия: $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ и $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Тогда матрица перехода половины нашего 2π - T промежутка будет иметь вид (см. формулу 10)

$$\hat{M}_x(c/1) = \begin{pmatrix} -m & 0 \\ 0 & -\frac{1}{m} \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \hat{M}_y(c/1) = \begin{pmatrix} 0 & n \\ -\frac{1}{n} & 0 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где $m = \sqrt{\beta_c^2 / \beta_1^2}$; $n = \sqrt{\beta_3^2 / \beta_c^2}$. Теперь, записав матричное уравнение $\hat{F}_3 \cdot \hat{L}_2 \cdot \hat{F}_2 \cdot \hat{L}_1 = \hat{L}_c \cdot \hat{M}(c/1) \cdot \hat{F}_1^{-1}$ и приравняв матричные элементы слева и справа, получим ^{3/} систему уравнений согласования. Ее можно дополнить условием постоянства общей длины промежутка L_n .

Приводится аналитическое решение этой системы описанным выше методом как в приближении "тонких" линз, так и для реальных линз. Аналитическое решение позволяет легко определить область допустимых значений градиентов магнитного поля в линзах F_2 и F_3 : пунктирная кривая AB

на рис. I2 определяет границу значений G_2 и G_3 , ниже которой длина L_2 оказывается отрицательной и, следовательно, согласование невозможно.

Таким образом, решив точно задачу согласования, можно легко определить допустимое множество согласованных промежутков и выбрать удовлетворяющий тем или иным критериям оптимальности.

С помощью данной методики рассчитан согласованный прямолинейный промежуток СП синхротрона СПИН (см. главу IV).

Рассмотрено влияние нелинейных aberrаций в квадрупольных линзах на согласование фазовых объемов пучка. Исследован эффект рассогласования уже согласованного линейным расчетом промежутка и проведено численным методом согласование его с учетом нелинейных aberrаций.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

В приложении собраны таблицы и рисунки (ссылки на которые делаются в тексте диссертации), являющиеся наглядным представлением полученных результатов.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

Основные результаты диссертации сводятся к следующим.

1. Создана новая методика расчета магнитостатических полей для магнитов, имеющих прямоугольную апертуру. Получены выражения для расчета компонент двумерного магнитного поля в предположении $\mu = const$, позволяющие проводить вычисления с точностью не хуже $\Delta V/V = 10^{-4}$.

2. В рамках созданной методики изучены причины, приводящие к возникновению неоднородностей поля в СП магнитах с железом, имеющих прямоугольную апертуру, и предложена методика устранения нарушений однородности поля путем изменения конфигурации основной СП обмотки, без привлечения дополнительных, корректирующих ампер-витков.

3. С помощью этой методики сформирована конфигурация следующих магнитов для СП синхротрона СПИН:

а) СП диполя, имеющего высокооднородное ($\Delta V/V \approx 1 \cdot 10^{-4}$) магнитное поле внутри 70 % размеров апертуры.

б) СП квадруполь, имеющего высокооднородное по градиенту ($\Delta G/G \approx 1 \cdot 10^{-4}$) магнитное поле внутри 70 % размеров апертуры.

4. Для сформированных конфигураций СП диполя и СП квадруполь расчетным путем с помощью конечно-разностного метода получены зависимости распределения магнитного поля от величины рабочего тока: зависимости $V=B(I)$ и $c_n=c_n(I)$ (см. формулы (4), стр.4 и (6), стр.6).

5. Для спроектированных магнитов после их изготовления (52 СП поворотных магнита и 62 СП линзы) и проведения измерения их харак-

теристик проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными по распределению магнитного поля. Это сравнение подтверждает полученное ранее расчетное распределение поля.

6. С помощью созданной методики расчета и формирования магнито-статических полей исследованы дальнейшие возможности СП магнитов, имеющих прямоугольную апертуру, и найдена конфигурация 3 Т СП диполя с железным сердечником с высоким уровнем однородности магнитного поля.

7. Проведен выбор параметров элементов магнитной оптики и их расстановки в канале инжекции с учетом согласования фазовых объемов инжектируемого и захватываемого в режим ускорения пучка тяжелых ионов.

8. Проведен расчет магнитной структуры кольца СП синхротрона СПИН. Предложен и исследован согласованный прямолинейный промежуток структуры $\Phi_1 \text{ ODOFOFODOF}_4$. Исследовано бетатронное движение в кольце ускорителя и получены огибающие пучка, дисперсионная функция и частоты бетатронных колебаний. Исследованы допуски на параметры элементов магнитной оптики.

9. Сформулирован новый подход к решению проблемы согласования фазовых объемов пучка при его транспортировке. Исследовано в рамках линейной теории согласование дублетом (структуры ODOFO и OFODO) и двумя зеркально симметричными триплетами магнитных линз (структура $\Phi_1 \text{ ODOFOFOFODOF}_4$). Получены аналитические выражения для параметров элементов магнитной оптики, удовлетворяющих условиям согласования. Изучено влияние нелинейностей поля в линзах на согласование пучка.

10. Основные результаты настоящего исследования получены в ходе работ по проектированию и сооружению СП синхротрона СПИН, на котором в настоящее время проводятся пусконаладочные работы. Полученные в ходе их экспериментальные результаты подтверждают правильность выводов, сформулированных в диссертации, которые могут быть эффективно использованы при проектировании подобного рода электро-физических установок.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Shelaev I.A., ... Baldin A.M., ... Yudin I.P. Design Features of a Model Superconducting Synchrotron of JINR. Proc. of XII InternConf. on High-Energy Accelerators, Batavia, 11-16 August 1983, p. 416.
2. Shelaev I.A., ... Baldin A.M., ... Yudin I.P. Three Prototype Cells of a SC Magnet System. Proc. of IX Intern. Cryogenic Engineering Conf., Kobe, Japan, 11-14 May 1982, Tokyo, 1982, p. 213.
3. Шелаев И.А., Юдин И.П. Согласование прямолинейного промежутка синхротрона. Препринт ОИЯИ 9-11745, Дубна, 1978.
4. Жидков Е.П., Полякова Р.В., Шелаев И.А., Юдин И.П. Оптимизация длинных согласованных промежутков синхротрона и анализ нелинейных аберра-

ций в них с помощью непрерывного аналога метода Ньютона. Сообщение ОИЯИ Р11-11867, Дубна, 1978.

5. Шелаев И.А., Юдин И.П. Расчет допусков на параметры элементов согласованного промежутка синхротрона. Сообщение ОИЯИ 9-12346, Дубна, 1979.

6. Шелаев И.А., Юдин И.П. Исследование двумерных магнитных полей сверхпроводящего диполя методом отраженных токов. Сообщение ОИЯИ Р9-80-333, Дубна, 1980.

7. Шелаев И.А., Юдин И.П. Применение метода отраженных токов для расчета двумерных магнитных полей сверхпроводящего квадруполь. Сообщение ОИЯИ Р9-80-334, Дубна, 1980.

8. Шелаев И.А., Юдин И.П. Расчеты двумерных магнитных полей сверхпроводящих диполей и квадруполь методом отраженных токов. В кн.: Труды Седьмого Всесоюзного совещания по ускор. заряж. частиц, Дубна, ОИЯИ, 14-16 октября 1980 г., Т.1, стр. 360-363, Дубна, 1981.

10. Жидков Е.П., Полякова Р.В., Шелаев И.А., Юдин И.П. Численные эксперименты по моделированию двумерного магнитного поля в сверхпроводящем диполе. Сообщение ОИЯИ Р9-81-12, Дубна, 1981.

11. Жидков Е.П., Полякова Р.В., Шелаев И.А., Юдин И.П. Численное моделирование двумерного магнитного поля сверхпроводящего квадруполь. Сообщение ОИЯИ Р9-82-384, Дубна, 1982.

12. Матклевский Е.А., Шелаев И.А., Юдин И.П. Инжекционный канал установки СПИН. Выбор конструкции и параметры. Сообщение ОИЯИ Р9-83-817, Дубна, 1983.

13. Борисовская З.В., ... Шелаев И.А., Юдин И.П. Численное моделирование двумерного магнитного поля 3 Т СП диполя с железом. Сообщение ОИЯИ Р11-83-893, Дубна, 1983.

14. Жидков Е.П., ... Юдин И.П. Об одном алгоритме учета нелинейностей поля в задаче транспортировки пучка заряженных частиц. В кн.: Труды Пятого Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач, Дубна 20-23 сентября 1983 г., ОИЯИ Д10, 11-84-818, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 марта 1985 года.