



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2004–29
На правах рукописи

Федотов Юрий Сергеевич

**ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ПРИ ВЫВОДЕ ПУЧКОВ ИЗ УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ, РАЗРАБОТКА И СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ СИСТЕМ ВЫВОДА
НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ ИФВЭ**

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2004

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г. Протвино).

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН В.Е. Балакин (ФТЦ ФИАН, г. Протвино); доктор физико-математических наук, профессор Д.Г. Кошкарёв (ИТЭФ, г. Москва); доктор технических наук, профессор В.А. Тепляков (ИФВЭ, г. Протвино).

Ведущая организация – Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (г. С.-Петербург).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2004 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, г. Протвино Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2004 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю.Г. Рябов

Общая характеристика работы

Эффективность использования ускорителей заряженных частиц для физических экспериментов в большой степени зависит от решения вопросов вывода ускоренного пучка. В зависимости от требований физической установки длительность вывода и интенсивность выводимого пучка может варьироваться в очень широких пределах. Широко использовавшиеся в свое время пузырьковые камеры требовали быстрого вывода длительностью от микросекунд до 1–2 миллисекунд. Эксперименты с использованием счетной методики требуют медленного вывода ускоренного пучка максимально возможной длительности. Повышение энергии современных ускорителей и накопителей сопровождается ростом интенсивности ускоряемых пучков. При этом особо важное значение приобретают вопросы достижения максимальной эффективности вывода, так как в ускорителях используются сверхпроводящие магнитные элементы. Применение сверхпроводимости позволяет с довольно высокой экономической эффективностью достичь сверхвысоких энергий пучков заряженных частиц, но налагает жесткие требования к потерям частиц в процессе ускорения и вывода. Важным требованием к качеству выводимого пучка является также обеспечение временной стабильности (однородной структуры интенсивности) в процессе вывода. Отсутствие пульсаций интенсивности при выводе повышает эффективное время использования выведенного пучка экспериментальной физической установкой.

Вопросы динамики пучков при организации их вывода начали представлять большой интерес уже в первых ускорителях, имевших энергию единицы ГэВ. В современных ускорителях на высокие энергии широкое применение нашли методы вывода с использованием резонансов бетатронных колебаний. Возбуждая рабочий резонанс системы вывода, можно возбудить, и это часто случается, другие резонансы, которые приводят к ухудшению эффективности работы вывода. Поэтому использование резонансов бетатронных колебаний для вывода ускоренного пучка требует четкого понимания условий устойчивой работы ускорителя при возбуждении рабочего резонанса системы вывода. Развитие теории резонансного движения, в особенности резонансов связи, во многом решает ряд вопросов прикладного характера при исследовании динамики частиц для систем вывода. Зависимость работы системы вывода пучка от качества работы ускорителя приводит к необходимости выбора магнитной структуры регулярной части ускорителя таким образом, чтобы она удовлетворяла одновременно требо-

ваниям режима устойчивого ускорения и высокоэффективной работы системы вывода ускоренного пучка. Дальнейшее развитие аналитических методов исследований динамики пучков частиц в ускорителях и накопителях полностью не решает все вопросы устойчивости, особенно долговременной. Поэтому применение новых численных методов открывает более широкие возможности понимания процессов, приводящих к нестабильности пучка, в особенности при движении в нелинейных магнитных полях.

Необходимость вывода пучков протонов на экспериментальные установки с интенсивностью $10^6 - 10^{12}$ частиц за цикл потребовала развития новых нетрадиционных методов вывода. Для ускорителя У-70 только использование каналирования даёт уникальную возможность осуществлять вывод ускоренного протонного пучка в широком диапазоне интенсивности для обеспечения ряда физических экспериментальных установок.

Цель диссертационной работы:

- разработка методов повышения эффективности работы систем вывода протонов из ускорителей высоких энергий для обеспечения пучками заряженных частиц физических экспериментальных установок;
- повышение собственно эффективности вывода высокоинтенсивных пучков;
- анализ условий, при которых высокая эффективность достигается;
- улучшение временной структуры выводимого пучка;
- расширение и внедрение в практику работы ускорителей новых высокоэффективных способов вывода ускоренного пучка частиц.

Научная новизна диссертации заключается в разработке и применении новых аналитических и численных методов анализа движения заряженных частиц в нелинейных магнитных полях, в исследовании влияния, вносимого нелинейными эффектами, на динамику частиц при выводе ускоренного пучка из ускорителей высоких энергий.

1. Разработан новый метод анализа уравнений связанного двумерного бетатронного движения, основанный на применении специальных канонических преобразований, понижающих размерность задачи.
2. Разработан новый подход к совместному рассмотрению магнитной структуры регулярной части кольцевого электромагнита ускорителя и системы возбуждения резонансной гармоники рабочего резонанса медленного вывода.
3. Для исследования режимов подавления пульсаций интенсивности выводимого пучка разработана программа моделирования наведения на резонанс медленного вывода методом фазового смещения. При этом одновременно рассматривается поперечное и продольное движение частиц в модели, наиболее приближенной к реальной системе вывода в ускорителе.

4. Разработана принципиально новая методика исследования устойчивости движения заряженных частиц в нелинейных магнитных полях с использованием матричных методов, ранее использовавшихся для исследования только линейных систем.
5. Для решения задач исследования устойчивости разработан алгоритм быстрого поиска фиксированных точек в фазовом пространстве двумерного бетатронного движения в нелинейных магнитных полях.
6. Теоретически обоснована возможность вывода частиц из ускорителей с помощью изогнутых коротких кристаллов при многократном пересечении ими кристалла в течение вывода. В рамках модели поперечного движения протона при каналировании получена формула для оценки эффективности вывода с помощью изогнутых кристаллов. Результаты вычислений по этой формуле хорошо подтверждаются численным моделированием и экспериментом. Впервые создан вывод протонов с использованием коротких кристаллов кремния, дающий возможность параллельной работы с внутренними мишенями и существенно расширяющий возможности экспериментальных установок ускорителя У-70.
7. Предложен и реализован практически метод увеличения огибающей вблизи выводного электростатического дефлектора системы медленного вывода ускорителя У-70 для уменьшения потерь пучка и увеличения эффективности вывода.
8. Получены условия сохранения канонического вида уравнений Гамильтона при довольно широком классе преобразований канонических переменных.
Последние результаты дают возможность строго исследовать простыми методами условия устойчивости пучков частиц при возбуждении резонансных условий в системах вывода и других случаях использования резонансов бетатронных колебаний.

Практическая ценность

Результаты, полученные в диссертации, были использованы при разработке проекта Ускорительно-накопительного комплекса ИФВЭ и его системы вывода. Был разработан проект и осуществлена модернизация системы медленного вывода из ускорителя ИФВЭ У-70. Это позволило поднять эффективность медленного вывода с 85 до 95% и обеспечить работу физической установки ФОДС с интенсивностью выше 10^{13} протонов за цикл работы ускорителя с хорошим качеством пучка. Разработанная автором методика оценки эффективности вывода с помощью изогнутых кристаллов позволила выбрать наиболее оптимальные характеристики кристаллов и условия наведения для получения максимальной эффективности вывода. Создание системы и внедрение высокоэффективного вывода протонов с помощью изогнутых кристаллов дало новые возможности для проведения экспериментальных исследований на пучках ускорителя У-70.

На защиту выносятся:

1. Методы исследования движения заряженных частиц в магнитных полях ускорителей и накопителей, дающие возможность изучения резонансов любого порядка одномерных и связанных двумерных бетатронных колебаний с учетом влияния стабилизирующих нелинейностей.
2. Разработка требований к организации и структуре специальных согласованных прямолинейных промежутков ускорителей для вывода ускоренного пучка, выполнение которых обеспечивает высокую эффективность вывода.
3. Выбор оптимальной магнитной структуры регулярной части кольцевого электромагнита УНК, позволяющий одновременно и независимо: возбуждать необходимую амплитуду и фазу резонансной гармоники квадратичной нелинейности системы медленного вывода пучка; занулять гармонику нелинейного суммового резонанса связи третьего порядка, возбуждаемого системой секступольных линз рабочего резонанса медленного вывода; регулировать величины хроматичности для горизонтальной и вертикальной плоскостей бетатронного движения.
4. Метод численного расчета наведения на рабочий резонанс медленного вывода с помощью фазового смещения для получения равномерной временной структуры выводимого пучка.
5. Численный метод исследования движения заряженных частиц в нелинейных магнитных полях с использованием матричной методики.
6. Алгоритм быстрого поиска фиксированных точек в фазовом пространстве связанного двумерного бетатронного движения в нелинейных магнитных полях.
7. Расчеты динамики движения частиц при каналировании и выводе протонного пучка из ускорителя У-70 с помощью изогнутых кристаллов. Исследование оптимальных условий при наведении пучка на кристалл с целью достижения максимальной эффективности вывода.
8. Результаты расчетов динамики протонного пучка в модернизированной системе медленного вывода ускорителя У-70. Анализ неустойчивости пучка при медленном выводе вблизи линии резонанса четвертого порядка $4Q_y = 39$, возбуждаемого во втором приближении теории усреднения секступольными линзами системы резонансной раскачки.
9. Достижение эффективности медленного вывода протонного пучка из ускорителя У-70 95% при интенсивности до $1.5 \cdot 10^{13}$ частиц за цикл работы ускорителя.
10. Достижение эффективного времени медленного вывода из ускорителя У-70 до 90–95%.

Апробация диссертации

Основные результаты, включённые в диссертацию, опубликованы в работах [1, 4, 19, 21, 22, 24, 26–29], докладывались и опубликованы в трудах Всесоюзных и Российских совещаний по ускорителям заряженных частиц [9, 10, 11, 25], в трудах Международных конференций по ускорителям заряженных частиц [2, 3, 5, 6, 12–18, 20, 23], а также на рабочем семинаре ICFA [7, 8].

Апробация диссертации прошла в ГНЦ ИФВЭ 18 июня 2004 г.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и четырёх приложений. Объём диссертации 183 страницы печатного текста, в том числе 51 рисунок, 2 таблицы и список литературы, включающий 102 наименования.

Содержание работы

В первой главе рассмотрены общие вопросы динамики движения частиц, важные с точки зрения устойчивости ускоренного пучка при медленном выводе из ускорителей. Обобщённый гамильтониан движения заряженных частиц в магнитном поле ускорителя, имеющем только поперечные составляющие B_x, B_y и плоскость симметрии, имеет вид

$$H(x, p_x, y, p_y, s) = -\frac{eA_s(x, y, s)}{P} + \frac{p_x^2}{2} + \frac{p_y^2}{2}, \quad (1)$$

где P – импульс частицы;

p_x, p_y – импульсы поперечного движения;

A_s – продольная составляющая векторного потенциала магнитного поля, которая в пространстве между полюсами магнита ускорителя записывается в виде

$$A_s = -\operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^{(n-1)} B_y(s)}{dx^{(n-1)}} (x + iy)^n. \quad (2)$$

Выделяя линейную часть в гамильтониане (1), получим уравнения движения в виде

$$\begin{aligned} x'' + K_x \cdot x &= -\frac{\partial H_1}{\partial x}, \\ y'' + K_y \cdot y &= -\frac{\partial H_1}{\partial y}, \end{aligned} \quad (3)$$

с периодической фокусирующей силой $K(s) = K(s + l)$, l – период магнитной структуры. В общем случае $H = H_0 + H_1$,

где $H_0 = \frac{K_x^2}{2} x^2 + \frac{K_y^2}{2} y^2 + \frac{p_x^2}{2} + \frac{p_y^2}{2}$ описывает линейные коле-

бания, а

$$H_1 = \operatorname{Re} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^{(n-1)} B_y}{dx^{(n-1)}} (x + iy)^n \quad (4)$$

описывает влияние нелинейностей магнитного поля ускорителя.

Выделив реальную часть в (4) и используя для преобразования динамических переменных решения однородных линейных уравнений (3) при $H_1=0$,

$$x = a_x \varphi_x + a_x^* \varphi_x^* = 2|a_x| |\varphi_x| \cos(2\pi Q_x \frac{s}{L} + \eta_x),$$

$$y = a_y \varphi_y + a_y^* \varphi_y^* = 2|a_y| |\varphi_y| \cos(2\pi Q_y \frac{s}{L} + \eta_y),$$

где $\varphi = f \cdot e^{i\mu \frac{s}{l}}$, $\varphi^* = f^* \cdot e^{-i\mu \frac{s}{l}}$ – функции Флоке, удовлетворяющие условию нормировки $\varphi \cdot \varphi'^* - \varphi' \cdot \varphi^* = -2iw$, $w=1$ м, $a = |a| \cdot e^{i\chi}$ – комплексная амплитуда, определяемая из начальных условий, перейдем в (4) к динамическим переменным: действие – $|a_{x,y}|^2$, фаза – $\chi_{x,y}$, независимая переменная – номер оборота N и получим гамильтониан

$$\begin{aligned}
& H_1(\chi_x, |a_x|^2, \chi_y, |a_y|^2, N) = \\
& = L \frac{1}{2\omega B_0 R_0} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^{(n-1)} B_y}{dx^{(n-1)}} \sum_{k=0}^{\lfloor \frac{n}{2} \rfloor} \sum_{l=0}^{n-2k} \sum_{j=0}^{2k} (-1)^k C_n^{2k} C_{n-2k}^l C_{2k}^j (|a_x|^2)^{\frac{n-2k}{2}} (|a_y|^2)^k \cdot \quad (5) \\
& |\varphi_x|^{n-2k} |\varphi_y|^{2k} \cdot e^{i\chi_x(n-2k-2l)} \cdot e^{i\chi_y(2k-2j)} \cdot e^{i2\pi N[(n-2k-2l)Q_x + (2k-2j)Q_y]},
\end{aligned}$$

где L – длина орбиты ускорителя. Раскладывая возмущения магнитного поля в ряд Фурье, получим в (5) резонансные условия $(n-2k-2l)Q_x + (2k-2j)Q_y = m$, m – номер резонансной гармоники нелинейности магнитного поля. Наибольший интерес для нас представляет квадратичная нелинейность ($n=3$), так как с её помощью возбуждается гармоника системы медленного вывода резонанса $3Q_x=m$ и производится регулировка хроматичности. Квадратичная нелинейность возбуждает резонансы $2Q_y \pm Q_x = m$, $3Q_x = m$, $Q_x = m$. Отсюда видно, что при возбуждении гармоники рабочего резонанса системы медленного вывода одновременно возбуждается гармоника суммового нелинейного резонанса связи $2Q_y + Q_x = m$. При росте амплитуды радиальных колебаний в рабочем резонансе амплитуда вертикальных колебаний за счёт связи также будет расти. При ограниченных вертикальных апертурах выводных магнитов возникнут дополнительные потери частиц и эффективность вывода будет уменьшаться. При наличии резонанса необходимо знать ширину его полосы и расстояние рабочей точки ускорителя от линии резонанса при заданных допустимых коэффициентах биений амплитуд колебаний, если при медленном выводе приходится работать вблизи сильного резонанса, как это имеет место в системе медленного вывода из ускорителя У-70. На примере резонанса связи $2Q_y + Q_x = m$ показана методика исследования, которая позволяет с помощью ряда специальных канонических преобразований перейти от системы с четырьмя динамическими переменными практически к одной. Влияние резонанса на пучок рассматривается для модели «круглого» пучка, для которого $|a_x|_{\text{макс}}^2 = |a_y|_{\text{макс}}^2$ и граница $|a_x|^2 + |a_y|^2 = J_0 = |a_x|_{\text{макс}}^2 = |a_y|_{\text{макс}}^2 = \frac{\mathcal{E}_{x,y}}{4\omega}$. Из (5) получаем гамильто-

ниан (первый интеграл движения) резонанса связи третьего порядка
 $2Q_y + Q_x = m$

$$H(|a_x|^2, \Psi_x, |a_y|^2, \Psi_y) = -|C_m| |a_x| |a_y|^2 \cos(2\Psi_y + \Psi_x) + 2\pi\delta \left(|a_x|^2 + \frac{|a_y|^2}{2} \right),$$

где $C_m = \frac{1}{w} \int_0^L \frac{1}{2B_0 R_0} \frac{d^2 B_y}{dx^2} |\varphi_x| |\varphi_y|^2 e^{-i2\pi m \frac{s}{L}} ds = |C_m| e^{i\gamma_m}$ – гармоника резонанса
связи,

$$\delta = Q_y - \frac{m - Q_x}{2}, \quad \Psi_x = \chi_x + 2\pi\delta \cdot N + \gamma_m, \quad \Psi_y = \chi_y + 2\pi\delta \cdot N - \gamma_m$$

и уравнения движения:

$$\begin{aligned} \frac{d|a_x|^2}{dN} &= -\frac{\partial H}{\partial \Psi_x} = -|C_m| \cdot |a_x| |a_y|^2 \sin(2\Psi_y + \Psi_x), \\ \frac{d|a_y|^2}{dN} &= -\frac{\partial H}{\partial \Psi_y} = -2|C_m| \cdot |a_x| |a_y|^2 \sin(2\Psi_y + \Psi_x), \\ \frac{d\Psi_x}{dN} &= \frac{\partial H}{\partial |a_x|^2} = -\frac{|C_m|}{2|a_x|} |a_y|^2 \cos(2\Psi_y + \Psi_x) + 2\pi\delta, \\ \frac{d\Psi_y}{dN} &= \frac{\partial H}{\partial |a_y|^2} = -|C_m| \cdot |a_x| \cos(2\Psi_y + \Psi_x) + \pi\delta. \end{aligned} \quad (6)$$

Из первых двух уравнений (6) следует наличие второго интеграла движения

$$|a_x|^2 - \frac{|a_y|^2}{2} = \text{const.} \quad \text{Перейдем к новым каноническим переменным:}$$

$$I = |a_x|^2 - \frac{|a_y|^2}{2}, \quad J = |a_x|^2 + \frac{|a_y|^2}{2}, \quad V = \Psi_x - 2\Psi_y \quad \text{и} \quad W = \Psi_x + 2\Psi_y.$$

Затем ещё раз к $x = \frac{J}{I}$, $W = W$. Так как $|x| \geq 1$, то для границы круглого пучка имеются три области:

$$\text{I. } I = |a_x|^2 - \frac{|a_y|^2}{2} = \text{const} > 0,$$

$$\text{II. } I = 0, |a_x|^2 = \frac{|a_y|^2}{2},$$

$$\text{III. } I = \frac{|a_y|^2}{2} - |a_x|^2 = \text{const} > 0.$$

Эти три области описывают резонансные условия для разных частей пучка. Обратные преобразования имеют вид:

$$\text{I. } |a_x|^2 = \frac{1}{2}(J + I) = \frac{I}{2}(x + 1), \quad |a_y|^2 = J - I = I(x - 1), \quad (7)$$

$$\text{II. } |a_x|^2 = \frac{1}{2}J, \quad |a_y|^2 = J,$$

$$\text{III. } |a_x|^2 = \frac{1}{2}(J - I) = \frac{I}{2}(x - 1), \quad |a_y|^2 = J + I = I(x + 1).$$

Гамильтониан в переменных (W, x) для области **I** имеет вид

$$H(W, x) = -\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}(x+1)^{1/2}(x-1)\cos W + 4\pi\delta \cdot x$$

и уравнения движения:

$$\frac{dx}{dN} = -\frac{\partial H}{\partial W} = -\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}(x+1)^{1/2}(x-1)\sin W,$$

$$\frac{dW}{dN} = \frac{\partial H}{\partial x} = -|C_m|I^{1/2} \frac{x-1}{\sqrt{2}(x+1)^{1/2}} \cos W - \sqrt{2}|C_m|I^{1/2}(x+1)\cos W + 4\pi\delta.$$

Так как гамильтониан явно не зависит от N , то уравнения движения описывают изменения x при $H=\text{const}$ в области изменения фазы W

от $\cos W = 1$ до $\cos W = -1$. На **рис. 1** приведены кривые $\frac{H(\cos W = -1, x)}{\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}}$ и $\frac{H(\cos W = 1, x)}{\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}}$ при $\Delta = \frac{4\pi\delta}{\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}} = 3$. Горизонтальные прямые между этими кривыми представляют собой фазовые траектории, описываемые уравнениями движения в зависимости от начальных условий от x_{\min} при $\cos W = -1$ до x_{\max} при $\cos W = 1$.

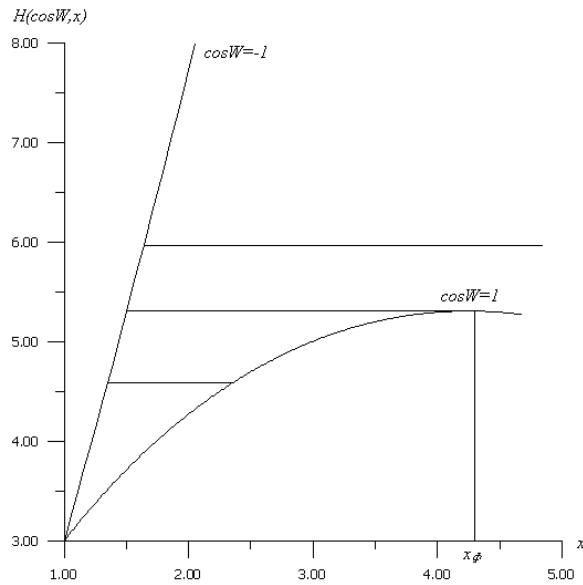


Рис. 1. Фазовые траектории резонанса связи $2Q_y + Q_x = m$

$$\text{для } I = |a_x|^2 - \frac{|a_y|^2}{2} = \text{const} > 0 \text{ при } \Delta = 3.$$

Видно, что при некоторых условиях движение не имеет границы справа – частица находится в резонансе. Также есть некоторая фазовая траектория, на которой существует максимальное устойчивое отклонение $x_{\max} = x_\phi$ – фиксированное решение, которое можно найти из уравнений движения при $\frac{dx}{dN} = 0, \frac{dW}{dN} = 0$. При $x > 1$ $\frac{dx}{dN} = 0$, если $\sin W_\phi = 0$, т.е. $\cos W_\phi = \pm 1$.

Для определенности положим $\delta > 0$. Тогда $\cos W_\phi = 1$ и

$$\frac{x-1}{2(x+1)^{1/2}} + (x+1)^{1/2} = \frac{4\pi\delta}{\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}} = \Delta. \text{ При выбранном } x \text{ существует такое}$$

$$\Delta_{\text{рез}}, \text{ когда } \frac{dx}{dN} = 0 \text{ и } \frac{dW}{dN} = 0, \text{ т.е. } x = x_\phi \text{ и } \Delta_{\text{рез}} = \frac{3x_\phi + 1}{2\sqrt{x_\phi + 1}}, \text{ откуда}$$

$$\delta_{\text{рез}} = \frac{3x_\phi + 1}{8\pi\sqrt{x_\phi + 1}} \sqrt{2}|C_m|I^{1/2}.$$

При заданном Δ фиксированное решение равно

$$x_\phi = \frac{2\Delta^2 - 3}{9} + \frac{2\Delta\sqrt{\Delta^2 + 6}}{9}.$$

Из (7) можно определить максимальные коэффициенты биений для области I границы пучка

$$K_{x.\max} = \frac{|a_x|_{\max}}{|a_x|_{\min}} = \frac{(x_{\max} + 1)^{1/2}}{(x_{\min} + 1)^{1/2}}, \quad K_{y.\max} = \frac{|a_y|_{\max}}{|a_y|_{\min}} = \frac{(x_{\max} - 1)^{1/2}}{(x_{\min} - 1)^{1/2}}.$$

Если известны (или задаются заранее как допустимые) коэффициенты биений, то можно вычислить x_{\max} и x_{\min} по формулам (приводится I случай, II и III – аналогично):

$$x_{\max} = \frac{2K_x^2 \cdot K_y^2 - K_y^2 - K_x^2}{K_y^2 - K_x^2}, \quad x_{\min} = \frac{K_x^2 + K_y^2 - 2}{K_x^2 - K_y^2}.$$

Допустимая расстройка $\Delta = \frac{4\pi\delta}{\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}}$ находится из соотношения

$$\Delta = \frac{(x_{\max} + 1)^{1/2}(x_{\max} - 1) + (x_{\min} + 1)^{1/2}(x_{\min} - 1)}{x_{\max} - x_{\min}}.$$

Область II границы круглого пучка представляет всего одну точку. Но она является на границе самой неустойчивой, первой входит в резонанс и быстрее других точек границы раскачивается в резонансе. Гамильтониан для этой точки после преобразования имеет очень простой вид

$$H(W, j) = -j^{3/2} \cos W + 4\pi\delta \cdot j, \quad (8)$$

где канонический импульс $j = 2|C_m|^2 J$. Адиабатическая ширина суммового нелинейного резонанса связи третьего порядка для круглого пучка может быть найдена, используя гамильтониан (8), и она равна

$$\delta_{\text{рез}} = \sqrt[10]{\frac{100}{3}} |C_m| J_0^{1/2} \frac{1}{2\pi} \approx 0.226 |C_m| J_0^{1/2}.$$

Для разностного нелинейного резонанса $2Q_y - Q_x = m$ второй интеграл движения имеет вид $I = |a_x|^2 + \frac{|a_y|^2}{2}$. Определим $J = \frac{|a_y|^2}{2} - |a_x|^2$,

$W = 2\Psi_y - \Psi_x$ и $V = 2\Psi_y + \Psi_x$, $x = \frac{J}{I}$ и получим гамильтониан

$$H(W, x) = -\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}(1-x)^{1/2}(1+x) \cos W + 4\pi\delta \cdot x,$$

$\delta = Q_y - \frac{m + Q_x}{2}$. На рис. 2 приведена область фазового движения разност-

ного резонанса $2Q_y - Q_x = m$ при $\Delta = \frac{4\pi\delta}{\sqrt{2}|C_m|I^{1/2}} = 0$, и эта картина принципиально отличается от рис. 1. Из рис. 2 видно, что движение происходит по фазовым траекториям $H(W, x) = \text{const}$ между кривыми с $\cos W = 1$

и $\cos W = -1$ и всегда ограничено даже на линии точного резонанса. При удалении от линии резонанса рабочая область сужается и глубина биений уменьшается.

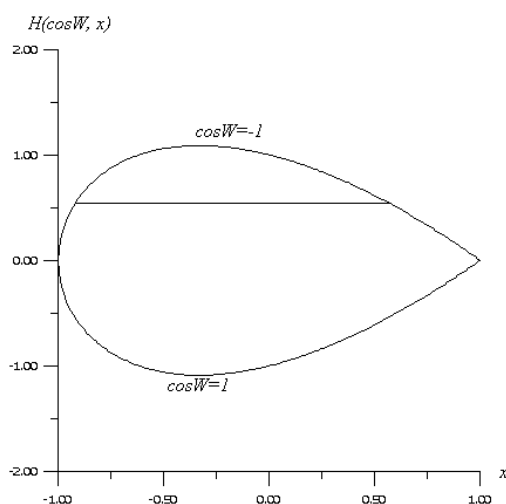


Рис. 2. Область фазового движения разностного резонанса $2Q_y - Q_x = m$ при $\Delta = 0$.

Преобразования канонических переменных, приводящие к уменьшению размерности задачи, позволяют провести исследование любого резонанса, выделенного из (5), проанализировать влияние стабилизирующих нелинейностей, определить коэффициенты биений амплитуд колебаний вблизи резонанса, ширины полос резонансов и решить ряд других задач.

Во второй главе рассматриваются конкретные вопросы реализации систем вывода ускоренных частиц из ускорителей высоких энергий, решения которых позволяют получить высокую эффективность вывода и подавить пульсации интенсивности выводимого пучка до необходимых величин.

Для реализации высокоэффективных систем вывода прежде всего в магнитной структуре ускорителя надо предусмотреть специальный прямолинейный промежуток достаточной длины, в котором можно полностью разместить системы быстрого и медленного вывода. Системы быстрого и медленного вывода

состоят из двух ступеней. Для системы быстрого вывода первой ступенью является быстрый ударный магнит (кикер-магнит), в котором фронты нарастания и спада магнитного поля не должны превышать микросекунд. Для системы медленного вывода первой ступенью обычно является электростатический дефлектор, имеющий тонкую перегородку из проволочек толщиной 0.08 – 0.1 мм. Величины магнитных полей в кикер-магнитах обычно не превышают 1 кГс, а напряженности электрических полей в дефлекторах выбираются порядка 80 – 100 кВ/см. Второй ступенью систем вывода являются мощные отклоняющие выводные септум-магниты, общие для быстрого и медленного вывода. На **рис. 3** приведена схема согласованного прямолинейного промежутка УНК и размещение в нём элементов систем вывода.

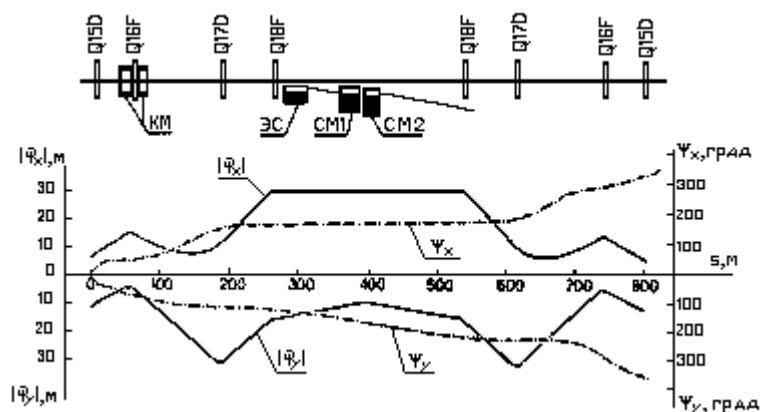


Рис. 3. Схема согласованного прямолинейного промежутка (СПП) УНК и его структурные функции.

Так как угол отклонения пучка высокой энергии, заброшенного резонансом в зазор электростатического дефлектора,
$$\alpha(\text{рад}) = \frac{E(B/M)I(M) \cdot 10^{-9}}{P(\Gamma \text{ЭВ}/c)}$$
 должен превышать угловой разброс в пучке на фазовой плоскости вблизи дефлектора

$$\Delta x'_{эс} = \frac{\pi}{\sqrt{3\pi\sqrt{3}}} \frac{\sqrt{\varepsilon_x \cdot w}}{|\varphi_x|_{III}}, \quad (9)$$

то необходимо выбирать достаточно большую величину модуля функции Флоке в прямолинейном промежутке. Эта величина должна быть согласована с величиной функции Флоке регулярной части магнитной структуры кольца ускорителя, которая выбирается из условий пропускания пучка с заданным эмиттансом при инжекции $\varepsilon = 2$ мм·мрад и максимальной амплитудой пучка $A=17.5$ мм

$|\varphi|_{cmp} = A\sqrt{\frac{w}{\varepsilon}} \approx 12.3$ м. Для первой ступени УНК с энергией ускоренного

пучка 600 ГэВ выбрана величина $|\varphi_x|_{III} = 20$ м, а для второй сверхпроводящей ступени с энергией 3000 ГэВ – $|\varphi_x|_{III} = 30$ м. Кроме увеличения разделения циркулирующего и выводимого пучков, большая величина огибающей в прямолинейном промежутке уменьшает эффективную величину перегородки дефлектора, видимую пучком $\Delta x = \Delta x'_{эс} \cdot l_{эс}$, и уменьшает амплитуду пучка, раскачанного в резонансе, в регулярной части магнитной структуры кольца

ускорителя $A_{cmp} = A_{эс} \frac{|\varphi|_{cmp}}{|\varphi|_{эс}}$. Потери на перегородке электростатического

дефлектора эффективной толщины $h=0.15$ мм не превысят величины $\rho = h\left(\frac{1}{A_1} + \frac{1}{\Delta A}\right) = 1.5\%$ при $A_1 = \Delta A = 20$ мм. Здесь A_1 – расстояние перегородки дефлектора от оси пучка, ΔA – величина заброса пучка резонансом в дефлектор.

Система возбуждения резонансной гармоники рабочего резонанса медленного вывода

$$A_m = \sum_{j=1}^M k_j |\varphi_x|_j^3 \cdot e^{-i\theta_j} = |A_m| e^{i\gamma_m}, \quad \text{где} \quad k_j = \frac{1}{w} \frac{1}{2B_0 R_0} \left(\frac{d^2 B_y}{dx^2} l \right)_j$$

секступоля, l – его длина, $\theta_j = m \frac{2\pi s_j}{L} = 3Q_x \cdot 2\pi \frac{s_j}{L} = 3\Psi_{x_j}$ – азимут расположения на кольце ускорителя, Ψ_{x_j} – фаза функции Флоке в месте

расположения секступоля, возбуждает гармонику резонанса связи C_m , для которой потребуем выполнение условия

$$C_m = \sum_{j=1}^M k_j |\varphi_x|_j |\varphi_y|_j^2 \cdot e^{-i\theta_j} = 0.$$

Система из 4 уравнений для четырех групп секступольных корректоров позволяет выполнить требование возбуждения гармоники рабочего резонанса и не возбудить резонанс связи:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^M k_j |\varphi_x|_j^3 \cos \theta_j &= |A_m| \cos \gamma_m; & \sum_{j=1}^M k_j |\varphi_x|_j^3 \sin \theta_j &= |A_m| \sin \gamma_m; \\ \sum_{j=1}^M k_j |\varphi_x|_j |\varphi_y|_j^2 \cos \theta_j &= 0; & \sum_{j=1}^M k_j |\varphi_x|_j |\varphi_y|_j^2 \sin \theta_j &= 0. \end{aligned}$$

Важный параметр регулярной магнитной структуры кольца ускорителя – набег фазы функции Флоке на периоде – определяется из требования оптимального возбуждения резонансной гармоники рабочего резонанса системы медленного вывода. Если набег фазы функции Флоке на периоде магнитной структуры равен μ_x , а число периодов N , то $2\pi Q_{рез} = N \cdot \mu_x$, или $2\pi \cdot \frac{m}{3} = N \cdot \mu_x$,

$$\text{откуда } 3\mu_x = 2\pi \frac{m}{N} = 2\pi \frac{p}{q}.$$

Желательно, чтобы числа m и N имели общие делители. Тогда, если p и q взаимно простые числа, то через q периодов набег фазы резонансной гармоники равен $2\pi \cdot p$, что удобно для построения системы её возбуждения. Получаются одинаковые группы по q периодов. Этим соотношением определяется желательная частота ускорителя $Q_x = \frac{m}{3}$ и набег фазы на периоде $\mu_x = 2\pi \frac{m}{3N}$.

Для УНК было выбрано $N=160$, $m = 110$, $\mu_x = 1.44 = 82.5^\circ$, $Q_x = 36 \frac{2}{3}$. Набег фазы на периоде близок к оптимальному для магнитной структуры типа Ф-О-Д-О. В каждом периоде секступольные линзы-корректоры установлены вблизи фокусирующей и дефокусирующей линз. Первые объединены в группу возбуждения рабочего резонанса, вторые – в группу коррекции резонанса связи.

Получается 10 одинаковых подгрупп по 16 корректоров. Система возбуждает каждую 10-ю гармонику, в том числе – рабочую 110-ю. Так как набег фазы между двумя корректорами одной подгруппы равен $\Delta\Psi = 2\pi \frac{11}{16}$, то через 8 периодов суммарный набег фазы равен 11π . Стоящий здесь корректор должен иметь ту же самую величину силы, но противоположный знак. Это даёт возможность независимо от регулировки амплитуды гармоники резонанса регулировать постоянную составляющую квадратичной нелинейности магнитного поля – хроматичность – в горизонтальной и вертикальной плоскостях движения. На **рис. 4** приведены фазы 16 секступольных корректоров одной подгруппы.

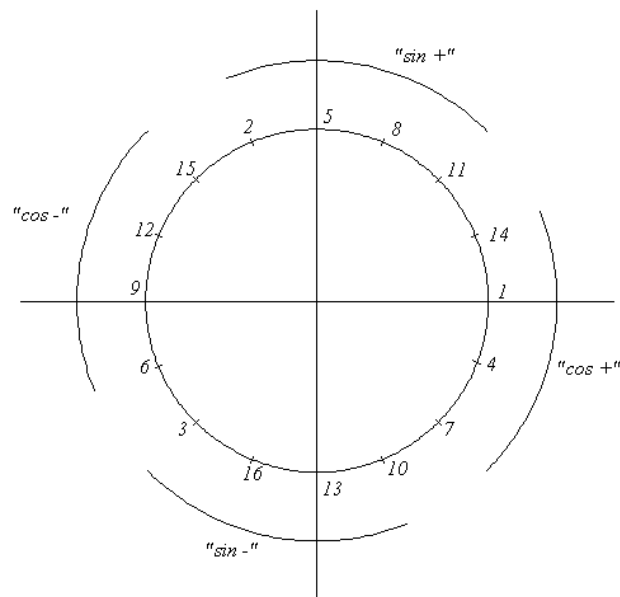


Рис. 4. Фазы для групп корректоров, возбуждающих резонансную гармонику для системы медленного вывода из УНК

Поток частиц при наведении на резонанс медленного вывода определяется распределением частиц по частоте радиальных бетатронных колебаний и скоростью её изменения: $\frac{dN}{dt} = f(Q_x) \dot{Q}_{раб} (1 + \frac{\Delta Q_n \cdot \omega_n}{\dot{Q}_{раб}} \cos \omega_n \cdot t)$. Второе слагаемое определяет пульсации выводимой интенсивности в зависимости от амплитуды пульсации бетатронной частоты ΔQ_n и её частоты ω_n . Отсюда видно, что уменьшать пульсации тока выводимого пучка можно двумя способами: уменьшать пульсации токов магнитных элементов, приводящих к пульсациям бетатронной частоты, и увеличивать рабочую скорость наведения на границу бетатронного резонанса медленного вывода $\dot{Q}_{раб}$. Последнее используется в режиме наведения на границу бетатронного резонанса методом фазового смещения. Так как подавление пульсаций в выводимом пучке сильно зависит от режима наведения, то для анализа различных режимов и выбора оптимального была разработана специальная программа в модели наиболее приближенной к реальной системе вывода. Продольное движение описывается стандартной системой уравнений в конечных разностях

$$e(j+1) = e(j) + V_{макс} (\cos \varphi(j) - \cos \varphi_c) + V_{макс} \cos \varphi_c \sin \omega_n t,$$

$$\varphi(j+1) = \varphi(j) + e(j+1) \frac{2\pi h \alpha_p}{E_c},$$

где $e(j) = E(j) - E_c$ – отличие энергии частицы от синхронной,

j – номер оборота частицы в кольце ускорителя,

$\alpha_p = 0.011$ – коэффициент уплотнения орбит,

$E_c = 70000$ МэВ – энергия синхронной частицы,

$h=1000$ – кратность частоты ускоряющего поля при частоте 200 МГц,

ω_n – частота паразитных пульсаций скорости надвижения на резонанс или магнитного поля ускорителя.

Бетатронное движение описывается линейной матрицей кольца ускорителя с четырьмя секступольными линзами, стоящими диаметрально противоположно друг к другу и имеющими разные знаки сил. Параметры расчетной системы эквивалентны параметрам системы резонансной раскачки ускорителя У-70: $k_{секст} = \pm 0.4 \text{ м}^{-2}$ – силы секступолей, $|\varphi_x| = 5 \text{ м}$ – модуль функции Флоке

в месте установки секступольной линзы, $|A_{29}| = 100$ – амплитуда резонансной гармоники, ширина резонансной полосы

$$\Delta Q_{рез} = \frac{|a|_0 |A_{29}|}{8.08} = 7.4 \cdot 10^{-3} \text{ для амплитуды } A_x = 6 \text{ мм, эквивалентная мгновенная}$$

$$\text{ширина импульсного разброса при выводе } \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\Delta Q_{рез}}{|\xi_x|} = 4.93 \cdot 10^{-4}$$

или 34.5 МэВ при $\xi_x = -15$.

На **рис. 5(а)** приводится расчетный импульс тока интенсивности медленно выводимого пучка при 100%-й модуляции на частоте 55 Гц без режима подавления методом фазового смещения, на **рис. 5(б)** – его спектральная плотность.

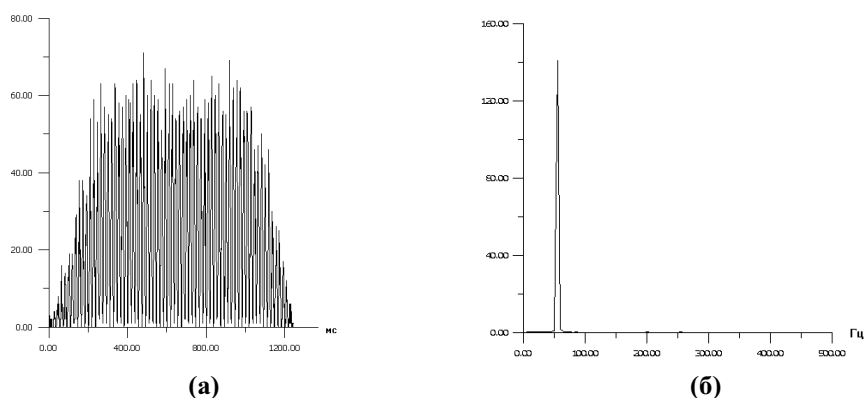


Рис. 5. Расчетный импульс тока выводимой интенсивности **(а)** и его спектр **(б)** без подавления пульсации на частоте 55 Гц.

На **рис. 6(а)** приведен расчетный импульс тока медленно выводимого пучка с включением режима фазового смещения, на **рис. 6(б)** – его спектральная плотность при $V_{макс} = 0.5$ МВ и сдвигом границы резонанса от линии $e = 0$ на $\Delta Q_{рез}$. По осям ординат отложены относительные величины, пропорциональные амплитуде пульсации для **(а)** и её квадрату для **(б)**.

Эффективное время импульса вывода в первом случае составляет около 66%, во втором – 97%. Подавление пульсации 55 Гц составило около 48 раз. Были рассчитаны и другие режимы. При уменьшении амплитуды СВЧ 200 МГц

от 0.5 до 0.3 МВ подавление уменьшается до 20 раз. При установке границы резонанса бетатронных колебаний на линию $e = 0$ подавление практически не работает и составляет всего 1.3 раза. Это объясняется тем фактом, что нет потока всех частиц через узкие ворота между пустыми СВЧ-сепаратрисами. Большая их часть достигает границы резонанса ниже уровня $e = 0$. Показано также, что пульсации интенсивности от пульсаций основного магнитного поля ускорителя режимом фазового смещения не подавляются. Поэтому их уровень надо подавлять другими методами.

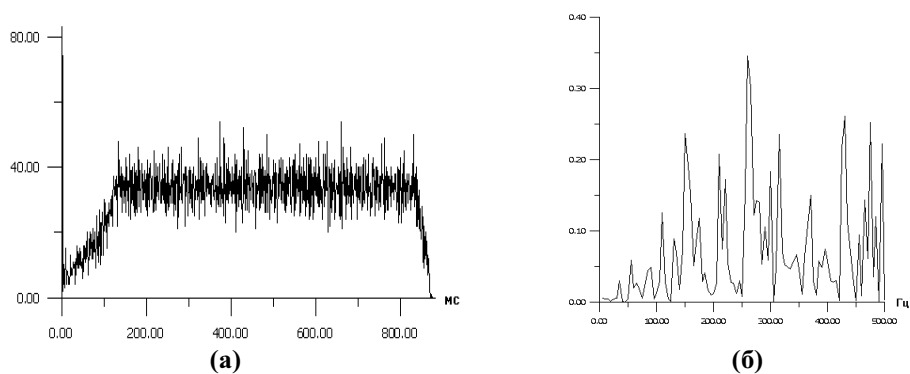


Рис. 6. Расчетный импульс тока выводимой интенсивности **(а)** и его спектр **(б)** при подавлении пульсации 55 Гц с $V_{\text{макс}} = 0.5$ МВ и сдвигом границы резонанса на $\Delta Q_{\text{рез}}$.

Результаты численного исследования наведения на резонанс медленного вывода методом фазового смещения позволяют выбрать наиболее оптимальный режим и получить эффективное время вывода не менее 95%.

В третьей главе изложен новый метод численного анализа движения частиц в нелинейных магнитных полях, использующий матричные методы анализа устойчивости, который ранее использовался только в линейных системах. Уравнения движения в нелинейных магнитных полях ускорителей принадлежат к системам Ляпунова, имеющим хотя бы одно фиксированное решение. Известно также, что траектории частиц в резонансе бетатронных колебаний n -го порядка дают на фазовых плоскостях проекции n фиксированных точек, устойчивых или неустойчивых, в зависимости от характера движения в окрестности этих точек. Исследовать характер движения можно с помощью матриц. Для анализа связан-

ного двумерного бетатронного движения используется стандартный вектор, имеющий четыре компоненты:

$$\vec{V}(s) = \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \end{pmatrix}.$$

Для двумерного движения, если существуют периодические за q оборотов решения, то они удовлетворяют соотношению

$$\vec{V}_f = \hat{N}_q \cdot \vec{V}_f,$$

которое является системой уравнений для нахождения собственных векторов (4x4) матрицы \hat{N}_q , имеющей собственные числа $\lambda = 1$. Для связанных x - и y -колебаний величина q зависит от частот бетатронных колебаний $Q_{x,y}$.

Устойчивость периодических решений определяется матрицей \hat{M}_q малых отклонений от фиксированной точки \vec{V}_f . Эта матрица связывает малое отклонение $\Delta\vec{V}_f$ от начальной точки \vec{V}_f с отклонением, получающимся через q оборотов, т. е.

$$\Delta\vec{V}_q = \hat{M}_q \cdot \Delta\vec{V}_f.$$

Если хотя бы одно собственное число λ матрицы \hat{M}_q имеет модуль больший 1, то такая точка является неустойчивой. Матрицы движения за q оборотов вычисляются через линейные (4x4) матрицы участков ускорителя, не имеющих нелинейных элементов, и матрицы нелинейных элементов в тонколинзовом приближении. Матрица элемента с квадратичным магнитным полем имеет вид

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix}_{\text{вых}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -K_c x & 1 & K_c y & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ K_c y & 0 & K_c x & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix}_{\text{вх}} = \hat{N}_c \cdot \vec{V}_{\text{вх}}.$$

Для малых отклонений преобразование в секступоле имеет вид

$$\begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta x' \\ \Delta y \\ \Delta y' \end{pmatrix}_{\text{вых}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -2K_c x & 1 & 2K_c y & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 2K_c y & 0 & 2K_c x & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta x' \\ \Delta y \\ \Delta y' \end{pmatrix}_{\text{вх}} = \hat{M}_c \cdot \Delta \vec{V}_{\text{вх}},$$

где $K_c = \frac{1}{2B_0 R_0} \frac{d^2 B}{dx^2} \cdot l_c$ – сила секступоля. Используя (4), подобные матрицы

можно построить для нелинейного элемента любой степени.

Поиск фиксированных точек в четырёхмерном фазовом пространстве связанного двумерного бетатронного движения производится методом итераций с помощью алгоритма:

$$\begin{aligned} \vec{V}_{0(k+1)} &= \vec{V}_{q(k)} + \Delta \vec{V}_{q(k)} \\ \Delta \vec{V}_{q(k)} &= (\hat{I} - \hat{M}_{q(k)})^{-1} \cdot (\vec{V}_{q(k)} - \vec{V}_{0(k)}), \end{aligned} \quad (10)$$

где k – номер итерации, q – число оборотов, \hat{I} – единичная (4x4) матрица. Начальная точка $\vec{V}_{0(k=0)}$ берется в произвольном месте четырёхмерного фазового пространства.

Найдя фиксированные точки и вычислив матрицу \hat{M}_q , решаем характеристическое уравнение этой матрицы $\det(\hat{M}_q - \lambda \cdot \hat{I}) = 0$ для вычисления собственных чисел. Характер этих решений определяет, устойчива фиксированная точка или нет.

Если тонколинзовое приближение по каким-то причинам не может быть использовано, то, применяя другие методы интегрирования уравнений движения, можно вычислить матрицу \hat{M}_q следующим образом. Так как $\vec{V}_q = f(\vec{V}_o)$,

$$\text{то } \Delta \vec{V}_{q,i} = \sum_{j=1}^4 \frac{\delta \vec{V}_{q,i}}{\delta \vec{V}_{0,j}} \Delta \vec{V}_{0,j}, \quad i=1,2,3,4 \text{ и } m_{i,j} = \frac{\delta \vec{V}_{q,i}}{\delta \vec{V}_{0,j}}.$$

То есть элементы матрицы могут быть вычислены через малые приращения конечной точки при наличии малых смещений начальной.

Найдя фиксированные точки в области от малых амплитуд колебаний до больших, равных апертуре вакуумной камеры, и зная их характер, можно определить динамическую апертуру ускорителя-накопителя – фазовый объём, в котором движение будет устойчиво длительное время. Такой численный метод

анализа имеет значительное преимущество перед аналитическими, когда рабочая точка ускорителя находится вблизи нескольких линий или узлов резонансов бетатронных колебаний.

В четвертой главе рассматриваются вопросы физики каналирования с прикладной точки зрения для применения этого явления в целях вывода ускоренных протонов из ускорителей высоких энергий. Результаты этого рассмотрения используются для оптимизации режимов вывода частиц с помощью каналирования из ускорителя ИФВЭ У-70. Именно использование каналирования позволило решить проблему вывода протонов на экспериментальные физические установки в диапазоне интенсивности от 10^6 до 10^{12} частиц в импульсе из ускорителя У-70, имеющего специфическую магнитную структуру.

Анализ движения протонов между кристаллографическими плоскостями проводится в поперечном фазовом пространстве квазибетатронных колебаний в гармоническом приближении межплоскостного электрического потенциала

$$U(x) = U_m \left(\frac{2x}{d_p} \right)^2,$$

где U_m – максимальная величина потенциала вблизи ядерной плоскости кристалла, x – координата, отсчитываемая от средней плоскости, d_p – межплоскостное расстояние. Движение протона в кривом кристалле рассмотрено без привлечения концепции эффективного потенциала. Явление деканалирования – выход из режима каналирования – рассмотрено в диффузном приближении при рассеянии протонов на электронах как «гибель» на поглощающей стенке, как это имеет место при рассеянии протонов на остаточном газе внутри вакуумной камеры ускорителя. Зависимость длины деканалирования от кривизны кристалла

$L_{дек} = L_{дек}(0) \cdot \left(1 - \frac{R_{крит}}{R}\right)^2$ в этом случае получается естественным образом

при решении уравнения диффузии с граничными условиями для функции распределения $f(A = A_{zp}, s) = 0$, A – амплитуда колебания протона в режиме каналирования,

$A_{zp} = \frac{d_p}{2} \cdot \left(1 - \frac{R_{крит}}{R}\right)$, $L_{дек}(0)$ – длина деканалирования

в прямом кристалле. Здесь R – радиус изгиба кристалла, $R_{крит} = \frac{pc\beta d_p}{4eU_m}$ –

критический радиус изгиба кристалла, при котором исчезает режим каналирования, p – импульс протона.

Для вывода протона с помощью каналирования достаточно угла поворота кристалла порядка 1–2 мрад, чтобы забросить протон в апертуру выводного магнита. Кристалл при этом может иметь длину порядка нескольких миллиметров, и радиус его изгиба будет гораздо больше критического. Захват протона в режим каналирования происходит, если угол его траектории по отношению к кристал-

лографическим плоскостям меньше критического $x'_{крит} = \Psi_L = \sqrt{\frac{2eU_m}{pv}}$,

называемого углом Линдхарда, v – скорость протона. Так как для протона с энергией 70 ГэВ в кристалле кремния этот угол очень мал $\Psi_L \approx \pm 24$ мкрад, а разброс углов частиц в пучке порядка $\Delta x' \approx \pm 350$ мкрад, то протон может пересекать кристалл как аморфное вещество несколько раз и рассеиваться в нём, увеличивая свою амплитуду колебания. Для короткого кристалла кремния это увеличение очень мало, и протон через несколько пересечений может попасть в режим каналирования и вывестись. Рассмотрение процесса захвата в каналирование при многократном пересечении кристалла приводит к формуле эффективности вывода

$$P = \sum_{k=1}^N P_k = A_1 W_1 + \sum_{k=2}^N A_k W_1^k \cdot \prod_{m=1}^{k-1} (1 - A_m), \quad (11)$$

где $A_1 = \Phi(x) \cdot \frac{\pi \cdot x_c}{2d_p} \left(1 - \frac{R_{крит}}{R}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\Theta R}{s_1 p v \left(1 - \frac{R_{крит}}{R}\right)^2}\right),$

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad - \text{интеграл вероятности, } x = \frac{\Psi_L}{\theta_0}, \quad \Theta - \text{угол изгиба}$$

кристалла, $s_1 = 0.54$ мм/ГэВ определяет длину деканалирования в прямом кристалле от энергии протона. $W_1 = \exp(-L/L_N)$ – величина ядерных потерь в кристалле длиной L , θ_0 – среднеквадратичный угол рассеяния частицы на

длине кристалла. Для A_k функция $\Phi(x)$ имеет аргумент $x = \frac{\Psi_L}{\theta_0 \sqrt{k}}$.

На **рис. 7** приведены кривые зависимости эффективности вывода от длины кристалла в диапазоне длин 0.5–5.0 мм после первого прохождения через кристалл и после девяти прохождений, рассчитанные по формуле (11) при угле изгиба кристалла 2 мрад и энергии 70 ГэВ. Значком ■ показаны результаты численного моделирования эффективности вывода для кристалла с такими же параметрами.

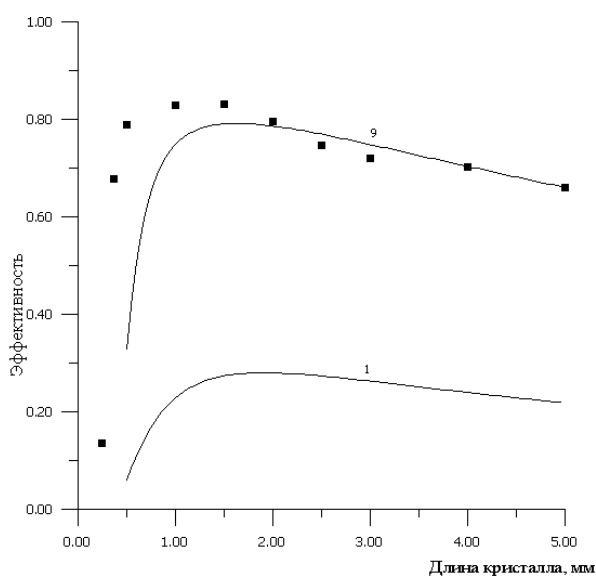


Рис. 7. Эффективность вывода кристаллом после первого (1) и девятого (9) прохождения протона через кристалл при угле изгиба 2 мрад и энергии 70 ГэВ.

Для длин кристаллов 0.5–1.5 мм эффективность численная несколько выше аналитической. Это можно объяснить тем, что деканализированные частицы реально не гибнут и, слабо рассеявшись в коротком кристалле, имеют возможность еще несколько раз попасть в кристалл и вывестись. Видно, что эффективность имеет явно выраженный максимум при длинах 1–2 мм.

Для вывода протонов кристалл устанавливается в вакуумной камере ускорителя по радиусу вне рабочей области, занимаемой пучком при инжекции. Наведение пучка на кристалл осуществляется локальным искажением замкнутой орбиты, как это делается для внутренней мишени, используемой для генерации вторичных частиц.

Пройдя через изогнутый с углом Θ кристалл и получив дополнительный угол отклонения, протон увеличивает свою амплитуду колебания и может быть заброшен в апертуру выводного магнита. Траектория протона после кристалла имеет вид

$$r_{откл} = A_0 \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \cos \Delta\Psi + \sqrt{\beta_1 \cdot \beta_2} \sin \Delta\Psi \cdot \Theta. \quad (12)$$

Здесь A_0 – амплитуда бетатронного колебания частицы на входе в кристалл, β – параметр Твиса, с индексом 1 относящийся к месту установки кристалла, с индексом 2 – к месту, удаленному по фазе колебания на $\Delta\Psi$. Максимального

отклонения $r_{макс} = A \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}}$ протон достигает при оптимальном набеге фазы

$\sin \Delta\Psi_{опт} = \frac{\beta_1 \cdot \Theta}{A}$, где $A = \sqrt{A_0^2 + \beta_1^2 \Theta^2}$ – увеличенная за счёт отклонения

в кристалле амплитуда колебания.

Первый вывод протонного пучка на физическую экспериментальную установку из ускорителя У-70 был осуществлён в 1989 г. кристаллом длиной 65 мм с углом изгиба 80 мрад, установленный в начале блока № 25. Эффективность вывода составляла всего $4 \cdot 10^{-5}$. При сбросе на кристалл 10^{11} протонов на установке было зарегистрировано $4 \cdot 10^6$ частиц. Этого количества было достаточно для проведения первых экспериментов на экспериментальной установке «ПРОЗА».

Развитие вывода с помощью коротких изогнутых кристаллов на направленные каналы частиц № 8 и 22 в экспериментальный зал произведено с использованием магнитов системы вывода. На **рис. 8** приведена схема системы вывода протонного пучка.

Кристаллы длиной 2–3 мм и углом изгиба 1.5–2.0 мрад установлены в районе трассы выводимого пучка в 106ПП, в 19ПП и в середине блока 22. От 106-го кристалла пучок забрасывается в отклоняющий магнит ОМ20, далее по цепочке ОМ22–ОМ26 (трасса 1) выводится в 30ПП на направление канала № 8. Магнитом-корректором МКГ30 пучок может быть повёрнут в канал № 22 (см. **рис. 9**). От 19-го кристалла пучок забрасывается в ОМ20 и следует далее по той же трассе.

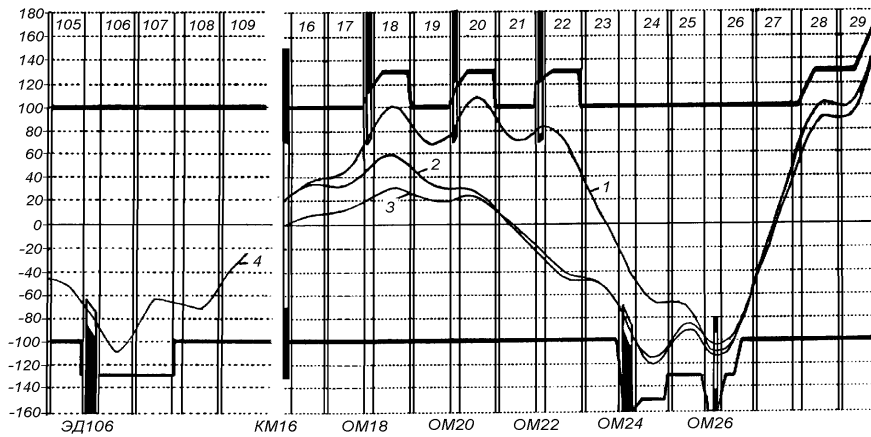


Рис. 8. Схема медленного вывода протонного пучка из У-70 (трасса 2-4).

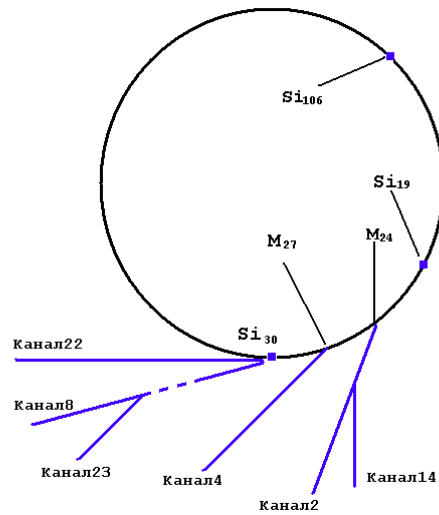


Рис. 9. Схема вывода пучков из У-70 с использованием изогнутых кристаллов: Si_{19} , Si_{30} , Si_{106} – изогнутые кристаллы; M_{24} , M_{27} – внутренние мишени.

От 22-го кристалла пучок забрасывается в магнит ОМ24 и через ОМ26 также выводится в 30ПП. Ещё один кристалл с углом изгиба 9 мрад установлен в 30ПП на трассе пучка, выводимого медленным выводом или другими кристаллами. Он используется для поворота пучка на направление канала № 22 для физической установки, использующей пучок малой интенсивности $3.5 \cdot 10^5 - 10^6$ частиц в импульсе. Экспериментальная эффективность вывода 19- и 106-м кристаллами достигает величины 75-80%, а от 22-го кристалла достигла величины 85%, что совпадает с аналитическим и численным расчетами. Вывод протонного пучка с помощью изогнутых кристаллов в принципе позволяет параллельную работу с несколькими внутренними мишенями, так как сам кристалл для системы наведения пучка на него представляет такую же мишень. Реализация такого режима с использованием коротких кристаллов открыла возможность одновременной работы нескольких экспериментальных установок на всем плато магнитного цикла ускорителя. Это привело к существенному сокращению средств на проведение физических экспериментов. Для создания режима одновременной работы вывода кристаллом и внутренних мишеней использовалась схема вывода с кристаллической станцией, расположенной в прямолинейном промежутке №19. Для наведения ускоренного пучка на кристалл и две внутренние мишени в 24- и 27-м магнитных блоках ускорителя необходимо было создать локальное искажение орбиты специальной формы. На **рис. 10** приведена форма локального искажения замкнутой орбиты в районе кристалла в 19ПП и двух внутренних мишеней в 24- и 27-м блоках ускорителя. Эффективность вывода кристаллами при параллельной работе с мишенями составляет 30-45%, в зависимости от соотношения интенсивностей, сбрасываемых на мишени и кристаллы.

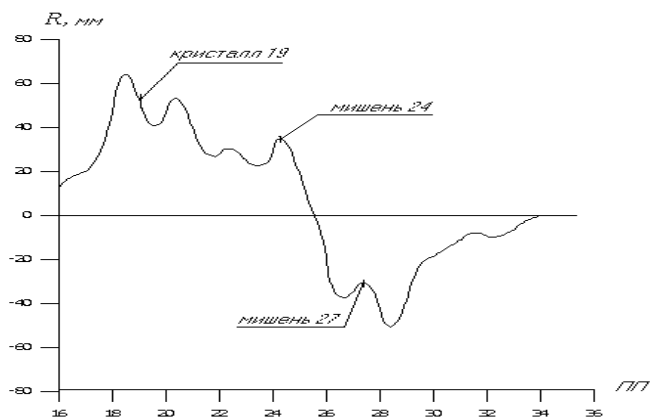


Рис. 10. Искажение замкнутой орбиты в районе 19-го кристалла и внутренних мишеней.

На **рис. 11** приведены осциллограммы сбросов интенсивности от 19-го кристалла и двух мишеней.

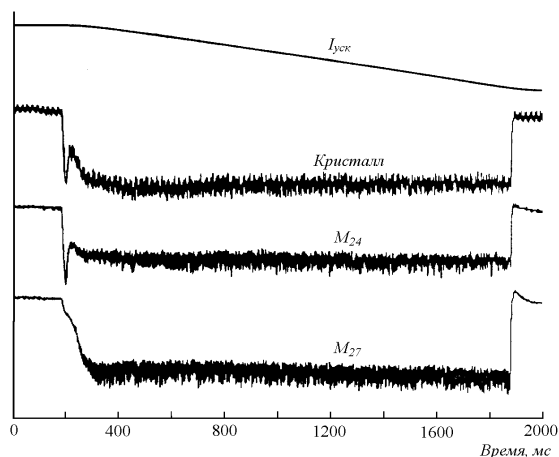


Рис. 11. Осциллограммы сбросов интенсивности при параллельной работе на вывод двух внутренних мишеней и кристалла.

Основные характеристики работы на физические установки в трех сеансах ускорителя с выводом с помощью изогнутых кристаллов представлены в **табл. 1**. В этих сеансах на выведенном пучке работала установка «Комплекс меченых нейтрино» (КМН), расположенная на канале №23 (см. рис. 9). Для обеспечения работы этой установки требовалась интенсивность выводимого пучка $(2-5) \cdot 10^{11}$ частиц с максимальной длительностью времени растяжки импульса вывода. Такие требования не могли быть обеспечены ранее до введения режима вывода кристаллом.

Таблица 1. Характеристики работы ускорителя с выводом изогнутым кристаллом

Основные параметры режима	1 сеанс	2 сеанс	3 сеанс
Средняя интенсивность ускоренного пучка, протонов/цикл	$3.0 \cdot 10^{12}$	$2.5 \cdot 10^{12}$	$2.7 \cdot 10^{12}$
Средняя использованная интенсивность, протонов/цикл	$2.8 \cdot 10^{12}$	$2.2 \cdot 10^{12}$	$2.5 \cdot 10^{12}$
Угол изгиба кристалла, мрад	1.7	2.3	2.3
Средняя выведенная кристаллом интенсивность, протонов/цикл	$3.0 \cdot 10^{11}$	$4.5 \cdot 10^{11}$	$5.5 \cdot 10^{11}$

Из таблицы видно, что от сеанса к сеансу увеличивалась средняя выведенная интенсивность пучка на установку. При этом более чем в 2 раза возросла эффективность использования ускоренного пучка. На установке КМН проводились исследования трехчастичных распадов K^\pm -мезонов: $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$. Поскольку выход K^+ -мезонов существенно выше, чем выход K^- -мезонов, то при смене режимов для сохранения статистики было необходимо пропорционально увеличивать/уменьшать интенсивность выведенного протонного пучка. Для обеспечения таких изменений, более чем в 20 раз по интенсивности, использовалась методика изменения рабочего напряжения монитора обратной связи наведения пучка на кристалл.

Рассмотренные режимы работы системы вывода с помощью изогнутых кристаллов существенно повышают так называемый коэффициент одновременности, т.е. количество одновременно работающих на ускорителе физических экспериментальных установок, а также сокращают время проведения экспериментов за счет увеличения длительности вывода и интенсивности выводимого пучка. Начиная с 1999 г., использование изогнутых кристаллов для обеспечения программы по физике высоких энергий стало регулярным во всех сеансах работы ускорителя У-70.

В пятой главе рассмотрены результаты модернизации системы медленного вывода протонов с целью повышения эффективности при выводе интенсивности более 10^{13} протонов в импульсе. Схема быстрого и медленного вывода протонного пучка приведена на рис. 8. При быстром выводе пучок ударным кикер-магнитом забрасывается в апертуру отклоняющего магнита ОМ24 (трасса 3) и далее через выводной магнит ОМ26 выводится в 30ПП на направление канала № 8 (рис. 9). При медленном выводе пучок резонансом бетатронных колебаний $3Q_x = 29$ забрасывается в апертуру электростатического дефлектора ЭД106. Отклоненный дефлектором пучок перебрасывается через токовую перегородку магнита ОМ24 в его рабочую апертуру. Не отклоненный дефлектором пучок продолжает далее циркулировать в вакуумной камере ускорителя, наращивая в резонансе амплитуду колебаний. Два параметра в основном определяют потери выводимого пучка на перегородках первых по ходу пучка выводных устройств: угол, получаемый брошенным в дефлектор пучком $\Delta x'_{zc}$, и угловой разброс (ф. 9) в этом пучке. Угловой разброс должен быть меньше угла отклонения в дефлекторе, чтобы на фазовой плоскости разделить по углу выводимый и циркулирующий пучки. Угловое разделение в дефлекторе у следующего магнита трансформируется в пространственное, куда должна поместиться токовая перегородка отклоняющего магнита. Угловой разброс также определяет эффективную толщину перегородки дефлектора, видимую пучком $\Delta x = \Delta x'_{zc} \cdot l_{zc}$

на длине дефлектора $l_{эс}$. При эмиттансе ускоренного пучка $\mathcal{E} = 2$ мм·мрад угловой разброс в выводимом пучке составляет 0.3 мрад. Практически такой же угол получает в дефлекторе заброшенный в него пучок при длине дефлектора 3 м и напряженности электрического поля $E=70$ кВ/см. Пространственного разделения пучков в районе ОМ24 фактически нет (см. рис. 12а). На **рис. 12** представлены результаты численного моделирования медленного вывода на фазовой плоскости радиального движения в 24ПП в старой **(а)** и модернизированной **(б)** системах резонансной раскачки.

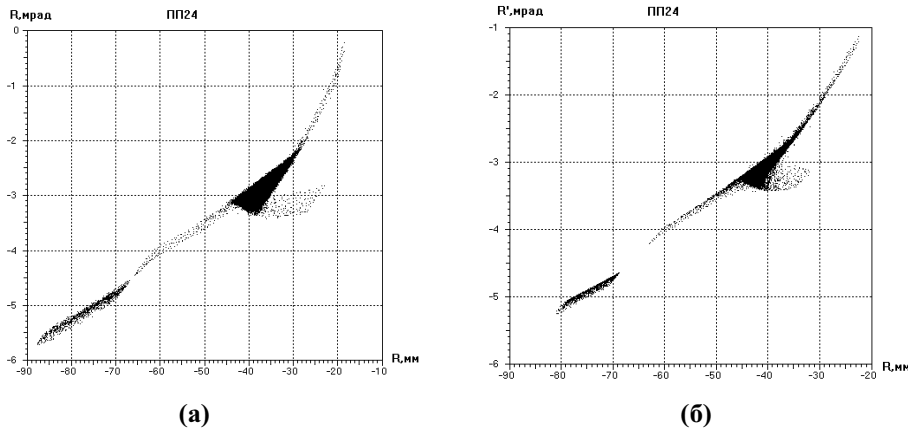


Рис. 12. Фазовые плоскости радиального движения при резонансной раскачке в 24ПП: в старой **(а)** и модернизированной **(б)** системах резонансной раскачки.

Эффективность медленного вывода составляла 85-87%, что при выводе интенсивности более 10^{13} недопустимо. Как видно из ф. (9), уменьшить угловой разброс в пучке у электростатического дефлектора можно увеличением модуля функции Флоке. Изменение структурных функций ускорителя можно получить установкой в его структуре квадрупольных линз. При силе квадрупольа

$k = \frac{Gl}{B_0 R_0}$ изменение $\beta_0 = \frac{|\varphi|_0^2}{w}$ – функции

$$\beta_{Тн} = \beta_0 - \beta_0^2 \sin(2 \cdot \Delta\mu) \cdot \frac{k}{2} + \beta_0^3 \sin^2(\Delta\mu) \cdot \frac{k^2}{4},$$

где $\Delta\mu$ – набег фазы бетатронного колебания, происходит с удвоенной частотой. Установив через нечётное число половин длины волны бетатронного

колебания второй квадруполь, получим локальное увеличение модуля функции Флоке в районе электростатического дефлектора. Два квадруполья силой $k=\pm 0.2 \text{ м}^{-1}$ были установлены в 92- и 110-м прямолинейных промежутках ускорителя У-70. Модуль функции Флоке при этом у дефлектора в 106-м прямолинейном промежутке увеличился в полтора раза, угловой разброс в пучке уменьшился до 0.2 мрад. Появился гарантированный угловой разрыв между выводимым и циркулирующим пучками, который в 110-м квадруполье дополнительно увеличивается за счет угла $\Delta x'_{106} = -0.3$ мрад

$$\Delta x_{24} = -m_{12(106-110)} \cdot m_{12(110-24)} \cdot k_{110} \cdot \Delta x'_{106} = -4.3 \text{ мм},$$

где $m_{12(106-110)} = 23$ м, $m_{12(110-24)} = 25$ м – элементы матрицы передачи от 106- до 110-го и от 110- до 24-го прямолинейных промежутков соответственно. Общее разделение пучков в 24ПП составляет около 6 мм, что хорошо видно на рис. 12б. При эффективной толщине токовой перегородки магнита ОМ24 2.4 мм потери на этом магните существенно уменьшились и общие потери составили около 5%.

Но эффективности вывода 95% удалось достичь при энергии ускорителя 64 ГэВ (поле $B_0=11$ кГс). При экспериментальном исследовании медленного вывода в модернизированной системе при энергии 70 ГэВ (поле $B_0=12$ кГс) было обнаружено, что эффективность вывода вместо ожидаемых 95% составляет всего около 50%. Исследования поведения пучка вблизи рабочей точки медленного вывода показали, что потери пучка обусловлены резонансом $4Q_y = 39$, нормально возбуждаемым гармоникой кубической нелинейности магнитного поля ускорителя. При включении только секступольных линз возбуждения гармоники квадратичной нелинейности вдали от линии рабочего резонанса $3Q_x = 29$ терялось около 80% интенсивности на линии $4Q_y = 39$. Сдвиг частоты от этой линии примерно на 0.02 обеспечивал сохранность пучка при включении секступолей. Объяснить такое поведение пучка можно только лишь влиянием резонанса $4Q_y = 39$ на квадратичной нелинейности во втором приближении теории усреднения. При работе медленного вывода рабочая точка бетатронных частот в нужном месте на клетке частот ускорителя У-70 устанавливается с помощью системы коррекции градиента магнитного поля (рис. 13).

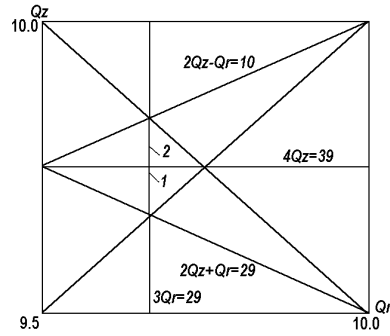


Рис. 13. Рабочая клетка бетатронных частот У-70 и ход рабочей точки при медленном выводе пучка в старой (1) и модернизированной (2) системах.

Для уменьшения влияния нелинейного суммового резонанса связи $2Q_y + Q_x = 29$ частоту вертикальных бетатронных колебаний необходимо устанавливать как можно дальше от этой линии. Максимальный ток в системе коррекции градиента не превышает 100 А. При таком токе при энергии ускорителя 70 ГэВ рабочая точка подходит близко к линии $4Q_y = 39$. Численное моделирование резонансной раскачки вблизи линии $4Q_y = 39$ показало, что именно этот резонанс ответственен за рост вертикальных колебаний при медленном выводе и за дополнительные потери, приводящие к значительному уменьшению эффективности системы медленного вывода (**рис. 14**).

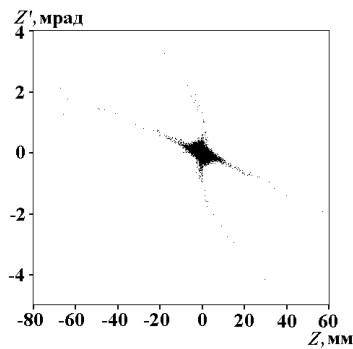


Рис. 14. Фазовая плоскость вертикального движения при резонансной раскачке вблизи линии резонанса $4Q_y = 39$.

Для установления положения рабочей точки при медленном выводе выше линии $4Q_y = 39$ пришлось уменьшить энергию ускорителя до 64 ГэВ. Это дало возможность достичь начального положения рабочей точки $Q_y = 9.78$ и избежать потерь на резонансе $4Q_y = 39$. На **рис. 15** приведена фазовая плоскость горизонтального и вертикального движений в 26ПП. Из рисунка видно, что резонанс четвертого порядка $4Q_y = 39$ отсутствует и вертикальный размер пучка соответствует расчету. Именно в магните ОМ26 пучок в своем движении по трассе медленного вывода от 106ПП имеет максимальный вертикальный размер. При величине вертикальной апертуры ОМ26 25 мм достаточной свободы для размещения пучка нет. Искажения замкнутой орбиты по вертикали могут достигать 7–10 мм. Поэтому при медленном выводе необходимо центрировать положение выводимого пучка в зазоре ОМ-26 с большой точностью системой коррекции орбиты по вертикали.

Получена реальная эффективность медленного вывода $95 \pm 2\%$ при выводе пучка в 22-й канал с интенсивностью до $1.5 \cdot 10^{13}$ протонов за цикл У-70 на экспериментальную физическую установку ФОДС.

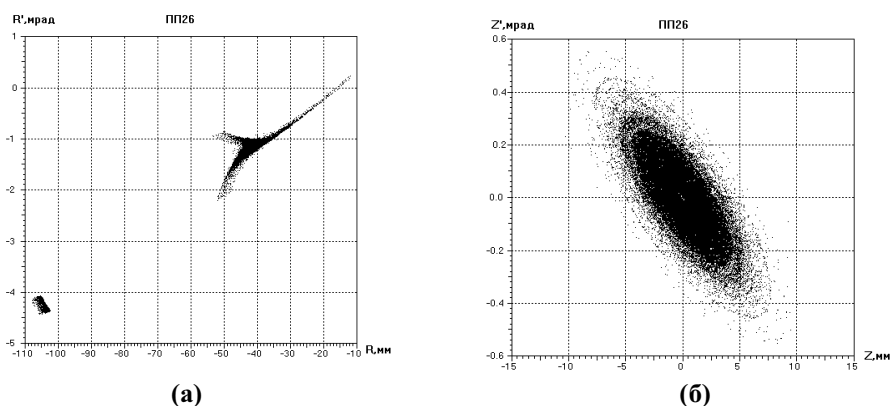


Рис. 15. Фазовые плоскости горизонтального (а) и вертикального (б) движений в ПП26.

Использование метода фазового смещения позволило получить достаточно хорошее подавление пульсаций тока медленно выводимого пучка и достичь эффективного времени вывода около 90%. Малоиндуктивная квадрупольная линза со своим отдельным источником питания, специально разработанная для этой цели, была дополнительно включена в систему подавления пульсаций по сигналу монитора обратной связи по пучку.

На **рис. 16** приведен импульс тока и его спектр при работе модернизированной системы медленного вывода из ускорителя ИФВЭ У-70.

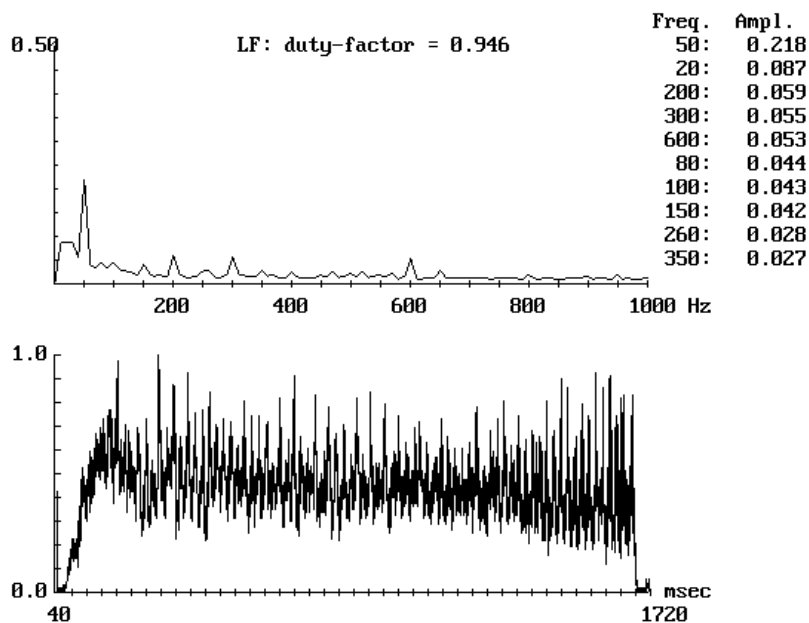


Рис. 16. Осциллограмма сброса интенсивности пучка и её спектр с использованием подавления пульсаций дополнительной квадрупольной линзой.

Повышение эффективности медленного вывода протонного пучка после реконструкции и улучшение его временной структуры позволило обеспечить работу физической установки ФОДС-2 в двух сеансах работы ускорителя У-70 в 2003 году.

Заключение

Изложенный в диссертации научный материал может служить дополнительной теоретической базой для понимания физических процессов при исследовании динамики пучков заряженных частиц при разработке и конструировании систем вывода из ускорителей высоких энергий. Результаты исследований, проводимых в течение ряда лет, легли в основу проекта систем Ускорительно-накопительного комплекса Института физики высоких энергий, позволили

на ускорителе ИФВЭ У-70 получить высокие результаты при организации вывода ускоренного протонного пучка с помощью изогнутых кристаллов и добиться эффективности 95% медленно выведенного пучка интенсивностью до $1.5 \cdot 10^{13}$ протонов в импульсе с эффективной длительностью вывода 95%.

Метод анализа уравнений связанного двумерного нелинейного бетатронного движения, основанный на применении специальных канонических преобразований, позволяет точно решать задачи устойчивости при возбуждении любого нелинейного резонанса.

Совместное комплексное рассмотрение магнитной структуры регулярной части кольцевого электромагнита, системы возбуждения гармоника рабочего резонанса медленного вывода и структуры специальных согласованных прямолинейных промежутков ускорителя обеспечивает выполнение требований, необходимых для достижения высокой эффективности вывода до 98%.

Численное рассмотрение с помощью специально разработанной программы моделирования процесса наведения на резонанс медленного вывода методом фазового смещения позволило изучить и выбрать наиболее оптимальные режимы работы системы, обеспечивающие получение качественной временной структуры пучка с эффективной длительностью импульса вывода более 90%.

Использование матричного метода исследования, развитого для изучения устойчивости линейных периодических систем, даёт возможность сконструировать алгоритм поиска периодических решений уравнений бетатронного движения заряженных частиц в нелинейных магнитных полях и анализа их устойчивости. Этот численный метод позволяет исследовать устойчивость области четырёхмерного фазового пространства связанного движения вблизи линий и узлов нескольких резонансов бетатронных колебаний, чего нельзя сделать точно аналитическими методами.

Исследование динамики движения протонов при каналировании показало, что при использовании коротких кристаллов кремния ~ 2 мм возможно достижение высокой эффективности вывода $\sim 85\%$, что в три раза превышает лучший результат, полученный с помощью кристаллов на ускорителе ФНАЛ. С целью повышения эффективности использования ускорителя была также изучена возможность одновременной работы вывода кристаллом с работой двух внутренних мишеней. Показано, что в этом случае обеспечиваются практически однородные во времени пучки протонов и вторичных частиц на всём плато магнитного цикла ускорителя. Созданный на ускорителе ИФВЭ вывод с использованием коротких изогнутых кристаллов существенно расширяет возможности проведения экспериментов на пучках высоких энергий в диапазоне интенсивности выведенных пучков от 10^6 до 10^{12} протонов в цикле.

Простой метод увеличения структурной β -функции установкой двух квадруполь вблизи первого выводного устройства системы медленного вывода – электростатического дефлектора – решил задачу уменьшения потерь на этом

устройстве, большего разделения циркулирующего и выводимого пучков и уменьшения потерь на втором выводном устройстве – отклоняющем магните ОМ-24 – и достижения эффективности вывода до 95%.

Полученные условия сохранения каноничности уравнений Гамильтона при преобразовании канонических переменных позволяют свести систему четырёх уравнений бетатронного движения, описывающих двумерные нелинейные резонансы связи, практически к одному. Эти результаты приведены в приложении, так как они не имеют прямого отношения к теме диссертации, но помогают решению задач при исследовании устойчивости вблизи бетатронных резонансов.

Как теоретические, так и практические результаты, полученные в данной диссертации, могут быть использованы при исследовании динамики заряженных частиц в системах вывода ускоренного пучка на других ускорителях и долговременной устойчивости пучков в режиме встреч в накопителях.

Список литературы

- [1] Fedotov Yu.S., Fronteau J., Keyser R. A Preliminary Note on a Program to Calculate Particle Trajectories in the Magnetic Field of the Serpukhov Accelerator. – Preprint CERN – DD/CO/67/5. Geneva 1967.
- [2] Гридасов В.И., Курнаев О.В., Мойжес Л.Л., Мызников К.П., Татаренко В.М., Федотов Ю.С., Артёмов А.Д., Ваулин Л.Н., Гусев О.А., Дойников Н.И., Ковалевский И.И., Козлов К.М., Кофман В.М., Мегорский Д.П., Моносзон Н.А., Надгорный В.П., Попов А.В., Рождественский Б.В., Сивков Ю.П., Симаков А.С., Сударушкин А.П., Титов В.А., Фадеев Н.А., Фёдоров В.Д. Проект системы медленного вывода протонов из ускорителя ИФВЭ на энергию 70 ГэВ. – Труды VII Международной конференции по ускорителям (Ереван 1969). Изд-во АН Арм. ССР, 1970, т. I, с. 480-492.
- [3] Chepegin V.N., Fedotov Yu.S., Gridasov V.I., Myznikov K.P. Experimental Investigation of Nonlinear Resonances at IHEP 70 GeV Accelerator. – Proceedings of the 8th International Conference on High Energy Accelerators, Geneva, 1971, p.p. 311-313.
- [4] Федотов Ю.С. Использование нелинейных резонансов бетатронных колебаний для медленного вывода частиц // Рукопись депонирована в А.Э, т. 33, вып. 4, 1972.
- [5] Fedotov Yu.S. On Designing the IHEP Accelerating Storage Complex. – IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol. NS-24. No. 3, June 1977, p.p. 1900-1902.

- [6] Воробьев В.К., Левин А.В., Мойжес Л.Л., Мызников К.П., Федотов Ю.С. Улучшение временной структуры пучка при медленном выводе из ускорителя ИФВЭ на энергию 70 ГэВ.. – Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, июль 1977, т. II, с. 157-165.
- [7] Doble N., Fedotov Yu., De Raad B., Sievers P. Extraction and external beams. – Proceedings of the 2nd ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors, CERN, 1980.
- [8] Lebedev V.N., Mokhov N.V., Myznikov K.P., Fedotov Yu.S. Problems connected with particle extraction from accelerators of super high energies. – Proceedings of the 2nd ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors, CERN, 1980.
- [9] Балбеков В.И., Мызников К.П., Федотов Ю.С., Монозон Н.А., Титов В.А.. Структура магнитной системы УНК. – Труды 8-го Всесоюзного Совещания по Ускорителям Заряженных Частиц. Протвино, 1982. Изд-во Дубна, 1983, т. I, с.187-190.
- [10] Балбеков В.И., Волков И.Б., Гуров Г.Г., Казьмин Б.В., Курнаев О.В., Мызников К.П., Федотов Ю.С. Система коррекции магнитного поля первой ступени УНК. – Труды 9-го Всесоюзного Совещания по Ускорителям Заряженных Частиц. Дубна 1-18 октября 1984 г. Изд-во Дубна, 1985, т. II, с. 392-394.
- [11] Балбеков В.И., Дрождин А.И., Мызников К.П., Федотов Ю.С., Чирков П.Н., Язынин И.А. Требования к нелинейностям поля СП-магнитов УНК. – Труды 9-го Всесоюзного Совещания по Ускорителям Заряженных Частиц. Дубна, 15-18 октября 1984 г. Изд-во Дубна, 1985, т. II, с. 371-375.
- [12] Ageev A.I., Alferov V.N., Balbekov V.I., Fedotov Yu.S., Gerzcev K.F., Gridasov V.I., Gurov G.G., Kurnaev O.V., Lebedev V.N., Myznikov K.P., Solovjev L.D., Sytnik V.V., Yarba V.A. The IHEP Accelerating and Storage Complex. – European Particle Accelerator Conference, Roma 1988. N. Y., 1988. Vol. 1, p.p. 233-236.
- [13] Bavizhev M.D., Biryukov V.M., Drozhdin A.I., Dziba A.R., Fedotov Yu.S., Myznikov K.P., Taratin A.M., Vorobiev S.A., Yazynin I.A. Crystal Optics of High Energy Beams – IEEE PAC 91, San Francisco, May 6-9 1991, California, V. 1, p.p. 177-179.
- [14] Aseev A.A., Bavizhev M.D., Fedotov Yu.S., Ludmirsky E.A, Maishev V.A., Mjae E.A. On Using Bent Single Crystals for Proton Extraction from IHEP Accelerator – IEEE PAC 91, San Francisco May 6-9 1991, California, V.1, p.p. 189-191.
- [15] Drozhdin A.I., Fedotov Yu.S., Maslov M.A., Mokhov N.V., Yazynin I.A.. Calculation of Losses and Protection Against Irradiation During Beam Abort and Loss Localisation. – Proceedings of the 1989 Particle Accelerator Conference. PAC 1989, Chicago, Illinois, IEEE 1989, V.1, p. 255-258.

- [16] Fedotov Yu.S. Simple Method of the Dynamic Aperture Estimation. – Proceedings of the 2nd European Particle Accelerator Conference. EPAC 90, Nice, June 1990. Editions Frontieres, Vol 2, p.p. 1542-1544.
- [17] Drozhdin A.I., Fedotov Yu.S., Loginov A.A., Maslov M.A., Yazynin I.A. Application of Betatron Oscillation Resonances for Emittance Shaping and Beam Loss Localization in the UNK. – Proceedings of the 2nd European Particle Accelerator Conference, Nice 1990, Editions Frontieres, Vol. 2, p.p. 1539-1541.
- [18] Baishev I.S., Chepegin V.N., Drozhdin A.I., Fedotov Yu.S., Maslov M.A., Mokhov N.V. Myznikov K.P., Yazynin I.A. Protection of Superconducting Magnets Against Irradiation // Particle Accelerators, Proceedings of the 14th International Conference on High Energy Accelerators, Tsukuba, August 22-26 1989. Part III, p.p. 189-194.
- [19] Федотов Ю.С. Численный метод исследования устойчивости периодических решений движения частиц в нелинейных магнитных полях. – Препринт ИФВЭ 92-22 УНК, Протвино, 1992. – 11 с.
- [20] Fedotov Yu.S. Numeric Method to Study the Stability of Periodic Solution of Particle Motion in Nonlinear Magnetic Field. – XV International Conference on High Energy Accelerators, Germany, Hamburg, July 20-24, 1992. World Scientific 1993, vol. II, p.p. 1001-1004.
- [21] Aseev A.A., Bavizhev M.D., Fedotov Yu.S., Ludmirsky E.A., Maishev V.A.. Extraction of the 70 GeV proton beam from IHEP accelerator towards beam line 2(14) with a bent single crystal // NIM, A309 (1991), p.p. 1-4.
- [22] Aseev A.A., Fedotov Yu.S., Mjae E.A., Sokolov S.V. On increasing the bent crystal extraction efficiency by using a thin internal target. // NIM, A324 (1993), p.p. 31-39.
- [23] Fedotov Yu.S. UNK Status. – Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference, EPAC 96, Barcelona, 10-14 June 1996. V. 1, p.p. 407-409.
- [24] Бирюков В.М., Бугорский А.П., Васильев А.Н., Гришин В.Н., Каршев Ю.Г., Котов В.И., Майшеев В.А., Мочалов В.В., Минченко А.В., Семёнов П.А., Соловьянов В.Л., Троянов Е.Ф., Уфимцев А.Г., Уханов М.Н., Федотов Ю.С., Харлов Ю.В., Чесноков Ю.А. Формирование протонного пучка, выведенного из У-70 с помощью кристалла на установку РАМПЭКС. – Препринт ИФВЭ 2000-58 ОЭФ, Протвино 2000. – 14 с.
- [25] Каршев Ю.Г., Максимов А.В., Троянов Е.Ф., Федотов Ю.С. Модернизация схемы медленного вывода протонного пучка из ускорителя ИФВЭ для повышения его эффективности. – В сборнике докладов 17-го Совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000, т. 2, с. 263 – 266.
- [26] Афонин А.Г., Бирюков В.М., Галяев Н.А., Гресь В.Н., Гришина С.Ю., Запольский В.Н., Зеленов Б.А., Котов В.И., Майшеев В.А., Медведев В.А., Минченко А.В., Терехов В.И., Троянов Е.Ф., Федотов Ю.С. Исследования режима интенсивного вывода пучка протонов изогнутым

кристаллом при одновременной работе с внутренними мишенями на ускорителе У-70 ИФВЭ // ПТЭ, 2002. № 4, с. 45-50.

- [27] Афонин А.Г., Ермолаев А.Д., Каршев Ю.Г., Лапин В.В., Максимов А.В., Минченко А.В., Сулыгин И.И., Терехов В.И., Троянов Е.Ф., Федотов Ю.С. Модернизация системы медленного вывода пучка протонов ускорителя У-70 // А.Э., 2002. Т. 93, вып. 6, с. 425 – 428.
- [28] Афонин А.Г., Баранов В.Т., Бирюков В.М., Котов В.И., Маишеев В.А., Терехов В.И., Троянов Е.Ф., Федотов Ю.С., Чепегин В.Н., Чесноков Ю.А. Использование коротких кристаллов кремния для вывода и коллимации пучков на протонном синхротроне У-70 // А.Э., 2002. Т. 2, вып. 6, с. 428 – 432.
- [29] Афонин А.Г., Баранов В.Т., Бирюков В.Т., Иванов Ю.М., Кардаш А.А., Котов В.И., Маишеев В.А., Терехов В.И., Троянов Е.Ф., Федотов Ю.С., Чепегин В.Н., Чесноков Ю.А. Вывод пучка протонов из ускорителя ИФВЭ с помощью коротких кристаллов кремния. – Препринт ИФВЭ 2003-33. Протвино, 2003. – 49 с.

Рукопись поступила 15 июля 2004 г.

Ю.С. Федотов

Исследования динамики заряженных частиц при выводе пучков из ускорителей высоких энергий, разработка и совершенствование высокоэффективных систем вывода на ускорительном комплексе ИФВЭ.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 20.07.2004. Формат 60x84/16. Офсетная печать.
Печ.л. 2,46. Уч.-изд.л. 2,8. Тираж 100. Заказ 289. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

АВТОРЕФЕРАТ 2004 –29, ИФВЭ, 2004
