

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**ТРУДЫ
ВОСЬМОГО ВСЕСОЮЗНОГО
СОВЕЩАНИЯ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ
ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ**

ПРОТВИНО, 19-21 ОКТЯБРЯ 1982 ГОДА

Том I

ДУБНА 1983

СОСТОЯНИЕ РАБОТ НА ВЭПП-4

В.В.Анашин, А.С.Артамонов, М.М.Бровин, С.Б.Вассерман, Н.А.Винокуров, П.Д.Вобльи, А.А.Жоленц, Э.И.Зинин, Н.И.Иноземцев, М.М.Карлинер, Г.А.Корнюхин, В.А.Киселев, Э.А.Купер, Б.В.Левичев, А.С.Медведко, С.И.Мишнев, О.А.Нежевенко, С.А.Никитин, А.П.Онучин, В.В.Петров, В.М.Петров, В.Г.Попов, И.Я.Протопопов, Ю.А.Пупков, Е.Л.Салдин, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, А.Б.Темных, Г.М.Тумайкин, И.А.Шехтман, Ю.И.Эйдельман, М.И.Юрков, Г.И.Яснов
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

На электрон-позитронном накопителе ВЭПП-4 после его запуска и проведения первого эксперимента по определению массы ψ, ψ' -мезонов /1,2/ основными задачами являлись:

1. Увеличение энергии накопителя до интересной области ипсилон-резонансов. В связи с этой задачей на ВЭПП-4 была установлена новая высокочастотная система на основе гирокона. Энергия накопителя была поднята до 5,5 ГэВ.

2. Проведение физических экспериментов. Для этого в центральное место встречи установлен детектор МД-1 с перпендикулярным магнитным полем, специально изготовленный для ВЭПП-4. После проведения методических измерений на энергии пси-мезона на этом детекторе в первой половине 1962 года было выполнено прецизионное измерение массы ипсилон-мезона.

Доля времени, выделяемого на физику высоких энергий, достигла 40% календарного.

3. Получение поляризованных пучков на накопителе и отработка способов измерения поляризации. В настоящее время эта задача прямо связана с калибровками масс мезонов.

4. Увеличение надежности и эффективности комплекса ВЭПП-4 в целом, получение предельной светимости. В результате проведенных работ на энергии 4,75 ГэВ получена светимость $2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Ниже описываются некоторые результаты работы.

На позитронном источнике комплекса, состоящего из импульсного линейного ускорителя (55 МэВ, 40 А), конверсионной системы и синхротрона Б-4 /3/, велись работы по увеличению позитронного тока и повышению его стабильности. На выходе синхротрона достигнут ток 1,4 мА при среднем токе 1 мА за выстрел (1 раз в секунду). С учетом коэффициентов перепусков - около 50% из Б-4 в накопитель ВЭПП-3 и 80% из ВЭПП-3 в ВЭПП-4 - достигнута скорость накопления позитронов в ВЭПП-4 $\sim 0,5$ мА в минуту. Скорость накопления электронов на порядок больше - 5 мА в минуту.

На накопителе ВЭПП-3 налажен режим ускорения сравнительно больших токов. Потери тока были связаны с перехватом сгустка частиц из сепаратрисы первой гармоники частоты обращения в одну из сепаратрис 19-ой гармоники, на которой происходит ускорение. Обычные ускоренные токи в ВЭПП-3 - 80-100 мА, что позволяет за один перепуск иметь в ВЭПП-4 токи I2+I5 мА.

До энергии 5 ГэВ большие токи в одном сгустке ВЭПП-4 не требуются, так как при этих токах начинают работать эффекты встречи.

На накопителе ВЭПП-4 были устранены ограничения радиальной апертуры, обнаруженные локальными смещениями пучка. Они были связаны с дефектами в распре-

ленных магниторазрядных насосах, расположенных внутри вакуумной камеры вдоль орбиты.

После тщательного обезгаживания камеры время жизни пучков на энергии 5 ГэВ при токах 10 мА — 4 часа, на малых токах — около 20 часов.

Дополнительно к работавшему до сих пор на накопителе резонатору на 22Г гармонике частоты обращения и питаемого ламповым ВЧ-генератором установлено еще пять аналогичных резонаторов. Их питание осуществлялось экспериментальным высокочастотным генератором — гироконом /4/. Новая ВЧ-система имеет суммарное напряжение на резонаторах до 4,5 МВ, что вместе с устранением радиальных ограничений апертуры позволило поднять энергию до 5,5 ГэВ.

В конце 1980 года в центральное место встречи накопителя установлен детектор МД-1 /5/. Отличительной особенностью детектора является то, что его магнитное поле перпендикулярно плоскости орбиты накопителя.

По сравнению с детекторами с продольным полем такой детектор имеет следующие преимущества:

1. Имеется возможность регистрировать частицы и анализировать их импульс во всем диапазоне углов, включая нулевой. Это особенно существенно для двухфотонных процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \gamma$, в которых рассеянные электроны и продукты реакции летят, в основном, вперед.

2. Удобно регистрировать γ -кванты, вылетающие под нулевыми углами; орбита с пучками в магнитном поле отходит от этого направления, что создает для регистрации низкий уровень фона и большую апертуру. Эта возможность уже была использована в 1981 году в эксперименте по измерению однократного тормозного излучения, где обнаружен интересный эффект существенного искажения спектра тормозного излучения в e^+e^- -рассеянии из-за обрезания больших прицельных параметров /6/.

Расположение МД-1 на накопителе показано на рис.1. С каждой стороны от основного магнита стоят дополнительные доворотные магниты, позволяющие варьировать магнитное поле в детекторе. Между доворотным магнитом и ближайшей к месту встречи квадрупольной линзой находится система пропорциональных камер для регистрации рассеянных электронов в двухфотонных процессах. Расчетная точность измерения энергии рассеянных электронов 1%. Система регистрирует электроны, вылетающие под нулевым углом, с потерей энергии 15–20%. Электроны с полной энергией регистрируются в диапазоне углов 12–100 миллирадиан.

Основной магнит детектора (рис.2) — прямоугольный соленоид закрытого типа. Объем магнитного поля—9,5 м³, напряженность — до 16 кГс. Внутри магнита-система координатных пропорциональных камер, сцинтилляционные счетчики, газовые черенковские счетчики и ливнево-пробежные пропорциональные камеры. Кроме того, за обмоткой магнита, внутри железного яра и за яром расположены мюонные камеры.

Полное количество каналов электроники пропорциональных камер — 16 тысяч.

До сих пор детекторы с перпендикулярным полем на электрон-позитронных накопителях не использовались. Одной из основных причин этого является более сложное решение проблемы фона в объеме детектора, вызванного как потерей частиц из накопителя, так и синхротронным излучением, рождающимся в детекторе /7/. Экспериментальное исследование на накопителе ВЭПП-4 показало /8/, что фоновые условия на детекторе МД-1 достаточно хорошие. При проведении эксперимента по измерению массы ипсилон-мезона, о чем будет рассказано ниже, фоны особых забот не вызывали.

В докладе на предыдущем совещании /1/ говорилось о неожиданно сильном проявлении эффектов встречи на накопителе ВЭПП-4. Максимальный сдвиг частоты малых

вертикальных колебаний от встречного пучка ξ_z при энергии 1,8 ГэВ не превышал 0,02. При больших значениях ξ_z увеличивался вертикальный размер меньшего по току пучка и резко падало его время жизни.

Численное моделирование эффектов встречи показало, что с точки зрения проявления нелинейных бетатронных и синхробетатронных резонансов наиболее спокойной областью рабочих точек является область вблизи целых и полуцелых значений частот колебаний. Кроме того, они будут сильнее проявляться при наличии энергетической дисперсии в месте встречи, больших машинных нелинейностях и малых апертурах, которые, кстати, существовали в тот момент.

При установке магнитного детектора МД-1 в центральное место встречи был осуществлен новый вариант оптики прямолинейного промежутка. Раздельное питание элементов промежутка позволило это легко сделать. В этом варианте мы отказались от трех мест встречи с малыми β -функциями одновременно и оставили только центральное место встречи. При этом была выбрана рабочая точка с $\nu_x = 8,55$; $\nu_y = 9,55$, где отсутствуют линейные синхробетатронные резонансы, и занулена энергетическая дисперсия в месте встречи.

Кроме того, в новом варианте оптики прямолинейного промежутка уменьшилось число мест с большими значениями β -функции, что привело к эффективному увеличению апертуры и уменьшению хроматизма, позволившее, в свою очередь, ослабить секступольные коррекции.

Эксперименты с новой оптикой промежутка дали положительные результаты. На энергии 1,8 ГэВ предельное ξ_z увеличилось до 0,035, что позволило втрое поднять светимость на этой энергии. На энергии 5 ГэВ в режиме резко разных токов электронов и позитронов было получено $\xi_z = 0,10$, и это значение, по-видимому, не являлось предельным.

На рис.3 показана измеренная зависимость ξ_z от тока встречного пучка. Величина ξ_z вычислялась по формуле:

$$\xi_z = \frac{2eL}{\beta^2} \beta_z \frac{\angle}{i},$$

где \angle - светимость, а i - ток меньшего пучка. Линейный характер зависимости ξ_z от тока большего пучка показывает, что мы еще не испытываем ограничений по эффектам встречи.

Для получения хорошей эффективности системы регистрации нам потребовалось одновременно с детектором МД-1 - с двух его сторон - установить доворотные магниты. Поэтому расстояние между ближайшими к месту встречи линзами в ВЭПП-4 оказалось очень большим - около 9 метров.

Этот размер определил минимальное значение β -функции в месте встречи, равное 45 см. При дальнейшем уменьшении β -функции в месте встречи происходило механическое ограничение вертикальной апертуры накопителя в ближайших к нему квадрупольных линзах. Поскольку величина апертуры наиболее существенна при накоплении пучков и подъеме энергии, то после выхода на энергию эксперимента осуществлялась перестройка оптики прямолинейного промежутка, уменьшающая значение β_z функции в месте встречи до 19 см. Подобный вариант работы был впервые предложен и опробован на накопителе ВЭПП-3/9/. В перестройке оптики участвовало четыре линзы. При тех же токах пучков светимость ВЭПП-4 была почти удвоена.

Данные по максимальной светимости и параметрам пучка, при которых она была получена, приведены в таблице.

Энергия, ГэВ	Ток ⁺ мА	Ток ⁻ мА	см β_z^2	ξ_z	Светимость в 10^{29} см ⁻² с ⁻¹
1,85	0,64	0,65	43	0,036	0,21
4,75	4,7	7,7	43	0,075	8,5
4,75	6,7	5,4	19	0,050	15

При движении электронов в магнитном поле накопителя происходит радиационная поляризация частиц. Время поляризации пропорционально γ^{-5} , т.е. сильно зависит от энергии электронов; на энергии ипсилон-мезона оно равно 50 минутам.

Степень поляризации частиц реально может оказаться малой, особенно при приближении частоты спинового резонанса к частоте, кратной частоте обращения или частоте бетатронных колебаний. Сила резонансов зависит от наличия возмущений в накопителе и прежде всего связана с радиальными магнитными полями /10/.

Первоначальные эксперименты из-за малой степени поляризации дали нечеткие результаты. Приведенный анализ позволил выявить наиболее вероятные причины этой ситуации. Степень поляризации более 50% была получена введением в накопитель распределенной системы подавления связи радиальных и вертикальных бетатронных колебаний вместо использовавшейся до этого сосредоточенной системы в прямолинейных промежутках. По-видимому, при этом происходит компенсация связи в месте ее возникновения.

С помощью корректоров с радиальным магнитным полем была продемонстрирована зависимость степени поляризации от амплитуды и фазы гармоник спинового возмущения.

Для измерения степени поляризации мы использовали различные методы. Ранее на малых энергиях (1,5-2,0 ГэВ) использовалась зависимость упругого рассеяния частиц внутри сгустка (эффект Тушека) от поляризации /2/. При больших энергиях этот метод становится малоэффективным, и мы использовали зависимость от поперечной поляризации электронов сечения комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов. Разница вертикальных распределений комптоновских квантов при разных поляризациях света пропорциональна степени поперечной поляризации электронов.

Были налажены два варианта измерения поляризации. В первом варианте в качестве источника циркулярно поляризованного света использовался твердотельный лазер мощностью 1 Вт (метод ЛАП - лазерный поляриметр) /11/. Во втором варианте в качестве источника использовалось синхротронное излучение встречного пучка, которое имеет значительную и разного знака степень круговой поляризации выше и ниже плоскости равновесной орбиты. Для этого встречные пучки разводились электрическими полями по вертикали на $3\sigma_e$, что составляло 70 микрон (метод КСИП) /12/.

Было отмечено, что при токах пучков, близких к предельным по эффектам встречи, поляризация сведенных пучков нарушалась.

На рис.4 показан процесс поляризации пучков в ВЭПП-4 и его резонансная деполяризация внешним высокочастотным полем. Поляризация измерялась методом КСИП. Время поляризации соответствует расчетному.

На рис.5 изображена измеренная методом ЛАП зависимость поляризации пучка от энергии. Отчетливо видно отсутствие поляризации на энергиях, когда частота прецессии спина кратна частоте обращения и бетатронным частотам. Максимальная степень поляризации составляла примерно 80%.

Отработка способов получения поляризации в ВЭПП-4, способов измерения ее степени и использование стандартной методики деполяризации пучка медленным сканированием частотой, возмущающей спиновое движение /2,13/, позволили по моменту деполяризации пучка провести калибровку энергии накопителя и измерить массу ипсилон-мезона.

При проведении калибровки энергии были найдены три частоты, на которых происходила деполяризация пучков. Крайние частоты отстояли от центральной на частоту синхротронных колебаний, что было проверено по силе деполяризирующих резонансов и путем изменения синхротронной частоты за счет изменения ускоряющего ВЧ-напряжения.

В двух сериях экспериментов по определению массы ипсилон-мезона было набрано 100 обратных набарн интеграла светимости и проведено около 100 калибровок энергии. При обработке результатов измерений были учтены возможные эффекты, которые могли бы привести к ошибке в определении массы; в частности, изменение β -функции и, следовательно, скорости счета событий при отклонениях импульса частиц от равновесного значения. Указанный эффект - самый большой из рассмотренных и привел к поправке в массе, равной 0,1 МэВ.

На рисунке 7 показаны результаты измерений массы, которая оказалась равной

$$m_{\gamma} = 9459,7 \pm 0,6 \text{ МэВ},$$

с ошибкой на порядок меньше табличной /14/.

Основная программа экспериментов на ближайшие годы - изучение двухфотонных процессов, для которых детектор МД-1 и общая организация места встречи на ВЭПП-4 дают преимущества по сравнению с детекторами, применяемыми на других накопителях. Планируется набрать интеграл светимости 10-30 обратных набарн. По энергии работа будет проводиться в области ипсилон-резонансов, что позволит параллельно изучать свойства этого семейства резонансов.

Кроме того, параллельно с работой на физику высоких энергий предполагается, что накопитель ВЭПП-4 будет давать пучки синхротронного излучения по уже готовым каналам в бункер для проведения исследований на этих пучках.

Продолжается проработка методов получения продольно поляризованных пучков на накопителе /15/ и вопросов, связанных с монохроматизацией энергии взаимодействия /16/.

Л и т е р а т у р а

1. Анашин В.В. и др. ВЭПП-4: запуск и первые эксперименты. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, т.1, стр.246, 1981.
2. A.A.Zholentz et al., Phys. Letters, 1980, 96B, 214.
3. Вассерман С.Б. и др. Запуск позитрон-электронного источника для ВЭПП-4. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979, т.1, стр.128.
4. Арбузов В.С. и др. Многорезонаторная ВЧ-система накопителя ВЭПП-4 на энергию 5,5 ГэВ. Доклад на настоящем совещании, т.1.
5. S.E.Baru et al., Preprint INP 77-75, Novosibirsk (1977).
6. A.F.Blinov et al., Phys. Letters, 1982, 113B, 423.
7. A.P.Onuchin, Yu.A.Tikhonov. Preprint INP 77-77, Novosibirsk (1977).
8. S.E.Baru et al., Intern. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Slac, 1982.
9. Status report on electron-positron storage ring VEPP-3. The VIII Intern. conf. on High Energy Accel., CERN, p. 138 (1971).
10. Дербенёв Я.С. и др. Радиационная поляризация: получение, управление, использование. Препринт ИЯФ 76-112, Новосибирск, 1976.
11. Блинов А.Е. и др. Измерение поляризации частиц в накопителе методом рассеяния синхротронного излучения на встречном пучке. Доклад на настоящем совещании, т.11.
12. Воробьев П.В. и др. Измерение поляризации электронов на накопителе ВЭПП-4 лазерным поляриметром. Доклад на настоящем совещании, т.11.
13. A.D.Bukin et al., Proceedings of the V Intern. Symposium on High Energy and Elementary Particle Physics, Warsaw, 1975, p. 138.

14. A.S.Artamonov et al., High precision measurement of the Υ -meson mass. Preprint INP 82-94, Novosibirsk (1982).
15. Никитин С.А. и др. Анализ вариантов получения продольно поляризованных встречных пучков на накопителе ВЭПП-4. Доклад на настоящем совещании, т. II.
16. Авдиенко А.А. и др. Проект модернизации накопителя ВЭПП-4 для проведения монохроматических экспериментов. Доклад на настоящем совещании, т. II.

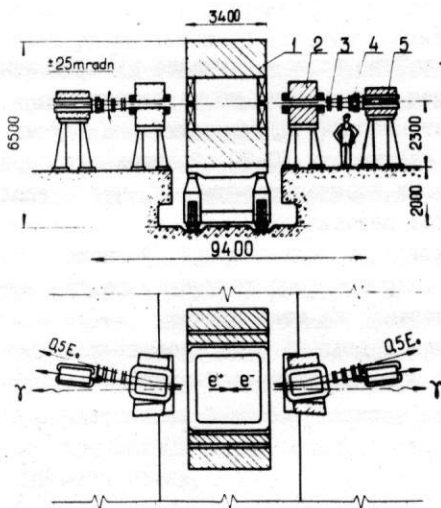


Рис. 1. Центральное место встречи:
1 - детектор МД-I; 2 - доворотные магниты; 3, 4 - система для регистрации рассеянных электронов и измерения светимости; 5 - линзы.

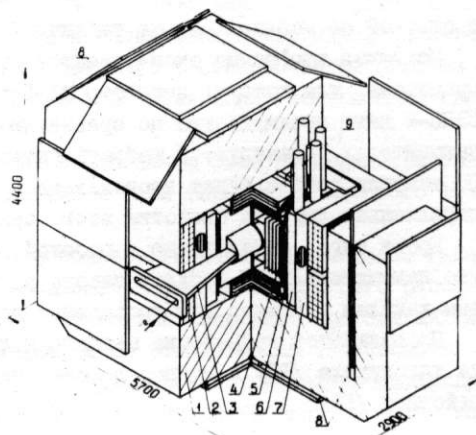


Рис. 2. Магнитный детектор МД-I:
1 - ядро; 2 - медная обмотка; 3 - вакуумная камера; 4 - координатные камеры; 5 - сцинтилляционные счетчики; 6 - газовые черенковские счетчики; 7, 9 - ливнево-пробегные камеры; 9 - мюонные камеры.

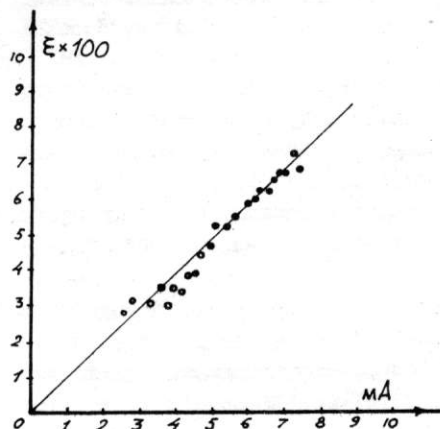
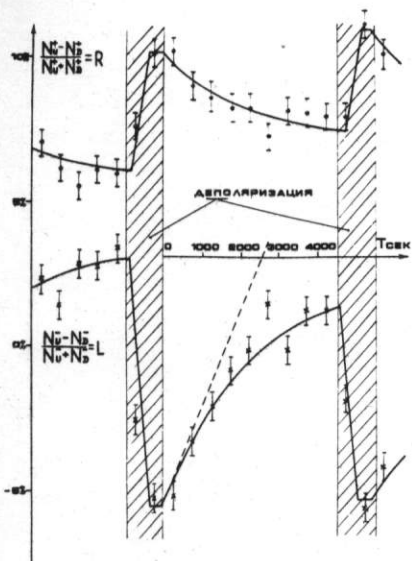


Рис. 3. Зависимость E_z от тока.
 $E = 4,75$ ГэВ; $\beta_2^* = 27$ см.



Поляризация пучков на $E = 4730$ МэВ
методом КСИП

Рис. 4. Измерение поляризации пучков.

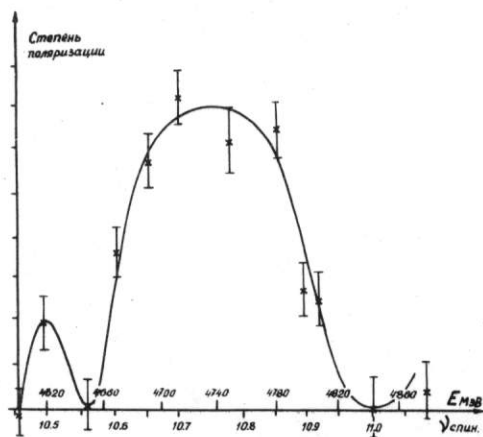


Рис. 5. Зависимость степени поляризации от энергии.

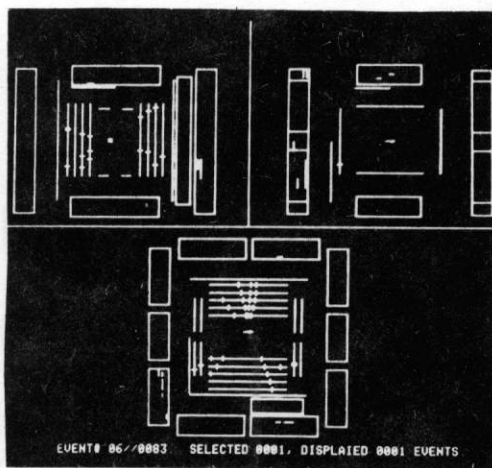


Рис. 6. Фотография с дисплея события ипсилон-мезона с детектора МД-1.

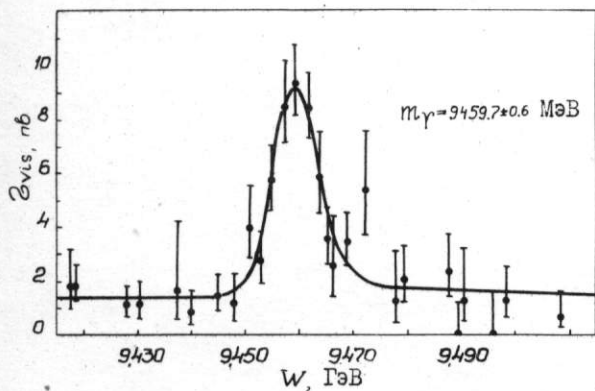


Рис. 7. Адронное сечение в области ипсилон-мезона.

ЗАПУСК ПРОТОННО-ИОННОГО СИНХРОТРОНА Б-5

В.Л.Ауслендер, Г.Б.Глаголев, В.Н.Лазарев, В.И.Сербин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В Институте ядерной физики СО АН разработан и изготовлен синхротрон Б-5, предназначенный для получения пучков протонов с энергией до 200 МэВ и многозарядных ионов с энергией до 50 МэВ/нуклон [1]. Расчетная предельная интенсивность выпущенного пучка $\sim 10^{11}$ частиц/с. Монохроматичность выпущенного пучка не хуже 1% при длительности импульса выпущенного тока ~ 200 мкс и частоте следования импульсов 50 Гц. Использование в качестве ускорителя синхротрона позволяет ускорять широкий набор ионов и плавно регулировать их энергию. Получение в таком синхротроне ионов с энергией до 50 МэВ/нуклон практически возможно только для полностью ионизованных атомов и реально ограничено $A \lesssim 20$.

Для получения большой средней величины тока ускоренных ионов при заданной импульсной интенсивности источника ионов желательно иметь большую частоту повторения циклов ускорения. При этом малое время ускорения (10 мс) уменьшает требования к вакуумным условиям в апертуре ускорителя, но делает невозможным применение металлических камер. Поэтому в синхротроне Б-5 магниты размещены внутри вакуумного кожуха. Как показали испытания, проведенные на стенде, средний вакуум $5 \cdot 10^{-7}$ Торр в апертуре ускорителя вполне достижим при использовании обычных откачных средств. Подробные результаты испытаний приведены в литературе [2].

В качестве инжектора используется высокочастотный импульсный линейный ускоритель ИЛУ-5 с одной пролетной трубкой и двумя ускоряющими зазорами по 7 см каждый. Высокочастотное напряжение на ускоряющих зазорах $\sim 1,3$ МэВ. Энергия частиц на выходе из ускорителя составляет 1,5 МэВ для протонов и 0,7-1,0 МэВ/нуклон для ионов с $Z/A = 0,5$. Детальное описание конструкции и характеристики инжектора можно найти в работе [3].

Система питания электромагнита синхротрона является резонансной и выполнена с подмагничиванием магнита ускорителя постоянным током. Возбуждение колебательного контура осуществляется от однотактного инверторного преобразователя. Необходимое начальное возбуждение контура производится пусковым импульсным устройством. Синхронизация частоты колебательного контура с частотой питающей сети осуществляется методом изменения эквивалентной индуктивности контура. Достигнутая точность синхронизации по фазе составляет ± 30 мин.

Стабилизация магнитного поля на уровне инжекции осуществляется формированием "плато" в кривой тока магнита при достижении магнитным полем заданного уровня. Стабильность амплитуды магнитного поля определяется стабильностью выходного напряжения источника питания инверторного преобразователя и последующим формированием "плато выпуска" [4].

Необходимая перестройка частоты ускоряющего резонатора осуществляется изменением магнитной проницаемости ферритов, расположенных в объеме резонатора. Расположение резонатора во внешнем переменном магнитном поле обеспечило двенадцатикратную перестройку частоты [5].

В качестве источника многозарядных ионов выбран электроннолучевой источник, в котором ионизация осуществляется плотным электронным пучком диаметром 1 мм

с током до 5 А и энергией 10 кэВ. Этот источник представляет собой достаточно сложный и относительно самостоятельный элемент синхротрона. Подробное описание конструкции и ход работ по запуску источника многозарядных ионов приведены в работе [6].

Для получения протонов используется протонный источник с разрядом типа Пеннинга с холодным катодом. Указанный источник эксплуатируется несколько лет и показал хорошие эксплуатационные характеристики. Он обеспечивает на входе в ускоритель-инжектор ток ионов 140 мА при 65% содержании протонов и нормализованном эмиттансе не более $4 \cdot 10^{-5}$ см·рад. Источник компактен, прост по конструкции, надежен в работе [7].

Управление ускорителем осуществляется с помощью ЭВМ типа М-6000. Набор ди-ректив, задаваемых оператором, позволяет управлять элементами ускорителя, контролировать работу систем, запоминать и воспроизводить отработанные режимы. Полученная информация выводится на дисплей и может документироваться. Предусмотрена диагностика аварий и отказов аппаратуры [8].

В настоящее время на синхротроне проводятся стендовые испытания в режиме ускорения протонов. Получено ускорение протонов до 180 МэВ и интенсивностью $2,5 \cdot 10^{10}$ протон/с. Система обратной связи по положению пучка в апертуре обеспечивает ускорение практически без потерь [9]. Осуществлен вывод с эффективностью до 40% при длительности 50 мкс. Продолжаются работы по получению предельной интенсивности и увеличению эффективности вывода.

Л и т е р а т у р а

1. Абдульманов В.Г., Авербух И.И., Ауслендер В.Л. и др. "Протонно-ионный синхротрон Б-5". Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, июль 1977, т. I, с. 345.
2. Ауслендер В.Л., Глаголев Г.Б. и др. Вакуумная система синхротрона Б-5. Препринт ИЯФ 79-5. Новосибирск, 1979.
3. Абдульманов В.Г., Ауслендер В.Л., Глаголев Г.Б. и др. Импульсный высокочастотный линейный ускоритель протонов для внешней инжекции в синхротрон Б-5. Препринт ИЯФ 78-25. Новосибирск, 1978.
4. Ауслендер В.Л., Кузьмин С.В., Лапик Р.М., Томилов В.П., Тувик А.А. Система питания электромагнита протонно-ионного синхротрона Б-5. Препринт ИЯФ 80-134. Новосибирск, 1980.
5. Авербух И.И. Высокочастотная система протонно-ионного синхротрона Б-5. Препринт ИЯФ 77-112. Новосибирск, 1977.
6. Абдульманов В.Г. и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр. 98, Дубна 1979.
7. Ауслендер В.Л., Лазарев В.Н., Панфилов А.Д. Протонный источник синхротрона Б-5, ПТЭ, 1979, № 4.
8. Ауслендер В.Л., Неханевич Э.Л., Щепков Ю.И., Факторович Б.Л. Система управления синхротроном Б-5. Препринт ИЯФ 78-89. Новосибирск, 1978.
9. Медведко А.С., Черепанов В.П., Шейнгузихт А.А. Стабилизация радиального положения пучка протонов в синхротроне Б-5 в процессе ускорения. Доклад на настоящем совещании, т. I.

МНОГОРЕЗОНАТОРНАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ
ВЭПП-4 НА ЭНЕРГИЮ 5,5 ГэВ

В.С.Арбузов, В.Г.Вещерович, В.А.Ведерников, В.Н.Волков, Э.И.Горникер,
М.Н.Егорычев, М.М.Карлинер, В.Ф.Кузнецов, Г.Я.Куркин, И.Г.Макаров,
С.Н.Морозов, В.М.Петров, И.К.Седяров, В.Е.Теряев, И.А.Шехтман
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Ускоряющая система накопителя ВЭПП-4 состоит из 6 резонаторов [2], 5 из которых объединены и питаются от УКВ-гирокона непрерывного генерирования [1] (рис.1). Шестой резонатор подключен к ВЧ-генератору, выполненному на триодах ГИ-50А [2].

Каждый из пяти резонаторов имеет коаксиальный вход и подключен к прямоугольному волноводу посредством коаксиально-волноводного перехода 2. Поперечные размеры волновода 1 (ширина 957 мм, высота 500 мм) выбраны таким образом, чтобы между сечениями подключения резонаторов укладывалось целое число полуволн. Расстояние между резонаторами в накопителе кратно половине длины волны в вакууме, и поэтому необходимая для суммирования напряжения фазировка достигается поворотом петли связи резонатора на 180° , в том случае если числа полуволн между резонаторами в вакууме и в волноводе имеют разную четность.

Резонаторы в накопителе расположены двумя группами. Расстояние между резонаторами в группе равно Λ , расстояние между группами $4,5\Lambda$, поэтому для соблюдения фазировки ширина волновода 5, соединяющего группы, больше ширины волновода между резонаторами (1010 мм). Электрическая длина этого волновода равна $2,5\Lambda$ и зависит от точности изготовления. Точная фазировка достигается настройкой этой секции с помощью регулируемого емкостного шлейфа 4, вводимого в волновод.

Эквивалентная схема выбранного волноводно-коаксиального перехода приведена на рис.2. Выбранная схема связи обеспечивает независимость тока в эквивалентных сечениях резонатора "а" от его входного сопротивления и пропорциональность этого тока напряжению на волноводе в сечениях подключения резонаторов "в".

В такой схеме исключена перегрузка петли связи резонатора при его расстройке, мощность делится между резонаторами обратно пропорционально их входному сопротивлению. Разброс входных сопротивлений резонаторов определяется точностью холодной настройки и не превышает 10%. В этих пределах регулировка мощности, поступающей в резонатор, производится переменным конденсатором 3, позволяющим менять коэффициент связи в 1,2 раза.

При одинаковой настройке резонаторов разделение колебаний в такой системе вызывается параллельной проводимостью, включенной в волновод в сечениях подключения резонаторов. Для предотвращения такого разделения эта проводимость скомпенсирована; кроме того, компенсация облегчает согласование системы деления мощности с передающей линией.

Согласование с передающей линией 8 (прямоугольный волновод шириной 1115 мм, высотой 370 мм) осуществляется перестройкой индуктивного шлейфа 7 в передающем волноводе на расстоянии $0,655\Lambda$ от места его соединения с системой деления.

Волноводные линии деления и передачи мощности предназначены для использования на уровне мощности 1 МВт, требуемой для работы накопителя ВЭП-4 с энергией 7 ГэВ. На энергии ВЭП-4 5,5 ГэВ требуемое напряжение на резонаторах 4,5 МВ (менее 1 МВ на резонатор) получается при мощности, отдаваемой гироконном, 220 кВт. Поэтому для ускорения изготовления элементов ВЧ-системы часть передающего тракта от гирокона выполнена коаксиальным фидером 10 с воздушным охлаждением. В дальнейшем предполагается замена этого участка тракта на волновод.

Сложение мощности с двух выводов энергии выходного резонатора гирокона I2 на коаксиальном тройнике II приводит к сильной связи между модами колебаний выходного резонатора гирокона и требует определенной расстройки обеих мод для получения амплитудно-частотной характеристики, исключающей самовозбуждение когерентных фазовых колебаний пучка в накопителе. Расстройка зависит от электрической длины тракта. Выбранная длина тракта, кратная половине длины волны, обеспечивает получение необходимой частотной характеристики при расстройке выходного резонатора вниз более чем на 45° относительно частоты обращения частиц. Такая расстройка приводит к уменьшению электронного КПД гирокона до величин менее 55%.

Для предотвращения когерентных фазовых колебаний предусмотрена также настройка собственных частот высших мод каждого ускоряющего резонатора тремя специальными подстроечными элементами. С помощью этих элементов удается скорректировать частотную характеристику резонаторов в диапазоне до 1 ГГц. В этом интервале частот каждый резонатор имеет около 20 высших мод. Подстроечные элементы по разному влияют на частоты различных высших мод. На автоматизированном измерительном стенде [3] определялись параметры отдельных мод и снимались настроечные характеристики. Измерение и обработка полученных данных проводилась с помощью ЭВМ. В результате были найдены оптимальные положения элементов подстройки, при которых собственные частоты исследованных высших мод расположены благоприятным для пучка образом.

Система управления обеспечивает настройку резонаторов и их защиту, синхронизацию ВЧ с другими системами накопителя, а также совместную работу гирокона с ламповым ВЧ-генератором [4].

Для компенсации сетевых пульсаций ускоряющего напряжения введена цепь обратной связи. Эта цепь модулирует мощность лампового генератора так, чтобы амплитуда суммарного напряжения на шести резонаторах была неизменной. Эта же система вырабатывает сигнал, управляющий выходной мощностью гирокона, если необходимое суммарное напряжение не достигается изменением мощности лампового генератора в заданных пределах.

Стендовые испытания гирокона, проведенные на уровне мощности в нагрузке до 400 кВт, и каждого резонатора при напряжении на зазоре до 2 МВ [5] позволили создать почти двукратный запас по этим параметрам, что способствует повышению надежности системы и упрощает управление.

Уровень тока частиц в двух пучках накопителя достигал 10 мА. Потерь тока вследствие когерентных неустойчивостей, вызываемых частотной характеристикой ВЧ-системы, не наблюдалось.

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И. и др. Высоочастотная система электрон-позитронного накопителя ВЭШ-4 на основе Гирокона - мощного УКВ-генератора с несгруппированным релятивистским пучком. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 284. "Наука", М., 1977.
2. Вещеревич В.Г. и др. Высоочастотная система накопителя ВЭШ-3 на энергию 3 ГэВ. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр. 332. "Наука", М., 1975.
3. Вещеревич В.Г. и др. Автоматизированный стенд для измерения характеристик ускоряющих ВЧ-структур. "Вопросы атомной науки и техники", серия "Техника физического эксперимента", вып. I(7), ХФТИ АН УССР, Харьков, 1981.
4. Вещеревич В.Г. и др. Испытание элементов высокоочастотной системы накопителя ВЭШ-4 на энергию $2 \times 5,5$ ГэВ. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 315. ОИЯИ, Дубна, 1979.
5. Вещеревич В.Г. и др. Испытания ускоряющего резонатора накопителя ВЭШ-4 на высоком уровне мощности. "Вопросы атомной науки и техники", серия Линейные ускорители, вып. I(4), ХФТИ АН УССР, Харьков, 1977.

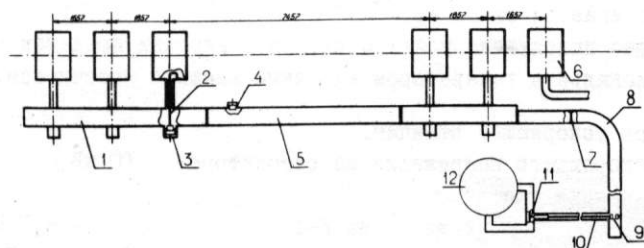


Рис. I. Схема ВЧ-питания накопителя ВЭШ-4.

1 - волноводная секция связи; 2 - коаксиально-волноводный переход; 3 - переменный конденсатор; 4 - емкостной шлейф; 5 - волновод; 6 - ускоряющий резонатор; 7 - индуктивный шлейф; 8 - передающий волновод; 9 - волноводно-коаксиальный переход; 10 - коаксиальный фидер; 11 - коаксиальный тройник с четвертьволновым трансформатором; 12 - выходной резонатор гирокона.

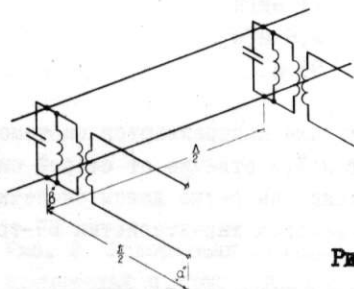


Рис. 2. Эквивалентная схема волноводно-коаксиального делителя мощности.

СТАБИЛИЗАЦИЯ РАДИАЛЬНОГО ПОЛОЖЕНИЯ ПУЧКА ПРОТОНОВ В СИНХРОТРОНЕ Б-5 В ПРОЦЕССЕ УСКОРЕНИЯ

А.С.Медведко, В.П.Черепанов, А.А.Шейнгейзхт

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В ИЯФ разработан и введен в действие синхротрон Б-5, предназначенный для ускорения протонов от 1 до 200 МэВ за 10 мс при 50 циклах ускорения в секунду.

Высокочастотная система синхротрона [1] включает ускоряющие резонаторы, усилитель мощности и программный задающий генератор. Стабилизация радиального положения пучка в процессе ускорения осуществляется путем коррекции частоты задающего генератора по сигналам знака отклонения пучка от центра вакуумной камеры. Устойчивость петли стабилизации обеспечивается обратной связью (о.с.) по фазе пучка. Система стабилизации позволяет значительно снизить требования к стабильности систем ускорителя, что оказалось особенно полезным в период его запуска.

В настоящей работе рассматриваются принципы построения системы стабилизации. Показана целесообразность использования в петле о.с. сигнала знака положения пучка. Приводятся выражения, связывающие параметры системы с характеристиками пучка.

Принципы стабилизации радиального положения пучка путём управления частотой задающего генератора

Закон нарастания магнитного поля $B_0(t)$ в синхротроне является функцией заданной и не может быть легко изменен ввиду большой мощности системы питания, поэтому частота ускоряющего пучка напряжения $\omega_{вч}(t)$ формируется как функция $B_0(t)$. При этом должно выполняться соотношение [2, стр.141]:

$$\frac{\omega_{вч}}{h} = \omega_s = \frac{c}{R_0} \sqrt{\frac{B_0^2}{(E_0/ec\rho_0)^2 + B_0^2}} \quad (1)$$

Здесь и ниже обозначения согласно [2]. На практике соотношение (1) выполняется лишь приближенно, что приводит к некоторым квазипостоянным отклонениям равновесного радиуса R_s и к возбуждению радиально-фазовых колебаний. И то, и другое ведет к потерям частиц пучка.

Уравнение для малых радиально-фазовых колебаний при наличии возмущений магнитного поля δB , частоты ускоряющего напряжения $\delta\omega_{вч}$ и его амплитуды $\delta\hat{V}_{вч}$ имеет вид [2, стр.152]:

$$\ddot{\varphi} + \Omega^2 \Delta\varphi = -h\alpha\omega_s \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta B}{B} \right) + \frac{d}{dt} (\delta\omega_{вч}) - \Omega^2 \text{tg} \varphi_s \frac{\delta\hat{V}_{вч}}{\hat{V}_{вч}} \quad (2)$$

Погрешность одного вида может быть нейтрализована изменением в противоположном направлении другого члена уравнения (2). На практике нейтрализация погрешностей, сосредоточенных в правой части (2), осуществляется посредством изменения частоты задающего генератора $\omega_{вч}$, учитывающего радиальное положение пучка, с помощью системы обратной связи.

Полагая, что в величине $\Delta \omega_{вч}$ содержатся все вышеупомянутые погрешности, и учитывая то, что

$$\dot{R}_S = \Omega^2 \frac{\alpha R_S}{h \eta \omega_S} \Delta \varphi, \quad (3)$$

перепишем уравнение (2) в терминах радиальных колебаний:

$$\ddot{R}_S + \Omega^2 \Delta R_S = \Omega^2 C. \quad (4)$$

Здесь

$$C = \frac{\alpha R_S}{h \eta \omega_S} \Delta \omega_{вч} \quad (5)$$

— соответствующее квазипостоянное смещение равновесной орбиты. Задача заключается в том, чтобы путем введения надлежащей о.с. получить сходящееся к нулю решение $\Delta R_S(t)$.

Подавление радиально-фазовых колебаний, очевидно, может быть достигнуто путем введения в правую часть уравнения (4) члена вида

$$-B \Omega \dot{R}_S. \quad (6)$$

Для уменьшения смещения равновесной орбиты (5) обычно вводят в правую часть уравнения типа (4) член, пропорциональный положению пучка [3]. На наш взгляд, лучшим образом отвечает поставленной задаче член вида

$$-A \Omega^3 \int_0^t \Delta R_S dt. \quad (7)$$

Последний позволяет полностью ликвидировать смещение равновесной орбиты (5), не оказывая при этом влияния на частоту синхротронных колебаний.

Таким образом, для стабилизации радиального положения пучка предлагается система о.с., описываемая уравнением

$$\ddot{R}_S + \Omega^2 \Delta R_S = \Omega^2 C - A \Omega^3 \int_0^t \Delta R_S dt - B \Omega \dot{R}_S. \quad (8)$$

Соответствующее характеристическое уравнение имеет вид (для простоты полагается $\Omega = 1$)

$$p^3 + B p^2 + p + A = 0. \quad (9)$$

Согласно критерию Рауса-Гурвица [4, стр.39], для того чтобы все решения (8) были устойчивы, необходимо выполнение соотношений

$$B > A > 0. \quad (10)$$

На рис. I изображена структура области параметров устойчивого движения системы, внутри которой корни уравнения (9) имеют вид

$$p_1 = -a, \quad (11)$$

$$p_{2,3} = -c \pm i e.$$

Она параметрически описывается соотношениями

$$\begin{cases} A = a(1 - 2ac), \\ B = a + 2c, \end{cases} \quad e^2 = 1 - c^2 - 2ac > 0. \quad (12)$$

Наиболее эффективное демпфирование достигается при $A = 1/\sqrt{3}$, $B = \sqrt{3}$, при этом $\text{Re} p_1 = \text{Re} p_2 = \text{Re} p_3 = -1/\sqrt{3}$. При удалении от этой точки в любую сторону эффективность демпфирования снижается. При $A, B \ll 1$ можно говорить о том, что кривая, на которой $a = c$, т.е. кривая

$$A = \frac{B}{3} \left[1 - 2 \left(\frac{B}{3} \right)^2 \right], \quad (13)$$

разделяет область устойчивости на область преимущественного демпфирования константы ($a > c$) и область преимущественного демпфирования колебаний ($a < c$). Соответствующие декременты $\delta_1 \sim A\Omega$, $\delta_2 \sim (B-A)\Omega/2$.

Поведение рассматриваемой динамической системы при тех или иных значениях параметров A и B исследовалось посредством численного решения уравнения (8). На рис.2 изображена фазовая траектория системы при $A = 0,19$, $B = 1,73$. Цифрами 0,1,2 отмечены границы последовательных интервалов движения (интервал $T = 2\pi/\Omega$), а буквой C - позиция константы. В качестве стартовой здесь принята точка с $\Delta R_s = 0$, что соответствует инжекции пучка в равновесную фазу высокочастотного напряжения. Впрочем, старт системы из любой другой точки фазовой плоскости не меняет общего характера фазовой траектории.

Влияние дополнительных постоянных времени

Если ввести в тракт о.с. дополнительный коэффициент передачи вида $1/(1+p\tau)$, то нетрудно показать, что, согласно тому же критерию Рауса-Гурвица, граница области устойчивости не изменится. Если же ввести в тракт о.с. две постоянные времени, для простоты одинаковые, т.е. дополнительный коэффициент передачи вида $1/(1+p\tau)^2$, то в приближении $\tau \ll 1$ с учетом $A < B$ получается ряд дополнительных ограничений на область устойчивости, наиболее сильным из которых будет следующее:

$$B < 2/\tau. \quad (14)$$

Заметим, что при $\tau = 1$ область устойчивости вообще отсутствует.

Для синхротрона Б-5 минимальное значение параметра ω_{g4}/Ω порядка 300. Коль скоро добротности контуров в тракте о.с. заведомо не превышают 30, а задержки распространения незначительны, его полоса как минимум на порядок больше частоты синхротронных колебаний и ограничение (14) оказывается несущественным.

Связь параметров уравнения движения с параметрами петель о.с.

На рис.3 изображена блок-схема петель о.с. по пучку. Входным сигналом петли о.с. по скорости служит сигнал, пропорциональный разности фаз между напряжением на ускоряющем резонаторе и токовым сигналом пучка (суммарный сигнал пикап-станции). Здесь используется соотношение (3). С целью упрощения системы в качестве входного сигнала петли о.с. по положению используется сигнал вида $\text{sign}(\Delta R_s)$, вырабатываемый пикап-станцией путем логического перемножения ограниченных суммарного и разностного сигналов дифференциального электростатического датчика. Согласно блок-схеме рис.3, на управляющий вход задающего генератора поступает, таким образом, следующий сигнал:

$$\Delta u = -\frac{E}{\tau} \int_0^t \text{sign}(\Delta R_s) dt - S_\varphi \cdot \Delta \varphi_s. \quad (15)$$

Здесь $S_\varphi = du/d\varphi$ - крутизна фазового дискриминатора, E - некоторое напряжение, τ - постоянная времени интегратора. Сигнал (15) вызывает изменение частоты задающего генератора $\Delta \omega_{g4} = d\omega/du \cdot \Delta u$. При гармонической зависимости $\Delta R_s = r \cdot \sin(\Omega t)$, на которую можно рассчитывать при приближении системы к предельному циклу, т.к. при этом правая часть (8) почти обращается в ноль, в среднем за полпериода колебаний:

$$\int \text{sign}(\Delta R_s) dt = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{r} \int \Delta R_s dt. \quad (I6)$$

Учитывая это, сравним члены выражения (I5) с соответствующими членами уравнения (8). В результате получим искомые соотношения:

$$\begin{cases} \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{E}{\tau} \cdot \frac{d\omega}{du} \cdot \frac{\alpha R_s}{h\eta\omega_s} = \Omega A, \\ S_\varphi \frac{d\omega}{du} = \Omega B. \end{cases} \quad (I7)$$

Равенство $A=B$ определяет границу области устойчивости, т.е. в данном случае радиус предельного цикла системы

$$r_\infty = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{E}{\tau} \cdot \frac{\alpha R_s}{h\eta\omega_s} \cdot \frac{1}{S_\varphi}. \quad (I8)$$

На рис.4 изображена фазовая траектория системы (счет на ЭВМ), описываемой уравнением движения

$$\ddot{x} + x = .5 - .1 \int_0^t \text{sign}(x) dt - \dot{x}. \quad (I9)$$

Получающееся значение радиуса предельного цикла хорошо совпадает с оценкой (I8).

Как было отмечено выше, оптимальными, с точки зрения темпа стабилизации положения пучка, являются значения параметров $A=1/\sqrt{3}$, $B=\sqrt{3}$. При этом $B/A=9$. Это означает, что наибольший темп стабилизации имеет место при $r=9 \cdot r_\infty$. Последнее обстоятельство уже вполне оправдывает использование в петле о.с. по положению сигнала знака положения пучка $\text{sign}(\Delta R_s)$. В самом деле, полагая, что максимальный темп стабилизации целесообразно иметь тогда, когда пучок находится в максимально неблагоприятных для его существования условиях, т.е. вблизи стенок камеры ($r \sim r_{\text{max}}$), получим соответствующее значение радиуса предельного цикла $r_\infty = r_{\text{max}}/9$. Кроме того, согласно (I8), $r_\infty \sim \omega_s^{-1}$. Следовательно, по мере роста ω_s , которая в нашем случае увеличивается более чем на порядок, r_∞ уменьшается почти в той же степени (η слабо зависит от фазы цикла ускорения, а остальные параметры (I8) постоянны). Несколько хуже обстоит дело с параметром B , т.к. согласно (I7) $B \sim \Omega^{-1}$, а Ω зависит от фазы цикла сложным образом. В силу этого, для обеспечения максимального темпа стабилизации в течение всего цикла ускорения, желательно непрерывно изменять величину коэффициента передачи в тракте о.с. по фазе, что применительно к установке Б-5 не было признано целесообразным. Практически наиболее ответственным является начальный период ускорения, непосредственно следующий за инжекцией пучка, поэтому величина параметра B устанавливается в соответствии с начальным значением частоты синхротронных колебаний.

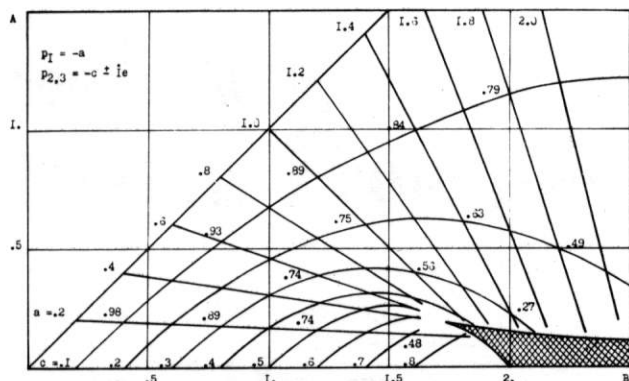
Заключение

Изложенные принципы были использованы при создании системы стабилизации радиального положения пучка синхротрона Б-5. Результатом ее работы является ускорение пучка практически без потерь [5]. При числе частиц пучка более $1,5 \cdot 10^8$ система стабилизирует его положение в пределах менее ± 3 мм относительно геометрического центра камеры, что составляет 10% ее апертуры. Диапазон обрабатываемых системой медленных (более периода синхротронных колебаний) нестабильностей радиотехнических систем синхротрона, приведенный к смещению равновесной орбиты, достигает ± 35 мм.

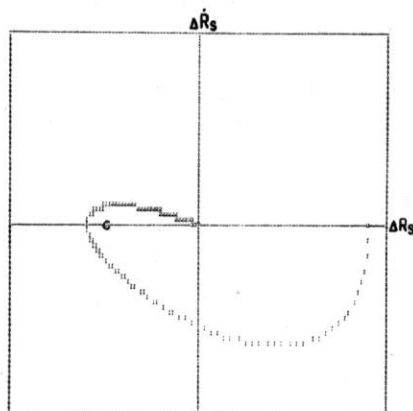
Авторы благодарят В.Л.Ауслендера за интерес к работе, А.С.Калинина за прочтение рукописи и ряд ценных замечаний, Н.И.Зиневича за участие в обсуждении работы.

Л и т е р а т у р а

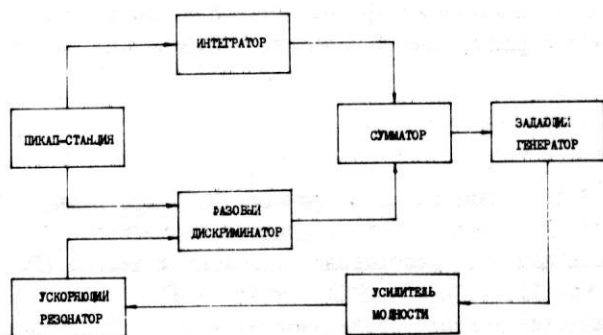
1. И.И.Авербух, В.Л.Ауслендер, М.М.Карлинер, В.П.Черепанов, В.Г.Ческидов, А.А.Шейнгейзхт. Ускоряющая система ионного синхротрона Б-5. Труды седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 14-16 октября 1980 г.), том II, с.22-25. ОИЯИ, Дубна, 1981.
2. Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970.
3. Э.Л.Бурштейн, Ю.С.Иванов, А.А.Кузьмин. Методика расчета системы автоматического управления радиальным и фазовым положением пучка в протонном синхротроне. ПТЭ, № 4, 1962.
4. Г.Корн, Т.Корн. Справочник по математике. "Наука", М., 1974.
5. В.Л.Ауслендер, Г.Б.Глаголев, В.Н.Лазарев, В.И.Сербин. Запуск протонно-ионного синхротрона Б-5. Доклад на настоящем совещании, т. I.



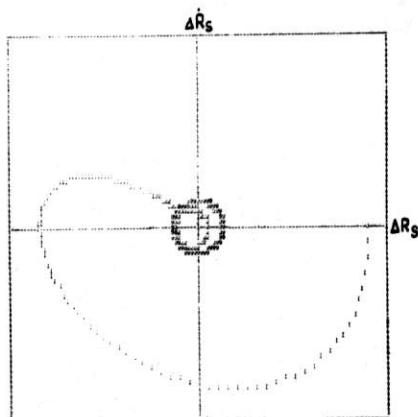
Р и с.1. Структура области устойчивости. Затрихована область трех действительных корней. Значения параметра ϵ относятся к узлам сетки параметров a, c .



Р и с.2. Фазовая траектория при оптимальных значениях параметров o, c .



Р и с.3. Блок-схема петель о.с. по пучку.



Р и с.4. Фазовая траектория при о.с. по знаку положения пучка.

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В ТЭВАТРОНАХ

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

I. Одним из основных вопросов, с которым сталкиваются при постановке экспериментов с поляризованными частицами в ускорителях и накопителях, является предотвращение деполаризации на спиновых резонансах, пересекаемых при ускорении пучка. В точках резонансов частота спиновой прецессии ν совпадает с комбинационными частотами орбитального движения. Известно, что уменьшение степени поляризации каждым отдельным резонансом мало, когда его прохождение является быстрым либо, наоборот, адиабатическим. При высоких энергиях не удастся обеспечить достаточную быстроту пересечения основных резонансов. Более перспективными являются методы, обеспечивающие адиабатичность в течение всего процесса ускорения. Степень адиабатичности зависит от того, насколько обобщенная частота спиновой прецессии (определяемая всей структурой магнитного поля с учетом имеющихся возмущений) остается удаленной от резонансных значений. Так, введение в один или несколько участков орбиты магнитных полей, переворачивающих вертикальное направление поляризации, делает значение обобщенной частоты прецессии близким к постоянному (не зависящему от энергии), позволяя тем самым максимально увеличить параметр адиабатичности. Перестройка спинового движения такими магнитными структурами, получившими название "сибирских змеек", позволила бы существенно продвинуться по энергии ускоряемых поляризованных частиц.

Ранее были рассмотрены схемы ускорения с одной или двумя змейками [1-3]. Предполагалось при этом, что возмущающие поля, связанные с несовершенством основной магнитной структуры и разбросом траекторий частиц в пучке, вызывают лишь малое возмущение спинового движения, отвечающего расчетной замкнутой орбите. С увеличением максимальной энергии и размеров ускорителей эти возмущения растут и по своему действию на спин могут сравниться с действием змейки. Анализ возможностей сохранения поляризации в таких ситуациях становится актуальным в области энергий порядка или более 1 ТэВ, как, например, в проектах УНК (СССР) и FNAL (США).

При высоких энергиях основное возмущающее влияние на спин оказывает радиальное поле H_x . В ускорителе без змеек мощности спиновых резонансов ω_k определяются корреляцией между изменением этого поля на траектории частицы и прецессией спина в вертикальном поле H_z :

$$\omega_k = \frac{\nu_0}{\langle H_z \rangle} \langle H_x e^{i\nu_0 \alpha} \rangle_{\nu_0 = \nu_k}, \quad (1)$$

где $\nu_0 = \gamma(g-2)/2$ - частота прецессии спина в вертикальном поле (в единицах частоты обращения), $\alpha(\theta) = \int_0^\theta \mathcal{K}_z d\theta$ - угол вращения скорости частицы на орбите, \mathcal{K}_z - вертикальное магнитное поле в единицах его среднего значения $\langle H_z \rangle$, θ - обобщенный азимут частицы, скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение вдоль орбиты (по азимуту θ), ν_k - целочисленная комбинация из частот орбитального движения. Величина $2\pi |\omega_k|$ имеет смысл угла поворота спина в вертикальной плоскости за оборот частицы в ускорителе в стационарных условиях в области резонанса (когда $|\nu_0 - \nu_k| \ll |\omega_k|$).

Наиболее мощными являются резонансы со свободными вертикальными колебаниями

$$\nu_0 = \pm \nu_2 + pN; \quad (p = 0, \pm 1, \dots), \text{ где} \quad (2)$$

ν_2 - бетатронная частота вертикальных колебаний, N - число периодов магнитной структуры на орбите, которое предполагаем большим, и целые резонансы

$$\nu_0 = k; \quad (k \approx \pm \nu_2 + pN), \quad (3)$$

связанные с вертикальными искажениями равновесной орбиты.

Для "собственных" резонансов (2) мощность w_k равна:

$$w_k = \nu_0 \cdot \begin{cases} a_b \langle f'' e^{i\nu_k d} \rangle & \text{для резонансов} \\ a_b^* \langle f^{*''} e^{i\nu_k d} \rangle & \text{для резонансов,} \end{cases} \quad (4)$$

где $f(\theta) = f(\theta - 2\pi) \exp(2\pi i \nu_2)$ - нормальное решение Флоке уравнения вертикальных бетатронных колебаний:

$$\frac{z}{R} = a_b f + a_b^* f^* \quad (5)$$

где $2\pi R$ - периметр орбиты.

Система собственных резонансов из-за большой величины N настолько разрежена, что их мощности практически всегда малы по сравнению с расстояниями между соседними резонансами. Это означает, что при прохождении частицей пути порядка одного периода магнитной структуры, возмущение вертикальной поляризации мало. Однако мы не предполагаем малости изменения поляризации за период обращения частицы ($N \gg |w_k| \geq 1$).

Целые резонансы (3) по их мощности также сгруппированы вблизи собственных, поскольку в искажении равновесной орбиты наиболее резко выражены гармоники, резонирующие со свободными колебаниями. Формулу для вертикального отклонения $\frac{z}{R}$ можно записать в виде, аналогичном (5) с заменой

$$a_b \rightarrow a_s = \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\theta} \mathcal{K}_x f^* d\theta, \quad (6)$$

где \mathcal{K}_x - радиальное магнитное поле в единицах $\langle H_z \rangle$. При большом числе элементов магнитной структуры спектр возмущающего поля \mathcal{K}_x практически является равномерным. Это позволяет рассматривать вынужденную амплитуду $a_s(\theta)$ как функцию, мало меняющуюся на периоде бетатронных колебаний.

Пока мощности самых сильных резонансов остаются малыми ($|w_k| \ll 1$), деполаризующее действие всех возмущений можно предотвратить введением одной или двух переворачивающих змеек. При достаточно высокой энергии условие малости $|w_k|$ перестанет выполняться ($|w_k| \geq 1$). В этом случае действие возмущающих радиальных полей сравнивается с действием змейки, и поэтому введение одной или двух змеек не гарантирует сохранения поляризации при ускорении. Выяснение возможности избежать деполаризации требует тщательного анализа, учитывающего эффекты нарушения адиабатичности комбинационными резонансами высших порядков.

Подавить влияние сильных резонансов можно, разрушив когерентность сложения спиновых возмущений вдоль орбиты. Это можно осуществить приемами, излагаемыми ниже.

2. Рассмотрим ситуацию, когда в прямолинейные промежутки периодической магнитной системы ускорителя введены M пар симметрично расположенных змеек, переворачивающих вертикальную поляризацию. Оси поворотов поляризации двух змеек в каждой паре составляют между собой некоторый угол φ , не зависящий от энергии. В такой системе равновесная поляризация $\vec{n}_0(\theta)$ вертикальна вне

змеек и меняет знак после прохождения частицей каждой змейки. Обобщенная спиновая частота при этом равна

$$\nu = \frac{M}{J} \varphi. \quad (7)$$

Спиновые возмущения, описываемые параметрами w_k , вызывают отклонение оси прецессии $\delta \vec{n} = \vec{n} - \vec{n}_0$ и производят сдвиг частоты прецессии $\delta \nu \sim (\delta \vec{n})^2$. Если в процессе ускорения отклонение $\delta \vec{n}$ остается малым, можно выбором угла отстроить частоту прецессии ν от всех опасных резонансов.

Отклонение оси прецессии можно вычислить по формуле [4]:

$$\delta \vec{n} = \text{Im} \vec{\eta} \int_0^{\theta} \vec{w} \vec{\eta}^* d\theta,$$

где $\vec{\eta}(\theta + 2\pi) = \vec{\eta}(\theta) e^{-i\nu 2\pi/M}$ — ортогональные к \vec{n}_0 решения, которые вне змеек запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \vec{\eta} &= (-\vec{e}_x + i\vec{e}_y) e^{i\nu_0 \alpha} & -\frac{J}{M} < \theta < 0; \\ \vec{\eta} &= (\vec{e}_x + i\vec{e}_y) e^{-i\nu_0 \alpha} & 0 < \theta < \frac{J}{M}, \end{aligned}$$

где предположено для определенности, что ось поворота змейки, расположенной при $\theta = 0$, направлена по скорости. Отклонение $\delta \vec{n}$ максимально в моменты процесса ускорения, когда

$$\nu_0(\tau) = \pm \nu_2 + pN. \quad (8)$$

Приведем формулу для отклонения $\delta \vec{n}$ в точках (8) вблизи змейки при $\theta = 0$ (точка максимума $\delta \vec{n}(\theta)$ в нашем примере):

$$\delta \vec{n}(0) = -\frac{J}{M} \text{Im} \vec{\eta} \left[\frac{w_k}{1 - \exp(i \frac{2J}{M} (\nu \pm \nu_2))} + \frac{w_k^*}{1 - \exp(i \frac{2J}{M} (-\nu \pm \nu_2))} \right]. \quad (9)$$

Таким образом, введение большого числа пар змеек подавляет действие характеристических резонансов и обеспечивает адиабатичность условий для поляризации при ускорении: $|\delta \vec{n}| \ll 1$ при

$$M \gg \frac{J}{\sqrt{2}} |w_k|$$

(мы, конечно, подразумеваем выбор угла φ , бетатронной частоты ν_2 и числа M оптимальным, т.е. таким, чтобы знаменатели в (9) не были малыми).

Влияние возмущений, связанных с несовершенствами, определяется формулой, аналогичной (9), в которой амплитуда свободных бетатронных a_b колебаний должна быть заменена на вынужденную a_s (см. (4) и (6)). Это оправдано слабым изменением амплитуды $a_s(\theta)$ на длинах, порядка расстояния между змейками, из-за резонансного характера искажений замкнутой орбиты. Поэтому достаточное число змеек также хорошо подавляет и возмущение поляризации несовершенствами магнитной системы.

3. Можно предложить другой эффективный способ подавления мощностей характеристических резонансов (2) и (3) с помощью специально организуемой корреляции между поворотами спина в магнитах и бетатронными колебаниями внутри периода магнитной системы. Продемонстрируем принцип для резонансов $\nu_0 \approx -\nu_2 + pN$. Мощности резонансов пропорциональны фактору

$$F = \int_0^{2\pi/N} f'' \exp(i\nu_0 \alpha) d\theta. \quad (10)$$

Подбором магнитной структуры этот фактор можно уменьшить до достаточно малого значения. Пример такой магнитной структуры изображен на рис.1. Интегрируя по частям (10), получаем:

$$F = f'_{2\pi/N} \exp(i\nu_0 \frac{2\pi}{N}) - f'_0 + f'_d (1 - \exp i\nu_0 \frac{2\pi}{N}),$$

где $2\pi\nu_0/N$ - угол поворота спина дипольным магнитом d , f'_d - значение производной решения Флоке в диполе. В точках спиновых резонансов первые два слагаемых в F сокращаются и поэтому

$$F = f'_d (1 - \exp i\nu_0 \frac{2\pi}{N}).$$

Выбирая ν_2 вблизи N , можно уменьшить мощности характеристических резонансов примерно в $|\nu_2 - N|/N$ раз (в том числе и резонансов $\nu_0 \approx \nu_2 + pN$). Подчеркнем, что точка $\nu_2 = N$ не означает резонанса для бетатронного движения, а лежит вблизи центра устойчивости, так как число периодов фокусирующей системы равно $3N$. Поэтому принципиально возможно и полное устранение действия характеристических резонансов.

Отметим, что сокращение мощностей основных резонансов описанным способом позволяет для устранения деполаризации ограничиться применением лишь двух эмеек.

3. Еще один возможный способ основывается на разрушении корреляции между прецессией спина и вертикальными колебаниями частиц путем модуляции углов поворота спина дипольными магнитами ^{*}). Допустим, что величина поля в диполях модулируется по закону

$$\mathcal{H}_2 = 1 + h \cos \ell \theta,$$

где $h = \text{const}$ - амплитуда модуляции, ℓ - целое число. Частота модуляции должна быть достаточно велика, чтобы возмущение спина радиальными полями на длине $2\pi/\ell$ было малым. При этом характеристические резонансы расщепляются на серии модуляционных

$$\nu_0 = \pm \nu_2 + pN + q\ell$$

с мощностями, уменьшенными в $J_q(\nu_0 h/\ell)$ раз (J_q - функция Бесселя). Для существенного уменьшения мощностей (в $\sqrt{\nu_0 h/\ell}$ раз) необходимо выполнение условия $\nu_0 h \gg \ell$.

Описанные принципиальные способы позволяют существенно увеличить максимально достижимые энергии пучков, при которых могут быть выполнены условия адиабатичности, необходимые для сохранения поляризации в процессе ускорения.

Л и т е р а т у р а :

1. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. Труды X Международной конференции по ускорителям. Серпухов, т.П, стр.70, 1977.
2. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, т.П, стр.239, 1979.
3. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. Труды международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий, Дубна, стр.281, 1982.
4. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., ЖЭТФ, 62, 430 (1972).



Рис.1. Структура периода магнитной системы.

$\Phi, Д$ - фокусирующие и дефокусирующие квадрупольи,
 d - поворотный магнит. Период фокусирующей системы
 равен $2\pi/3N$.

ВОЗМОЖНОСТЬ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ

Ю.М.Адо, Е.В.Клименков, В.М.Мохов, Э.А.Мяз, С.Б.Нурушев, В.П.Сахаров,
Е.Ф.Троянов, Б.В.Чуйко

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В последнее время интенсивно изучается возможность ускорения поляризованных частиц в ускорителях с жесткой фокусировкой (см., например, /1-7/). Применительно к протонному синхротрону ИФВЭ эта проблема обсуждалась в /8/, где рассматривались возможные схемы инжекции, источники поляризованных частиц и способы изменения степени поляризации пучка, а также деполяризующие резонансы. Ниже приводятся уточненные данные о силах деполяризующих резонансов в ускорителе ИФВЭ и рассматривается возможность частичного изменения магнитной структуры для организации больших прямолинейных промежутков с целью размещения устройств типа "змейки" для борьбы с деполяризацией пучка в ускорителе.

1. Мощности спиновых резонансов

В процессе ускорения поляризованных частиц спиновое движение испытывает резонансное возмущение из-за совпадения частоты прецессии спина с частотами возмущений магнитных полей, "видимых" частицами на орбите. В общем случае условие резонанса записывается в виде:

$$\nu_0 \equiv \gamma G \approx \nu_k \equiv K_0 \pm K_2 Q_2 \pm K_x Q_x,$$

где γ - релятивистский фактор; $G = 1,793$ - отношение аномальной части магнитного момента к нормальной; K_0, K_2 и K_x - целые числа; Q_2 и Q_x - бетатронные частоты в единицах частоты обращения.

Наиболее сильными являются так называемые "собственные" резонансы, для которых K_0 кратно числу периодов ускорителя. Мощности резонансов типа $\nu_0 = K + Q_x$ пропорциональны степени связанности аксиальных и радиальных колебаний, а нелинейные резонансы ($|K_2| + |K_x| > 1$) значительно слабее линейных и их сила быстро убывает с ростом энергии частиц.

Связь средних значений вертикальных проекций спина до и после прохождения резонанса дается формулой /9, 10/:

$$\langle S_z^+ \rangle = \langle [2 \exp(-2 \mathcal{T}_k) - 1] S_z^- \rangle,$$

где параметр адиабатичности $\mathcal{T}_k = \pi |\omega_k|^2 / 4 |v_0' - v_k'|$ определяется скоростью прохождения резонанса $v_0' - v_k'$ ($v_0' = G \frac{d\gamma}{d\theta} = G \frac{d\beta}{d\theta}$) и его мощностью $|\omega_k|$ ($\mathcal{K} \omega_0 / \omega_k$ - время переворота поляризации при точном резонансе в стационарных условиях).

Изменение степени поляризации может быть малым в двух случаях, когда резонанс проходит либо быстро ($\mathcal{T}_k \ll 1$), либо медленно ($\mathcal{T}_k \gg 1$); значения $\mathcal{T}_k \sim 1$ приводят к деполяризации пучка.

В таблице I и на рис. I представлены результаты расчета мощностей резонансов $\nu_0 = K P \pm Q_2$ (для ускорителя ИФВЭ число суперпериодов $P = 12$). При скорости прохождения резонансов $v_0' = 1,8 R / c \cdot \gamma_{max} / \tau_{уск} \approx 4 \cdot 10^{-5}$ (в единицах частоты обращения), как следует из таблицы I, параметр адиабатичности для "собственных" резонансов меняется в широких пределах, включая наиболее опасные случаи $\mathcal{T}_k \sim 1$.

Т а б л и ц а I
Мощность деполаризующих резонансов ускорителя ИФВЭ

№	Резонанс	γ	$ \omega_k $
I	$I2 - Q_z$	1,23	0,0037
2	$0 + Q_z$	5,47	0,0949
3	$24 - Q_z$	7,93	0,0072
4	$I2 + Q_z$	12,17	0,0135
5	$36 - Q_z$	14,63	0,0140
6	$24 + Q_z$	18,88	0,0092
7	$48 - Q_z$	21,34	0,0469
8	$36 + Q_z$	25,58	0,0229
9	$60 - Q_z$	28,04	0,2861
10	$48 + Q_z$	32,29	0,0516
II	$72 - Q_z$	34,74	0,0652
12	$60 + Q_z$	38,99	0,3061
13	$84 - Q_z$	41,45	0,0043
14	$72 + Q_z$	45,69	0,0594
15	$96 - Q_z$	48,15	0,0095
16	$84 + Q_z$	52,40	0,0118
17	$108 - Q_z$	54,86	0,0397
18	$96 + Q_z$	59,10	0,0040
19	$120 - Q_z$	61,56	0,1155
20	$108 + Q_z$	65,81	0,0396
21	$132 - Q_z$	68,26	0,0281
22	$120 + Q_z$	72,51	0,1050
23	$144 - Q_z$	74,97	0,0033

2. Предотвращение деполаризации пучка в ускорителе ИФВЭ

Очевидным способом борьбы с деполаризацией пучка при ускорении является компенсация гармоник магнитного поля, ответственных за резонансы "несовершенства", и быстрое прохождение "собственных" резонансов с использованием метода "скачка" бетатронной частоты /II-13/. Применение этих методов требует детального анализа системы спиновых резонансов с учетом синхротронной модуляции энергии и создания достаточно сложных устройств для измерения поляризации пучка после прохождения каждого опасного резонанса. Технические трудности в этом случае быстро возрастают с ростом энергии.

Более перспективным представляется метод /14,15/, основанный на перестройке спинового движения частиц, когда в ускорителе вводится продольное или поперечное поле, "переворачивающее" поляризацию частиц после прохождения ими участка с таким полем. В итоге спиновая частота становится как бы полуцелой при всех энергиях, и спиновые резонансы не возбуждаются. Устойчивость поляризации при ускорении будет аналогична случаю стационарных условий /10,16/.

В работе /8/ рассматривалась применимость такого метода к ускорителю ИФВЭ. Предпочтительным представляется введение винтового поперечного магнитного поля - "змейки" - в двух противоположащих прямолинейных промежутках ускорителя. При этом интеграл поля для каждого промежутка должен составлять $H \cdot L \sim 20$ Т·м. В связи с отсутствием на ускорителе ИФВЭ прямолинейных промежутков достаточной протяженности создание такой "змейки" представляется трудно выполнимым.

Была рассмотрена возможность частичного изменения магнитной структуры ускорителя с целью получения двух увеличенных противоположащих прямолинейных промежутков. Проще всего это сделать симметричной раздвижкой двух центральных укороченных магнитных блоков в двух суперпериодах. Возникающие при этом достаточно сильные искажения структурных функций ускорителя могут быть в значительной степени скомпенсированы введением двух квадрупольей в промежутки, соседние с блоками, которые смещаются. На рис. 2 показаны структурные функции для измененного суперпериода и для невозмущенной структуры. Увеличение максимума огибающих бетатронных колебаний составляет $\sim 4\%$ по горизонтали и $\sim 3\%$ по вертикали; требуемая сила линз оказывается небольшой — $0,024 \text{ м}^{-1}$. Длина увеличенного прямолинейного промежутка составляет $7,19 \text{ м}$ по градиенту, что позволяет иметь около 6 м "чистого" пространства для установки "змейки"; при этом величина поля в "змейке" $\sim 3,5 \text{ Т}$, что представляется приемлемым.

Л и т е р а т у р а

1. O.Barbalat et al. CERN/MPS/DL 75-1, January 1975.
2. S.Suwa. AIP Conf. Proceed., No.51;
G.H.Thomas ed. Argonne, 1978, p.325.
3. Y.Cho et al. AIP Conf.Proceed, No.42;
A.Krisch and A.Salthouse ed., New York, 1976, p.41.
4. E.D.Courant. Proceed. of the 1980 Int. Symp., Lausanne, 1981, p.102.
5. R.M.Beutrey. AIP Conf. Proceed, No.51;
G.H.Thomas ed., Argonne, 1978, p.330.
6. Yu.K.Pilipenko. Proceed. of the 1980 Int. Symp.,
Lausanne, 1981, p.429.
L.C.Teng. Proceed. of the 1980 Int. Symp.,
Lausanne, 1981, p.92.
8. Ю.М.Адо и др. Препринт ИФВЭ 82-54, Серпухов, 1982.
9. M.Froissart, R.Stora. Nucl.Instr. and Meth., 7, 297, 1960.
10. Я.С.Дербенев и др. ЖЭТФ, 60, I2I6 (1971).
11. D.Cohen. Rev.Sci.Instr., 33, 161 (1962).
12. Higher Energz Polarized Proton Beams. AIP Conf. Proceed.
(Ann-Arbor, 1977), No.42, New York, 1978;
Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц
высоких энергий (Протвино, июль 1977), Серпухов, 1978.
А.Н.Зеленский, С.А.Кохановский. Труды конференции "Поляризационные явления
при высоких энергиях", Дубна, 1981.
13. R.C.Fernov and A.D.Krisch. УМ НЕ 81-7 (1981).
14. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, ДАН СССР, 223, 830 (1975).
15. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Труды X Международной конференции по ускорителям
заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977),
Серпухов, 1978, том. II, стр. 70.
16. Я.С.Дербенев и др. ДАН СССР, 192, I255 (1970).

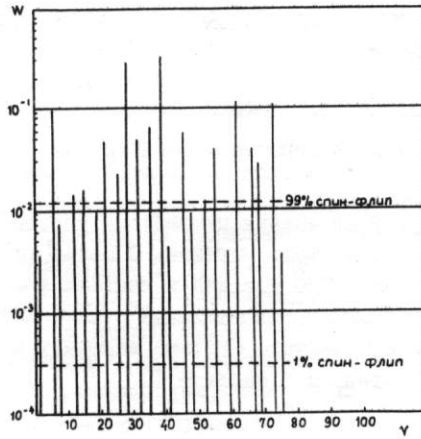


Рис. 1. Мощность деполаризующих внутренних резонансов ω_k в зависимости от фактора Лоренца γ для ускорителя ИФВЭ. Эмиттанс принят равным $1 \cdot \pi$ мм·мрад при конечной энергии.

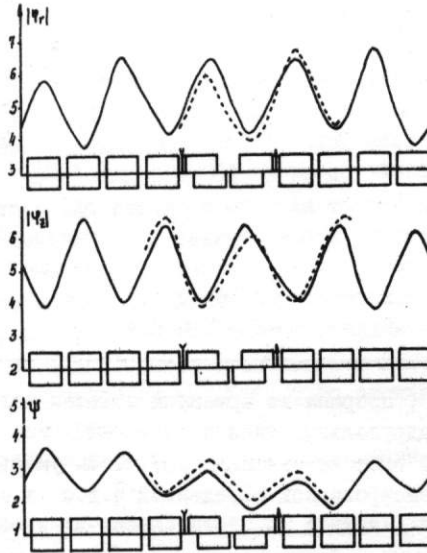


Рис. 2. Отгибание бетатронных колебаний и дисперсная функция (в метрах) для суперпериода с увеличенным центральным прямолинейным промежутком (-----) и для невозмущенной структуры ускорителя ИФВЭ (—).

РАЗВЕРТКА ПРОТОННОГО ПУЧКА ДЛЯ УСТРАНЕНИЯ ТЕПЛООВОГО РАЗРУШЕНИЯ МИШЕНЕЙ ПРИ РАБОТЕ С ПУЧКАМИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

Т.А.Всеволожская, Г.И.Сильвестров, А.Д.Чернякин
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

При получении пучков вторичных частиц возникает необходимость фокусировки первичного пучка на мишень в малый размер для достижения максимальной фазовой плотности рождающихся частиц. Такая задача возникает, например, при получении антипротонов для инъекции в накопитель со сравнительно малым аксептансом, когда оптимальный размер протонного пучка составляет доли миллиметра /1,2/. При увеличении энергии вторичных пучков до сотен ГэВ их поперечный эмиттанс, уменьшающийся квадратично с ростом энергии, начинает в существенной степени определяться размером первичного пучка, так что фокусировка его в размер, меньший миллиметра, также становится актуальной.

Эксперименты с интенсивными пучками (более 10^{12} протонов в импульсе) /3/ показывают, что при работе с тяжелыми мишенями при плотностях энерговыделения более 200 Дж/г появляются сложности, связанные с нагревом и разрушением мишеней, ограничивающие их многократное использование. При увеличении удельного выделения мощности до нескольких килоджоулей на грамм в микросекунду разрушение мишени имеет характер гидродинамического взрыва: быстрое повышение температуры в области нагрева до ~ 1 эВ приводит к повышению до сотен килобар давления в этой области и вытеканию вещества из нее в окружающую среду, где возбуждается ударная волна сжатия. В результате плотность вещества на пути пучка быстро падает и ядерная эффективность мишени уменьшается. Этот эффект, получивший название "истощение массы" (mass depletion), впервые обсуждался на совещании по мишеням, организованном Висконсинским университетом США в 1981 г., где были доложены /4/, результаты расчета поведения свинцовой мишени в режимах, отвечающих условию оптимума конверсии частиц для антипротонного источника FNAL /1/. При числе частиц $2 \cdot 10^{13}$, времени сброса пучка 1,8 мс и размере его $\phi \sim 0,15$ мм расчет предсказывает уменьшение плотности вещества на оси пучка на порядок уже через $\sim 0,5$ мс.

Разрушение мишеней за время, меньшее сброса пучка, является принципиальным ограничением в оптимизации размера протонного пучка на мишени. Развертка протонного пучка по мишени с компенсацией ее в канале вторичных частиц, предложенная в работе /5/, позволяет устранить это ограничение.

Расчет поведения мишеней в обсуждаемых режимах сводится к интегрированию уравнений гидродинамики /6/, представляющих собой общие законы сохранения массы, импульса и энергии вещества, без учета вязкости и теплопроводности, с использованием уравнения состояния вещества. Быстрый режим нагрева в условиях высокого давления позволяет не учитывать фазовые переходы и рассматривать вещество как изотропную конденсированную среду, уравнение состояния которой имеет вид: $p = -\frac{dE_c}{dv} + \Gamma \frac{E_T}{V}$, где E_T - тепловая часть внутренней энергии вещества; E_c - ее потенциальная часть, зависящая только от удельного объема V ; Γ - коэффициент Грнлайзена, определяемый скоростью звука C_0 , теплоемкостью C_v и коэффициентом теплового расширения α как $\Gamma = \frac{\alpha C_0^2}{C_v}$. Для определения E_c при давлениях $p < 10$ Мбар можно использовать эмпирическое выражение $E_c = \frac{C_0^2}{2} \left(1 - \frac{v_0}{V}\right)^2 / \gamma$,

полученное в опытах по ударному сжатию. Интегрирование уравнений гидродинамики в широком диапазоне изменения термодинамических характеристик вещества является предметом численного счета, в практически же интересующей нас области сравнительно малого изменения плотности $\rho/\rho_0 > 1/2$ хорошую точность обеспечивает решение в линейном (акустическом) приближении, допускающее интегрирование в квадратурах.

При гауссовском распределении удельной мощности энерговыделения по сечению пучка $q(r) = q_0 e^{-r^2/r_0^2}$ изменение удельного объема вещества на оси в акустическом приближении описывается выражением

$$\frac{V}{V_0} = 1 + \frac{q_0 \Gamma r_0}{C_0^3} \left\{ \frac{C_0 t}{r_0} - e^{-\frac{C_0^2 t^2}{r_0^2}} \int_0^{\frac{C_0 t}{r_0}} e^{-z^2} dz \right\} = 1 + \frac{q_0 \Gamma r_0}{C_0^3} F\left(\frac{C_0 t}{r_0}\right). \quad (I)$$

Сравнение полученной отсюда зависимости $\rho/\rho_0 = (V/V_0)^{-1}$ от времени с результатами численного расчета обнаруживает хорошее согласие вплоть до $\rho/\rho_0 \sim 0,5$. Временная функция F в (I) уже при $C_0 t/r_0 \sim 2$ принимает вид $F \approx \sqrt{\left(\frac{C_0 t}{r_0}\right)^2 - 1}$, отвечающий однородному энерговыделению по сечению пучка с радиусом r_0 при $t \geq r_0/C_0$. При $C_0 t/r_0 \gg 1$ (I) переходит в выражение $\frac{V}{V_0} = 1 + \frac{q_0 \Gamma t}{C_0^2}$ (I'), которое по виду совпадает с выражением для расширения при статическом нагреве $\Delta V/V = \alpha T$, если считать, что вся выделявшаяся энергия $Q_0 = q_0 t$ идет на нагрев вещества. В действительности же на нагрев идет только часть, E_T , вводимой в вещество энергии, определяемая в центре пучка выражением $E_T = \frac{q_0}{V_T} \int_0^t V^T(x) dx$. Остальная энергия тратится на формирование волны сжатия в окружающей среде и на потенциальную энергию деформации E_C . Заметное отличие E_T от Q_0 наблюдается при Q_0 , в несколько раз превышающих теплоту парообразования Q_n . Так, при вводе в свинец ($Q_n = 0,225$ кДж/г) энергии 1 кДж/г ($\rho/\rho_0 = 0,6$) только 60% ее идет на нагрев, ~1% - на деформацию и 39% - на звуковое излучение. Кривые рис.1 показывают ожидаемое уменьшение плотности в мишенях из различных веществ при работе с пучком ИФВЭ с бустерной интенсивностью $5 \cdot 10^{13}$ и длительностью 5 мкс, сфокусированным в размер $\delta = 0,2$ мм. Удельная мощность энерговыделения при этих параметрах принималась равной $q_0 = 2$ кДж/г.мкс.

При развертке пучка по мишени со скоростью u_0 установившееся распределение плотности вещества в плоскости симметрии движущегося пучка определяется выражением:

$$\frac{V}{V_0} = 1 + \frac{q_0 \Gamma}{C_0^2} \left\{ \frac{r_0}{u_0} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x}{r_0}\right) - \frac{r_0^2 u_0 \left(1 - e^{-\frac{x^2 C_0^2}{r_0^2 \sqrt{C_0^2 - u_0^2}}}\right)}{2 x C_0 \sqrt{C_0^2 - u_0^2}} \right\} + O\left(\frac{u_0^4}{C_0^4}\right), \quad (2)$$

полученным при решении в акустическом приближении гидродинамической задачи с движущимся пучком. Координата "x" измеряется от центра пучка. Первое слагаемое в скобках описывает в полном согласии с (I') расширение вещества в зависимости от локального энерговыделения $Q(x) = \int_0^\infty q(x,t) dt = \int_0^\infty q(x) \frac{dx'}{u_0}$, которое определяется эффективным временем нагрева, составляющим в центре пучка $t_{\text{эфф}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{r_0}{u_0}$; второе слагаемое описывает волну сжатия перед пучком и предсказывает существенное увеличение ее амплитуды при $u_0 \rightarrow C_0$. За пучком остается след разрежения (рис.2).

Если создать развертку пучка с $u_0 = 0,2$ см/мкс, то для мишени из вольфрама ($u_0 = 0,5 C_0$) при $q_0 = 2$ кДж/г.мкс это дает уменьшение удельного энерговыделения $\int q dt$ в ~ 40 раз, обеспечивая многократное использование мишени; на свинцовых и ртутных мишенях ($u_0 \approx 0,6 C_0$, $u_0 = 1,4 C_0$) такая скорость дает возможность наблюдать эффект повышения плотности в волне сжатия перед пучком.

Развертка протонного пучка по мишени может быть обеспечена магнитом с полем, линейно нарастающим за время пролета пучка. Если магнит помещен перед линзой, фокусирующей пучок на мишень, его смещение в фокусе Δ_0 определяется

углом отклонения в магните α_1 и фокусным расстоянием линзы F_1 , как $\Delta_0 = \alpha_1 F_1$ и не зависит от расстояния d_1 между центрами магнита и линзы. Это расстояние, однако, определяет увеличение апертур как фокусирующей линзы на $\Delta_1 = \alpha_1 d_1$, так и собирающей на величину $\Delta_2 = \alpha_2 F_2$, где $\alpha_2 = \alpha_1 (1 - d_1/F_1)$ — угол падения пучка на мишень, F_2 — фокусное расстояние собирающей линзы, что выдвигает ограничения на положение и конструктивную длину магнита M_1 . Эти ограничения снимаются, если на расстоянии $d_3 \gg d_1$ поместить второй магнит M_3 (рис.3) с углом поворота $\alpha_3 < \alpha_1$, который смещает пучок в M_1 на $\Delta_3 = \alpha_3 (d_3 - d_1)$. При этом магнит M_1 отклоняет пучок на угол $\alpha_1 + \alpha_3$, направляя его либо через центр линзы, либо через ее первый фокус. Удаление магнита от линзы в этой схеме приводит к необходимости увеличения его апертуры на $\alpha_1 d_1$ и энергоемкости, так что выбор геометрии системы должен определяться конкретными параметрами элементов.

Смещение протонного пучка по мишени приводит к появлению во второй фокальной плоскости линзы, собирающей вторичный пучок, углов с осью $\alpha_0 = \Delta_0/F_2$, которые должны быть скомпенсированы магнитами с полем, меняющимся синхронно с полем магнитов развертки. Для уменьшения амплитуды смещения выгодно создавать знакопеременное поле в магните для симметричного отклонения пучка на $\pm \frac{\alpha_1}{2}$. Еще удобнее осуществлять кольцевую развертку пучка двумя магнитами с перпендикулярным направлением полей, запитываемыми сдвинутыми на $\pi/2$ синусоидальными токами и отклоняющими пучок на угол $\alpha_c = \frac{\alpha_1}{2\pi}$. Если за время прохождения пучка создать n периодов синусоидального тока, мы получим n оборотов пучка, а при наличии естественного для колебательных контуров затухания амплитуды тока траектория развертки будет представлять собой спираль из n витков.

Один из вариантов подобной системы развертки пучков, получившей название *sweeping*-системы, для мишенной станции на основе литиевых линз антипротонного источника FNAL подробно рассмотрен нами в /8/. Ниже мы рассмотрим вариант *sweeping*-системы для мишенного стенда ИФВЭ, на котором может быть произведена методическая отработка способов устранения эффектов теплового разрушения мишеней при работе с бустерными интенсивностями.

Если протонный пучок с энергией 70 ГэВ будет фокусироваться на мишени литиевой линзой с апертурой 10 мм и фокусным расстоянием $F_1 = 50$ см, то для получения скорости развертки $u_0 = 0,2$ см/мс, длина его траектории на мишени должна составить 10 мм, так что при кольцевой развертке радиус будет $r = 1,6$ мм, угол отклонения $\alpha_1 = r_1/F_1 = 3,2 \cdot 10^{-3}$ рад и интеграл поля в магнитах должен быть $Hl = 7,5 \cdot 10^5$ Э·см. При длине каждого из магнитов 80 см поле должно достигать $H_{max} = 9,3$ кЭ, что на частоте 200 кГц, соответствующей времени пролета пучка 5 мкс, может быть получено при изготовлении шихтованных полюсов магнитопровода из железа толщиной 30±50 микрон. При желании иметь более короткие магниты их надо делать безжелезными, что резко повышает их энергоемкость. Конструктивно магниты удобно делать в виде коротких, например 20 см, секций и чередовать между собой секции горизонтального и вертикального отклонения, что симметризует отклонение пучка и уменьшает падение напряжения на каждой секции. Центр такой системы окажется на расстоянии 1 м от линзы, что потребует увеличения ее апертур на ±3,2 мм. Представляется более выгодным, сохранив апертуру линзы, сделать увеличенной апертуру магнитов (до $a_r = a_z = 17$ мм), создав в них предварительное отклонение парой магнитов M_3 с углом поворота $3,2 \cdot 10^{-4}$ рад, расположенной на расстоянии 10 м от M_1 . Необходимый интеграл поля в этих магнитах составит $Hl = 7,5 \cdot 10^4$ Э·см, и их можно сделать короткими с $l = 20$ см и $H = 3,75$ кЭ. Для поворота на дополнительный угол поле магнитов M_1 увеличивается на 10% до 10,2 кЭ. Магниты M_1 и M_3 запитываются последовательно, так что их апертуры обратно пропорциональны полям, т.е. для M_3 $a_r = a_z = 46,2$ мм, а

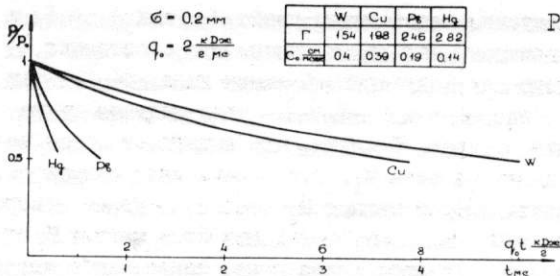


Рис.1. Зависимость от времени плотности вещества на оси пучка для различных мишеней, рассчитанная по формуле (1).

Рис.2. Распределение плотности вещества вдоль оси симметрии движущегося пучка в системе координат, связанной с пучком, для свинцовой мишени.

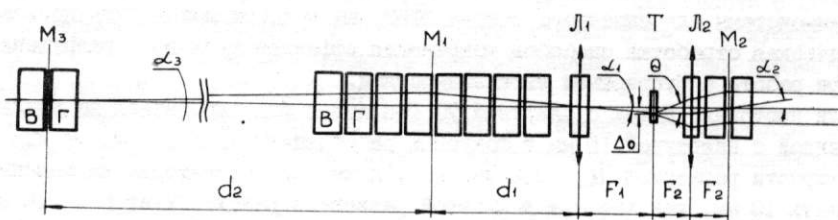
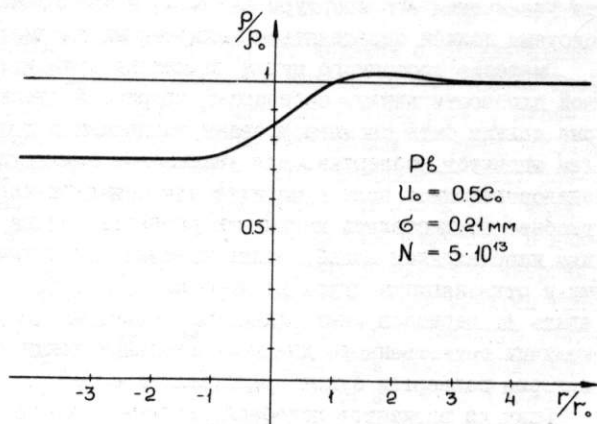


Рис.3. Схема sweeping-системы. Т - мишень, L_1, L_2 - линзы, M_1, M_2, M_3 - магниты вертикального (В) и горизонтального (Г) отклонения.

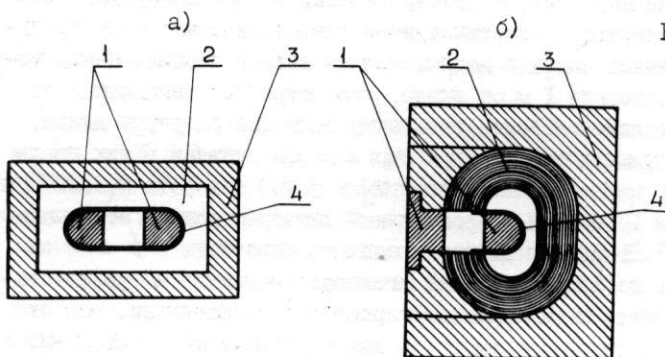


Рис.4. а,б - поперечные сечения sweeping-магнитов с поперечной (а) и продольной (б) шихтовкой магнитопровода. 1 - токовые шины, 2 - магнитопровод, 3 - корпус, 4 - изолятор.

энергоемкости пропорциональны длинам. Амплитуда тока магнитов составит 13,9 кА, индуктивность каждой пары $M_{1г}, M_{3г}$ и $M_{1в}, M_{3в}$ равна $L = 4\pi(l_1 + l_3) = 1,25 \cdot 10^{-6}$ Гн и энергоемкость $W \cong 140$ Дж. Падение напряжения на каждой паре 22 кВ, т.е. по 4,4 кВ на каждой 20-сантиметровой секции.

Если вторичный пучок с импульсом, например 7 ГэВ, будет собираться с мишени второй литиевой линзой с апертурой 2 см и фокусным расстоянием $F_2 = 20$ см, то угол $\alpha_0 = 8 \cdot 10^{-3}$ рад, возникающий во второй фокальной плоскости линзы, должен быть скомпенсирован магнитами с $Hl = 1,86 \cdot 10^5$ Э·см, которые могут иметь ту же конструкцию, что и протонные, с несколько измененной геометрией.

Формирование дипольного синусоидального импульса тока с $T = 5$ мкс осуществляется генератором, выполненным на двух включенных навстречу водородных тиратронах ТТИ-1000-25. Испытание макета такого генератора показало, что при частоте посылок ~ 1 Гц тиратроны коммутируют необходимые токи с ресурсом в несколько миллионов импульсов.

В настоящее время обрабатывается технология изготовления двух конструктивных вариантов радиационно-стойких магнитов для *sweeping*-системы (рис. 4а, б) - с поперечной (а) и продольной (б) шихтовкой магнитопровода.

Вопрос о допусках на расположение магнитов, однородность и синхронность их полей зависит от конкретных требований к эмиттансу вторичного пучка и его согласованию с аксептансом приемного устройства или детектора, но во всех случаях порядок допусков определяется отношением размера пучка к его смещению на мишени. Допуски на *sweeping*-магниты для конкретных параметров антипротонного источника FNAL рассмотрены в /8/.

В заключение заметим, что с переходом к большим энергиям, например $E_1 = 1000$ ГэВ, $E_2 = 100$ ГэВ, параметры *sweeping*-системы принципиально не меняются: поскольку с ростом энергии поперечный эмиттанс пучков уменьшается, фокусные расстояния линз пропорционально с энергией увеличиваются с сохранением апертур, а углы отклонения магнитами при том же смещении уменьшаются, так что их параметры могут оставаться неизменными.

Л и т е р а т у р а

1. Fermilab Antiproton Source Design Report, Fermilab, Feb. 1982.
2. CERN, Design Study pp Facility. CERN/PS/AA 78-3.
3. R. Bellone et al. CERN/SPS/80-9/ ABT.
4. G. Bohannon. High Intensity Targeting Workshop. Univ. of Wisconsin Report, p85. Fermilab. April 1980.
5. F. Krinen and F. Mills. High Intensity Targeting Workshop. Univ. of Wisconsin Report, p. 61. pNote 70. May 1980.
6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. "Наука", М., 1966.
7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. "Мир", Москва, 1972.
8. T. Vsevolozhskaya et al. Fermilab Report TM-1048, 1981.