

ЦЧ-599

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

9-93-269

ЩЕПУНОВ
Вячеслав Анатольевич

УДК 621.384.634.5

**КОРРЕКЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НУКЛОТРОНА:
АЛГОРИТМЫ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Специальность: 01.04.20 — физика пучков
заряженных частиц
и ускорительная техника

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Дубна 1993

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединённого института ядерных исследований

Научный руководитель:
кандидат технических наук
старший научный сотрудник

МИХАЙЛОВ
Владимир Афанасьевич

Официальные оппоненты:
доктор технических наук
профессор

ГЛАЗКОВ Анатолий
Александрович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

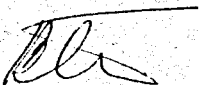
ЧИРКОВ
Пётр Николаевич

Ведущая организация:
НПО "Электрофизика" им. Д.В. Ефремова г. Санкт-Петербург

Защита состоится "___" _____ 1993 г. в ___ часов
на заседании специализированного совета Д034.01.02 при
Институте теоретической и экспериментальной физики, г. Москва

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ

Учёный секретарь
специализированного совета



В.И. Бобылёв

АКТУАЛЬНОСТЬ РАБОТЫ

В целях проведения исследований на пучках релятивистских ядер в Лаборатории высоких энергий ИЯИ был разработан проект нуклотрона – сверхпроводящего ускорительного комплекса, предназначенного для ускорения тяжёлых ионов до энергий 6 ГэВ/н. Наряду с задачами выбора основных параметров комплекса, его магнитной структуры, разработки и создания структурных элементов, криогенного и вакуумного оборудования и пр., большое внимание было уделено проектированию систем коррекции магнитного поля: разработке корректирующих элементов, их размещению в кольце ускорителя, выработке подходящих алгоритмов коррекции. Системы коррекции магнитного поля, а также управления полем структурных магнитов являются основным инструментом управления пучком и исследования его динамики. От эффективности коррекции в известной степени зависят как интенсивность пучка, так и сама возможность ускорения частиц. В частности, для обеспечения устойчивой циркуляции пучка в процессе вывода из нуклотрона, который может длиться до 15 сек, ускоритель должен иметь надёжную систему коррекции бетатронных резонансов. Необходимость эффективной коррекции резонансов диктуется также предполагаемым ускорением интенсивных пучков, когда из-за кулоновского сдвига частот во время инжекции и на начальном этапе ускорения возможно пересечение опасных резонансных линий. В нуклотроне предусмотрены следующие системы коррекции:

- горизонтальной и вертикальной проекций замкнутой орбиты,
- хроматичности и амплитудной зависимости бетатронных частот,
- ближайших к рабочей точке бетатронных резонансов 2-4 порядков.

При проектировании систем коррекции принималась во внимание ограниченность свободного пространства в кольце ускорителя доступного для размещения корректоров и пикап-электродов. Было решено использовать в качестве корректирующего элемента неявнополюсный мультипольный корректор, который включает в себя 4 типа корректирующих обмоток. Это позволило разместить в кольце необходимое количество корректирующих обмоток.

Наряду с эффективностью системы коррекции должны обладать достаточной гибкостью в управлении, что связано со схемами электрического включения корректирующих элементов и алгоритмами управления токами коррекции. Гибкость управления предусматривает возможность быстрой смены алгоритма коррекции, а также перехода от режима ручной настройки к режиму программного управления токами коррекции. Использование независимых источников питания для каждой корректирующей обмотки мультипольного корректора обеспечило значительную свободу в выборе алгоритмов управления корректорами.

Для оценки эффективности различных алгоритмов коррекции и выбора наиболее подходящих для магнитной структуры нуклотрона был решён ряд задач числен-

ного моделирования. Основное внимание при этом уделялось возможности использования результатов измерения полей структурных магнитов.

ЦЕЛЬ ДИССЕРТАЦИИ состоит:

- в определении степени влияния погрешностей магнитных полей на искажение замкнутой орбиты, разброс бетатронных частот и ширины бетатронных резонансов в нуклотроне;
- в выборе оптимальной компоновки элементов систем коррекции в кольце ускорителя, разработке алгоритмов коррекции магнитного поля;
- в определении требований к максимальным значениям полей корректирующих элементов и расчёте конфигурации корректирующих токовых обмоток;
- в разработке и программной реализации алгоритмов численного интегрирования уравнений движения в нелинейных магнитных полях элементов синхротрона и алгоритмов моделирования коррекции магнитного поля,
- в исследовании с помощью численного моделирования возможностей систем коррекции магнитного поля нуклотрона.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

1. Разработана оригинальная конструкция сверхпроводящих корректирующих обмоток мультипольного корректора. К особенностям конструкции относятся:

- возможность подключения независимого источника питания к каждой корректирующей обмотке, что обеспечивает гибкость управления токами коррекции;
- отсутствие дополнительного охлаждения тоководов обмоток;
- специальные меры, принятые для минимизации паразитных гармоник.

2. Разработаны и программно реализованы алгоритмы численного моделирования систем коррекции магнитного поля в синхротронах. Программы моделирования позволяют:

- учитывать ошибки юстировки и мультипольные компоненты магнитных полей структурных магнитов синхротрона;
- получать статистическую информацию об искажениях замкнутой орбиты, разбросах частот бетатронных колебаний и искажениях отгибающих пучка под влиянием бетатронных резонансов;
- получать статистическую информацию об эффективности соответствующих алгоритмов коррекции магнитного поля.

3. Разработаны гибкие алгоритмы управления корректорами нуклотрона, в которых предусмотрены возможности применения различных методов коррекции и возможность быстрого перехода от одного метода коррекции к другому.

4. Получены аналитические выражения 2 порядка приближения для разбросов бетатронных частот под влиянием квадратичных нелинейностей магнитного поля. Расчёты проведены с учётом искажений замкнутой орбиты синхротрона. Применительно к нуклотрону сделаны соответствующие численные оценки.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ

Результаты проделанной работы лежат в основе:

- технических заданий на разработку корректирующих элементов нуклотрона,
- принятых схем компоновки корректоров и элементов системы диагностики пучка в кольце ускорителя,
- выбранных алгоритмов коррекции замкнутой орбиты, бетатронных частот и резонансов,
- программ численного моделирования коррекции замкнутой орбиты, бетатронных частот и резонансов.

Разработанные алгоритмы коррекции магнитного поля и программы численного моделирования могут использоваться при проектировании аналогичных систем коррекции в синхротронах.

НА ЗАЩИТУ ВЫНОСЯТСЯ

1. Компоновка элементов систем коррекции магнитного поля в кольце нуклотрона. Конфигурации токовых обмоток неявинопольных мультипольных корректоров.
2. Алгоритмы коррекции замкнутой орбиты нуклотрона.
3. Алгоритмы коррекции частот бетатронных колебаний в нуклотроне с учётом эффектов 2 порядка, вносимых квадратичными нелинейностями магнитных полей.
4. Алгоритмы коррекции бетатронных резонансов 2-4 порядков, включая независимую коррекцию 4 полудельных резонансов и 2 резонансов связи.
5. Результаты аналитических расчётов влияния погрешностей магнитного поля нуклотрона на искажение замкнутой орбиты, разброс бетатронных частот и ширины бетатронных резонансов.
6. Методы численного моделирования замкнутой орбиты и её коррекции. Программа, реализующая данные методы. Методы численного моделирования систем коррекции бетатронных частот и резонансов. Программа, реализующая данные методы.
7. Результаты численного моделирования систем коррекции орбиты, бетатронных частот и резонансов в нуклотроне.

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ И ПУБЛИКАЦИИ

Основные результаты диссертационной работы докладывались на 2 Европейской конференции по ускорителям заряженных частиц (Ницца, 1990г.), на XIII Советании по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1992г.), на Международном советании по программированию и математическим методам решения физических задач (Дубна, 1993г.), на научных семинарах ЛВЭ ОИЯИ. По теме диссертации опубликовано 10 печатных работ.

СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и 8 приложений; изложена на 107 страницах текста, включая 23 рисунка, 19 таблиц и библиографический список литературы из 87 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во ВВЕДЕНИИ показана актуальность данной работы, сформулированы её основные задачи, даётся краткое описание предмета и специфики исследования, приведено описание структуры диссертации.

В ГЛАВЕ I приведены основные сведения о структуре нуклотрона и влиянии ошибок юстировки и погрешностей поля на искажение замкнутой орбиты и разброс бетатронных частот. В §1.1 даны основные параметры нуклотрона, описана струк-

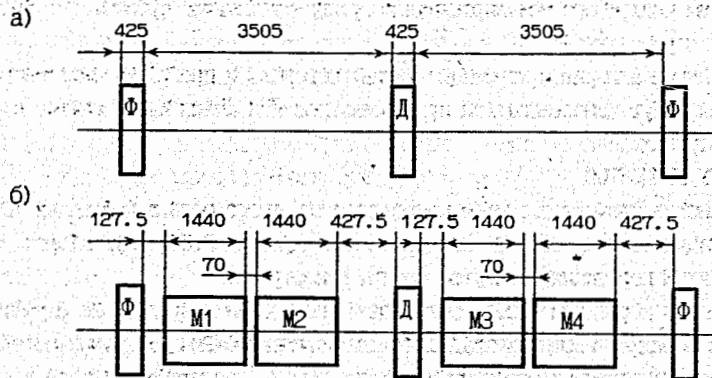


Рис.1 ФODO периоды нуклотрона. Обозначения: Ф – фокусирующая линза, Д – дефокусирующая линза, M1 ÷ M4 – дипольные магниты.

тура кольца, приведены оптические функции суперпериода. Кольцо нуклотрона состоит из 8 суперпериодов, в каждый из которых входят 1 ФODO ячейка, не содержащая дипольных магнитов (рис.1а), и 3 регулярных периода (рис.1б). Рабочая точка ускорителя: $Q_x = 6.80$, $Q_z = 6.85$. Рассмотрено коротко устройство структурных дипольных и квадруольных магнитов, приведены статистические данные о погрешностях их магнитных полей, полученные из результатов магнитных измерений.

В §1.2 рассматривается влияние различных источников возмущения на искажение замкнутой орбиты нуклотрона. Основными источниками искажений являются разброс индукций ведущего поля $\langle \Delta B/V \rangle_M$ и эффективных длин $\langle \Delta L/L \rangle_M$ в дипольных магнитах, разброс углов поворота медианных плоскостей дипольных магнитов относительно продольной оси $\langle \Delta \alpha \rangle_M$, горизонтальные и вертикальные смещения осей квадруольных линз $\langle \Delta x \rangle_L$, $\langle \Delta z \rangle_L$. Расчёт показал, что другие источники возмущений, такие как смещения дипольных магнитов, мультипольных корректоров и пр., вносят пренебрежимый с практической точки зрения вклад в общее искажение орбиты. Среди источников возмущения необходимо выделить систематическую часть, связанную со смещениями фундамента ускорителя. Расчёт, основанный на данных геодезических измерений, показал, что максимальные (по азимуту и по серии проведённых измерений) горизонтальные и вертикальные искажения орбиты относитель-

но деформированной геометрической оси ускорителя составляют 3.2 и 1.8 мм соответственно. (Указанные величины являются характерными и не постоянны во времени.) Для расчёта искажений, вызванных случайным разбросом погрешностей, были введены функции $\xi_{x,z,\alpha}(\phi)$, показывающие абсолютные значения горизонтальных и вертикальных искажений орбиты на азимуте ϕ , которые не будут превышены с вероятностью α . Например, при $\alpha = 0.98$ и среднеквадратичных значениях погрешностей, упомянутых выше:

$$\langle \alpha \rangle_M = \langle \Delta L/L \rangle_M = \langle \Delta B/V \rangle_M = 5 \cdot 10^{-4}, \quad \langle \Delta x \rangle_L = \langle \Delta z \rangle_L = 0.1 \text{ мм},$$

где индексы M и L относятся к диполям и линзам соответственно, – максимальные значения $\xi_{x,0.98}$ и $\xi_{z,0.98}$ составляют 5.7 и 7.6 мм соответственно (см. рис.2). При поле инжекции $B_{\text{инж}} = 293$ Гаусс магнитные измерения дают следующие значения: $\langle \Delta L/L \rangle_M \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$, разброс остаточных полей составляет $\langle B_{\text{ост}} \rangle = 0.2$ Гаусс, – при этом: $\xi_{x,0.98}^{\text{max}} = 15.5$ мм и $\xi_{z,0.98}^{\text{max}} = 11.2$ мм.

В §1.3 сделаны оценки разбросов частот бетатронных колебаний, вызванных погрешностями полей структурных магнитов и полями корректоров хроматичности. Наибольшие частотные разбросы имеют место при полях, близких к полям насыщения железа. В первом порядке теории возмущений получены оценки разбросов частот при ведущем поле $B = 2.1$ Тл:

$\Delta \bar{\chi}_x \approx 18.5$, $\Delta \bar{\chi}_z \approx -17.0$ – усреднённые значения изменений хроматичности структуры, вносимых квадратичными нелинейностями полей дипольных магнитов $(\Delta B/V)^{(2)} \approx 0.008$ (хроматичности, рассчитанные в линейном приближении: $\chi_{x0} = -8.1$ и $\chi_{z0} = -8.0$); $\langle \Delta Q_{x,z}^{(3)} \rangle$, $|\Delta Q_{x,z}^{(3)}| \leq 0.7 \cdot 10^{-3}$ – стандартные отклонения от среднего и средние значения разбросов частот, вносимых октупольными нелинейностями;

для декапольных и додекапольных нелинейностей получены оценки: $\langle \Delta Q_{x,z}^{(4)} \rangle \ll |\Delta Q_{x,z}^{(4)}|$, $|\Delta Q_x^{(4)}|_{\text{max}} = 2.5 \cdot 10^{-3}$, $|\Delta Q_z^{(4)}|_{\text{max}} = 3.8 \cdot 10^{-3}$; $\langle \Delta Q_{x,z}^{(5)} \rangle \ll |\Delta Q_{x,z}^{(5)}|$, $|\Delta Q_x^{(5)}|_{\text{max}} = 3.6 \cdot 10^{-3}$, $|\Delta Q_z^{(5)}|_{\text{max}} = 2.1 \cdot 10^{-3}$.

Приведённые оценки показывают, что при больших индукциях ведущего поля и относительном импульсном разбросе $|\delta| \leq 10^{-3}$ основной вклад в частотные разбросы вносят секступольные нелинейности дипольных магнитов. По этой причине частотные разбросы, вносимые квадратичными нелинейностями полей диполей, а также корректоров хроматичности, исследовались более детально. Кроме упомянутых поправок к хроматичностям среди эффектов 1 порядка следует выделить:

- сдвиги частот, вносимые сагиттой дипольных магнитов при ведущем поле $B = 2.1$ Тл – $\Delta Q_{x,z}^B \approx \pm 6.2 \cdot 10^{-2}$;
- сдвиги частот, обусловленные искажениями орбиты и секступольными полями корректоров хроматичности (для случая полной компенсации χ_{x0} и χ_{z0}) – $\Delta Q_{x \text{ max}}^A = 3.3 \cdot 10^{-2} \cdot A_x$, $\Delta Q_{z \text{ max}}^A = 6.7 \cdot 10^{-2} \cdot A_z$;

где $A_{x,z}$ – амплитуды 8х гармоник искажений замкнутой орбиты [см]. Во 2 порядке

приближения квадратичные нелинейности ведут себя подобно кубическим нелинейностям. Отметим сдвиги частот, вносимые секступольными компонентами полей дипольных магнитов, которые зависят от амплитуд бетатронных колебаний - ΔQ_{xM}^I , ΔQ_{zM}^I - и от искажений замкнутой орбиты - ΔQ_{xM}^{AA} , ΔQ_{zM}^{AA} :

$$\begin{bmatrix} \Delta Q_{xM}^I \\ \Delta Q_{zM}^I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -0.046 & 0.021 \\ 0.021 & -0.048 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x \\ I_z \end{bmatrix} [(\Delta B/B)^{(2)} \cdot 10^3]^2, \quad \begin{bmatrix} \Delta Q_{xM}^{AA} \\ \Delta Q_{zM}^{AA} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -83 & -721 \\ -13 & 641 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x^2 \\ A_z^2 \end{bmatrix} [(\Delta B/B)^{(2)}]^2;$$

где $0 < I_x \leq 4 \cdot 10^{-3}$, $0 < I_z \leq 2.2 \cdot 10^{-3}$ - квадраты амплитуд бетатронных колебаний [см]; $(\Delta B/B)^{(2)}$ - нормированное на ведущее поле среднее значение секступольной нелинейности дипольных магнитов на радиусе $r=4$ см. Аналогичные частотные разбросы: $\Delta Q_{xс, zс}^I$ и $\Delta Q_{xс, zс}^{AA}$ - вносят корректоры хроматичности:

$$\begin{bmatrix} \Delta Q_{xс}^I \\ \Delta Q_{zс}^I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.57 & 0.39 \\ 0.39 & 0.30 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x \\ I_z \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \Delta Q_{xс}^{AA} \\ \Delta Q_{zс}^{AA} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.51 & -3.84 \\ 0.34 & 4.27 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x^2 \\ A_z^2 \end{bmatrix};$$

При полях $B \leq 1.8$ Тл вклад дипольных магнитов в амплитудную зависимость частот на порядок меньше вклада, вносимого корректорами хроматичности (поскольку $(\Delta B/B)^{(2)} \approx 1 \cdot 10^{-3} \approx \text{const}$). При $B \geq 2.0$ Тл дипольные магниты становятся основным источником квадратичной нелинейности поля из-за эффектов насыщения в железных полюсах, при этом $3 \cdot 10^{-3} \leq (\Delta B/B)^{(2)} \leq 10^{-2}$. Сравнение области, занятой частотным разбросом на диаграмме (Q_x, Q_z) с областями вблизи линий резонансов, в пределах которых $(\Delta \epsilon/\epsilon)_{x, z} \geq 20\%$ (см. табл.2 и рис.5), показывает, что желательна коррекция частотного разброса, вносимого квадратичной нелинейностью поля дипольных магнитов при больших индукциях ведущего поля.

ГЛАВА II посвящена алгоритмам коррекции замкнутой орбиты, бетатронных частот и резонансов; описаны алгоритмы численного моделирования коррекции, приведены результаты моделирования. В §2.1 содержатся основные сведения о неявнополосном сверхпроводящем мультипольном корректоре -корректирующем элементе нуклотрона. Приведён расчёт корректирующих обмоток. Каждый корректор содержит 4 типа обмоток, две из которых - дипольные - служат для коррекции вертикальной и горизонтальной проекций замкнутой орбиты. Другие две обмотки в зависимости от назначения могут принадлежат к следующим 6 типам: квадрупольная, секступольная, октупольная - прямые, либо косые. На рис.3 показано расположение обмоток, предназначенных для коррекции резонансов и разбросов частот в кольце ускорителя.

В §2.2 рассматриваются вопросы коррекции орбиты. Кратко описаны алгоритмы коррекции, реализованные в программе численного моделирования: наименьших квадратов, "динамический", гармонический, бамп-метод и спрямление пучка. В методе наименьших квадратов силы корректоров определяются из условия минимума

суммы квадратов значений орбиты в пикап-электродах. Целевая функция F имеет

вид $1/a$:

$$a) F = \sum_{i=1}^{N_m} (Y_i + \Delta Y_i)^2 \rightarrow \text{Min}, \quad б) F = \int_0^{2\pi} Y^2(\phi) / \beta(\phi) d\phi \rightarrow \text{Min} \quad /1/$$

где Y_i - значение орбиты в i-ом пикап-электроде до коррекции, ΔY_i - вклад в орбиту, вносимый корректорами. В "динамическом" методе минимизируется функция $1/16$, где $Y(\phi)$ - замкнутая орбита, $\beta(\phi)$ - амплитудная функция Твисса, ϕ - обобщенный азимут. В гармоническом методе компенсируются наиболее опасные гармоники замкнутой орбиты. Для бамп-метода локальной коррекции орбиты реализован следующий цикл: 1) поиск участка с наибольшим искажением орбиты, 2) локальная коррекция орбиты на этом участке. Для проведения первого оборота используется спрямление пучка, при котором сила каждого корректора определяется из условия минимума суммы квадратов показаний пикап-электродов, следующих за корректором.

В табл.1 представлены результаты моделирования методом Монте-Карло искажений замкнутой орбиты и их коррекции 3 первыми методами для 200 наборов погрешностей и установленных допусках на погрешности полей и ошибки юстировки (см. §1.2 Гл.1). Среднеквадратичные значения максимальных искажений орбит до коррекции составили при этом: $\langle x_{\text{max}} \rangle_0 = 4.2$ мм, $\langle z_{\text{max}} \rangle_0 = 5.2$ мм. Для оценки качества коррекции вычислялся коэффициент: $K = \max_{0 < \phi < 2\pi} |Y(\phi)| / \max_{0 < \phi < 2\pi} |Y_{\text{cor}}(\phi)|$. Наилучшая коррекция в отсутствие ошибок в пикап-электродах достигается при использовании "динамического" метода; близким к "динамическому" по характеру и качеству является метод наименьших квадратов. Ошибки в определении положения центра тяжести пучка в пикап-электродах $\langle \Delta x_p \rangle$, $\langle \Delta z_p \rangle$ приводят к увеличению максимальных искажений скорректированной орбиты:

$$\langle x_{\text{max}} \rangle^2 = \langle x_{\text{max}}^0 \rangle^2 + (\alpha_x \langle \Delta x_p \rangle)^2,$$

где $\langle x_{\text{max}}^0 \rangle$ - среднеквадратичные значения максимальных искажений горизонтальной орбиты при нулевых ошибках (для z_{max} -аналогично); $\alpha_{x, z}$ -характеризуют восприимчивость метода коррекции к указанным ошибкам (см. табл.1). Наиболее устойчивым к ошибкам в пикап-электродах является гармонический метод.

Помимо численного моделирования рассчитывались статистические функции $\xi_{x, 0.98}^{\text{cor}}(\phi)$ и $\xi_{z, 0.98}^{\text{cor}}(\phi)$, показывающие такие остаточные искажения орбиты на азимуте ϕ , которые не будут превышены с вероятностью $\alpha=0.98$ (см. рис.2) и которые характеризуют качество коррекции в каждой точке азимута ускорителя.

При проводке первых оборотов наиболее существенными оказываются ошибки инжекции, которые корректируются локально. При спрямлении пучка силу каждого корректора целесообразно определять из показаний не менее 3 следующих за ним пикап-электродов.

Табл.1 Среднеквадратичные значения максимальных искажений орбит после коррекции $\langle x_{\max} \rangle$, $\langle z_{\max} \rangle$, углов коррекции $\langle \Delta_{x,z} \rangle$ и качества коррекции $\langle K_{x,z} \rangle$ для 3 методов коррекции и при различных ошибках в определении положения центра тяжести пучка в пикап-электродах $\langle \Delta x_p \rangle = \langle \Delta z_p \rangle$.

Метод	"динамический"			гармонический			МИНИМ. квадр.
	0.0	0.5	1.0	0.0	0.5	1.0	
$\langle \Delta x_p \rangle$ (мм)	0.0	0.5	1.0	0.0	0.5	1.0	0.0
$\langle x_{\max} \rangle$ (мм)	0.9	2.0	3.8	1.2	1.6	2.5	1.1
$\langle z_{\max} \rangle$ (мм)	1.2	1.9	3.4	1.2	1.5	2.2	1.6
$\langle \Delta x \rangle_{\max}$ (мрад)	0.46	0.65	1.17	0.30	0.35	0.43	0.86
$\langle \Delta z \rangle_{\max}$ (мрад)	0.52	0.59	0.92	0.39	0.47	0.58	0.71
$\langle K_x \rangle$	4.7	2.2	1.3	3.8	2.8	1.8	4.4
$\langle K_z \rangle$	4.5	2.9	1.7	4.4	3.6	2.8	4.3
α_x / α_z	3.65 / 3.11			2.15 / 1.82			3.5/2.9

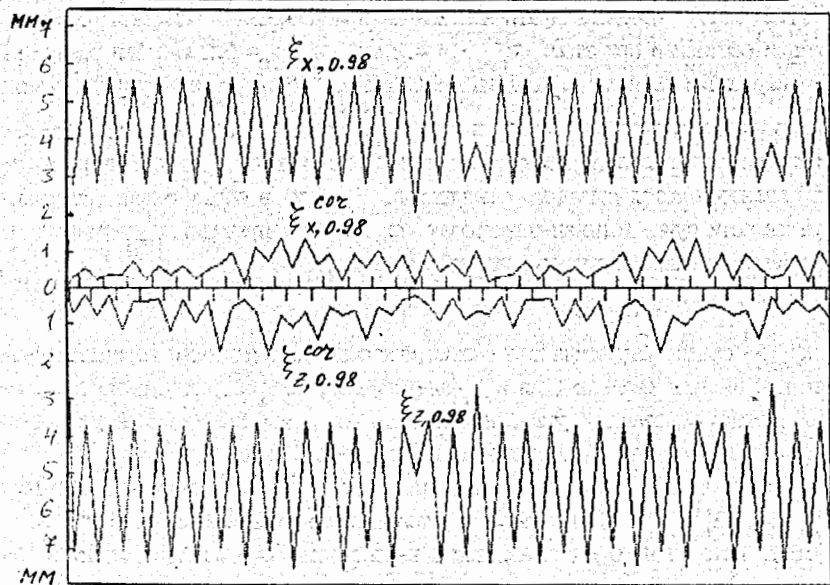


Рис.2 Статистические функции замянутой орбиты $\xi_{x,z,0.98}$ и $\xi_{x,z,0.98}^{cor}$ в зависимости от азимута ϕ до и после коррекции динамическим методом соответственно. За начало отсчёта принята линза Φ_1 первого суперпериода. Вертикальные отметки вдоль горизонтальной оси обозначают положения Φ -линз (верхняя полуплоскость) и D -линз (нижняя полуплоскость).

В §2.3 рассмотрены алгоритмы коррекции разбросов бетатронных частот. Регулировку положения рабочей точки нуклотрона осуществляют структурные квад-

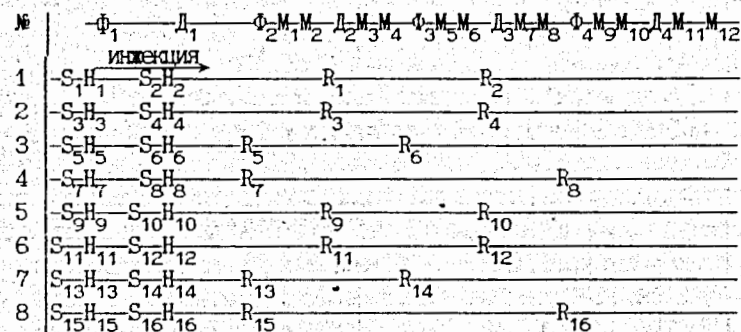


Рис.3 Расположение корректирующих обмоток для коррекции хроматичности- S_1-S_{16} амплитудной зависимости частот бетатронных колебаний - H_1-H_{16} и корректоров резонансов- R_1-R_{16} . Обозначения: № - номер суперпериода, M_1 - дипольные магниты, Φ_1, D_1 - фокусирующие и дефокусирующие линзы.

рупольные Φ - и D -линзы. Для коррекции квадратичной и кубической нелинейностей полей предусмотрено 16 мультипольных корректоров, имеющих секступольные и октупольные обмотки (см. рис.3). Секступольные обмотки S_1-S_{16} объединены в 2 семейства, стоящие перед Φ - и D -линзами. Секступольные поля B_{Φ}^S и B_D^S , возбуждаемые соответствующими обмотками, связаны с вносимыми ими изменениями хроматичностей $\Delta x_{x,z}$ соотношениями:

$$\begin{pmatrix} B_{\Phi}^S \\ B_D^S \end{pmatrix} \approx 10^{-3} \cdot B \begin{pmatrix} 3.22 & 0.96 \\ 1.44 & 4.88 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta x_x \\ \Delta x_z \end{pmatrix} \quad - \text{ на радиусе } r=4\text{см,}$$

где B - ведущее поле. На рис.4 показаны разбросы бетатронных частот до и после коррекции хроматичности, полученные из результатов численной трассировки 100 частиц. Импульсы частиц задавались случайным образом в соответствии с параболическим законом распределения.

Окступольные обмотки H_1-H_{16} включены в 2 независимых семейства и предназначены для коррекции амплитудной зависимости бетатронных частот. С помощью 2 семейств нельзя добиться полной компенсации амплитудной зависимости частот: $a_{xx} = (\partial Q_x / \partial I_x)$, $a_{zz} = (\partial Q_z / \partial I_z)$, $a_{xz} = (\partial Q_x / \partial I_z)$ [1/см]. По этой причине окступольные поля B_{Φ}^O и B_D^O , возбуждаемые обмотками семейств, выбираются так, чтобы с ростом амплитуд частоты удалялись от линии резонанса связи $Q_x - Q_z = 0$. Условие удаления имеет вид:

$$\begin{pmatrix} B_{\Phi}^O \\ B_D^O \end{pmatrix} \leq 10^{-3} B \begin{pmatrix} 2.7 & -1.2 \\ -1.2 & 2.8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{xz} - a_{xx} \\ a_{xz} - a_{zz} \end{pmatrix} \quad - \text{ на радиусе при } r=4\text{см.}$$

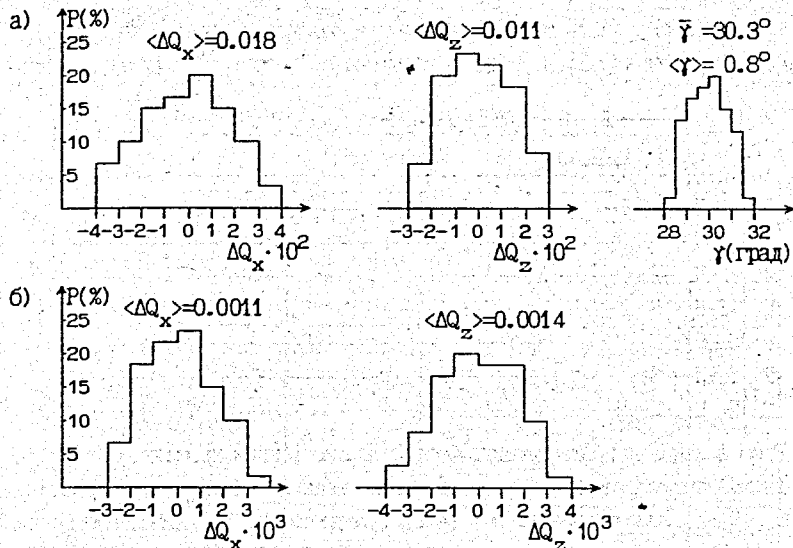


Рис.4 Разбросы бетатронных частот, полученные методом Монте-Карло для 100 частиц в случае параболического распределения частиц по импульсу: а) без коррекции, б) с коррекцией хроматичности. Параметры распределения: $P(y) = (3/4)(1-y^2)$ - функция плотности вероятности, $y = (\delta/\delta_{\max})$, $\delta_{\max} = 4 \cdot 10^{-3}$, $\delta = (p/p_0 - 1)$ - отклонение импульса от равновесного. Распределение угла $\gamma = \arctg(\Delta Q_z/\Delta Q_x)$ показывает корреляцию между ΔQ_x и ΔQ_z .

Рассмотрены возможности компенсации частотных разбросов, вносимых корректорами хроматичности и квадратичными нелинейностями полей дипольных магнитов во 2 порядке приближения. Возможность реализации соответствующих схем коррекции связана с тем, что каждая обмотка мультиполюсного корректора имеет свой независимый источник питания. Рассмотрены случаи компенсации амплитудной зависимости частот с помощью: а) 3 семейств секступольных корректирующих обмоток; б) 2 семейств октупольных и 1 пары секступольных корректирующих обмоток.

В §2.4 приведены оценки ширин ближайших к рабочей точке ускорителя бетатронных резонансов 2-4 порядков (см. табл.2 и диаграмму (Q_x, Q_z) на рис.5), сделанные на основе результатов магнитных измерений полей в структурных магнитах; детально рассмотрены все возможные схемы включения корректирующих обмоток; сделаны статистические оценки необходимых корректирующих полей; приведены результаты моделирования независимой коррекции 4 параметрических резонансов и 2 резонансов связи $Q_x - Q_z = 0$ и $Q_x + Q_z = 13$. Предусмотрены следующие корректирующие обмотки: 8 прямых и 4 косых квадрупольных, 4 прямых и 4 косых секступольных, 4 прямых и 4 косых октупольных, - расположенные в 16 мультиполюсных корректорах. Располо-

жение корректоров в кольце нуклотрона показано на рис.3. В табл.2 перечислены корректируемые резонансы и даны номера корректоров, в которых расположены соответствующие корректирующие обмотки. Возможны 2 варианта подключения 4 обмоток: 1) обмотки, объединённые в 2 пары и имеющие 2 независимых источника питания, и 2) каждая обмотка подключена к независимому источнику. Первый вариант подключения, позволяет корректировать "синусную" и "косинусную" составляющие одного резонанса $n_x Q_x + n_z Q_z = m$. Пусть в пары объединены 1,3 и 2,4 обмотки в порядке их следования в кольце ускорителя. Азимутальный угол между обмотками в паре составляет π рад. При одинаковом направлении токов в обмотках пары они воздействуют только на чётные гармоники возмущений, а при противоположных - на нечётные, не возбуждая чётных. Токи I_1, I_3 и I_2, I_4 двух пар обмоток связаны с косинусной f_1 и синусной f_2 составляющими корректируемой гармоники через матрицу коррекции $\hat{\alpha}$ размерностью 2×2 :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \frac{B}{2\lambda} \hat{\alpha} \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \end{bmatrix}, \quad I_3 = \pm I_1, \quad I_4 = \pm I_2;$$

где λ - коэффициент преобразования токов в силы корректирующих обмоток, B - ведущее поле. Азимутальный угол θ_{12} между первой и второй обмотками выбирался, по-возможности, так, чтобы $m\theta_{12} \approx (\pi/2)(2k+1)$, где k - целое. В этом случае корректоры испытывают минимальную нагрузку. При использовании 4 независимых источников питания корректирующих обмоток возможна одновременная коррекция как чётной, так и нечётной гармоник. При этом используется управляющая матрица размерностью 4×4 , связывающая токи коррекции с компонентами резонансных гармоник:

$$\hat{\alpha} = \begin{bmatrix} \hat{\alpha}^+ & \hat{\alpha}^- \\ \hat{\alpha}^+ & \hat{\alpha}^- \end{bmatrix},$$

где $\hat{\alpha}^+$ и $\hat{\alpha}^-$ - матрицы 2×2 коррекции чётной и нечётной гармоник соответственно. В соответствии с описанной схемой могут корректироваться все резонансы из табл.2 Кроме этого, для 4 параметрических резонансов $2Q_x = 13, 14$ имеются дополнительные возможности, связанные с тем, что для них предусмотрено 8 корректоров, - достаточное число для одновременной и полной компенсации. Для устранения взаимного влияния горизонтальных и вертикальных корректоров можно использовать матрицы коррекции размерностью 4×4 , обеспечивающие соответствующую "развязку":

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix}_{14} = \frac{B}{2\lambda} \hat{\alpha}^{14} \begin{bmatrix} f_1^{14} \\ f_2^{14} \\ f_1^{14} \\ f_2^{14} \end{bmatrix}_{14}, \quad I_{i+4}^{(14)} = \pm I_i^{(14)}; \quad \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix}_{13} = \frac{B}{2\lambda} \hat{\alpha}^{13} \begin{bmatrix} f_1^{13} \\ f_2^{13} \\ f_1^{13} \\ f_2^{13} \end{bmatrix}_{13}, \quad I_{i+4}^{(13)} = -I_i^{(13)} \quad i=1-4;$$

где I_i - токи, индексы i соответствуют корректорам с номерами 2,4,5,7,10,12,13, 15; $f_{1,2}^x$ и $f_{1,2}^y$ - вертикальные и горизонтальные возмущения. Среднеквадратичные значения полей коррекции $\langle B_c \rangle$ на радиусе $r=4$ см связаны со среднеквадратичным

Рис.5 Рабочая точка нуклотрона $Q_x=6.80$, $Q_z=6.85$ (отмечена точкой) и линии ближайших резонансов 2-4 порядков на диаграмме (Q_x, Q_z)

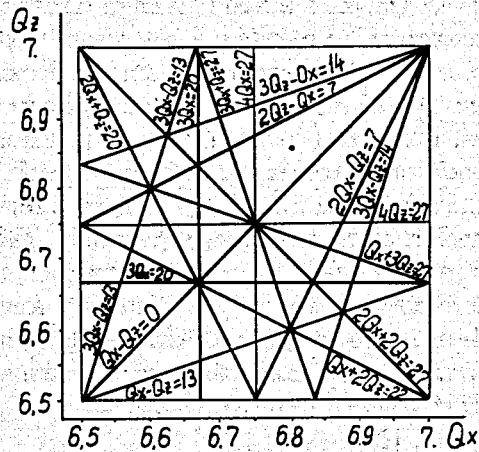


Табл.2 Корректируемые резонансы. $2\langle\delta_r\rangle$ — удвоенные среднеквадратичные значения ширины резонансных полос, в пределах которых модуляция амплитуды $\Delta A/A_0 > 0.1$ при эмиттансах $\epsilon_x \approx \epsilon_z = 30\mu$ мм-мрад и частотах $Q_x=6.80$, $Q_z=6.85$. θ_{12} — азимутальный угол между первой и второй парами корректоров, угол между корректорами в паре равен π (пояснения в тексте). Номера корректоров соответствуют рис.3.

Резонанс	$2\langle\delta_r\rangle$ ($\times 100$)	Тип корректирующей обмотки	Номера корректоров	θ_{12} (град)
$2Q_z=13, 14$	21.0	прямой квадруполь	2,4,10,12	$\pi/4$
$2Q_x=13, 14$			5,7,13,15	$\pi/4$
$Q_x+Q_z=13$	13.0	косой квадруполь	4,8,12,16	$17\pi/32$
$Q_x-Q_z=0$	12.0			
$2Q_x-Q_z=7$	1.1	прямой секступоль	3,5,11,13	$7\pi/32$
$2Q_z+Q_x=20$	1.2			
$3Q_x=20$	0.59			
$2Q_x-Q_z=7$	0.70	косой секступоль	7,8,15,16	$\pi/8$
$2Q_z+Q_x=20$	0.81			
$3Q_z=20$	0.40			
$4Q_{x,z}=27$	0.05	прямой октуполь	3,6,11,14	$9\pi/32$
$2Q_x+2Q_z=27$	0.15			
$2Q_x-2Q_z=0$	0.21			
$3Q_x+Q_z=27$	0.22	косой октуполь	1,6,9,14	$17\pi/32$
$3Q_z-Q_x=13$	0.18			

разбросом интегральных значений градиентов в линзах $\langle\Delta(GI)/GI\rangle$:

$$\langle B_c \rangle = 5.25 \langle \Delta(GI)/GI \rangle B \quad \text{для } 2Q_{x,z}=13; \quad \langle B_c \rangle = 3.75 \langle \Delta(GI)/GI \rangle B \quad \text{для } 2Q_{x,z}=14.$$

Аналогичные оценки имеют место в случае коррекции остальных резонансов и зависят при этом от выбранного алгоритма коррекции. При 8 независимых токах в обмотках возможна одновременная коррекция 4 резонансов с использованием матрицы размерностью 8×8 :

$$\hat{\alpha} = \begin{bmatrix} \hat{\alpha}^{14} & \hat{\alpha}^{13} \\ \hat{\alpha}^{14} & -\hat{\alpha}^{13} \end{bmatrix}.$$

Для оценки эффективности описанных выше алгоритмов проводилось численное моделирование коррекции полужелых резонансов $2Q_{x,z}=13, 14$ и резонансов связи $Q_x-Q_z=0$ и $Q_x+Q_z=13$. Эффективность коррекции определялась при этом по величине модуляции квадратов амплитуд I : $(\delta I/I) = (I/I-1)_{\max}$, где I — среднее значение I по числу оборотов. Качество коррекции оценивалось по отношению $K = \langle \delta I/I \rangle^{\text{cor}} / \langle \delta I/I \rangle$ величин модуляции до и после коррекции. В частности, при моделировании коррекции $2Q_{x,z}=13$ рабочая точка устанавливалась вблизи линий резонансов. Резонансы возбуждались путём задания разброса эффективных длин квадрупольных линз с помощью генератора случайных чисел. Усреднённые значения $K_{x,z}$ составили: $\langle K_x \rangle \approx \langle K_z \rangle \approx 0.38$ — при коррекции с помощью 2 независимых источников питания — без учёта влияния горизонтальных корректоров на вертикальное движение (и наоборот); $\langle K_x \rangle \approx \langle K_z \rangle \approx 0.04$ — при независимой коррекции с помощью матриц 4×4 при 4 независимых источниках питания корректирующих обмоток.

В ГЛАВЕ III рассматриваются алгоритмы численного моделирования бетатронного движения и систем коррекции магнитного поля. Основное внимание при создании программ моделирования уделялось возможностям: учёта погрешностей магнитных полей структурных элементов (включая нелинейности); получения статистических данных о влиянии погрешностей полей на пучок; получения статистических данных об эффективности алгоритмов коррекции магнитного поля. В §3.1 рассмотрен алгоритм интегрирования уравнений бетатронного движения. Кроме фазовых координат имеется возможность вычисления якобиана преобразования фазовых координат в окрестности произвольной траектории. Якобиан используется для определения набега фаз бетатронных колебаний и для контроля за величиной ошибки интегрирования. Полный импульс p рассматривается как постоянный параметр. Сделаны следующие приближения:

- продольный векторный потенциал A_s не зависит от продольной координаты s в пределах магнитного элемента и ступенчатым образом спадает до нуля на краях;
- поперечные компоненты потенциала $A_{1,2} \approx 0$; эффект наклона границ учитывается в приближении тонких линз;
- $\sqrt{1-p_1^2-p_2^2} \approx 1-(p_1^2+p_2^2)/2$, где $p_{1,2}$ — поперечные импульсы, нормированные на

полный импульс.

В криволинейной системе координат, принятой в физике синхротронов, гамильтониан имеет вид:

$$H = - (1+h x_1) [(p_1^2 + p_2^2)/2 + V(x_1, x_2)],$$

где h - кривизна траектории в горизонтальной плоскости; $x_{1,2}$ - горизонтальные и вертикальные координаты; потенциал V можно представить в виде разложения по степеням h :

$$V = V_0(x_1, x_2) + h V_1(x_1, x_2) + h^2 V_2(x_1, x_2) + O(h^3).$$

В частности, для потенциала V_0 :

$$V_0(x_1, x_2) = \text{Re}(\hat{V}), \quad \hat{V}(x_1, x_2) = \left[\sum_{n=2}^L (K_{n-1} + i\tilde{K}_{n-1})(x_1 + ix_2)^n / n! \right] - 1;$$

где K_n, \tilde{K}_n - прямые и косые мультипольные силы. Для квадрупольных линз и мультипольных корректоров $h=0$, и соответствующее уравнение движения в комплексной записи имеет вид:

$$z'' + \sum_{n=1}^L (K_n z^n)^* / n! = 0, \quad K_n = K_n + i\tilde{K}_n, \quad z = x_1 + ix_2;$$

где штрих обозначает производную по продольной координате, звезда - комплексное сопряжение, L - максимальная мультипольная компонента. Решение уравнения в пределах текущего магнитного элемента можно получить в виде степенного ряда

$$z(\Delta s) = x_1 + ix_2 = \sum_{m=0}^M c_m \Delta s^m, \quad c_m = a_m + ib_m$$

по величине смещения частицы от входной границы элемента вдоль равновесной траектории: $\Delta s = s - s_0$, где s_0 , s - продольные координаты входной границы и частицы соответственно; $s_0 < s \leq s_0 + L$, L - эффективная длина магнитного элемента. Координаты на выходе из магнита вычисляются суммированием ряда при $\Delta s = L$. Быстрая сходимость ряда обеспечивается соотношением $hL \ll 1$, а также малостью мультипольных сил K_n и \tilde{K}_n . Коэффициенты ряда, зависящие от фазовых координат на входе в магнитный элемент определяются из рекуррентных соотношений:

$$c_{m+2} = - \frac{1}{(m+1)(m+2)} \left[\sum_{n=1}^{n \leq L} (K_{n-1} S_{n-2,m})^* / (n-1)! \right];$$

$$S_{l+1,m} = \sum_{k=0}^m c_{m-k} S_{l,k}, \quad l=0:(L-2), \quad S_{0,m} = c_m; \quad c_0 = z_0, \quad c_1 = z'_0.$$

Рекуррентные формулы для вычисления якобиана преобразования координат в магнитном элементе получаются путём соответствующего дифференцирования найденных аналитических соотношений. Аналогично решается задача в случае структурного дипольного магнита ($h \neq 0$) с произвольным набором мультипольностей. Ошибка интегрирования контролируется по величине ϵ несоблюдения условий симплектичности:

$$\epsilon = \left[\sum_{i,j=1}^4 \sum_{i,j=1}^4 \Delta_{ij}^2 \right]^{1/2}, \quad \hat{\Delta} = \hat{M}^T(z) \hat{S} M(z) - \hat{S};$$

где $\hat{M}(z)$ - якобиан преобразования координат в произвольной точке z фазового пространства; $S_{12} = S_{34} = 1$, $S_{21} = S_{43} = -1$, остальные элементы симплектической матрицы \hat{S} равны нулю. Приводятся характерные значения ошибки ϵ для дипольного магнита нуклотрона в зависимости от порядка приближения M .

Ввиду циклического характера движения частиц задачу трассировки целесообразно решать в 2 этапа. На первом этапе определяется функциональная связь между фазовыми координатами до и после прохождения через элемент периодичности синхротрона (полное кольцо или суперпериод). На втором этапе найденная связь используется для трассировки частиц. Исключение промежуточных вычислений с одной стороны сокращает время трассировки, однако, с другой стороны, найденное преобразование имеет определённую точность, что ограничивает максимальное число итераций (т.е. - максимальное число оборотов в ускорителе). В §3.2 описаны алгоритмы восстановления нелинейных преобразований фазовых координат из результатов численного интегрирования уравнений движения. Реализованы 2 метода описания нелинейных преобразований. В 1 варианте восстанавливается производящая функция $G(x, \bar{p})$, зависящая от старых (начальных) координат x_1, x_2 и новых (через оборот) импульсов \bar{p}_1, \bar{p}_2 . Неявная связь старых и новых координат выражается с помощью частных производных G (что является следствием гамильтонова характера уравнений движения):

$$\bar{x}_{1,2} = (\partial G / \partial \bar{p}_{1,2}) = G_{\bar{p}_{1,2}}(x, \bar{p}), \quad \bar{p}_{1,2} = (\partial G / \partial x_{1,2}) = G_{x_{1,2}}(x, \bar{p}),$$

где чертой отмечены новые координаты \bar{x}_1, \bar{x}_2 и импульсы \bar{p}_1, \bar{p}_2 в криволинейной системе координат. Неявная связь координат, описываемая с помощью G , удовлетворяет условиям симплектичности (и, в частности, условию сохранения фазового объёма). Функция G восстанавливается в виде многочлена:

$$G(x, \bar{p}) = \sum_{m_1, m_2, n_1, n_2=0}^{2N} x_1^{m_1} \cdot x_2^{m_2} \cdot \bar{p}_1^{n_1} \cdot \bar{p}_2^{n_2} \cdot g_{m_1, m_2, n_1, n_2},$$

где $2N$ - задаёт порядок разложения. Коэффициенты g_{m_1, m_2, n_1, n_2} определяются из результатов численного интегрирования методом наименьших квадратов. Во 2 варианте используется явная кусочно-квадратичная аппроксимация, не удовлетворяющая условиям симплектичности. Новые координаты вычисляются в последовательности:

1) определяется ближайший к частице с координатами z узел z^K (преобразование координат в узлах известно из результатов интегрирования); 2) методом наименьших квадратов определяются коэффициенты $\bar{z}_{10}^K, r_{ij}^K, t_{ijk}^K$ разложения преобразования в окрестности узла:

$$\bar{z}_1 = \bar{z}_{10}^K + \sum_{j=0}^4 r_{ij}^K (z - z^K)_j + \sum_{j,k=0}^4 t_{ijk}^K (z - z^K)_j (z - z^K)_k;$$

3) в соответствии с найденными коэффициентами вычисляются новые координаты. Приведены оценки точности 2 методов в случае магнитных полей нуклофона. Оценки показали, что при одинаковом числе точек 4 мерной равномерной сетки кусочно-квадратичная аппроксимация обеспечивает лучшую точность восстановления.

В §3.3 кратко описана структура программы моделирования коррекции замкнутой орбиты, бетатронных частот и резонансов. Общий подход к моделированию систем коррекции основан на использовании метода Монте-Карло, когда многократно повторяется следующий цикл: 1) с помощью генератора случайных чисел задаются погрешности полей магнитов и ошибки юстировки; 2) рассчитывается замкнутая орбита и определяется величина максимальных искажений, либо производится трассировка тестовых частиц и определяются бетатронные частоты и максимальные искажения отгибающей под влиянием резонансов; 3) в соответствии с выбранным методом коррекции определяются силы в корректорах; 4) повторяется п. 2) с учётом корректоров. Качество коррекции оценивается по коэффициентам уменьшения среднеквадратичных значений: максимальных искажений орбит, отклонений частот от средних значений, амплитуд модуляции отгибающих пучка под воздействием резонансов. Набег бетатронных фаз $\phi_{1,2}$ определяются через собственные значения λ якобиана M преобразования координат в окрестности траектории движения частицы: $\cos(\phi_{1,2}) = \text{Re}(\lambda_{1,2})$, $\det(M - \lambda E) = 0$, где E - единичная матрица.

При описании магнитных элементов возможно задание прямых и косых нелинейностей полей до 5 степени включительно. При этом возможно либо точное их описание, либо задание с помощью генератора случайных чисел. Программы моделирования позволяют оценивать степень влияния погрешностей поля на пучок и определять эффективность выбранных методов коррекции.

В ЗАКЛЮЧЕНИИ изложены основные результаты исследований.

1. Проведены статистические аналитические оценки влияния ошибок юстировки и погрешностей магнитных полей структурных элементов, полученных из магнитных измерений, на величину искажения замкнутой орбиты, разброс частот бетатронных колебаний и ширины бетатронных резонансов 2-4 порядков в нуклофоне.

2. Определена компоновка корректоров и элементов системы диагностики пучка в кольце ускорителя. Выбраны алгоритмы коррекции замкнутой орбиты, разбросов бетатронных частот и ширины бетатронных резонансов 2-4 порядков. Выбранные алгоритмы легли в основу системы программного управления токами коррекции.

3. Определены требования к максимальным значениям полей в корректорах и проведён расчёт конфигурации корректирующих токовых обмоток.

4. Для исследования возможностей системы коррекции орбиты, тестирования разных методов коррекции программно реализованы алгоритмы численного моделиро-

вания методом Монте-Карло искажений орбиты и их коррекции. В основе программы моделирования CORBIT лежит матричный метод 2 порядка. Коррекция замкнутой орбиты может проводиться с помощью одного из 4 методов: гармонического, "динамического", наименьших квадратов и итеративного бамт-метода. Для проводки первого оборота используется метод спрямления пучка. Результаты моделирования выводятся в виде числовых и графических данных. Программа может использоваться для настройки системы коррекции орбиты синхротрона.

5. Путём численного моделирования исследованы различные методы коррекции орбиты в нуклофоне и определены наиболее эффективные для его магнитной структуры. Обнаружено, что при установленных допусках на ошибки юстировки и существующих погрешностях поля в дипольных магнитах все рассмотренные методы обеспечивают приемлемое качество коррекции, при этом остаточные максимальные искажения орбиты по горизонтали и вертикали не превышают 2 мм. Однако, каждый метод имеет свой запас возможностей. В частности, гармонический метод оказывается наиболее устойчивым к ошибкам в определении орбиты из показаний пикап-электродов; при малой величине таких ошибок наилучшую коррекцию обеспечивает "динамический" метод. Эффективное спрямление пучка при проводке первого оборота возможно, если для определения силы каждого корректора использовать показания не менее 3 следующих за ним пикап-электродов.

6. Созданы программы численного моделирования методом Монте-Карло коррекции частот бетатронных колебаний и ширины бетатронных резонансов в синхротронах. В основе программ, лежит библиотека TRAC4D.LIB. В библиотеке реализованы алгоритмы: численного интегрирования уравнений движения в магнитных полях элементов синхротрона; восстановления нелинейного преобразования фазовых координат в элементе периодичности синхротрона из результатов численного интегрирования. Программы моделирования позволяют:

- получать статистическую информацию о разбросах частот бетатронных колебаний, и искажениях отгибающих пучка под влиянием бетатронных резонансов;
- исследовать эффективность соответствующих алгоритмов коррекции;
- учитывать мультипольные компоненты магнитных полей структурных магнитов, а также ошибки юстировки магнитов.

Программы использовались для исследования эффективности выбранных схем коррекции бетатронных частот и резонансов в нуклофоне.

7. Рассмотрены алгоритмы коррекции хроматичности и амплитудной зависимости бетатронных частот. Численное моделирование показало, что секступольная коррекция хроматичности позволяет примерно на порядок снизить разброс бетатронных частот. Основным источником амплитудной зависимости частот при ведущем поле $B < 1.8$ Тл являются секступольные корректоры системы коррекции хроматичности, а при $B > 2.0$ Тл - квадратичные нелинейности полей структурных дипольных маг-

нитов. Амплитудная зависимость частот может быть скорректирована с использованием октаупольных, секступольных, либо комбинации секступольных и октаупольных корректоров.

8. Разработаны алгоритмы независимой коррекции ширин бетатронных резонансов 2-4 порядков, которые позволяют исключить взаимное влияние разных групп корректоров, достичь лучшего качества коррекции и облегчить процедуру настройки корректоров. Эффективность независимой коррекции подтверждается численным моделированием коррекции 4 ближайших к рабочей точке нуклотрона полудельных резонансов $2Q_{x,z} = 13, 14$ и двух резонансов связи $Q_x - Q_z = 0$ и $Q_x + Q_z = 13$: ширины резонансных полос после коррекции составляют 4-6% по отношению к их величинам до коррекции. Среди резонансов 3 и 4 порядков одновременная компенсация ширин возможна лишь для их некоторых комбинаций.

Основные результаты работы отражены в следующих публикациях:

1. Issinsky I.B., Mikhailov V.A., Shchepunov V.A.. Nuclotron Lattice.-In: Proc. of the 2-nd European Particle Accelerator Conference, Nice, 1990, Vol.1, 458.
2. Михайлов В.А., Щепунов В.А. Коррекция магнитного поля нуклотрона. - Труды XIII Совещания по ускорителям заряженных частиц, Т. II, Дубна, 1992.
3. Щепунов В.А. Численное моделирование коррекции магнитного поля нуклотрона. - Труды Международного совещания по программированию и математическим методам решения физических задач, Дубна, 1993.
4. Михайлов В.А., Щепунов В.А. SYNCEL - программа для расчёта магнитной структуры синхротронов. - СИЯИ, Б2-9-88-112, Дубна, 1988.
5. Михайлов В.А., Щепунов В.А. Влияние квадратичных нелинейностей магнитного поля на разброс частот бетатронных колебаний. - СИЯИ, Р9-89-487, Дубна, 1989.
6. Щепунов В.А. CORBIT - программа моделирования коррекции замкнутой орбиты в синхротронах. - СИЯИ, Б1-9-90-366, Дубна, 1990.
7. Акишин П.Г., Динев Д.Х., Иссинский И.Б., Михайлов В.А., Щепунов В.А. Моделирование коррекции замкнутой орбиты нуклотрона. - СИЯИ, Р9-90-485, Дубна, 1990.
8. Щепунов В.А. Метод трассировки заряженных частиц в нелинейных полях синхротронов. - СИЯИ, Р9-91-55, Дубна, 1991.
9. Щепунов В.А. Коррекция частот бетатронных колебаний в нуклотроне. - СИЯИ, Р9-92-203, Дубна, 1992.
10. Михайлов В.А., Щепунов В.А. Коррекция бетатронных резонансов в нуклотроне. - СИЯИ, Р9-92-204, Дубна, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июля 1993 года.