

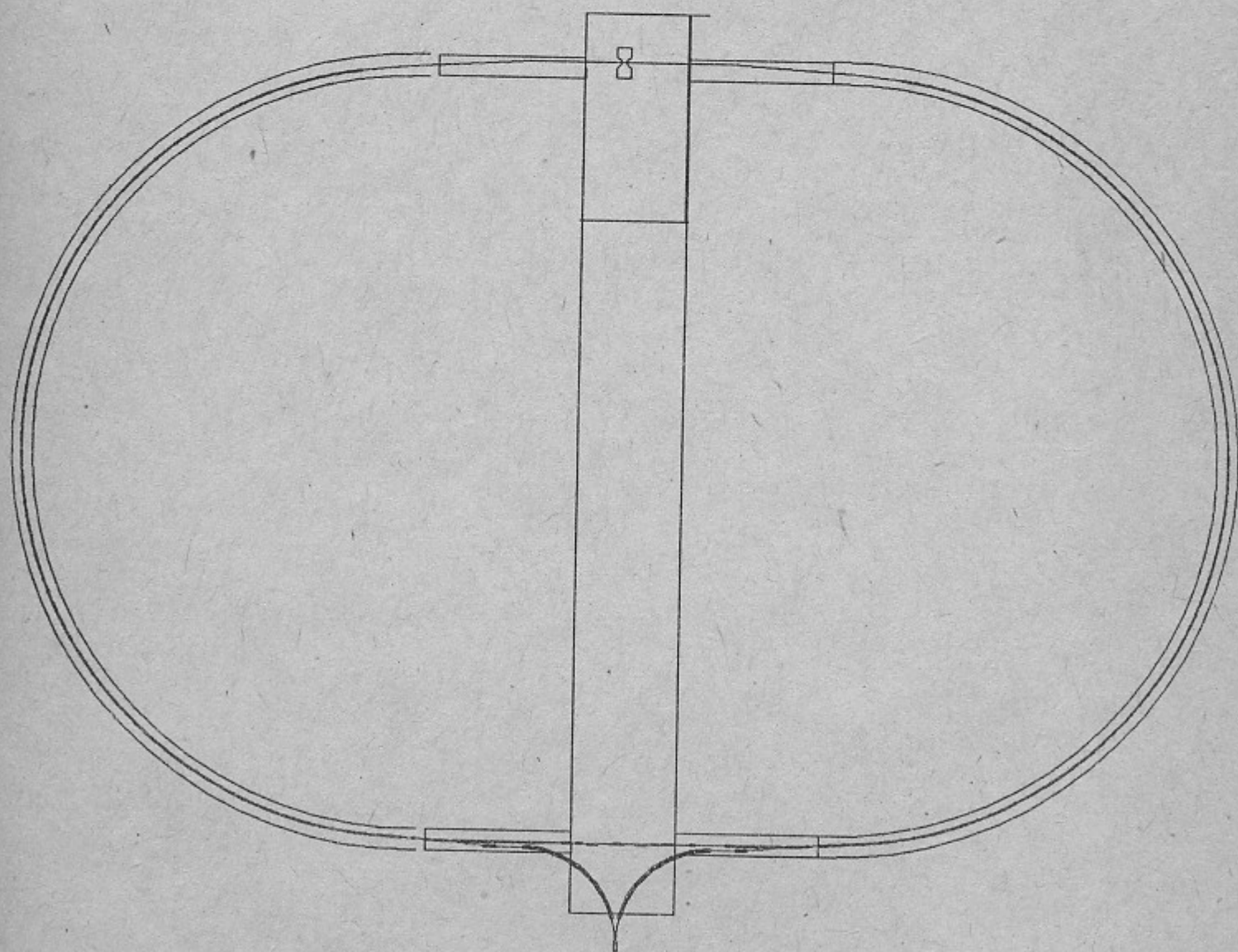
18.01.92

А.В. Александров, В.В. Анашин, С.А. Беломестных,
А.Е. Блинов, В.Е. Блинов, В.Г. Вещеревич,
Б.И. Гришанов, Н.С. Диканский, Н.И. Зубков,
А.С. Калинин, В.И. Куделайнен, Н.А. Кузнецов,
В.А. Лебедев, П.В. Логачев, О.Б. Малышев,
Н.В. Митянина, В.П. Нагаслаев, В.И. Тельнов,
А.Н. Скринский, Б.М. Смирнов,
В.П. Яковлев, А.П. Онучин

А.46
1992

№ 92-18

ПРОЕКТ В-ФАБРИКИ
В НОВОСИБИРСКЕ



БИБЛИОТЕКА
1992
2002

НОВОСИБИРСК

1992

ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках в последние двадцать лет внесли огромный вклад в развитие физики элементарных частиц. Как и в случае обычных ускорителей, установки со встречными пучками (коллайдеры) имеют две тенденции развития: увеличение энергии и повышение интенсивности (светимости). В связи с резким ростом потерь на синхротронное излучение при увеличении энергии в циклических машинах следующее поколение более энергичных электрон-позитронных коллайдеров будет сооружаться на основе встречных линейных пучков. В СССР, США, Европе и Японии разрабатываются проекты установок такого рода.

Что касается второй тенденции, то в настоящее время возникла актуальная потребность резкого увеличения светимости в области относительно низких энергий, где в последние десятилетия работало более десятка циклических коллайдеров и некоторые из них продолжают активно работать по сей день. Проведение высокоточных экспериментов в этой области относительно невысоких, по сегодняшним меркам, энергий позволит с высокой точностью проверить Стандартную модель и, возможно, найти отклонения от неё. Особый интерес представляет область энергий в системе центра масс 9-14 ГэВ, научный интерес к которой связан с богатой физикой Υ -мезонов, В- и С-адронов, τ -лептонов и, в частности, с наметившейся перспективой экспериментального обнаружения нарушения CP четности в распадах В-мезонов [1, 2].

В этой области энергий в последние годы работали следующие установки:

DORIS (детекторы Crystall Ball, ARGYS) - в лаборатории DESY (Гамбург, ФРГ), со светимостью до $3 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$;

до августа 1985 года ВЭПП-4 (детектор МД-1) - в Новосибирске, со светимостью $3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$;

в настоящее время продолжает интенсивно работать установка CESR в Корнеллском университете (США), имеющая максимальную на сегодняшний день светимость $1.6 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$;

с 1993 г. в Новосибирске начнет работать установка ВЭПП-4М (детектор КЕДР) с проектной светимостью $1.5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ [3].

Полученная на этих установках информация очень интересна, однако, для дальнейшего продвижения требуется существенное увеличение экспериментальной статистики, а, следовательно, и светимости коллайдера. Наиболее серьезные требования к увеличению светимости ($L \approx 3 \cdot 10^{33} - 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$) предъявляет

Таблица 1
Параметры проектов В-фабрик

	Cornell	SLAC	КЕК	Новосибирск	КЕК-2
Схема финального фокуса	Crab-cr	Head-on	Head-on	Монохр.	Crab-cr
Энергия пучка (ГэВ)	8.0/3.5	9.0/3.1	8.0/3.5	7.0/4.0	8.0/3.5
Гориз. эмиттанс (нм)	130	48/96	19	5.8/4.0	19
Верт. эмиттанс (нм)	1.95	1.9/3.9	0.19	0.92	0.19
Энергоразброс $\sigma_E/E \cdot 10^4$	8.4/6.5	6.1/9.5	7.2/7.9	10./10.	7.2/7.9
Параметры точ-ки взаимодействия:					
ψ (см)	0	0	0	38/-38	0
β_z (см)	1.5	3./1.5	1.0	0.9	1.0
β_x (см)	100	75/37	100	40	100
линейный сдвиг частоты ξ_z	0.03	0.03	0.05	0.05	0.05
ξ_x	0.03	0.03	0.05	0.017	0.05
верт. размер σ_z (мкм)	5.4	7.6	1.4	2.9	1.4
гориз. размер σ_x (мкм)	360	190	140	380	140
Частиц в сгустке [10^{10}]	6./13.7	4.1/5.9	1.4/3.3	11/19	1.4/3.3
Длина сгустка (см)	1.0	1.0	0.5	0.7	0.5
Расст. между сгуст. (м)	3.0	1.26	3.0	4.2	0.6
Ток пучка (А)	.87/2.0	1.5/2.1	.22/.52	1.2/2.1	1.1/2.6
Число сгустков	230	1658		177	
Периметр (м)	765	2199	1273	765	1273
Время затухан. τ_s (нс)	3.9/12.	19/18	8.3/16.	10./17.	8.3/16.
τ_z (нс)	7.8/24.	37/36	16./32.	11./33.	16./32.
τ_x (нс)	7.8/24.	37/36	16./32.	5.9/33.	16./32.
Синхротр. частота $Q_s \cdot 10^3$	85	52/50	51./47.	25	51./47.
Бетатрон. частота Q_z		24 / 35	25/25	14/16	25/25
Q_x	13 / 12	25 / 32	26/27	27/28	26/27
Козф. уплотн. орбит $\alpha \cdot 10^3$	8.4/11	2.4/1.5	1.8/1.5	1.44	1.8/1.5
Частота ВЧ (МГц)	500	476	508	500	508
Потери энерг. на СИ (МэВ)	5.2/.76	3.6/1.2	4.2/.95	3.2/.61	4.2/.95
Напряжение ВЧ (МВ)	35/12	18/9.5	35/15	15/8.6	35/15
Число ускор. резонаторов	12/4	20/10	88/40	12/4	
Мощность СИ (МВт)	4.5/1.5	5.3/2.7	.93/0.5	3.8/1.3	4.6/2.5
Полная ВЧ мощность (МВт)	4.8/2.4	8.3/4.9	3.6/1.6	3.9/1.5	7.3/3.6
Ограничения на продол. импеданс $ Z_n/n $ (м Ω)	2650/360	660/240	890/170	220/70	890/170
Разброс энергии столкновений (МэВ)	5.63	6.0	5.66	0.87	5.66
Угол пересечения (мрад)	12	0	0	0	25
Светимость ($\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$)	$3 \cdot 10^{33}$	$3 \cdot 10^{33}$	$2 \cdot 10^{33}$	10^{34}	10^{34}

проблема несохранения CP-четности. Необходимую для этого светимость можно получить только радикально изменив подход к созданию установок со встречными электрон-позитронными пучками. Такие установки на сверхвысокую светимость получили название В-фабрик. Работы в этом направлении начались в ИЯФ СОАН СССР довольно давно. Сюда относятся разработки проекта модернизации ВЭПП-4 для проведения монохроматических экспериментов [3, 4], разработки метода ВЧ-монохроматизации [5, 6]. Все лучшее было использовано в первом Предложении по созданию В-фабрики с монохроматизацией и симметричными по энергии пучками, сформулированном в ИЯФ СОАН СССР в 1988 году [7].

Однако, при дальнейшей работе над проектом была осознана первостепенная важность экспериментов по обнаружению CP-нарушения в распадах В-мезонов, что привело к изменению концепции получения светимости в накопителе. Как показывает теоретический анализ, наблюдение эффекта CP-нарушения в наиболее доступных каналах в пике резонанса $\Upsilon(4S)$ в системе покоящихся $B\bar{B}$ мезонов (симметричный по энергии коллайдер) - затруднено [8]. В этом случае эффект можно наблюдать только заметно выше порога рождения $B\bar{B}$, где из-за уменьшения сечения рождения $B\bar{B}$ пары обнаружение CP-нарушения требует набора интеграла светимости в 5-7 раз больше [9]. Поэтому во всех лабораториях в настоящее время обсуждаются проекты только асимметричных по энергии В-фабрик. Основные параметры, наиболее проработанных к настоящему времени проектов [10, 11, 12], приведены в Таблице 1.

В ИЯФ СОАН СССР первое предложение по асимметричной В-фабрике было подготовлено к лету 1989 г. [13]. Оно легло в основу последующей работы над проектом, результаты которой описываются в настоящей работе.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ В-ФАБРИКИ. ТРЕБОВАНИЯ К КОЛЛАЙДЕРУ

В этом разделе кратко рассмотрена физическая программа В-фабрики, связанная главным образом с удивительно богатой и разносторонней физикой b-кварков. Благодаря своей большой массе, принадлежности к третьему поколению и сильному подавлению доминирующего перехода $b \rightarrow c$ b-кварк занимает во многих отношениях выделенное положение, делающее его одним из самых привлекательных объектов как для прецизионного изучения стандартной модели, так и для поиска новой "послестандартной"

физики. Наряду с физикой $b\bar{b}$ -кваркониев и b -адронов, изложенной в двух первых частях раздела, программа В-фабрики включает в себя также изучение c -адронов и τ -лептона (часть III), интенсивно рождающихся при этих энергиях.

I. Физика $b\bar{b}$ -кваркониев

Кварконий, система из тяжелого кварка и антикварка, является аналогом атома водорода для теории сильного взаимодействия - квантовой хромодинамики. Многие КХД эффекты проявляются здесь в наиболее чистых, контролируемых условиях.

Благодаря значительно большей массе b -кварка $b\bar{b}$ -кварконий имеет ряд преимуществ перед $c\bar{c}$ -кварконием в качестве тестовой системы для изучения физики сильного взаимодействия:

- лучшие возможности количественного описания спектра уровней из-за малости релятивистских поправок ($v^2/c^2 \approx 0.1$);
- существенно более богатая система уровней в подпороговой области и, следовательно, много большее число доступных для изучения переходов между ними;
- лучшая применимость теоретиковозмущенческих КХД расчетов и лучшая точность выполнения рецепта Appelqvist-Политцера (о равенстве соответствующих адронных ширин партонным) в распадах кваркониев на легкие адроны.

В современных экспериментах эти преимущества реализуются далеко не полностью из-за значительно меньших сечений рождения $b\bar{b}$ -кваркониев и малости многих интересных бранчингов. Ниже перечислены основные разделы физики $b\bar{b}$ -кваркониев, которые будут изучаться на В-фабрике:

Спектроскопия уровней. Переходы между уровнями.

Потенциальные модели предсказывают около 30 $b\bar{b}$ -состояний ниже $B\bar{B}$ -порога, из которых в настоящее время наблюдается 9. Знание масс недостающих уровней важно для понимания роли различных типов межкварковых сил в $b\bar{b}$ -системе. В e^+e^- столкновениях непосредственно рождаются только 1^{--} состояния (Υ -мезоны и 3D_1 -уровни). Состояния с другими квантовыми числами могут наблюдаться только в переходах (радиационных или адронных) из вышележащих 1^{--} состояний. Измерение параметров этих переходов количество которых в $b\bar{b}$ -системе очень велико также имеет большое значение для понимания физики сильного взаимодействия в системе тяжелых кварков.

Адронные распады

Эти распады являются "фабриками глюонов", что позволяет детально изучить их фрагментацию и провести сравнение с фрагментацией кварков в континууме. Кроме того, для многих редких двухчастичных распадов в КХД получены определенные предсказания, позволяющие провести количественную проверку теории.

Радиационные распады

Эти распады позволяют изучать фрагментацию бесцветной двухглюонной системы в широком интервале масс. Измерение их относительной вероятности является одним из наиболее точных способов определения α_s и Λ - фундаментального параметра КХД. Для многих двухчастичных радиационных распадов КХД дает определенные предсказания, позволяющие провести количественную проверку теории. Такие процессы являются также одним из лучших путей поиска новых скалярных частиц.

Широкие состояния выше $B\bar{B}$ порога

В этой области наряду с обычными $b\bar{b}$ -кваркониями должны наблюдаться также экзотические $b\bar{b}g$ - и $b\bar{b}q\bar{q}$ - состояния, изучение свойств которых представляет значительный интерес. Кроме того, околопороговые состояния $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$ будут широко использоваться, как фабрики $V_{u,d}$ - и V_s -мезонов.

II. Физика b -адронов

b -адроны (мезоны и барионы, состоящие из b -кварка и легких кварков) будут, по-видимому, центральным объектом исследования на В-фабрике. В отличие от $b\bar{b}$ -кваркониев физика b -адронов представляет наибольший интерес для теории слабого взаимодействия. Принадлежность b к третьему поколению кварков дает возможность изучать вершины $V_{cb}, V_{ub}, V_{ts}, V_{td}$ почти недоступные в экспериментах с более легкими кварками. Редкие распады $b \rightarrow s$ и смешивание нейтральных B -мезонов позволяют провести проверку теории на петлевом уровне и очень чувствительны к возможной новой физике. Наконец, в рамках СМ

В-мезоны наиболее перспективны для поиска CP-нарушения вне $K^0-\bar{K}^0$ -системы. Все это и ряд других менее значительных факторов, упомянутых ниже, делает В-мезоны чрезвычайно благоприятным объектом, как для завершения и проверки СМ, так и для поиска новой "постстандартной" физики.

Ниже перечислены основные разделы физики b-адронов, которые будут изучаться на В-фабрике:

Спектроскопия уровней. Переходы между уровнями

Теория предсказывает более 30 состояний с массами < 6 ГэВ, из которых надежно наблюдаются только два. Изучение спектроскопии b-адронов и переходов между уровнями даст интересную информацию о физике сильного взаимодействия в системах из тяжелого и легкого кварков. Благодаря большой массе b-кварка эти свойства b-адронов близки к асимптотическим ($M_0 \rightarrow \infty$), что делает их теоретическое описание и, следовательно, сравнение теории с опытом более надежным.

Слабые распады

В слабых распадах b-кварка доминирует переход $b \rightarrow c$, описываемый константой V_{cb} . Малость $|V_{cb}| \approx 0.045$, обеспечивая В-мезонам наблюдаемые пролетные расстояния, значительно обогащает возможности их изучения. Наиболее точное измерение этой константы может быть получено из времени жизни В-мезона и величин полуплептонных бранчингов $B \rightarrow Dlv$, D^*lv , $D(1P)lv$. Относительно высокие бранчинги адронных распадов, связанных с $b \rightarrow c$ переходом, позволят наблюдать здесь ряд тонких эффектов (цветовое подавление, интерференция различных амплитуд и т.п.), обусловленных совместной работой сильного и электрослабого взаимодействия.

Другой более редкий тип слабых распадов b-кварка связан с переходом $b \rightarrow u$ и описывается константой V_{ub} . Из наблюдения полуплептонного распада $b \rightarrow u\bar{l}l$ получена [14] модельнозависимая оценка $|V_{ub}/V_{cb}| \approx 0.1$. Менее модельнозависимое определение V_{ub} станет возможным при сравнении ширин подобных распадов $B^+ \rightarrow \psi K^+$, $D^* K^+$ или $B_d^+ \rightarrow D^+ D_s^-$, $\pi^+ D_s^-$ [15].

Переход $b \rightarrow s$, в отличие от переходов $b \rightarrow c$ и $b \rightarrow u$, отсутствует в СМ на древесном уровне и появляется только за счет

петлевых диаграмм. Благодаря этому он весьма чувствителен к возможному вкладу новых частиц, что делает изучение таких процессов особенно интересным для поиска отклонений от СМ. Переход $b \rightarrow s$ может сопровождаться испусканием глюона (виртуального или "реального"), фотона, пары заряженных лептонов или нейтрино. В каждом из этих случаев новая физика (четвертое поколение, суперсимметрия и т.п.) может проявляться по-разному, так что их изучение представляет независимый интерес.

Большой интерес представляет наблюдение чисто лептонного распада $B \rightarrow \tau\nu$. По оценке его вероятность $\approx 2 \cdot 10^{-5}$. Такое измерение позволит модельнонезависимо определить константу f_B , необходимую для извлечения физической информации из $B^0-\bar{B}^0$ -смешивания и в ряде других задач.

$B^0-\bar{B}^0$ -смешивание

Смешивание нейтральных мезонов, как уже говорилось выше, является хорошим "пробником" для проверки теории на петлевом уровне и поиска новой физики. Однако получение количественной информации о параметрах теории из анализа K- и D- смешивания сильно осложнено большими неопределенностями, связанными с учетом вклада сильного взаимодействия. $B^0-\bar{B}^0$ - смешивание свободно от этого недостатка, что делает его более чувствительным инструментом при поиске новых эффектов. Величина B_d^- и B_s^- -смешивания пропорциональна константам V_{td}^2 и V_{ts}^2 соответственно. Кроме того, $B^0-\bar{B}^0$ смешивание сильно зависит также от массы еще не открытого t-кварка. Измерения величины $B_d^+-\bar{B}_d^+$ -смешивания группами ARGUS и CLEO [16] в рамках СМ указывают на тяжелый t-кварк с $M_t \approx 100+150$ ГэВ. Более точное определение массы t-кварка может быть получено при измерении $B_s^+-\bar{B}_s^+$ -смешивания и использовании равенства $|V_{ts}| \approx |V_{cb}|$, выполняющегося в СМ. Последнее равенство позволяет также получить наиболее точное определение константы V_{td} в рамках СМ при сравнении B_d^- и B_s^- смешивания.

CP-нарушение

CP-нарушение было открыто в $K^0-\bar{K}^0$ -системе более 20 лет назад и до настоящего времени нигде вне этой системы не наблюдается. Ввиду принадлежности b-кварка к третьему поколению,

B-мезоны являются в СМ наиболее подходящим объектом для поиска CP-нарушения вне $K^0-\bar{K}^0$ -системы. Наблюдение CP-нарушения в B-распадах - наиболее интересная и в то же время наиболее сложная из обсуждаемых здесь задач, с которой в большой степени связан рост интереса к B-фабрикам.

Анализ показывает [17], что наиболее перспективен поиск в процессах типа $B_d \rightarrow f$, где состояние f должно быть доступным

в распадах и B_d^- и \bar{B}_d^- -мезонов. Наиболее трудной проблемой при поиске CP-нарушения на e^+e^- -машинах будет статистика, поэтому весьма важна имеющаяся для процессов такого типа возможность сложения результатов по нескольким эксклюзивным модам с одинаковым кварковым составом. Было показано [17], что с учетом всех факторов в широком интервале допустимых значений константы V_{ub} Кобаяши-Маскава подавленный канал $b \rightarrow u$ ($\pi^+\pi^-, \pi^+\rho^+, \pi^+a_1^+$) оказывается значительно выгоднее по необходимой для наблюдения CP-нарушения статистике, чем разрешенный $b \rightarrow c$ ($\psi K^0, \psi K^+, \eta K^0$). Необходимая статистика оказывается почти независимой от пока неизвестных углов смешивания и массы t -кварка. Существует, однако [17], сильная ее зависимость от также плохо известных параметров f_B, V_K и адронных матричных элементов B-распадов, вносящая значительную неопределенность в оценки.

Серьезным осложнением является зануление интегрального по времени CP-нечетного эффекта при работе на $I(4S)$ (фабрике B-мезонов) [8]. Для избежания зануления необходимо измерять разницу времен двух B-распадов (Δt). Это является очень трудной проблемой в случае симметричных столкновений, как из-за малости пробегов B ($\beta\gamma\tau_B \approx 20$ мкм), так и из-за незнания координат точки их рождения, определяемой только положением пучка. Среди различных путей преодоления этой трудности наиболее эффективным кажется реализация асимметричных по энергии e^+e^- столкновений. В этом случае расстояние между B-вершинами возрастает, Δt становится примерно пропорциональным разнице продольных координат B-вершин и слабо зависит от точки их рождения, что сильно облегчает измерение. Для уточнения требований к асимметрии энергий и параметрам вершинного детектора, необходимым для поиска CP-нарушения в таком эксперименте, было проведено монте-карловское моделирование [18]:

Вершинный детектор моделировался двумя коаксиальными цилиндрами с радиусами 20 и 50 мм и мертвым углом вдоль пучков = 0.3 рад. Разрешение детектора = 15 мкм по обеим координатам. Суммарная радиационная толщина = $0.006 X_0$: вакуумная камера (0.5 мм бериллия и 0.15 мм алюминия) + первый слой вершинного детектора (0.3 мм кремния). Энергии пучков = 7×4 ГэВ. Моделировался поиск CP-нарушения в канале $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Нас интересовало изменение необходимой статистики событий, связанной с разрешением по Δt согласно графику рис. 2, при вариации асимметрии энергий и параметров детектора.

Рассматривались два способа мечения B-мезонов: по заряду лептона от распада $b \rightarrow c\bar{l}\nu$ и по заряду K-мезона от процесса $b \rightarrow c \rightarrow s \rightarrow K$. Разрешение по Δt фитировалось суммой 2-х гауссовых распределений с весами $h_{1,2}$. Для базового варианта детектора были получены значения показанные в табл. 1.

Табл. 1 ($\tau_B=1.2$ псек.)

Тип мечения:	Лептоны		K-мезоны	
	гаусс #1	гаусс #2	гаусс #1	гаусс #2
h_1	0.29	0.71	0.38	0.62
среднее/ τ_B	0.02	0	-0.17	0
сигма/ τ_B	0.91	0.40	0.86	0.38
дисперсия/ τ_B	0.59		0.61	

Рассматривались следующие вариации параметров:

- энергии пучков ($8.0 \times 3.5, 7.1 \times 4., 6.5 \times 4.3, 6.0 \times 4.6$ ГэВ);
- координатное разрешение (15, 30, 60 мкм);
- радиационная толщина (0.003, 0.006, 0.03 X_0);
- радиус внутреннего "цилиндра" (20, 30, 40 мм).

Радиус внешнего цилиндра брался равным 2.5 × радиус внутреннего. Подчеркнуты значения параметров для базового варианта.

Ниже приведены зависимости необходимой статистики S от этих параметров, нормированные на базовый вариант.

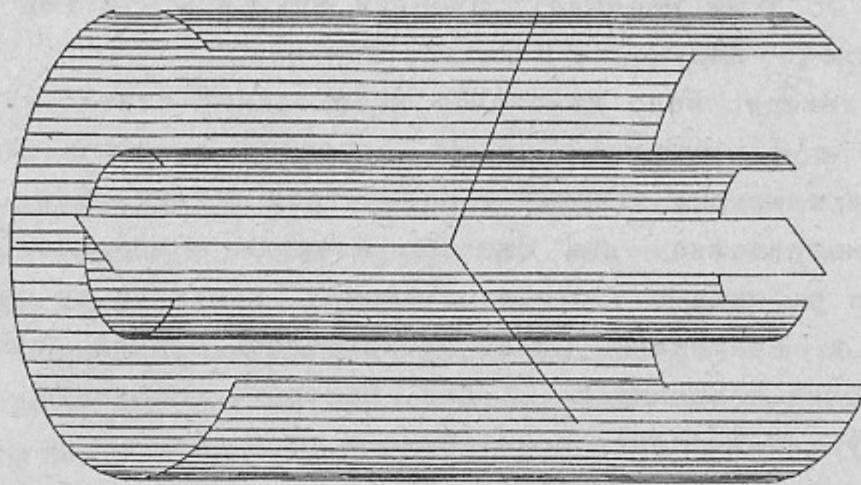


Рис. 1. Эскиз геометрии вершинного детектора.

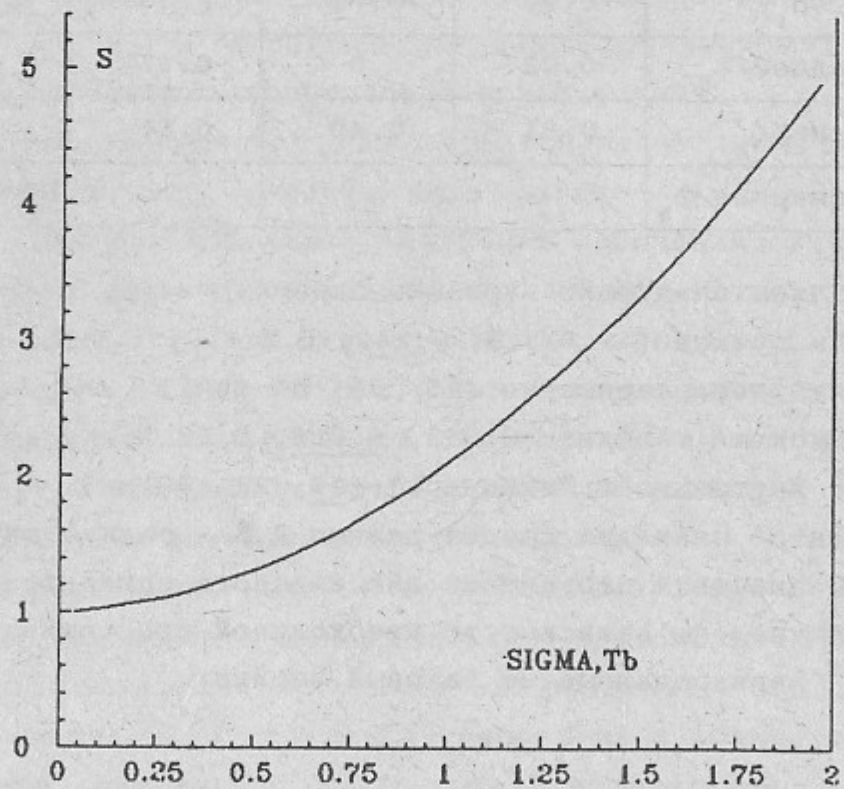


Рис. 2. Зависимость необходимой статистики от разрешения по $\Delta t/\tau_B$.

Таблица 2
Зависимость необходимой статистики от асимметрии энергий

Энергии пучков, ГэВ	Лептоны	К-мезоны
8.0 × 3.5	0.84	0.81
7.0 × 4.0	1	1
6.5 × 4.3	1.19	1.25
6.0 × 4.7	1.99	2.13

Таблица 3
Зависимость необходимой статистики от разрешения детектора

Разрешение детектора, мкм	Лептоны	К-мезоны
15	1	1
30	1.37	1.21
60	2.61	1.96

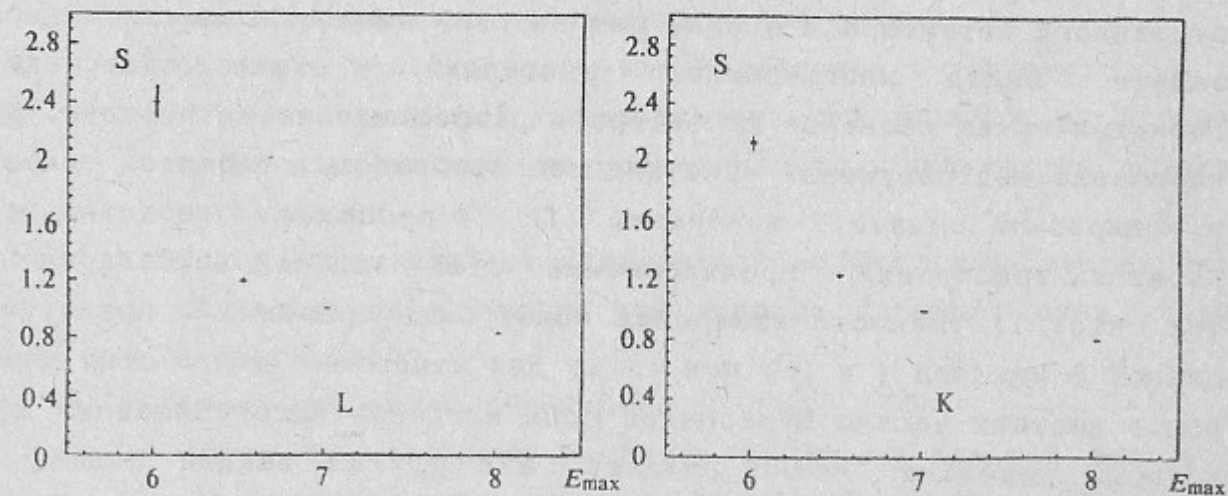


Рис. 4. Зависимость необходимой статистики от разрешения детектора.

Таблица 4

Зависимость необходимой статистики от радиационной толщины детектора

Радиационная толщина, X_0	Лептоны	K-мезоны
0.003	1	0.95
0.006	1	1
0.030	1.10	1.03

Таблица 5

Зависимость необходимой статистики от радиуса детектора

Радиусы цилиндров мм	Лептоны	K-мезоны
20, 50	1	1
30, 75	1.02	1.03
40, 100	1.09	1.13

Из приведённых результатов видно, что заложенные параметры вершинного детектора и асимметрии энергий адекватны поставленной задаче. Вклад многократного рассеяния и, как следствие, геометрических размеров детектора в разрешение по Δt невелик. Во избежание недоразумений отметим, что эти выводы относятся только к конкретной задаче - измерению Δt B-распадов. Относительная мягкость требований, предъявляемых этой задачей, обусловлена тем, что: 1) точность измерения может быть сравнима с пролетной длиной B-мезонов (≈ 100 мкм), 2) для измерения достаточно наиболее жестких частиц B-распадов роль многократного рассеяния для которых невелика. Можно ожидать, что другая важная задача - подавление комбинаторного фона за счет использования отлетов D- и B-мезонов, где существенны более мягкие частицы а точность измерения должна заметно превосходить характерные пролетные расстояния, предъявит более жесткие требования к минимизации радиуса и толщины вершинного детектора.

III. Физика τ -лептона и c-адронов

Благодаря большому заряду сечение рождения $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$ в континууме в 3-4 раза выше, чем $b\bar{b}$. Эти сечения близки по величине даже на $\Upsilon(4S)$, где сечение $B\bar{B}$ максимально. C-адроны, кроме того, рождаются в распадах b-адронов. В результате число τ -лептонов и c-адронов, рожденных на B-фабрике, будет в 2-3 раза больше, чем число b-адронов, и их изучение может стать важным "побочным продуктом" ее деятельности.

Краткий перечень задач в этой области таков:

1. Завершение спектроскопии c-адронов. Сравнение положения одинаковых уровней в c- и b-адронах важно для понимания предасимптотических по M_0 КХД эффектов.
2. Измерение времен жизни c-барионов. Позволит понять роль неспектаторных диаграмм в их распадах.
3. Наблюдение лептонных распадов D^+ , $D_s \rightarrow \mu\nu$, $\tau\nu$. Позволит модельнонезависимо определить константы f_D , f_{D_s} .
4. Наблюдение D^0 - \bar{D}^0 -смешивания и поиск CP-нарушения в D-распадах. Ожидаемый эффект очень мал в SM, но может оказаться наблюдаемым в некоторых ее модификациях.
5. Поиск редких и экзотических распадов D-мезонов. Интересен возможностью проявления новой физики.
6. Проверка V-A структуры взаимодействия τ -лептона.
7. Изучение мезонной спектроскопии для мезонов из легких кварков с массой меньше массы τ , рождающихся в его распадах.
8. Поиск отклонений от стандартной модели путем детального исследования адронных мод распада (правила сумм, токи второго рода).
9. Измерение массы τ -нейтрино.
10. Поиск экзотических распадов τ . Из-за большой массы τ его распады много чувствительнее к новой физике, связанной с хиггсовским сектором, чем распады мюона.

IV. Требования к коллайдеру

Общая особенность большинства перечисленных выше задач - необходимость для их решения значительного (на один-два порядка)

увеличения статистики по сравнению с имеющейся. Это требует создания В-фабрики со светимостью $L \approx 10^{33} \div 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Светимость является ведущим, но не единственным фактором, определяющим экспериментальные возможности такой установки. Другой важный параметр — энергетический разброс σ_w . Для многих задач б-физики желательно значительное уменьшение σ_w по сравнению с его "естественным" значением, составляющим от 4.5 до 10 МэВ на действующих установках. Очевиден выигрыш при работе на узких резонансах: $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$, а также 1D- и 2D- уровнях, где уменьшение σ_w ведет к росту сечения рождения резонанса и улучшению отношения эффект/фон. С другой стороны при работе на "широком" $\Upsilon(4S)$ (фабрике В-мезонов) разрешение по массе В уже в современных экспериментах в большой степени определяется не разрешением детектора, а энергетическим разбросом пучков. Таким образом значительное улучшение разрешения в детекторах следующего поколения без уменьшения σ_w не приведет к существенному улучшению разрешения по M_B . Оценки показывают, что разрешению детекторов следующего поколения будет адекватен $\sigma_w \approx 1 \text{ МэВ}$.

Другая возможность значительного повышения экспериментального потенциала В-фабрики связана с реализацией на ней асимметричных по энергии e^+e^- -столкновений. Задача такого режима работы состоит в рождении движущихся Υ . Первоначально он был предложен с целью разнесения вершин В-распадов, расстояния между которыми в системе покоя $\Upsilon(4S)$ очень малы ($\beta c t_B \approx 20 \text{ мкм}$) и труднодоступны даже для перспективных вершинных детекторов. Это относится также к распадам $\Upsilon(5S) \rightarrow V_s \bar{B}_s, V_s \bar{B}_s^*, V_s^* \bar{B}_s$. Для эффективного разделения В-вершин необходимо иметь относительно высокую скорость продольного движения Υ : $\beta\gamma \approx 1$, т.е. большую асимметрию столкновений (например: $12 \times 2.3 \text{ ГэВ}$).

Большое преимущество асимметричный режим имеет также для наиболее интересной задачи В-фабрики — поиска CP-нарушения в В-распадах (см. п. II). Поскольку в этом случае надежное разделение В-вершин не требуется, может оказаться достаточным $\beta\gamma \approx 0.2 \div 0.3$, что соответствует умеренной асимметрии от 6.5×4.3 до $7.2 \times 3.9 \text{ ГэВ}$.

В связи с вопросом о разделении вершин короткоживущих частиц, крайне важным для большинства задач В-фабрики, напомним, что разрешение по вершине в большой степени определяется расстоянием от вершинного детектора до места встречи пучков.

Таким образом экспериментальные возможности установки будут также существенно зависеть от того, как близко к пучку может быть помещен вершинный детектор.

Следующий вопрос касается выбора максимальной рабочей энергии В-фабрики. Среди перечисленных в предыдущем разделе физических задач наибольшей энергии в СЦМ требует изучение спектроскопии б-адронов: $W_{\text{max}} \approx 13 \text{ ГэВ}$. При фиксированной асимметрии на $\Upsilon(4S)$ $7 \times 4 \text{ ГэВ}$ это требует $E_{\text{max}} = 8.6 \text{ ГэВ}$. Для получения же большой асимметрии, необходимой для эффективного разделения В-вершин на $\Upsilon(4S, 5S)$ за счет продольного движения, необходимо иметь $E_{\text{max}} > 10 \text{ ГэВ}$.

Перечисленные выше физические задачи налагают также высокие требования на детектор для В-фабрики. Он должен быть универсальным, т.е. обладать хорошим разрешением как по импульсу заряженных частиц, так и по энергии фотонов в максимально возможном телесном угле, проводить надежную идентификацию частиц в широком интервале импульсов. Большое значение имеет хорошее восстановление мягких γ с $E_\gamma < 50 \text{ МэВ}$ ($B^* \rightarrow B\gamma, \Upsilon \rightarrow \eta_B \gamma$) и мягких π с $p_\perp < 50 \text{ МэВ/с}$ ($B \rightarrow D^{*\mp} \rightarrow D^0 \pi^\pm, \Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(2S) \pi^+ \pi^-$). Малые времена жизни б- и с-кварков предъявляют высокие требования к точности восстановления вершин. Наконец, высокие ожидаемые фоновые загрузки и большая частота полезных событий (до сотен герц на Υ -мезоне) требуют сложного многоуровневого триггера.

2. В-ФАБРИКА С МОНОХРОМАТИЗАЦИЕЙ.

2.1. Общая схема В-фабрики

В основу проекта положена монохроматизация частиц по энергии, которая достигается за счет введения в месте встречи больших дисперсионных функций, равных по абсолютной величине, но противоположных по знаку для электронов и позитронов [1]. В этом случае, если бетатронный размер будет меньше энергетического, то частицы одного знака, имеющие энергию больше средней, будут сталкиваться с частицами другого знака, имеющими энергию меньше средней энергии пучка, так что в системе центра масс полная энергия будет постоянна.

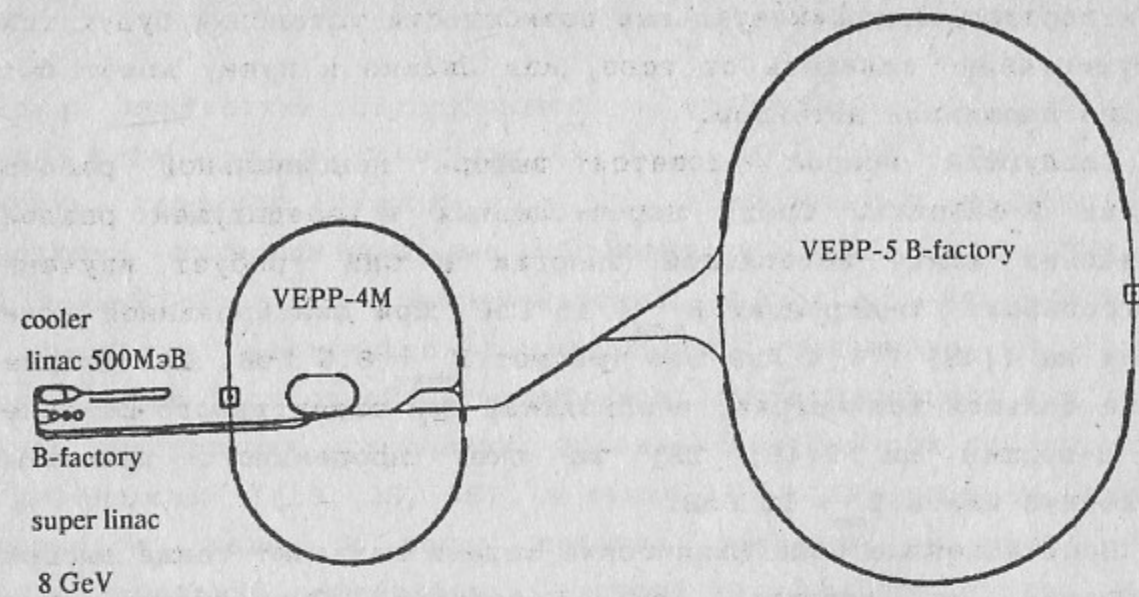


Рис. 2.1. Общий вид ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-5.

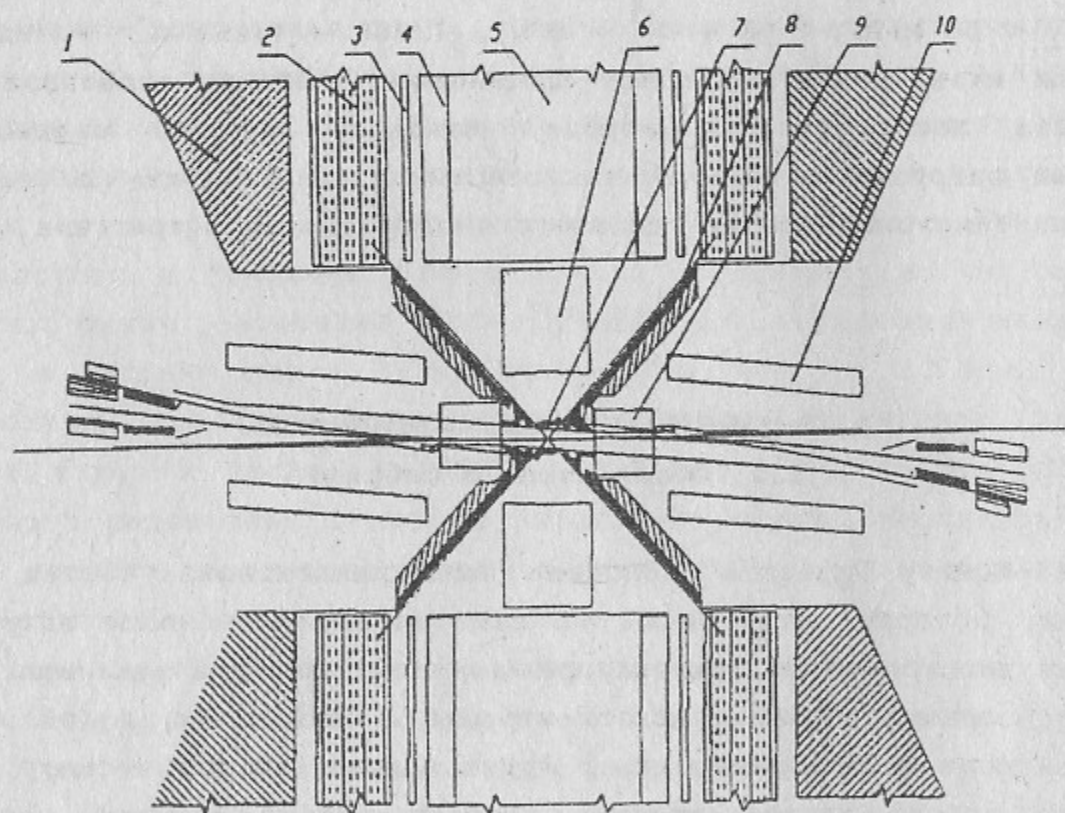


Рис. 2.2. Расположение элементов финальной фокусировки накопителей внутри детектора: 1 - железное ядро детектора, 2 - калориметр на жидком криптоне, 3 - времяпролетная система, 4 - черемковские счетчики, 5 - центральная дрейфовая камера, 6 - вершинный детектор, 7 - микровершинный детектор, 8 - компенсирующий соленоид, 9 - первая от места встречи квадрупольная линза, 10 - вертикальный разводящий магнит.

В-фабрика состоит из двух накопительных колец одинакового периметра, расположенных друг над другом и пересекающихся в месте встречи. Ее основные параметры приведены в Табл. 2.1, а общий вид ускорительно-накопительного комплекса на рис. 2.1. Источником электронов и позитронов для В-фабрики будет служить новый инжекционный комплекс, включающий в себя начальный линейный ускоритель с длиной волны ускоряющего напряжения 10 см, накопитель охладитель на энергию 510 МэВ и основной линейный ускоритель на основе ускоряющих секций ВЛЭПП ($\lambda \approx 2$ см).

Накопительные кольца В-фабрики имеют подобные магнитные структуры. Энергии пучков выбраны равными 4 и 7 ГэВ. Каждое из колец состоит из двух жесткофокусирующих полуколец и двух прямолинейных промежутков: экспериментального и технического. Магнитные и вакуумные системы полуколец сделаны идентичными. Такое решение позволит в будущем, если потребуются, при помощи относительно небольших изменений магнитной структуры перевести колайдер в режим симметричный по энергии [2].

В экспериментальном промежутке расположены только магниты и линзы, фокусирующие пучки в месте встречи и обеспечивающие согласование оптики с полукольцами. Столкновение пучков лобовое. Разведение пучков после столкновения осуществляется по вертикали за счет разницы траекторий пучков с разной энергией в разводящем магнитном поле. Линза финальной фокусировки и разводящий магнит расположены внутри детектора (см. рис. 2.2). Для подавления в детекторе фона от синхротронного излучения, возникающего в разводящих магнитах, их магнитное поле сделано симметричным относительно точки взаимодействия. Это приводит к тому, что траектории пучков в вертикальной плоскости становятся S-образными и пучки после столкновения меняются местами. Пучок из верхнего полукольца переходит в нижнее и наоборот.

Системы впуска, ускоряющие резонаторы и дополнительные вигглер-магниты расположены в техническом промежутке. Там же осуществляется и обратный переход пучков: из верхнего полукольца в нижнее для одного пучка и наоборот для другого. Дисперсия в месте расположения резонаторов зануляется, а обе β -функции достигают минимума ≈ 5 м в центре группы для уменьшения инкремента поперечной многоступенчатой неустойчивости. Дополнительное увеличение вертикального эмиттанса до проектной величины осуществляется дипольными вигглер-магнитами, расположенными в месте вертикального переноса пучков.

Таблица 2.1
 Параметры асимметричной 4x7 ГэВ² В-фабрики

Энергия пучка (ГэВ)	7	4
Периметр (м)	765.0	
Среднеквадр. эмиттанс (нм·рад) ϵ_x	5.8	4.0
	ϵ_z	0.91
Среднеквадр. энергоразброс $\Delta p/p (10^{-3})$	1	1
Параметры места встречи β_h (см)	40	40
	ψ (см)	38
$\sigma_y = (\epsilon_h \beta_h)^{1/2}$ (мкм)	0.9	0.9
	σ_h (мкм)	48
сдвиг частоты σ_v (мкм)	383	382
	σ_v (мкм)	2.9
ξ_v	0.05	0.05
	ξ_h	0.017
$(\psi \Delta p/p) / (\epsilon_h \beta_h)^{1/2}$	8.0	9.8
	$J = \psi^2 / \beta_h$ (см)	36
Число частиц в сгустке (10^{11})	1.07	1.87
Расстояние между сгустками (м)	4.20	
Ток пучка (А)	1.186	2.076
Число сгустков	177	
Время затухания верт. колебаний (мс)	11	33
Относительные декременты G_s	1.12	2
	затухания G_h	1.88
Бетатронные частоты Q_v	14.27	15.27
	Q_h	27.58
Синхротронная частота Q_s	.025	.025
Козф. уплотнения орбит (10^{-3})	1.44	1.44
Частота ускоряющего напряжения (МГц)	500	
Ускоряющее напряжение (МВ)	15.4	8.61
Длина сгустка (см)	0.7	0.7
Потери энергии за оборот (МэВ)	3.20	0.61
Мощность синхротронных потерь (МВт)	3.80	1.27
Мощность когерентных потерь (МВт)	0.055	0.05
Полная мощность ВЧ станций (МВт)	4.80	1.60
Число ускоряющих резонаторов	12	4
Мощность вводимая в резонатор (МВт)	0.325	0.36
Ускоряющее электрическое поле (МВ/м)	4.27	7.17
Ограничения на широкополосный продольный импеданс (МОм)	217	71
Энергия столкновения (ГэВ)	10.6	
Разброс энергий столкновения σ_w (МэВ)	0.87	
Пиковая светимость (см ⁻² с ⁻¹) x 10 ³³	10.0	
Число мест встречи	1	

Для достижения малого горизонтального эмиттанса полукольца имеют очень жесткую фокусировку $Q_x \approx 27$, что приводит к малой величине коэффициента уплотнения орбит и, следовательно, к низкой величине порога по удлинению сгустка за счет турбулентной неустойчивости. Этот порог можно поднять, искусственно увеличивая энергетический разброс в пучке. В кольце высокой энергии это

достигается перераспределением декрементов горизонтального и продольного движения с помощью дипольно-квадрольных вигглер-магнитов, расположенных в участках прилегающих к прямолинейному промежутку. Искусственное увеличение дисперсии в месте расположения вигглер-магнитов позволяет уменьшить мощность генерируемого в них СИ до 35 кВт.

В кольце низкой энергии для увеличения энергетического разброса используются дипольные сверхпроводящие вигглер-магниты с полем 22.5 кГс. Дополнительной задачей этих вигглер-магнитов является увеличение радиационных декрементов, что необходимо для подавления продольной многосгустковой неустойчивости радиационным затуханием. В этом случае, несмотря на больший ток и меньшую энергию, требования на подавление добротности высших мод резонаторов для кольца низкой энергии всего лишь на 30% более жесткие, чем для кольца высокой энергии. Большая полная мощность излучения из этих вигглер-магнитов ≈ 400 кВт не может быть принята на один приемник излучения, поэтому 3 вигглер-магнита из 7 перенесены из технического прямолинейного промежутка в экспериментальный. Зануление дисперсии в месте расположения вигглер-магнитов позволяет пренебречь их вкладом в увеличение эмиттанса и, в результате получить радиальный эмиттанс меньше, чем для накопителя высокой энергии. Заметим, что увеличение энергетического разброса в пучке благодаря монохроматизации не увеличивает разброс энергии столкновений. Это также положительно влияет на эффекты встречи из-за увеличения отношения энергетического размера к бетатронному.

Чтобы предотвратить накопление ионов в электронном пучке, в нем пропущено 5 сгустков. Такой разрыв в следовании сгустков приводит к неустойчивости движения ионов с массой менее 50. Этому способствует выбор электронного пучка в качестве пучка низкой энергии. В данном случае из-за большего числа частиц в пучке условие неустойчивости движения ионов легче выполнить. Этот выбор также упрощает и накопление позитронов в пучке высокой энергии из-за меньшего числа частиц в нем.

Впуск в накопитель осуществляется по радиусу, что определяется относительно малым вертикальным акцептансом накопителя $\approx 2 \cdot 10^{-4}$ см·рад, ограниченным в линзах финальной фокусировки. Накопление позитронов, ускоряемых до полной энергии в линейном ускорителе, осуществляется с частотой 2 Гц по 10^{10} частиц за импульс. Полное время накопления позитронов 15 мин,

электронов - 5 мин. При времени жизни пучка порядка часа каждые 6 мин. необходимо прерывать набор статистики на 2 мин. для пополнения числа частиц в сгустках. Магнитная система в накопителе высокой энергии оптимизирована для уменьшения угла, создаваемого кикер-магнитом, в результате удалось ограничиться значением 1.5 мрад.

2.2. Светимость, выбор параметров

Светимость установки со встречными пучками определяется хорошо известным выражением [3]:

$$L = \frac{N_1 N_2 f}{4\pi\sigma_x \sigma_z} \quad (2.1)$$

где N_1, N_2 - число частиц в банке, f - частота столкновений, σ_x, σ_z - горизонтальный и вертикальный размеры пучков в месте встречи, соответственно (предполагается равенство размеров обоих пучков). Символы 1 и 2 относятся к пучкам высокой и низкой энергии, соответственно. Число частиц в сгустках ограничено увеличением их размеров и увеличением потерь частиц из них за счет нелинейного взаимодействия с электромагнитным полем встречного сгустка при увеличении его интенсивности. Сила взаимодействия характеризуется параметром ξ , равным, при малой его величине, линейному сдвигу бетатронной частоты за счет электромагнитного взаимодействия в месте встречи:

$$\xi_{1z} = \frac{e^2 N_2 \beta_{1z}^*}{2\pi E_1 \sigma_z (\sigma_x + \sigma_z)}, \quad 1 \leftrightarrow 2. \quad (2.2)$$

Подставляя (2.2) в (2.1) получим выражение для светимости:

$$L = \frac{I_1 E_1 (1 + \sigma_z / \sigma_x)}{2e^2 \beta_{1z}^*} \xi_{1z}, \quad 1 \leftrightarrow 2. \quad (2.3)$$

в которое входят только ток пучка I_1 , его энергия E_1 и значение вертикальной β -функции в месте встречи - β_{1z}^* . В случае столкновения плоских пучков величина $(1 + \sigma_z / \sigma_x) \approx 1$, а параметр ξ слабо зависит от параметров пучков и для большинства установок его величина находится в пределах 0.03- 0.07. Поскольку энергии пучков фактически заданы, светимость определяется тремя основными параметрами и, чтобы ее увеличить, необходимо увеличивать полный ток пучка, параметр ξ и уменьшать величину вертикальной β -функции в месте встречи.

При выборе основных параметров В-фабрики мы исходили из двух основных положений [4]. Установка должна обладать высокой светимостью и малым энергетическим разбросом e^+e^- соударений - монохроматизацией. Требование монохроматизации сразу же задает строго определенный подход к выбору параметров - малый эмиттанс пучков и большая дисперсионная функция в месте встречи, поскольку энергетическое разрешение σ_w определяется соотношением

$$\sigma_w = \frac{W}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_{x1}}{J_1^*} + \frac{\epsilon_{x2}}{J_2^*}} \quad (2.4)$$

Здесь: $W = 2 \sqrt{E_1 E_2}$ - энергия в системе центра масс, E - энергия пучка, ϵ_x - горизонтальный эмиттанс, инвариант

$$J = \frac{\psi^2 + (\psi' \beta - \psi \beta' / 2)^2}{\beta_x} \quad (2.5)$$

в месте встречи равен $J^* = \psi^{*2} \beta_x^*$, $\psi, \beta, \psi', \beta'$ - дисперсионная и горизонтальная β -функции встречи и их производные. Здесь и в дальнейшем звездочкой помечены величины взятые в месте встречи.

Установившийся горизонтальный эмиттанс определяется интегралом от магнитного поля по орбите и равен [3]:

$$\epsilon_x = \frac{55}{48\sqrt{3}} \frac{e^4 \hbar E^3}{G_x m^7 c^{13} V_0} \int J(z) B^3(z) dz = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{e \hbar E}{m^3 c^5 G_x} \frac{\langle JB^3 \rangle}{\langle B^2 \rangle}, \quad (2.6)$$

где $B(z)$ - магнитное поле на равновесной орбите, eV_0 - потери энергии на СИ на обороте, G_x - относительный декремент затухания горизонтальных бетатронных колебаний.

Для того, чтобы правильно оценить эмиттансы, нужно, вначале, иметь качественное представление о схеме разведения пучков. Разведение будет осуществляться магнитным полем за счет отличия радиусов поворотов пучков разных энергий. Сейчас для нас важно, что магнитное поле начинается практически сразу же за местом встречи и заканчивается только после разведения пучков. Синхротронное излучение на этом участке раскачивает эмиттансы пучков и, естественно, тем сильнее, чем больше поле и величина J . Как видно из (2.6) эмиттанс растет пропорционально инварианту J и кубу магнитного поля. Считая, что из-за большой величины J основной вклад в эмиттанс дает участок разведения, а его вкладом в потери энергии на СИ можно пренебречь, получим из (2.4) и (2.6), что энергетический разброс пропорционален корню квадратному от интеграла разводящего магнитного поля $\sigma_w \propto (\int B^3 ds)^{1/2}$ и не зависит от величины J . Таким образом участок разведения задает минимальное, независящее от J_1 и J_2 , значение

σ_w . Поэтому возникает необходимость определенного компромисса при выборе величины магнитного поля. С точки зрения разведения пучков выгодно иметь как можно большее поле, а с позиции уменьшения раскачки эмиттанса – поле должно быть как можно меньше. Величину инварианта J , наоборот, выгодно иметь как можно больше, так как в этом случае можно допустить большие приращения эмиттанса в полукольцах. Однако при этом увеличивается отношение горизонтального размера в месте встречи к вертикальному и сильно усложняется сведение пучков. Для выбранных параметров магнитной структуры накопителя (см. ниже пп. 3, 5) вклады в эмиттанс от различных участков орбиты накопителей приведены в следующей таблице.

Таблица 2.2
Вклад различных участков магнитной структуры накопителей в приращение эмиттансов пучков

энергия пучка		7 ГэВ		4 ГэВ	
эмиттанс [нм]		$\delta\epsilon_x$	$\delta\epsilon_z$	$\delta\epsilon_x$	$\delta\epsilon_z$
Экспериментальный промежуток	вертикальные магниты	1.33	0.18	2.25	0.14
	горизонтальн. магниты	0.29	0.11	0.52	0.09
Технический промежуток	вертикальные магнит	0	0.13	0	0.15
	горизонтальн. магниты	0.45	0	0.07	0
	виглер раскачки ϵ_z	0	0.5	0	0.53
	дипольно-квадруп. вигл.	0.43	0	-	-
Полукольца		3.35	0	1.15	0
Σ		5.85	0.91	3.99	0.91

Как видно из таблицы полукольца дают значительный вклад в горизонтальный эмиттанс пучков

$$\frac{\delta\epsilon_{x0}}{\text{см}\cdot\text{рад}} = 2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E}{\text{ГэВ}} \right) \frac{1}{G_x} \frac{1}{Q_x^3} \quad (2.7)$$

Однако дальнейшее увеличение бетатронной частоты Q_x для уменьшения этого вклада кажется нецелесообразным из-за увеличения потерь на СИ при сокращении длины элемента периодичности (так как сокращается относительная длины магнита) и ужесточением допусков на изготовление магнитных элементов.

Минимальные значения вертикальных бета-функций определяются хроматизмом финальной фокусировки. Если дисперсия в месте встречи равна нулю, то его величина не должна превышать 20. Это связано с возбуждением хроматизма β -функций линзами финальной фокусировки и потерей устойчивости движения частиц при больших отклонениях импульса. В схеме монохроматизации этого можно избежать размещением компенсирующих секступолей в непосред-

ственной близости от линз финальной фокусировки (см. ниже п. 5). Однако полностью компенсировать этот эффект в В-фабрике представляется затруднительным из-за разных знаков дисперсий пучков и разных значений энергий. Кроме этого β -функция должна быть больше среднеквадратичной длины сгустков. Так как при длине сгустка больше β -функции светимость уменьшается, как из-за геометрического фактора, так и из-за увеличения воздействия эффектов встречи и соответствующего уменьшения параметра ξ . Выбранное значение β -функции равное 9 мм не является предельным по обоим приведенным параметрам и в принципе может быть уменьшено до 6-7 мм в будущем.

3. ФОКУСИРОВКА И РАЗВЕДЕНИЕ ПУЧКОВ В МЕСТЕ ВСТРЕЧИ.

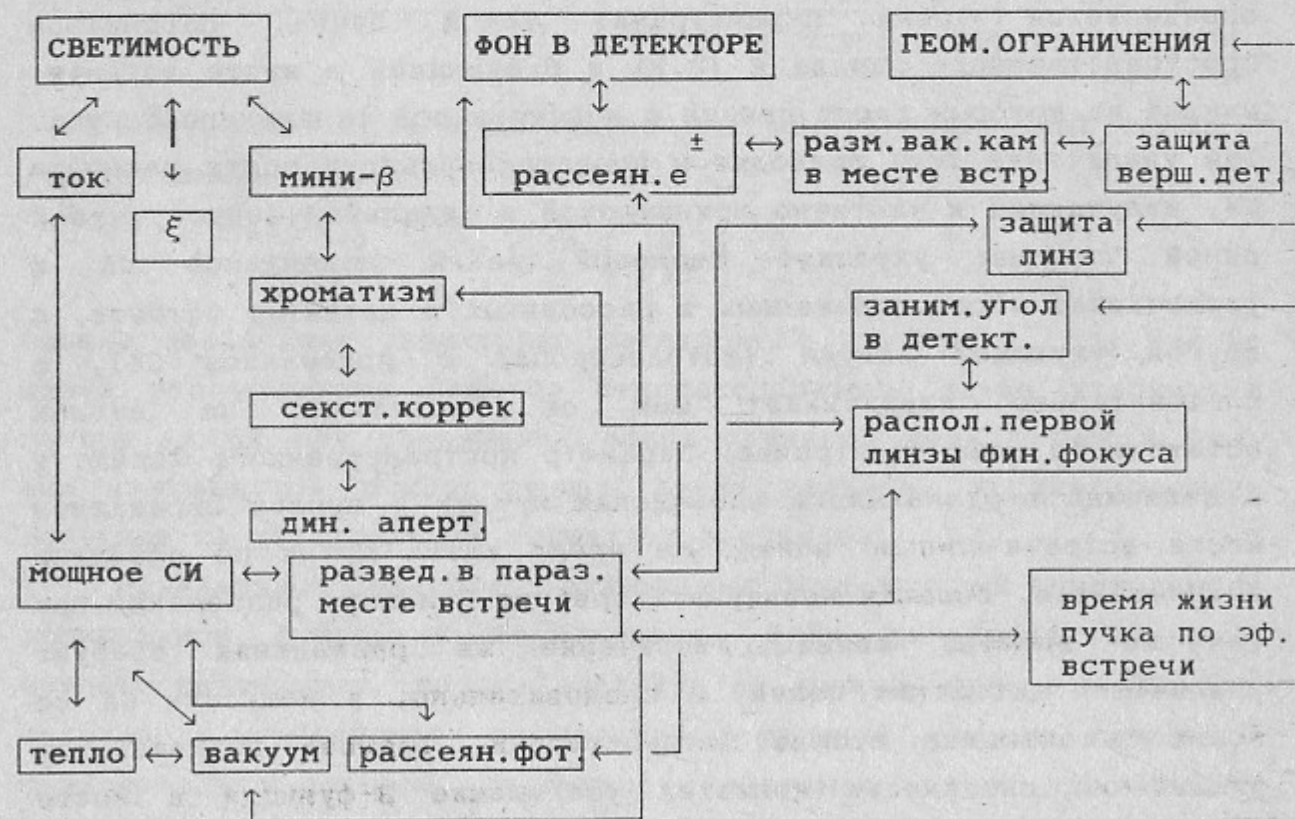
3.1. Основные принципы проектирования финального фокуса В-фабрики

Важнейшей особенностью финального фокуса В-фабрики является то, что с одной стороны он существенно определяет светимость установки, с другой должен удовлетворять требованиям эксперимента (в первую очередь ограничениям на фон в детектор). Коротко задачу можно сформулировать так: получить максимальную светимость при допустимом фоне в детекторе. Светимость же (2.3) определяется тремя параметрами: током пучка, параметром пространственного заряда ξ (2.2) и β -функцией в месте встречи, каждый из которых тесно связан с конструкцией финального фокуса. Так увеличение тока приводит к пропорциональному росту мощности СИ, излучаемой и частично принимаемой в финальном фокусе, что с одной стороны ухудшает тепловой режим приемников СИ и увеличивает число отраженных и рассеянных в детектор фотонов, с другой ухудшает вакуум (фотодезорбция с приемников СИ), а следовательно увеличивает фон от рассеянных на атомах остаточного газа электронов. Параметр пространственного заряда ξ и величина вертикального разведения пучков в первом паразитном месте встречи сильно влияют на время жизни пучка по эффектам встречи, т.е. большая величина ξ требует большего разведения при том же времени жизни. Увеличение же разведения требует увеличения магнитных полей, а следовательно, и мощности СИ со всеми вытекающими отсюда последствиями. Третьей возможностью увеличения светимости является уменьшение β -функции в месте

встречи. С одной стороны это приводит к росту хроматизма частот и, что более важно, хроматизма β -функций в финальном фокусе. Движение в этом направлении ограничено возможностью компенсации хроматизма секступолями в финальном фокусе при достаточной динамической апертуре. С другой стороны приведенная в п.2 формула для светимости (2.2) верна для длин сгустка меньших, чем минимальная β -функция в месте встречи. В случае $\sigma_1 > \beta^*$ светимость резко уменьшается [1]. Поэтому минимальная β -функция в месте встречи также ограничена снизу длиной сгустка, которая в свою очередь определяется параметрами ВЧ и продольным широкополосным импедансом вакуумной камеры. На всё это накладываются требования геометрического характера: минимизация телесного угла, занимаемого финальным фокусом в детекторе, защита от СИ вершинного детектора и сверхпроводящих линз финального фокуса. Всё сказанное суммируется в приведённой ниже диаграмме.

3.2. Влияние паразитных мест встречи

Наличие монохроматизации приводит к существенному превышению радиального (в основном энергетического) размера пучка над вертикальным в месте встречи. Это на первый взгляд



делает более предпочтительным разведение по вертикали, которое позволит существенно снизить разводящее поле, а следовательно и мощность СИ, в сравнении со случаем горизонтального разведения. Но тогда взаимодействие сгустков в первом паразитном месте встречи в случае вертикального разведения будет гораздо более сильным, что приводит к значительному уменьшению времени жизни, и заставляет увеличивать либо разведение, либо межсгустковое расстояние.

Из-за малого продольного расстояния между сгустками их электромагнитное взаимодействие происходит не только в основном, но и в двух паразитных местах встречи, расположенных на расстоянии 2.1 м по обе стороны от основного. Разведение пучков в паразитном месте встречи $\Delta = 1.09$ см, что составляет $31 \sigma_v$ для пучка высокой энергии и $79 \cdot \sigma_v$ для пучка низкой энергии. Здесь σ_v - среднеквадратичный вертикальный размер в паразитном месте встречи. Такая величина разведения достаточна чтобы частицы никогда не попадали внутрь встречного сгустка, где его поле становится сильно нелинейным. Некоторое влияние на динамику движения частиц оказывает квадрупольная компонента полей встречного сгустка, эффект от которой суммируется от обоих паразитных мест встречи. Это приводит к сдвигу бетатронных частот

$$\Delta \nu_{z,x} = \pm 2 \cdot \frac{e^2 N \beta_{z,x}}{2\pi E \Delta^2} \approx 0.013, \quad (3.1)$$

$\Delta \nu_{z1} \approx 0.0136$, $\Delta \nu_{x1} \approx -0.0031$, $\Delta \nu_{z2} \approx 0.0021$, $\Delta \nu_{x2} \approx -0.0055$ и изменению β -функций в месте встречи

$$(\Delta \beta / \beta)_{z,x} = 2\pi \cdot \delta \nu_{z,x}, \quad (3.2)$$

$(\Delta \beta / \beta)_{z1} = 0.085$, $(\Delta \beta / \beta)_{x1} = -0.019$, $(\Delta \beta / \beta)_{z2} = 0.013$, $(\Delta \beta / \beta)_{x2} = -0.034$. Здесь $\beta_{z,x}$ - значения β -функций в паразитном месте встречи. Максимальное воздействие испытывает пучок высокой энергии, для которого величина β_z -функции в паразитном месте встречи максимальна $\beta_{z1} = 131$ м.

Более существенное влияние на движение частиц оказывает дипольная компонента поля, действие которой приводит к вертикальному разведению пучков в месте встречи

$$\delta z = \frac{e^2}{\Delta} \left(\frac{N_1}{E_1} \sqrt{\beta_z^* \beta_{z1}} + \frac{N_2}{E_2} \sqrt{\beta_z^* \beta_{z2}} \right) \quad (3.3)$$

на 5.4 мкм, что в 10-20 раз превышает допустимую по эффектам встречи величину. Здесь мы учли, что паразитное место встречи сдвинуто по бетатронной фазе на угол $\pi/2$ относительно основного.

Однако воздействие от второго паразитного места встречи, находящегося с другой стороны от точки взаимодействия, компенсирует воздействие первого, так что суммарный эффект будет равен нулю. Остаточные смещения, возникающие из-за неодинакового количества частиц в сгустках, а также нескомпенсированные удары для первого и последнего сгустков, испытывающих столкновения только в одном паразитном месте встречи, легко могут быть скомпенсированы активной системой подавления (см. ниже п. 9.1).

Необходимо заметить, что хотя воздействие первого паразитного места встречи на смещение пучка в точке взаимодействия компенсируется вторым паразитным местом встречи, но эта компенсация отсутствует для остальных точек орбиты. Смещение орбиты в накопительном кольце будет в этом случае равно:

$$\delta z = \frac{e^2 N_1}{\Delta E_1} \sqrt{\beta_z(\mu) \beta_z} \frac{2 \sin(\mu_0/2 - \mu)}{\sin(\mu_0/2)}. \quad (3.4)$$

Здесь $\mu_0 = 2\pi\nu$ - вертикальная бетатронная частота, $\beta_z(\mu)$ - зависимость вертикальной β -функции от бетатронной фазы, отсчитанной от места встречи. Для пучка высокой энергии отношение амплитуды возмущения орбиты к вертикальному средне-квадратичному размеру пучка будет порядка $\delta z_{\max}/\sigma_z \approx 4/\sin(\mu_0/2)$ и вблизи целого резонанса становится слишком большим. Это фактически определяет необходимость выбора рабочей точки накопителя вдалеке от целого резонанса.

Чтобы оценить воздействие нелинейных компонент эл.-магн. поля в паразитном месте встречи запишем уравнение для вертикальных бетатронных колебаний в переменных, где движение частиц выглядит гармоническим:

$$\frac{d^2 Z}{d\psi^2} + Z + \delta_{2\nu}(\psi) \kappa^*(Z) + \delta_{2\nu}(\psi + \frac{\pi}{2}) \kappa^+(Z) + \delta_{2\nu}(\psi - \frac{\pi}{2}) \kappa^-(Z) = 0. \quad (3.5)$$

Здесь $\psi = \nu\vartheta + \chi(\vartheta)$ - фаза бетатронного движения, $Z = z/f(\vartheta)$ - нормированное на функцию Флоке отклонение частицы от равновесного положения, $\kappa^*(Z)$, $\kappa^+(Z)$, $\kappa^-(Z)$ - нормированные силы действующие на частицу в основном и паразитном местах встречи,

$$\kappa(Z) = \frac{\sqrt{\beta \bar{R}}}{E} e \int ds B\left(\sqrt{\frac{\beta}{\bar{R}}} Z\right)$$

$\int B(\dots) ds$ - интеграл магнитного поля сгустка вдоль его длины. Раскладывая поле встречного сгустка в ряд Тейлора, мы получаем величины силы в основном

$$\kappa^*(Z) = 4\pi\xi_z \sigma_z^* \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! 2^n (2n+1)} \left(\frac{\beta^*}{\bar{R}}\right)^n \left(\frac{Z}{\sigma^*}\right)^{2n+1}, \quad \sigma_z^* = \sqrt{\frac{\epsilon_z}{\beta^*}}, \quad (3.6)$$

и паразитном местах встречи²

$$\kappa^{\pm}(Z) = 4\pi\xi_z \frac{\sigma_x^* \sigma_z}{\Delta} \sqrt{\frac{\beta_z}{\beta_z^*}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\beta}{\bar{R}}\right)^{(n-1)/2} \left(\frac{\pm Z}{\Delta}\right)^n, \quad \sigma_z = \sqrt{\frac{\epsilon_z}{\beta}}. \quad (3.7)$$

Как видно из приведенных выражений, в разложении силы для паразитных мест встречи присутствуют члены с четными степенями Z , что приводит к возбуждению дополнительных нечетных резонансов. Более того из-за сдвига фаз между паразитными местами встречи $\approx \pi$ их вклады суммируются для всех членов разложения, что практически удваивает вносимую ими нелинейность. Однако, из-за достаточно большой величины разведения суммарное воздействие нелинейности от паразитных мест встречи оказывается малым. Действительно сравнивая коэффициенты при нечетных степенях Z получим:

$$\left| \frac{\kappa_{2n+1}^{\pm}}{\kappa_{2n+1}^*} \right| = \frac{(2n+1) n! \sigma_x^*}{2 \cdot (\Delta_{\sigma} / \sqrt{2})^{2(n+1)} \sigma_z^*}, \quad \Delta_{\sigma} \equiv \frac{\Delta}{\sqrt{\beta \epsilon_z}} \equiv \frac{\Delta}{\sigma_z}, \quad (3.8)$$

где $\kappa(Z) = \sum_{n=0}^{\infty} \kappa_n Z^n$. Для $\Delta_{\sigma} = 31$, $\sigma_x^* / \sigma_z^* = 383/2.87$ это дает

$2n+1$	1	3	5	7	9	11
$\kappa_{2n+1}^{\pm} / \kappa_{2n+1}^*$	0.138	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$5.9 \cdot 10^{-6}$	$5.2 \cdot 10^{-8}$	$5.6 \cdot 10^{-10}$	$7.1 \cdot 10^{-12}$

Как видно из приведенной таблицы, вклады паразитного и основного места встречи сравнимы только при $2n+1=1$, что соответствует уже обсуждаемому квадрупольному слагаемому.

Для оценки вклада от секступольной компоненты поля паразитного места встречи определим при какой величине разведения пучков в основном месте встречи соответствующие

слагаемые будут равны. При разведении пучков в основном месте встречи на величину δz секступольное слагаемое в разложении силы от основного места встречи будет равно

$$\kappa_2^* = \frac{e^2 N \delta z}{E \sigma_x^* \sigma_z^* \epsilon_z} \sqrt{\frac{\beta_z^*}{R}} \exp\left(-\frac{\delta z^2}{2\sigma_z^{*2}}\right) \approx \frac{e^2 N \delta z}{E \sigma_x^* \sigma_z^* \epsilon_z} \sqrt{\frac{\beta_z^*}{R}} \quad (3.9)$$

Приравнявая его секступольной компоненте поля от основного места встречи, получим величину разведения при которой вклады от основного и паразитного мест встречи будут равны:

$$\delta z = 2\sigma_x / \Delta_\sigma^3 \approx 0.025 \text{ м}, \quad (3.10)$$

что составляет $9 \cdot 10^{-3} \sigma_z^*$. Это примерно на порядок меньше как необходимой $\approx 0.1 \sigma_z^*$ так и реально достижимой точности сведения $0.1 - 0.2 \text{ м}$ (см. ниже п. 9.1).

Как видно из приведенных оценок, воздействием нелинейных полей в паразитных местах встречи на движение частиц имеющих малую амплитуду бетатронных колебаний можно пренебречь и сравнении с нелинейным воздействием основного места встречи. Намного более сложно понять воздействие паразитного места встречи на движение частиц с большими амплитудами. Эти частицы близко приближаются к встречному пучку в паразитном месте встречи и попадают в область его сильно нелинейных полей, что приводит к усилению нелинейных резонансов и может приводить к потере частиц. Для исследования зависимости времени жизни пучка от величины разведения требуется дополнительное численное моделирование. В этом смысле наиболее надёжным способом избавления от неприятностей является вынесение паразитного места встречи в разные вакуумные камеры за счёт увеличения расстояния между сгустками с 4.2 м до 7.0 м, что уменьшит светимость на 40%. При этом уменьшится полный ток и, соответственно, мощность СИ.

Существует другой вариант с монохроматизацией, основанный на горизонтальном разведении [2, 3], что при зеркальной симметрии финального фокуса значительно усложняет конфигурацию разведения (одновременно по x и z), но этот вариант имеет гораздо меньше проблем с паразитными местами встречи. Стоит отметить, что вертикальное разведение и центральная симметрия финального фокуса имеют дополнительные преимущества, связанные с занулением вертикальной дисперсии в месте встречи за счет

симметрии, а так же с меньшим приращением эмиттанса в финальном фокусе и, следовательно, потенциально лучшей монохроматизацией. В случае горизонтального разведения при монохроматизации требуется быстро развести пучки (велик горизонтальный энергетический размер), что практически не позволяет использовать вместо первого разводящего магнита смещенную линзу для одновременной фокусировки пучков по вертикали. В результате такая линза располагается за первым очень сильным разводящим магнитом, т. е. в области уже гораздо больших вертикальных β -функций. А это ведет к существенному росту хроматизма финального фокуса. Ниже приведены в сравнении некомпенсированные хроматизмы финального фокуса для вариантов с вертикальным и горизонтальным разведением пучков.

энергия (ГэВ)	7	4	6.5	4.3
ν_z	-19.3	-12.4	-25.8	-24.1
ν_x	-15.4	-18.8	-13.3	-13.6
	верт. разв.		гор. разв.	

3.3. Магнитная структура финального фокуса

При заданной светимости на одно столкновение эффекты встречи определяют площадь поперечного сечения пучка в месте взаимодействия. При монохроматизации пучок сильно вытянут по радиусу и его радиальный размер в месте встречи определяется, в основном, энергетическим размером, который сравнительно мало меняется при прохождении пучка через линзы. Это приводит к меньшему, в сравнении со случаем нулевой дисперсии, увеличению радиального размера пучка в фокусирующих линзах. Меньший вертикальный размер в месте встречи дает также и меньший размер пучка в линзах. Это позволяет уменьшить апертуру фокусирующих линз и значительно увеличить их градиент, что в свою очередь позволяет уменьшить β -функцию в месте встречи, не увеличивая хроматизм вносимый финальной фокусировкой.

Параметры системы финальной фокусировки приведены в Таблице 3.1. Она начинается с общей для обоих пучков фокусирующей по вертикали линзы. Линза смещена по вертикали так, чтобы на оси пучка высокой энергии магнитное поле было равно 3.2 кГс. Следом

за линзой расположен разводящий магнит, после прохождения которого пучки попадают в независимые каналы. Общий вид системы фокусировки и её оптические функции приведены на рис. 3.6, 3.2 соответственно. Линза и соленоид компенсирующий магнитное поле детектора сделаны сверхпроводящими для уменьшения габарита.

Таблица 3.1

Параметры финального фокуса

Энергия пучка (ГэВ)	7	4
Некомпенсированный хроматизм фокусировки		
$p \, dv_x/dp$	-15.4	-18.8
$p \, dv_z/dp$	-19.3	-12.7
Потери энергии (кэВ)	22	6.9
Разведение пучков в первом паразитном месте встречи 1.04 см	31 σ_z	68 σ_z
Ограничение в финальном фокусе акцептанса	ϵ_x 3.4 $\cdot 10^{-3}$ см	
	ϵ_z 2.0 $\cdot 10^{-4}$ см	
разброса импульсов $\Delta p/p$	0.01	
Структура магнитной системы		
	L(см)	B(кГс) G(кГс/см) S(кГс/см ²)
общая часть		
O	43	
D	55	3.2*
O	13	-4.85
B	182	2.6
* - для пучка высокой энергии		
продолжение структуры для пучка высокой энергии		
	50	
	49	-3.83
	5	
	49	3.73
продолжение структуры для пучка низкой энергии		
	87	
	30	2.54

Большая дисперсионная функция в месте встречи позволяет подавить вносимый линзами финальной фокусировки хроматизм бетатронных колебаний. И, что более существенно, подавить хроматизм β -функций $(d\beta/dP)_{\max} \cdot (P/\beta)$ непосредственно в месте их возбуждения, что приводит к увеличению энергетической апертуры. Для этого в поля фокусирующих линз вводится секступольная компонента. Даже без учета компенсирующего влияния секступолей, расположенных с другой стороны от точки взаимодействия и сдвинутых по фазе на угол $\approx \pi$, динамическая апертура будет $5 \cdot 10^{-4}$ см·рад, что с достаточным запасом превышает необходимую величину.

3.4. Основные принципы размещения и конструкция приемников СИ

Малый размер апертуры в месте расположения приёмников СИ в финальном фокусе приводит к увеличению фона в детекторе от электронов и позитронов, рассеянных на атомах остаточного газа, что накладывает серьёзные требования на вакуум в финальном фокусе и экспериментальной промежутке. Приемлемый фон от рассеянных на остаточном газе частиц достигается при вакууме лучше чем 10^{-9} тор.

С другой стороны увеличение вертикальной апертуры вакуумной камеры в районе ближайшего к месту встречи приёмника СИ ведет к увеличению вертикального размера и угла пропускаемого через место встречи синхротронного излучения, что в свою очередь увеличивает диаметр вакуумной камеры в месте встречи и отрицательно сказывается на разрешении вершинного детектора (рис. 3.3). Выбор минимальной вертикальной апертуры на уровне 10 мм явился компромиссом между уменьшением фона в детекторе и уменьшением разрешения вершинного детектора. В дальнейшем при более тщательном моделировании фона возможны небольшие изменения минимальной вертикальной апертуры как в ту так и другую сторону.

Ближайший к месту встречи приёмник СИ (см. рис. 3.6) имеет наиболее напряжённый тепловой режим. Это связано с необходимостью пропустить СИ через первую сверхпроводящую линзу и с желанием принять излучение как можно дальше от места встречи. В результате была найдена компактная конструкция приёмника (рис. 3.4), позволяющая снять падающую на него мощность при приемлемом фоне в детекторе от фотонов СИ рассеянных носиком приёмника. Отметим что положение носика ближнего к месту встречи приёмника выбрано так, чтобы избежать прямого попадания рассеянных фотонов в вершинный детектор (рис. 3.3). Следующий приёмник СИ расположен непосредственно за первой линзой и имеет такую же минимальную апертуру 10 мм, но состоит из двух частей. Основная мощность принимается в аналогичной первой приёмнику части (рис. 3.4), однако принять на ней всё СИ и разместить приёмник вне сверхпроводящей линзы не удастся (минимальное расстояние от края приёмника до пучка фиксировано - 10 мм) поэтому часть СИ падает на обычный приёмник под малым

углом (рис. 3.5). Оценки фона от рассеянного этим приёмником СИ подтверждают приемлимость такого варианта.

Все последующие приёмники СИ расположены вне детектора и защищают место стыка вакуумных камер пучков высокой и низкой энергии и размещённые там сверхпроводящие линзы. Разделительный нож линзы Панофского прикрывается приёмником наклонённым в горизонтальной плоскости, что уменьшает тепловую нагрузку на 'срезающий' СИ край приёмника. Так же устроен приёмник, прикрывающий противоположную часть линзы Панофского. Вследствие большого наклона оси линзы к оси пучков в месте встречи наружная часть разделительного ножа на 1/4 длины засвечивается СИ общей мощностью ≤ 50 Вт. Эта мощность принимается на охлаждаемую водой фальш-камеру. Основные характеристики приёмников приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2

Охлаждение приёмников СИ

номер приёмника	α , мрад	Ек, кэВ	$Q \cdot 10E-6$, лит-Торр/сек	S, лит./сек	W, Ватт	dW/dl Ватт/см
1	2.0 Н	8.49	0.30	5900	920	250*
	1.9 Н		0.29		800	450*
2	8.6 Н	11.6	1.32	19300	4311	130
	4.0 Н	11.1	0.61		2449	75
3	11.0 L	2.77	1.69	16900	1589	337*
4	5.1 L		0.78	7800	738	98
5	13.0 L		2.00	20000	1965	209
6	7.2 Н		1.11	11100	3232	460
7	2.9 Н		0.45	4500	1249	188
8	3.5 Н	8.49	0.54	5400	1566	622*
9	4.2 L		3.35	0.66	17300	742
	7.1 L	3.40	1.09	1198		36
10	3.4 L	2.77	0.52	25800	489	59
	13.4 L		2.06		1934	234
11	0.5 L		0.08	800	80	7
12	1.7 L		0.26	7500	170	46
	3.2 L		0.49		330	89

Где α - раствор луча падающего на приёмник СИ, Ек - критическая энергия фотонов СИ, Q - поток газовой выделения, S - скорость откачки требуемая для получения давления 10^{-10} Торр, W - полная мощность падающего на приёмник излучения, dW/dl - линейная плотность падающей на приёмник мощности, * - помечены сосредоточенные приёмники типа (рис. 3.4), линейная плотность мощности вычисляется для них как отношение полной мощности к длине рабочей поверхности приёмника.

Полная мощность синхротронного излучения (СИ), принимаемого в финальном фокусе $I=24$ кВт. Были рассмотрены возможности применения различных приёмников СИ. Решающим аргументом в пользу сосредоточенного приёмника стало то, что благодаря его конструкции удалось уменьшить до приемлемой величины фон в детекторе от рассеянного СИ. Конструкция приёмника показана на рис. 3.4. Угол наклона поверхности приёмника к направлению СИ выбран таким чтобы поверхностная плотность мощности СИ не превышала $dW/ds = 300$ Вт/см². При этом для самого напряженного приёмника (6 на рис. 3.6) наибольшее расчетное превышение температуры поверхности приёмника над температурой границы медь-вода 76°C .

Приведем расчет наиболее напряженного приёмника обычного типа 7 (см. рис. 3.6). Перепад температуры между поверхностью приёмника СИ и температурой охлаждающей воды складывается из перепада температуры в материале приёмника, перепада температуры между внутренней поверхностью приёмника и водой и перепадом температуры воды на входе и выходе. Перепад температуры между стенкой и водой можно оценить при помощи выражения [5]:

$$\Delta T = 90 \cdot \frac{d^{0.2}}{v^{0.8}} \cdot \langle Q \rangle.$$

Здесь $\langle Q \rangle$ - плотность потока мощности (Вт/см), v - средняя скорость воды (см/с), $d=4S/\Pi$ - гидравлический диаметр канала (S и Π - его сечение и периметр). Выбрав $a=3$ мм, $b=15$ мм, $v=6$ мс и имея $\langle Q \rangle=150$ Вт/см, получим: $\Delta T=70^\circ\text{C}$,

$$\lambda = \frac{Q}{\Delta T} = 2.1 \left(\frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{град}} \right).$$

Оценку давления, необходимого для поддержания требуемого скоростного напора воды можно получить при помощи следующего выражения [5]:

$$h = \frac{L}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} \cdot 0.11 \cdot \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0.25}, \quad Re = \frac{v \cdot d}{\nu} > 4000.$$

Здесь h - перепад давления воды на входе и выходе канала, выраженный в высоте столба жидкости, L - длина канала, g - ускорение силы тяжести, D - шероховатость (для металлических поверхностей $D=(0.02 - 0.15)$ - в начале и конце эксплуатации). Для высокой скорости движения воды можно пренебречь вкладом $68/Re$. В

результате для трубы прямоугольного сечения $a \cdot b$ (a, b) получим

$$h = 0.11 \cdot \left(\frac{\Delta}{d} \right)^{0.25} \cdot \frac{L \cdot v^2}{2 \cdot g \cdot d}$$

При $a=3$ мм, $b=15$ мм, $h=60$ м (6 атм.), $D=0.1$ мм, $L=4$ м получим $v=596$ см/с. Расход воды 0.268 л/с.

Выделяющаяся на приемнике мощность СИ равна $I = 3.2$ кВт, т.о. нагрев воды составит

$$\Delta T = \frac{Q}{C_p \cdot \mu} = 2.9^\circ$$

3.5. Элементы магнитной системы финального фокуса

Первая квадрупольная линза сделана сверхпроводящей с целью получения максимального градиента при минимальных размерах и достаточной апертуре. Железо линзы находится при гелиевой температуре, обмотки впаиваются в пластину (рис. 3.7) из нержавеющей стали, которая в свою очередь крепится к железу. Применение нержавеющей стали имеющей сопротивление большее чем у железа позволяет ускорить подъем поля в линзе. Такая конструкция допускает прогрев всей линзы и размещение её в сверхвысоком вакууме, что упрощает конструкцию (отсутствие вакуумной камеры внутри линзы) и облегчает откачку из линзы (использование её внутренней поверхности в качестве крионасоса). Для сверхпроводящей обмотки предполагается использовать NbTi/Cu проволоку [4]. В каждую из четырёх шин линзы укладывается по 12 проводников. Ток в каждом проводе составляет 1.9 кА, что на 20% ниже критического тока, при этом величина магнитного поля в сверхпроводнике не превышает 10 кГс.

Так как первая линза и часть разводящего магнита размещены внутри детектора, то необходима их экранировка от продольного магнитного поля детектора, которая осуществляется сверхпроводящим компенсирующим соленоидом. Соленоид размещён в одном криостате с первой линзой и также находится в высоком вакууме. Основу соленоида составляет железное ярмо конической формы, обеспечивающее замыкание остаточного магнитного потока и несущее силовую нагрузку. На ярмо садится конус из нержавеющей стали в который впаивается двухслойная обмотка из того же провода что и в линзе (см. рис. 3.8). Поверхностная плотность тока в обмотке соленоида составляет 8 кА/см на один слой, магнитное поле в

обмотке не превышает 8 кГс, а в железе 1.8 кГс. При этом нескомпенсированное поле в железе линзы не превышает 80 Гс. Следующий за первой линзой разводящий магнит целесообразно делать тёплым, так как он имеет значительную длину (182 см) и при этом только первые 40 см находятся внутри криостата компенсирующего соленоида. Кроме того при требуемой величине поля 2.6 кГс сверхпроводящий магнит имеет незначительный выреш в размерах по сравнению с тёплым. Поперечное сечение магнита показано на рис. 3.9. При поле в зазоре 3.3 кГс максимальное поле в железе равно 16 кГс, а ток в обмотке 15.8 кА. Вертикальная апертура магнита выбрана с запасом для размещения внутри распределённого магнито-разрядного насоса.

Вслед за разводящим магнитом располагается линза Панофского, фокусирующая пучок высокой энергии и не влияющая на пучок низкой энергии. Начиная с этого места пучки движутся в разных вакуумных камерах. Линза должна быть сверхпроводящей так как разделяющая пучки стенка линзы имеет при этом минимальный размер. Обмотка, впаиваемая в пластину из нержавеющей стали, крепится к холодному железу, что позволяет разместить линзу в высоком вакууме. Линза имеет квадратное поперечное сечение (см. рис. 3.10), её апертура линейно увеличивается с продольной координатой из-за увеличения горизонтального размера пучка. При градиенте 5.45 кГс/см на входе в линзу максимальное поле в железе составляет 16 кГс, а плотность тока в обмотке 8.7 кА/см, что позволяет использовать описанный выше сверхпроводящий провод. Отметим, что градиент в этой линзе меняется по длине т.к. меняется поперечный размер при фиксированном токе, текущем по одной грани линзы Панофского, а заданную величину имеет интегральный градиент.

Непосредственно за первой линзой Панофского размещено две линзы того же типа: одна для пучка высокой энергии, другая для пучка низкой энергии (см. рис. 3.11). Эти две линзы также сделаны сверхпроводящими и объединены в один блок. Одинаковый знак градиента в обеих линзах позволяет сделать общую часть железного сердечника, разделяющую пучки, достаточно тонкой. Обмотки линз имеют такую же конструкцию как в линзе описанной выше. Линза для пучка низкой энергии имеет прямоугольную апертуру, что связано с большим горизонтальным размером пучка.

При требуемых градиентах $G_L = 2.54$ кГс/см, $G_H = 4.23$ кГс/см максимальное поле в железе не превышает 14 кГс, а плотность тока в обмотках такая же как в предыдущей линзе. Отметим, что расчёты полей проводились с помощью программы "POISSON".

3.6. Откачка и вакуумная система

Основные требования на вакуум в районе финального фокуса определяются фоном в детекторе от частиц рассеявшихся на атомах остаточного газа вблизи места встречи. Поскольку сечение такого рассеяния пропорционально квадрату заряда рассеивающего ядра, то основную опасность представляют ядра с большим Z . Так приемлимый фон достигается если давление остаточного газа с $Z=7$ на расстоянии ≈ 3 м от места встречи (в районе первой линзы Панофского) не превышает 10^{-9} Торр. Основная газовая нагрузка в финальном фокусе вызвана интенсивной фотодесорбцией с приёмников СИ. Поток газовой выделенной можно оценить по формуле:

$$Q = \frac{N_f \cdot \gamma_{fm}}{1.5 \cdot 10^{20}} \text{ (л·Торр/с)},$$

где N_f - число фотонов, образующихся в магните за единицу времени на 1 мрад угла поворота: $N_f = 1.28 \cdot 10^{17} \cdot E$ [GeV] · I [A] (фотон/(с·мрад)), γ_{fm} - коэффициент фотонно-стимулированной десорбции. При больших дозах тренировки реально достижимой величиной является $\gamma_{fm} = 5 \cdot 10^{-6}$. Таким образом поток фотодесорбции можно оценить как

$$Q = 3.7 \cdot E \text{ [GeV]} \cdot I \text{ [A]} \cdot \alpha \cdot \gamma_{fm} \left(\frac{\text{л·Торр}}{\text{с·м}} \right),$$

где α [мрад] - угол поворота в разводящем магните с которого излучение попадает на приёмник. Рассчитанные по этой формуле десорбционные потоки приведены в Таблице 3.2, там же приведены скорости откачки S , необходимые для получения давления $P = 10^{-10}$ Торр.

Вакуумная система финального фокуса должна быть компактной, обеспечивать высокую скорость откачки насосов и большую вакуумную проводимость в условиях съёма большой мощности с приёмников СИ, что достигается следующей компоновкой финального фокуса:

1. Размещение сверхпроводящих магнитных элементов и компен-

сирующего соленоида в высоком вакууме, что даёт экономию места и дополнительную криооткачку.

2. Тёплая фальшкамера, несущая на себе мощные каналы с водой для охлаждения ближайших к месту встречи приёмников СИ, высоковольтные вводы для магнито-разрядных насосов и четыре коаксиальных ввода с каждой стороны от места встречи для пикапов системы сведения пучков.

3. СИ принимается только на сосредоточенные приёмники, а мощная криогенная откачка размещена в максимальной близости от них.

4. Размещение в магнитном поле детектора между местом встречи и краем компенсирующего соленоида магнито-разрядных насосов для стабилизации вакуумной системы.

5. Тёплый поворотный магнит размещается в атмосфере, а вакуумная камера с антикамерой для магнито-разрядной откачки размещена внутри магнита.

6. Доступность вакуумной камеры в районе линз Панофского (это место находится вне детектора) позволяет конструктивно более просто подвести к самым мощным приёмникам СИ воду и организовать в наиболее важном с точки зрения вакуума месте эффективную откачку.

Сосредоточенные встроенные крионасосы представляют собой охлаждаемую жидким гелием цилиндрическую поверхность вокруг приёмника СИ и фальшкамеры. Для увеличения криоповерхности на внутреннюю сторону цилиндра наваривается сетка из медной проволоки диаметром 1 мм с шагом 2 мм. Кроме того в фальшкамере проделаны щели для откачки на окружающую её криоповерхность. Магнито-разрядный насос расположенный в поле детектора $B=18$ кГс имеет ячейки диаметром $d=7$ мм и высотой $h=7$ мм, зазор между анодом и катодом $z=4$ мм, напряжение $U=5$ кВ. В объёме периметром $\Pi=20$ см и глубиной 2-3 см 6 слоёв таких ячеек обеспечивают эффективную скорость откачки по азоту $S=400$ л/с при давлении $P=10^{-9}$ торр.

В заключение приведён сравнительную таблицу основных характеристик финального фокуса для вариантов с вертикальным и с горизонтальным разведением пучков в месте встречи.

Таблица 3.3

	Монохроматизация, вертикальное разведение		Монохроматизация, горизонтальное разведение	
Энергия, ГэВ	4	7	4.3	6.5
Число част. в ст. $\times 10^{11}$	1.9	1.1	0.9	0.6
Расст. меж сгустками, м	4.2	4.2	4.2	4.2
β_h^* , см	40	40	60	60
β_v^* , см	0.9	0.9	1.0	1.0
ψ_h^* , см	38	-38	40	40
ϵ_h , нм	4.0	5.8	4.0	5.0
ϵ_v , нм	0.92	0.92	0.25	0.25
Некомп. хром. ф. ф.	v	-12.7	-19.3	-24.1
	h	-18.8	-15.4	-13.6
ξ_v^*	0.05	0.05	0.05	0.05
ξ_h^*	0.017	0.017	0.012	0.012
ξ параз. макс.	$\xi_v = 0.23$	$\xi_v = 3.12$	$\xi_h = 0.088$	$\xi_h = 0.076$
Развед. в I параз. месте встречи, σ	79 (13 мм)	31 (13 мм)	23 (20 мм)	27 (20 мм)
Полн. мощн. СИ из. в ф. ф.	кВт 14.4	26.0	17.0	24.5
Мощн. СИ, прин. в ф. ф.	кВт 10.0	13.5		
Диам. вак. кам. в месте встречи, см	36	36	19	19
Светимость, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	10^{34}		$5 \cdot 10^{33}$	

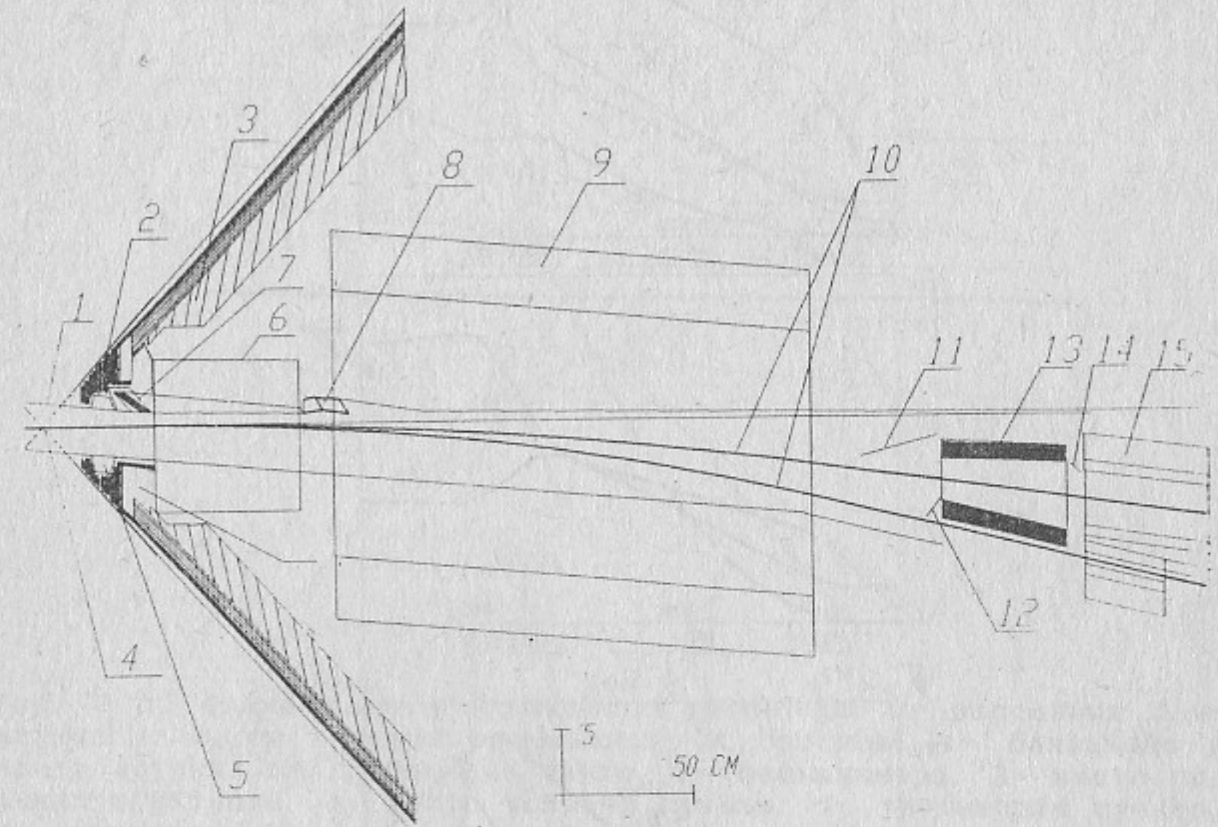


Рис. 3.1. Сечение вертикальной плоскостью одной половины финального фокуса: 1- бериллиевая трубка, 2- магнитоотрядный насос, 3- компенсирующий соленоид, 4- место встречи пучков, 5- место под пикап-электроды, 6- первая квадрупольная линза, 7- ближайший к месту встречи приёмник СИ, 8- второй от места встречи приёмник СИ, 9- вертикальный разводящий магнит, 10- траектории движения пучков, 11, 12, 14- приёмники СИ, 13- разделяющая пучки квадрупольная линза Панофского, 15- совмещенные квадрупольные линзы Панофского для различных пучков.

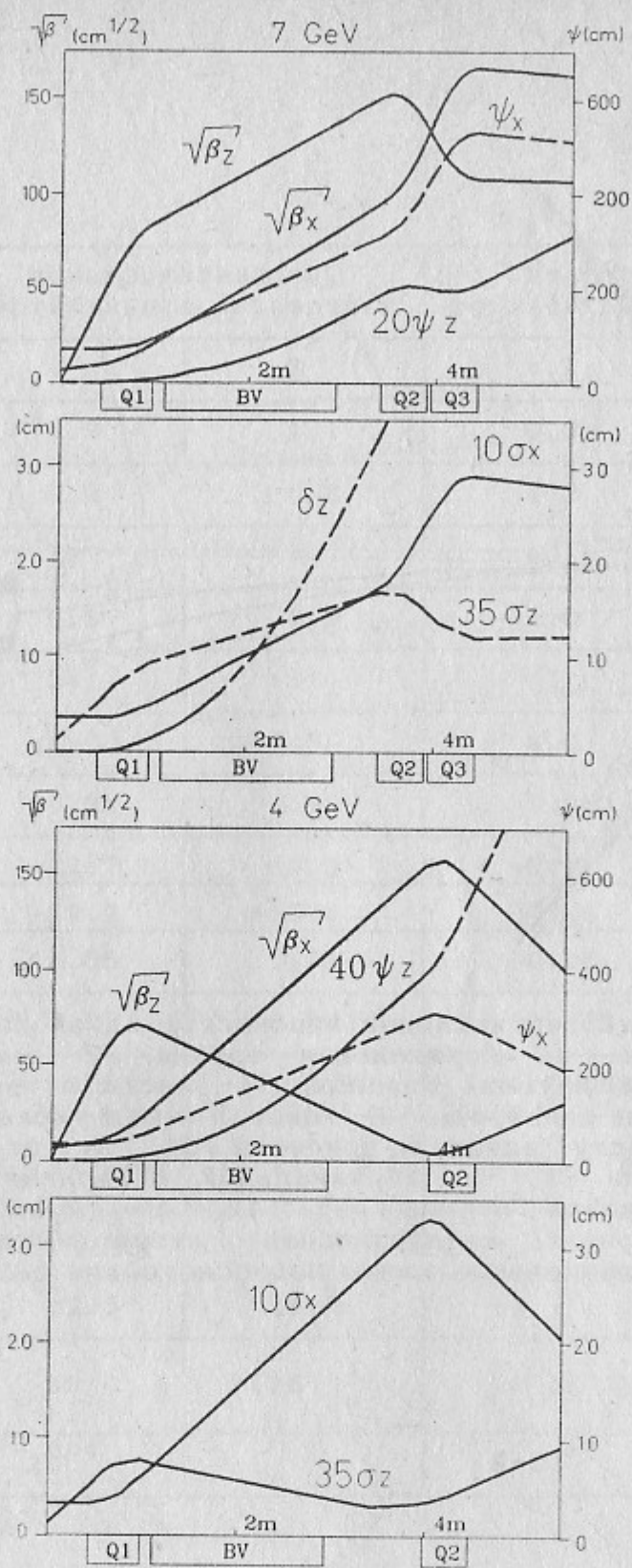


Рис. 3.2. Оптические функции и размеры пучков в финальном фокусе.

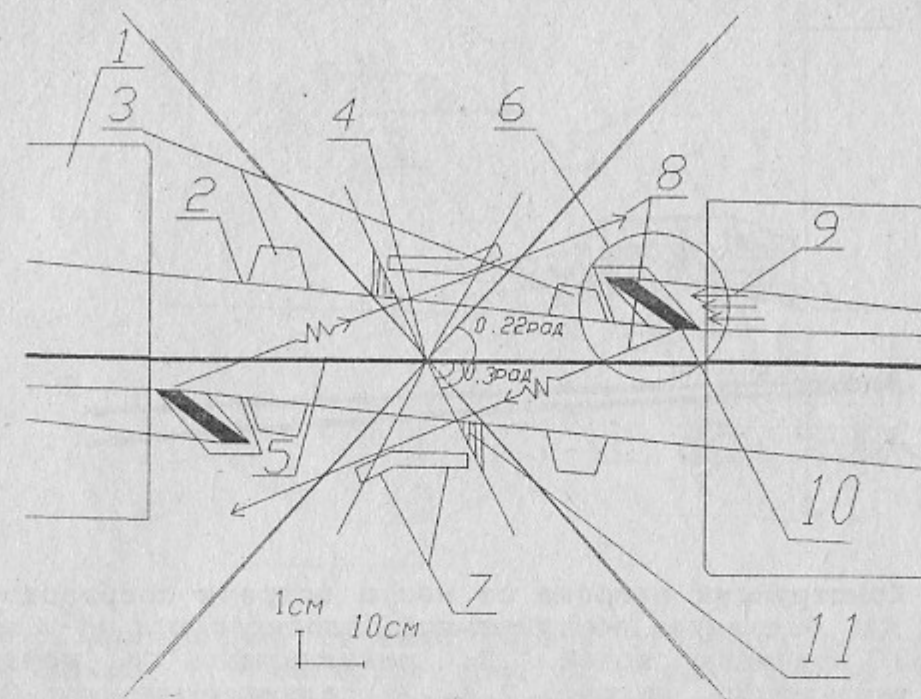


Рис. 3.3. Схема защиты вершинного детектора от рассеянных ближайшим к месту встречи приёмником СИ фотонов: 1- ближайшая к месту встречи квадрупольная линза, 2- фальшкамера, 3- место под пикап-электроды, 4- место встречи пучков, 5- траектории пучков, 6- приёмник СИ (см. рис. 3.4), 7- вершинный детектор, 8- рассеянный носиком приёмника СИ фотон, 9- падающее на приёмник СИ, 10- поверхность принимающая СИ, 11- защита от рассеянных носиком приёмника СИ фотонов.

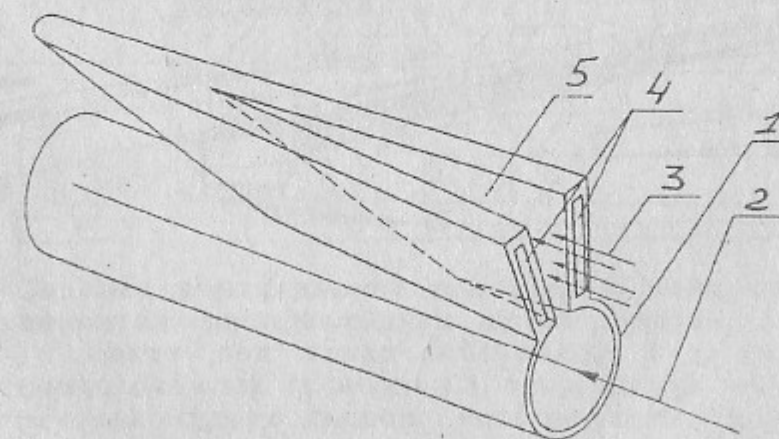


Рис. 3.4. Конструкция сосредоточенного приёмника СИ: 1- фальшкамера, 2- траектория пучков, 3- падающее СИ, 4- каналы с водой для охлаждения приёмника, 5- поверхность принимающая СИ.

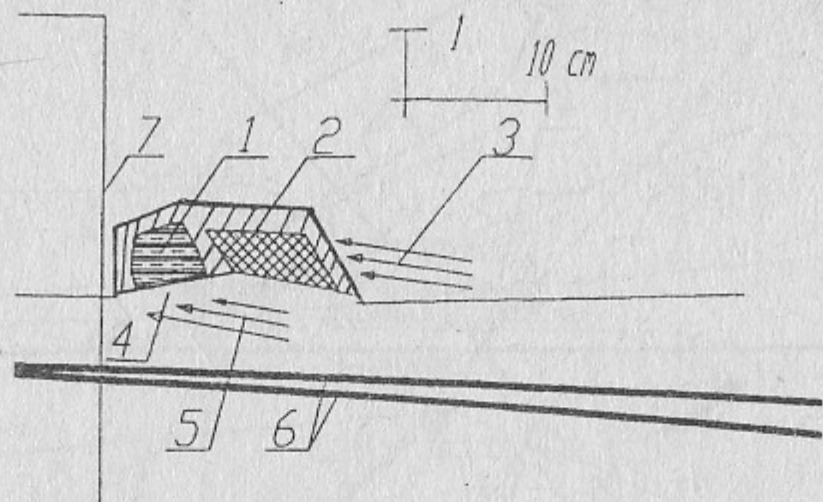


Рис. 3.5. Конструкция второго от места встречи сосредоточенного приемника СИ (сечение вертикальной плоскостью): 1- канал с охлаждающей приёмник водой, 2- принимающая СИ поверхность приёмника типа изобр. на рис. 3.4, 3- падающее на этот приёмник СИ, 4- принимающая СИ поверхность обыкновенного приёмника, 5- падающее на неё СИ, 6- траектории пучков, 7- дальний от места встречи край первой квадрупольной линзы.

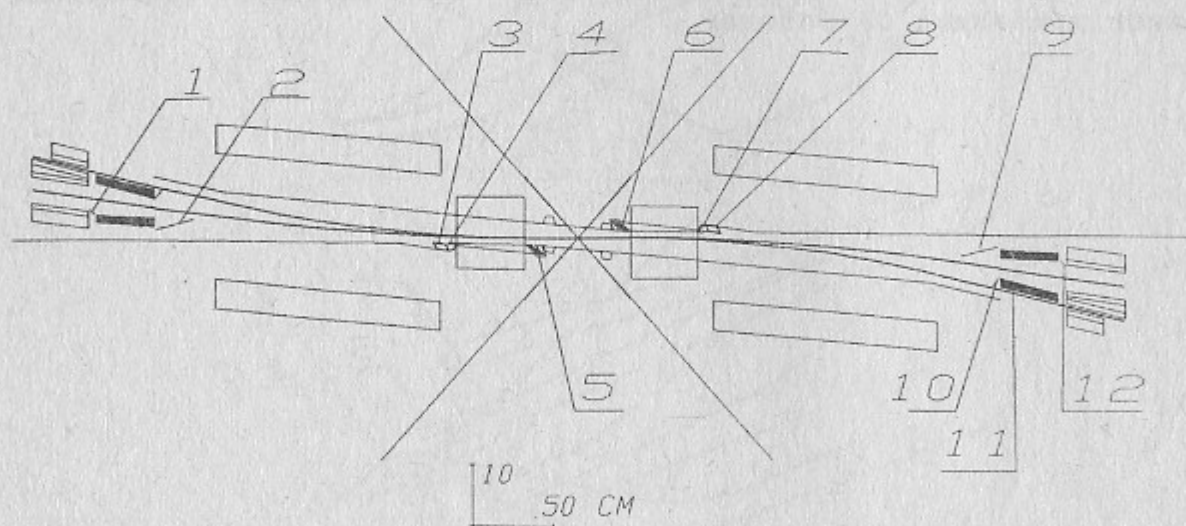


Рис. 3.6. Общий вид финального фокуса, нумерация и места расположения приёмников СИ. Основные параметры приёмников приведены в табл. 3.2.

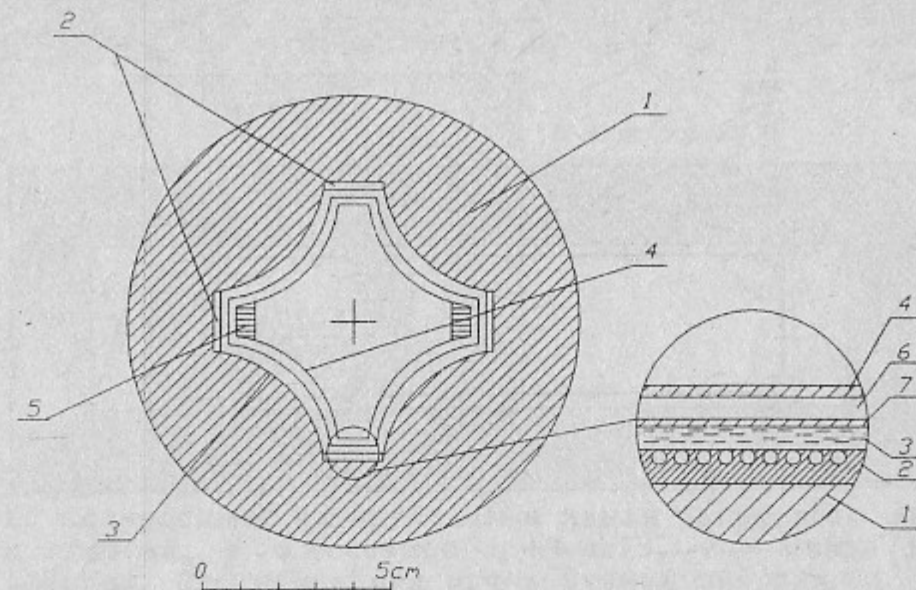


Рис. 3.7. Поперечное сечение первой от места встречи квадрупольной линзы: 1 - железное ярмо, 2 - пластины из нержавеющей стали с впаянной в них сверхпроводящей обмоткой, 3 - канал с жидким гелием, 4 - азотный экран, 5 - канал с жидким азотом, 6 - вакуумный зазор, 7 - рубашка канала с жидким гелием.

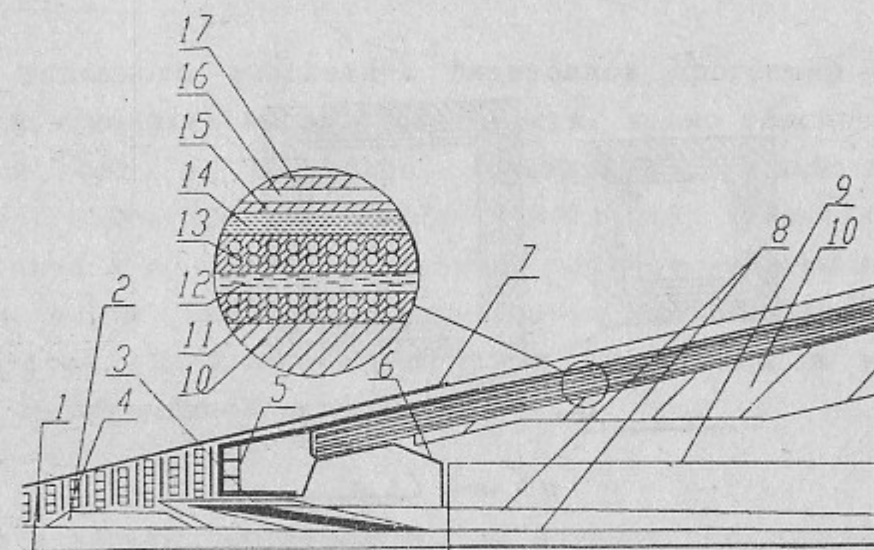


Рис. 3.8. Сечение вертикальной плоскостью компенсирующего соленоида и элементов расположенных вблизи него: 1 - траектории пучков, 2 - место под пикап-электроды, 3 - первый от места встречи сосредоточенный приёмник СИ типа изобр. на рис. 3.4, 4 - ячейки магниторазрядного насоса, использующего поле детектора, 5 - панели крионасоса, 6 - азотный экран, прикрывающий сверхпроводящую линзу от рассеянного приёмником излучения, 7 - вакуумная камера, 8 - карман в фальшкамере для приёмника СИ, 9 - первая от места встречи квадрупольная линза, 10 - железное ярмо компенсирующего соленоида, 11 - слой нержавеющей стали с впаянной в него сверхпроводящей обмоткой, 12 - канал с жидким гелием, 13 - второй слой обмотки, 14 - канал с жидким гелием, 15 - рубашка канала с жидким гелием, 16 - вакуумный зазор, 17 - азотный экран.

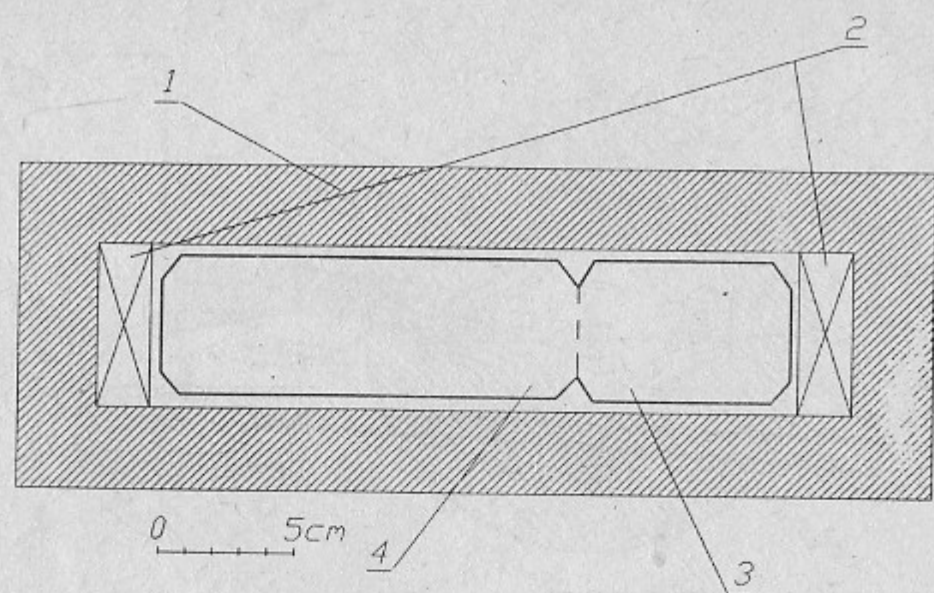


Рис. 3.9. Вертикальный разводящий магнит: 1 - железное ярмо магнита, 2 - обмотки, 3 - антикамера для размещения магниторазрядной откачки, 4 - вакуумная камера под пучки.

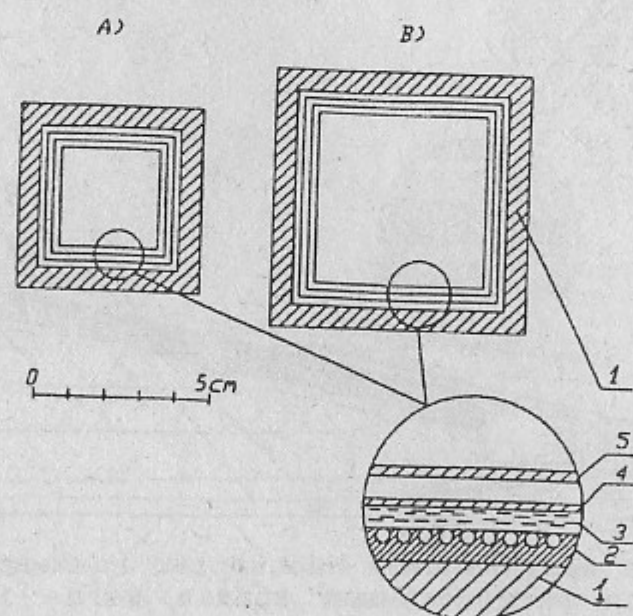


Рис. 3.10. Поперечное сечение разделяющей пучки квадрупольной линзы Панофского: а) сечение на ближайшем к месту встречи краю линзы, в) сечение на дальнем от места встречи краю линзы, 1 - железное ярмо линзы, 2 - пластина из нержавеющей стали с впаянной в неё сверхпроводящей обмоткой, 3 - канал с жидким гелием, 4 - рубашка канала с жидким гелием, 5 - азотный экран.

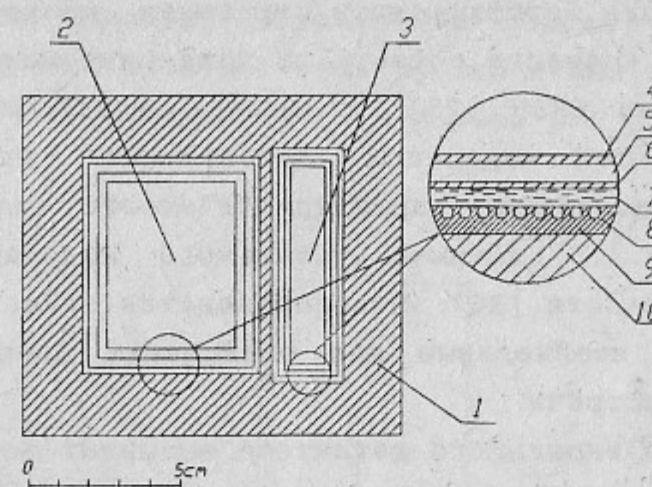


Рис. 3.11. Совмещенные квадрупольные линзы Панофского для пучков различных энергий: 1 - железное ярмо линзы, 2 - линза для пучка высокой энергии, 3 - линза для пучка низкой энергии, 4 - азотный экран, 5 - вакуумный зазор, 6 - рубашка канала с гелием, 7 - канал с гелием, 8 - сверхпроводящая обмотка, 9 - пластина из нержавеющей стали, несущая обмотку, 10 - железо линзы.

4. ФОН В ДЕТЕКТОРЕ

Для успешного выполнения физической программы В-фабрики, наряду с достижением высокой светимости, важно обеспечить низкий паразитный фон в детекторе, связанный с работой самого накопителя. Основными источниками такого фона являются СИ вблизи места встречи и попадание в детектор частиц, выбывающих из пучка из-за рассеяния на остаточном газе. Ниже приведены оценки величины фона, обусловленного этими процессами и методы его снижения до приемлимой величины.

4.1. Фон СИ

Защита вершинного детектора от фотонов синхротронного излучения (СИ) на В-фабрике является очень серьезной проблемой. Количество фотонов СИ от пучка высокой энергии, падающее на ближний к месту встречи приемник, равно $2 \cdot 10^{18}$ фот/с, их критическая энергия 8.5 кэВ. Допустимое количество срабатываний вершинного детектора зависит от его типа и составляет 10^7 - 10^8 фот/с. Геометрия места встречи, количество отражений СИ до попадания в детектор, подбор материала покрытия вакуумной камеры и приемников излучения и т. д., должны дать суммарный коэффициент ослабления 10^{10} - 10^{11} .

Для вычисления коэффициентов отражения, прохождения фотонов через вещество и краевого эффекта на приемнике излучения использовалась программа EMSH [25], созданная в ИЯФ СО РАН. В программе моделируются процессы фотоэффекта, когерентного и некогерентного рассеяния, характеристического излучения с K и L-оболочек атома. С данными детального моделирования можно познакомиться в работе [26]. Ниже приводятся основные результаты из этой работы, необходимые для вычисления фона СИ в данной геометрии места встречи.

Срабатывание вершинного детектора вызывают фоновые процессы нескольких типов. Фотоны от первого процесса попадают в детектор после двух отражений от ближнего к месту встречи приемника излучения и стенки вакуумной камеры. Вторым фоновым процессом представлен фотонами СИ, падающими на край приемника излучения через боковую поверхность приемника излучения часть из них попадает в вершинный детектор. К этому же процессу относятся фоны, связанные с неидеальностью края приемника. Фотоны, приходящие в детектор от более удаленных от места встречи приемников СИ, составляют третий фоновый процесс.

В таблице 1 представлены коэффициенты ослабления первичного СИ в телесный угол 2π после первого K_1 , второго отражения K_2 , прохождения вакуумной камеры $K_{в.к}$ и полный коэффициент ослабления K_{tot} для алюминия, меди, серебра. В этой области энергий серебро в 13 раз лучше алюминия и в 34 раза - меди.

Таблица 1

материал	$K_1 \cdot 10^9$	$K_2 \cdot 10^9$	Кв. к	$K_{tot} \cdot 10^7$
алюминий	0.95	1.30	0.5	6.18
медь	2.48	6.25	0.1	15.5
серебро	1.29	1.19	0.03	0.46

Оно было выбрано для покрытия приемников и вакуумной камеры вблизи места встречи. Толщина покрытия равна 0.5 мкм. Нанесение 0.15 мкм алюминия на поверхность бериллиевой вакуумной камеры толщиной 1 мкм всего на 25 % увеличивает угол многократного рассеяния. При этом для серебряного покрытия излучение ослабляется в 30 раз (табл. 1). Столь сильное ослабление связано с поглощением алюминием характеристического излучения с L-оболочки серебра с энергией 3 кэВ. На рис. 4.1 приведены энергетические спектры фотонов СИ после первого второго отражения от серебра и

после прохождения бериллиевой вакуумной камеры, покрытой 0.15 мкм алюминия. Нормировка производилась на первичный фотон СИ. СИ генерировалось пучком высокой энергии в поле 2.6 кГс.

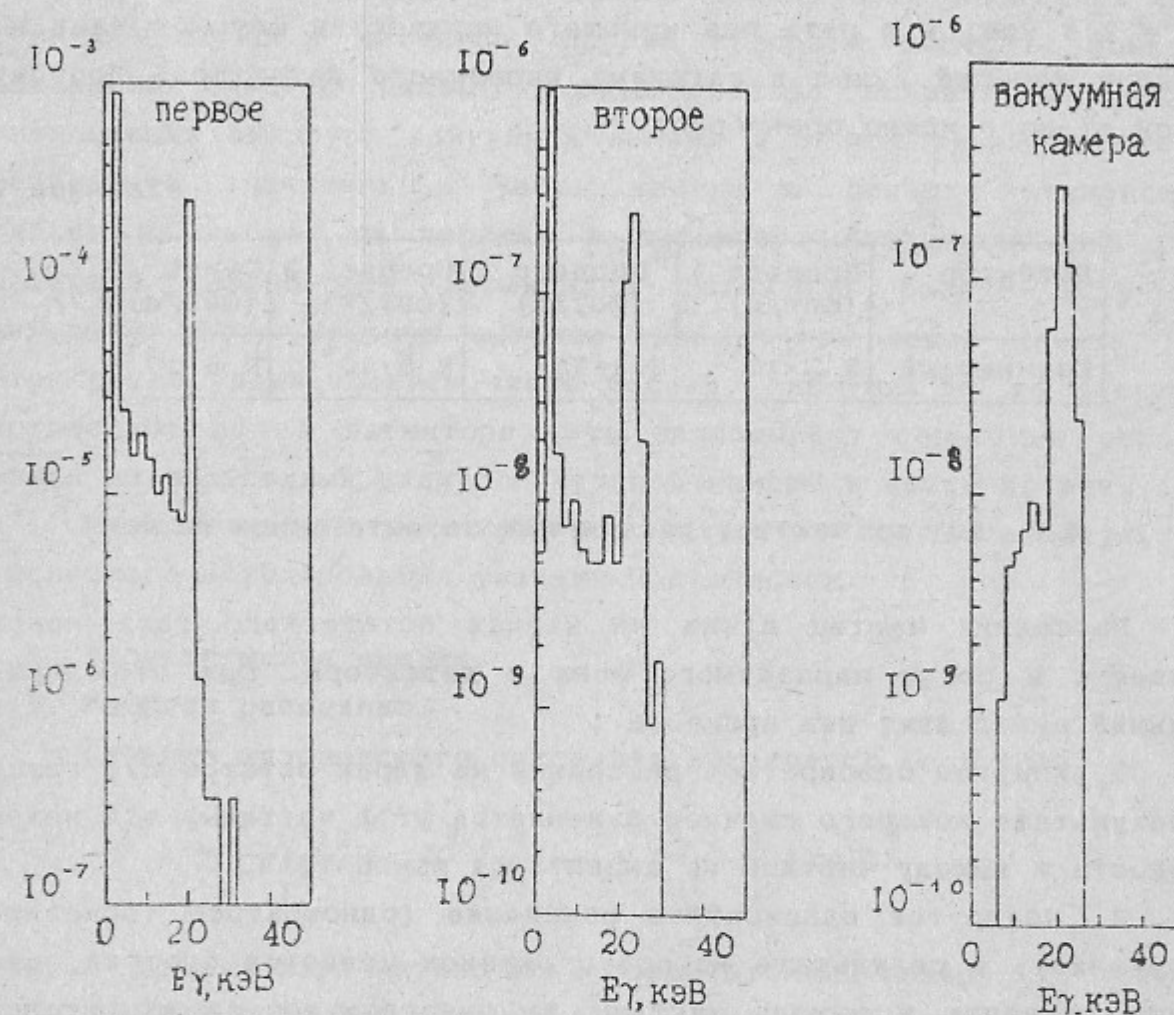


Рис. 4.1.

Для минимизации фона от второго процесса было проведено исследование краевого эффекта на приемнике излучения от типа материала приемника. Как и ожидалось, вещества с большим Z имеют меньший краевой эффект. В качестве материала края приемника был выбран вольфрам. Неидеальность края приемника в виде закругления радиусом 20 мкм приводит к увеличению фона от этого процесса в 1.5 раза. Вклад в загрузку детектора от третьего процесса незначителен.

В таблице 2 приведены загрузки вершинного детектора от пучка высокой энергии с током 1 А от каждого из трех фоновых

процессов и общая загрузка детектора. Вершинный детектор состоит из трех слоев кремниевых детекторов толщиной 0.35 мм. В случае газового проволочного детектора фоны уменьшаются приблизительно на порядок. Пучок низкой энергии из-за более мягкого спектра СИ ($\epsilon_c = 2.8$ кэВ) и в пять раз меньшего количества фотонов дает на порядок меньший вклад в загрузку вершинного детектора. Поэтому фоном от него можно пренебречь.

Таблица 2.

Детектор	Процесс 1 (фот/с)	Процесс 2 (фот/с)	Процесс 3 (фот/с)	Сумма (фот/с)
Кремниевый	$5.3 \cdot 10^7$	$3.1 \cdot 10^7$	$2.0 \cdot 10^6$	$8.6 \cdot 10^7$

4.2. Фот от частиц, рассеянных на остаточном газе

Рассеяние частиц пучка на атомах остаточного газа может привести к росту паразитного фона в детекторе. При этом наибольший вклад дают два процесса:

1. Упругое однократное рассеяние на ядрах остаточного газа, в результате которого скачком изменяется угол частицы, что может привести к выходу частицы из акцептанса накопителя.

2. Неупругое однократное рассеяние (однократное тормозное излучение), в результате которого скачком меняется энергия, что может привести к выходу частицы из энергетического акцептанса накопителя.

Число частиц, рассеивающихся на длине 1 см за 1 с равно:

$$\frac{dN}{dt \cdot ds} = 2 \cdot 10^{22} \cdot I[\text{mA}] \cdot P \cdot [10^{-10} \text{ torr}] \cdot \sigma[\text{cm}^2], \quad (1)$$

где I - ток пучка,

P - давление остаточного газа,

σ - сечение рассеяния.

После рассеяния частица, в зависимости от величины отклонения (по углу или энергии), будет либо продолжать движение по орбите, либо попадет на стенку вакуумной камеры. В последнем случае, если столкновение со стенкой произойдет в непосредственной близости от детектора, сама частица или продукты ее гибели могут быть зарегистрированы как паразитное событие (фон).

Из формулы (1) очевидно, что при заданных параметрах

накопителя (ток, энергия и т.д.) снижение давления остаточного газа приводит к снижению числа рассеянных частиц и, следовательно, фона. Причем усиленная откачка необходима в тех местах, из которых наиболее велика вероятность попадания рассеянных частиц в детектор. Другим способом снижения фона от рассеянных частиц является использование специальных масок, уменьшающих апертуру вакуумной камеры в определенных местах. В результате значительная часть частиц с большим отклонением гибнет на маске, не попадая в детектор. Для увеличения разрешающей способности вершинного детектора радиус вакуумной камеры в месте встречи выгодно сделать как можно меньше, при этом резко увеличивается число частиц, гибнущих на ее стенке и возрастает фон в детекторе. Это накладывает серьезные ограничения на допустимый радиус вакуумной камеры в месте встречи.

Ниже приведены некоторые аналитические оценки и результаты численного моделирования указанных процессов.

1. Теоретические оценки.

1.1. Упругое рассеяние.

Сечение кулоновского рассеяния выражается формулой:

$$\sigma = \frac{1.0 \cdot 10^{-24}}{\gamma^2} \cdot Z^2 \cdot \left(\frac{1}{\vartheta_{\min}^2} - \frac{1}{\vartheta_{\max}^2} \right) [\text{cm}^2]. \quad (2)$$

где: Z - заряд ядра остаточного газа (атомный номер),

γ - гамма фактор рассеиваемых частиц (энергия),

$\vartheta_{\min}, \vartheta_{\max}$ - минимальный и максимальный углы рассеяния.

Подсчитаем число частиц, попадающих на стенку трубки радиуса r , длины L , считая апертуру остальной части вакуумной камеры настолько большой, что все рассеянные частицы свободно проходят через нее. При упругом рассеянии можно считать, что координата частицы не меняется в момент удара, а меняется только угол. Частица, имеющая в точке орбиты s_1 поперечную координату $x = 0$ и угол, $x' = x'_1$ в точке s_2 будет иметь координату:

$$x_2 = \sqrt{\beta(s_1)} \cdot \sqrt{\beta(s_2)} \cdot \sin(\Psi(s_2) - \Psi(s_1)) \cdot x'_1$$

где: β - бета-функция магнитной структуры,

Ψ - фаза бетатронных колебаний.

Частица попадет на стенку трубки, если максимальная величина отклонения где либо на длине трубки превышает её радиус $\max_L(|x|) > r$, т.е.:

$$|x'_1| > \frac{r}{\max_L [\sqrt{\beta(s_1)} \cdot \sqrt{\beta(s_2)} \cdot |\sin(\Psi(s_2) - \Psi(s_1))|]}$$

Число частиц с такими углами на длине ds_1 определяется по формулам (1) и (2), где $\vartheta_{\max} = \infty$

$$dN = \frac{2 \cdot I \cdot P \cdot Z^2 \cdot \beta(s_1) \cdot \max_L [\beta(s) \cdot \sin^2(\Psi(s) - \Psi(s_1))]}{\gamma^2 \cdot r^2} \cdot ds_1. \quad (3)$$

Здесь мы не учитываем конечный эмиттанс пучка, что оправдано, если поперечный размер пучка много меньше апертуры вакуумной камеры. Полное число частиц, попадающих на трубку определяется интегрированием (3) по всему периметру орбиты П. Для регулярной части кольца можно написать простую оценку в приближении гладкой фокусировки:

$$N = \frac{I \cdot P \cdot Z^2 \cdot R_0}{\gamma^2 \cdot r^2 \cdot \nu} \max_L [\beta(s)] \cdot \Pi.$$

Подставляя параметры, например, кольца низкой энергии ($I = 2A$, $P = 10^{-9}$ torr, $Z = 7$, $R_0 = 100$ м, $\gamma = 8000$, $r = 1.5$, $\nu = 25$, $\Pi = 700$ м) получаем следующую оценку числа частиц попадающих на трубку вершинного детектора длиной 40 см и радиусом 1.5 см:

$$N = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot 10 \cdot 49 \cdot 10^4}{6.4 \cdot 10^7 \cdot 2.25 \cdot 25} \cdot 10^3 \cdot 700 = 1.9 \cdot 10^6 \frac{1}{c},$$

что составляет весьма большую величину.

Сформулируем некоторые следствия из формулы (3):

- число рассеянных частиц, попадающих в детектор растет как $1/r^2$ с уменьшением радиуса вакуумной камеры в месте встречи. Это накладывает предел на выбор минимального радиуса;
- вероятность попасть в детектор больше для частиц, испытавших рассеяние в месте с большим значением бета-функции.

Следовательно, максимальная откачка и лучший вакуум должны быть там, где бета-функция имеет максимумы:

- вероятность попасть на стенку больше в местах с большим значением бета-функции.

Следовательно защитные маски должны располагаться в местах с максимальной бета-функцией.

Формула (3) дает завышенное значение величины фона и не пригодна для точного его вычисления т.к. не учитывает потерь частиц на апертуре вакуумной камеры по пути к месту встречи и на защитных масках. Для точного вычисления фона и правильного размещения масок было проведено численное моделирование движения частиц в накопителе с заданной магнитной структурой при заданной апертуре вакуумной камеры. Результаты моделирования приведены ниже.

1.2. Неупругое рассеяние.

Сечение неупругого рассеяния выражается формулой³²:

$$\sigma = \frac{4}{3} \cdot \frac{A}{N_A} \cdot \frac{1}{X_0} \cdot \left(\ln \frac{E}{\Delta E_{\min}} - \frac{5}{8} \right), \quad (4)$$

где: A - молекулярная масса остаточного газа;

N_A - число Авогадро;

X_0 - радиационная длина.

Посчитаем сколько частиц попадет на стенку трубки радиуса r , длиной L , считая апертуру основной вакуумной камеры настолько большой, что все рассеянные частицы свободно проходят через нее. При малой энергии излученного фотона можно считать, что координата и угол частицы не меняются в момент столкновения, а скачком меняется энергия. После столкновения частица будет совершать бетатронное движение относительно новой орбиты с начальным отклонением $x = -\eta(s) \cdot \omega$ и после перехода по орбите из точки s_1 в точку s_2 будет иметь координату:

$$x_2 = \left[- \frac{\sqrt{\beta(s_2)}}{\sqrt{\beta(s_1)}} \cdot (\cos \Delta \Psi + \alpha(s_1) \cdot \sin \Delta \Psi) \cdot \eta(s_1) + \eta(s_2) \right] \cdot \omega$$

где: $\eta(s)$ - дисперсионная функция магнитной структуры;

$\Delta \Psi = \Psi(s_2) - \Psi(s_1)$;

$\omega = \frac{\Delta E}{E}$ - относительная потеря энергии.

Частица попадет на стенку трубки если $\max_L (|x_2|) > r$,

$$|\omega| > \frac{r}{\max_L \left| \eta(s_2) - \frac{\sqrt{\beta(s_2)}}{\sqrt{\beta(s_1)}} \cdot (\cos \Delta \Psi + \alpha(s_1) \cdot \sin \Delta \Psi) \cdot \eta(s_1) \right|}$$

Число частиц рассеивающихся с таким отклонением по энергии на длине ds_1 определяется по формулам (1), (4).

$$dN = 4.4 \cdot I \cdot P \cdot \frac{A_0}{X_0} \cdot \left(\ln \left(\frac{1}{\omega_{\min}} \right) - \frac{5}{8} \right) \cdot ds_1 \quad (5)$$

Полное число частиц попадающих на трубку определяется интегрированием (5) по всей длине орбиты. Оно в отличие от случая упругого рассеяния лишь логарифмически зависит от радиуса трубки и от вида магнитной структуры.

Расчет фона и оптимальное размещение защитных масок осуществлялось путем численного моделирования движения частиц в накопителе после неупругого рассеяния.

2. Численное моделирование.

При моделировании использовались следующие параметры: давление остаточного газа 10^{-9} Торр, заряд ядра остаточного газа $Z=7$, ток 2А и 1.2А в пучках нозкой и высокой энергий соответственно. Вблизи места встречи апертура вакуумной камеры соответствовала реальному профилю рис. 3.6 с учетом наличия приемников СИ и раздвоения камеры на два отдельных канала для электронов и позитронов. В остальной части кольца камера моделировалась трубой круглого сечения с радиусом 3см.

На рис.4.2 показаны результаты расчета интеграла потеранных частиц вдоль орбиты накопителя для пучка низкой энергии в случае упругого рассеяния. Основная масса частиц, рассеянных в арках задерживается маской, образованной сужением вакуумной камеры в месте расположения квадруполя Панофского. Для защиты от ливней, образующихся при попадании частиц на эту маску, расположенную всего в 1м от торца детектора, можно использовать свинцовые экраны. Для этой же цели можно поместить дополнительные маски в максимумах бета-функции на участке согласования технического промежутка с арками. Они задержат часть рассеянных в арках частиц, причем вдали от детектора. Следует отметить, что эти дополнительные маски почти не влияют на число частиц напрямую попадающих в детектор. Большая часть частиц, попадающих в область вершинного детектора (± 40 см от места встречи), рассеивается в районе фокусирующего по x квадруполя финального фокуса (3 м от места встречи), где горизонтальная бета-функция достигает максимума. Загрузка области вершинного детектора частицами из кольца низкой энергии составляет ≈ 2500 Гц, т.е. около 0.01 частиц на каждую встречу. Для кольца высокой энергии распределение выпавших частиц по длине структуры и вероятность попадания в детектор в зависимости от места рассеяния в общем

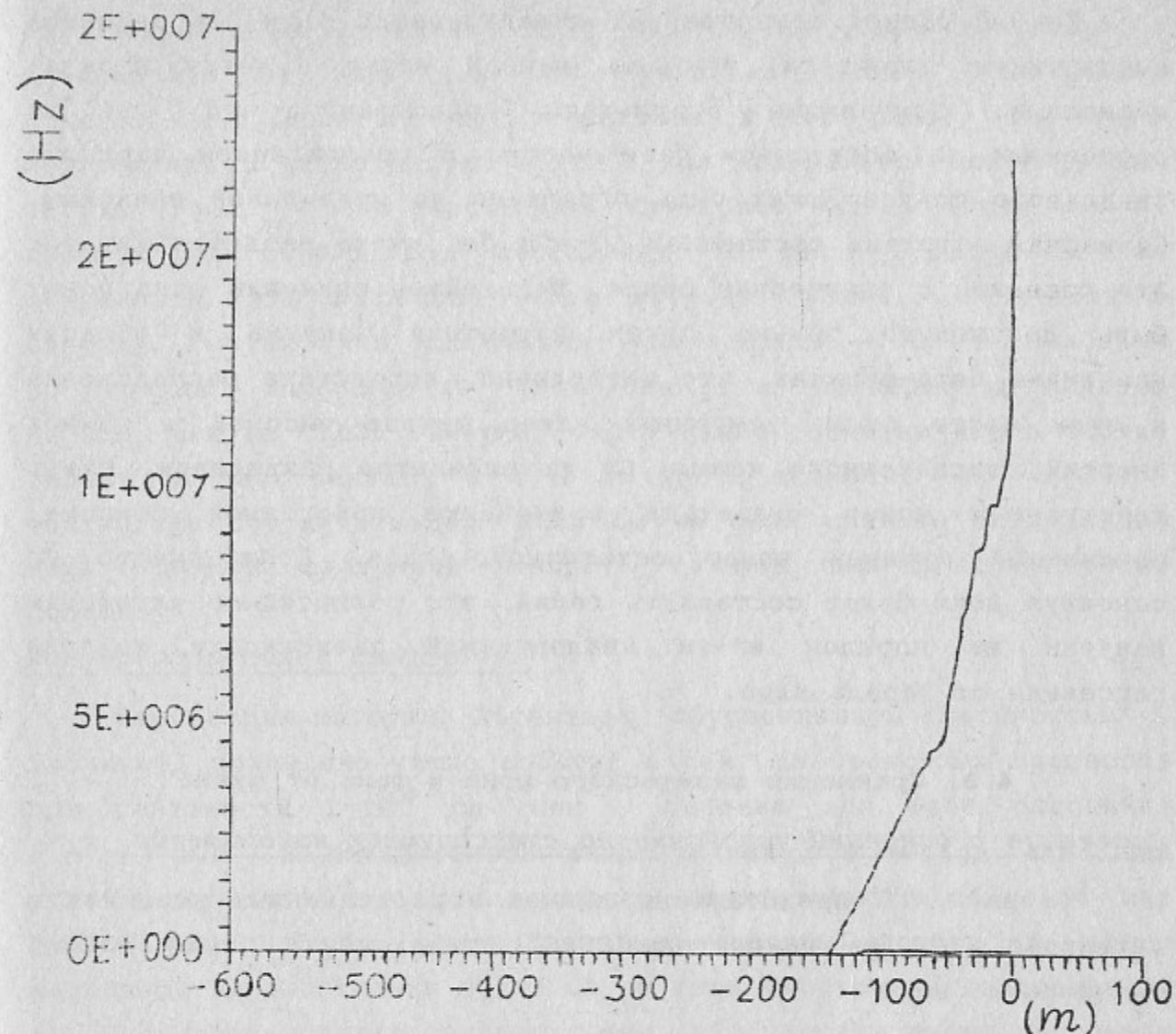


Рис. 4.2.

имеют тот же вид. Хотя сечение рассеяния убывает с энергией и ток в этом пучке меньше, загрузка существенно больше и составляет ≈ 6000 Гц. Это в основном связано с большей величиной апертуры вакуумной камеры в месте разделения пучков (1.8 вместо 1 см), где задерживается большая часть частиц из арок.

Результаты численного моделирования показывают, что неупругое рассеяние дает вклад в фон на порядок меньший, чем упругое, несмотря на относительно большую величину сечения рассеяния. большая часть рассеянных частиц гибнет, набирая большие углы в длинных магнитах прямолинейного промежутка. Частицы рассеянные на участке финального фокуса в основном не успевают набрать достаточный угол и пролетают место встречи насквозь. Этому способствует фокусирующее по z действие последней линзы.

Точный расчет фона требует моделирования с учетом реальной конструкции детектора, что на данном этапе кажется преждевременным. Полученные результаты показывают, что фон от рассеянных на остаточном газе частиц в предлагаемом варианте финального фокуса может быть ограничен до приемлимой величины. Суммарная загрузка составляет 10 кГц без учета развития ливней. Это сравнимо с физическим фоном. Дальнейшее снижение фона может быть достигнуто только путем улучшения вакуума в области максимума бета-функции, что затруднено, вследствие расположения в этом месте стыка вакуумных камер пучков высокой и низкой энергий, засвеченного мощным СИ из элементов разведения. Очень действенным может оказаться применение криогенной откачки, понижающей атомный номер остаточного газа. Если вместо СО основную долю будет составлять гелий, это равносильно улучшению вакуума на порядок из-за квадратичной зависимости сечения рассеяния от заряда ядра.

4.3. Сравнение физического фона и фона от пучка

Сравнение с фоновыми условиями на существующих накопителях.

На рис. 4.3 представлены данные о радиационных условиях в детекторе CLEO на накопителе CERS, приведенные к току ВЭПП-5 (умноженные на 25).

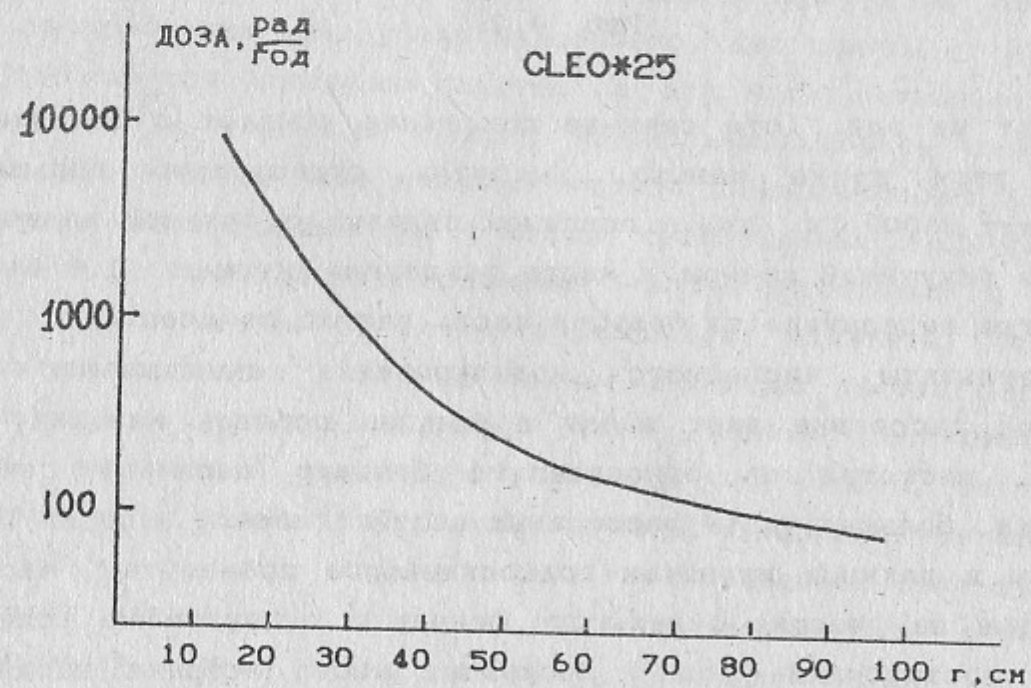


Рис. 4.3. Доза за год на торце детектора CLEO, приведенная по току к ВЭПП-5, в зависимости от расстояния от пучка.

На этом рисунке приведена доза за год на торце детектора в зависимости от расстояния от пучка. (из данных CLEO также следует, что доза за $4X_0$ возрастает в 1.5 раза). Ее можно пересчитать в число частиц на см^2 : для минимально-ионизирующих частиц $1 \text{ рад.} = 3 \cdot 10^7 \text{ частиц/см}^2$. Суммарное число частиц в сек. имеющих $r > 10 \text{ см} (\vartheta > 5 \text{ град})$ составляет $\sim 10^7 \text{ сек}^{-1}$. В нашем расчете получилось, что в районе места встречи гибнет $\sim 10^4$ частиц в секунду. Считая, что коэффициент размножения ~ 100 (с точностью до порядка), получаем 10^6 част./сек , т.е. примерно на порядок меньше, чем на CLEO. Заметим, что в наших расчетах много частиц гибнет на расстоянии 1 и 4 м от места встречи: $\sim 10^5$ и $5 \cdot 10^6$ частиц/сек соответственно. Если бы не были приняты специальные меры (профиль вакуумной камеры), то фон был бы существенно больше.

Фон от физических процессов.

Рассмотрим загрузку детектора, обусловленную светимостью. В таблице I приведено число событий в сек. для основных процессов при светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Сечение для Бабье рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и двухфотонной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ дано для угла вылета $\vartheta > 10^\circ$, а для процесса двухфотонного рождения пар требовалось, чтобы обе рожденные частицы попали в торец детектора на расстоянии более 20 см (при расстоянии до торца $L = 1 \text{ м}$). Последнее условие связано с тем, что частицы имеют небольшую энергию, летят по винтовой траектории и, поэтому, угол вылета является неадекватным параметром (см. рис. 2).

Величина продольного магнитного поля предполагалась равной 15 кГс. Асимметрия энергий пучков не учитывалась, энергия пучков для КЭД процессов принималась равной $2E = 10 \text{ ГэВ}$.

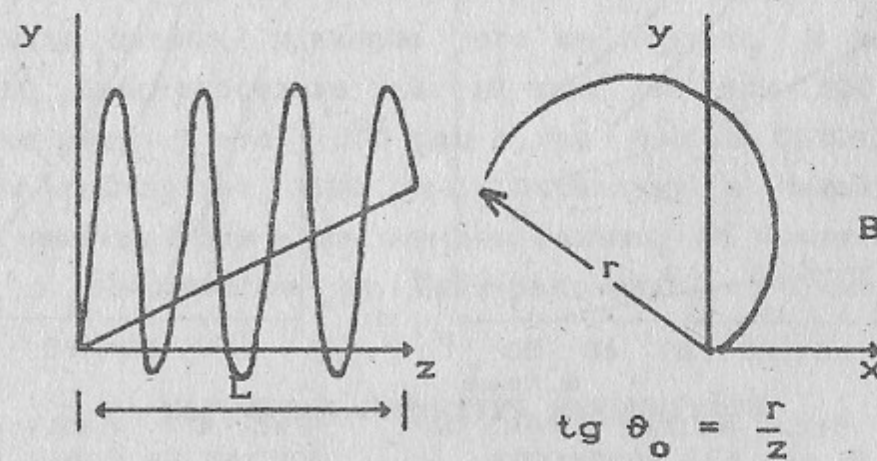


Рис. 4.4. Движение "мягких" частиц в детекторе.

Таблица 4.3
Загрузка в детекторе от e^+e^- -реакций

	Процесс	Реакций/сек
1	$e^+e^- \rightarrow \gamma(1S)$	150
2	$e^+e^- \rightarrow \gamma(4S)$	10
3	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (адроны)	30
4	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\tau^+\tau^-)$	8 (8)
5	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\vartheta > 10^\circ)$	3000
6	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma (\vartheta > 10^\circ)$	100
7	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ (2 ch, $r > 20$ см)	1000

Число частиц, вылетающих на угол больше некоторого угла ϑ_0 приведено на рис. 3, при этом для процесса 7 эффективный угол определялся исходя из точки попадания в торец детектора (рис. 2): $\text{tg}\vartheta = r/L$. Суммарное число частиц, вылетающих на угол больше 10° составляет около $10^4/\text{сек}$.

Плотность потока частиц/см² в торце детектора приведена на рис. 4. При угле 10° поток частиц составляет ~ 10 шт./см²·сек. Основную загрузку дает Баба-рассеяние.

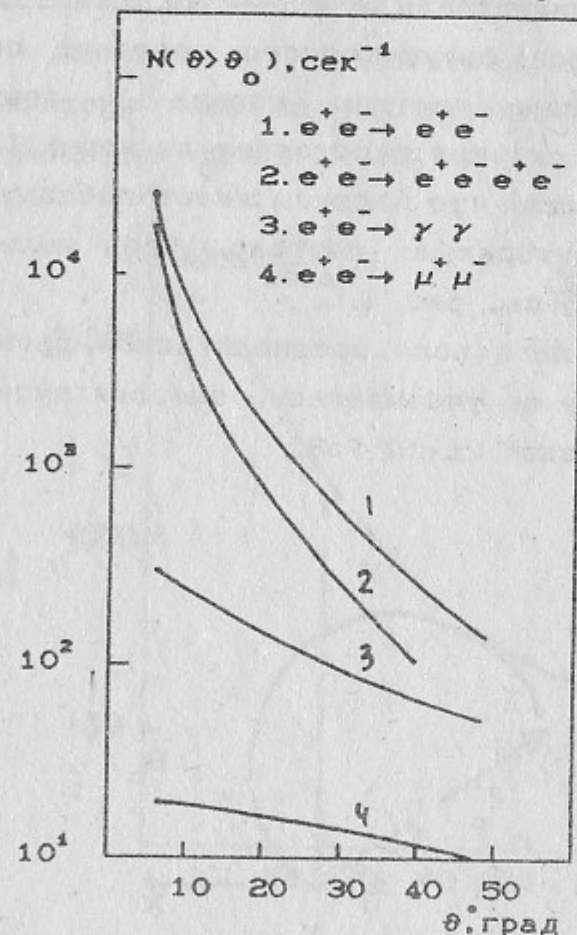


Рис. 4.5. Число частиц в сек. на угол $\vartheta > \vartheta_0$ для КЭД процессов.

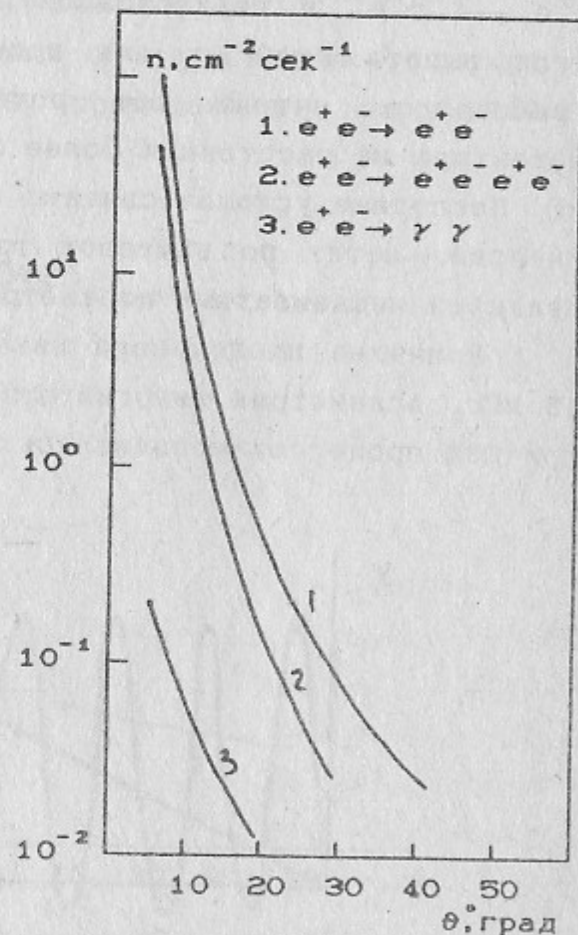


Рис. 4.6. Плотность потока частиц на торце детектора (1 м от места встречи).

Особого рассмотрения требует фон в вершинном детекторе от процесса 7 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$). В этом процессе рождается много мягких частиц, которые движутся по спирали к торцу детектора и могут по несколько раз пересекать вершинный детектор. Моделирование проведено для поля $B=15$ кГс, прослеживались частицы пока они не достигнут торца детектора или совершат 100 оборотов. На рис. 4 приведена загрузка вершинного детектора на см² в зависимости от радиуса детектора и расстояния от места встречи вдоль оси пучков. При радиусе 1 см загрузка доходит до $3 \cdot 10^5$ см²·сек и уменьшается на порядок при увеличении радиуса до 2 см.

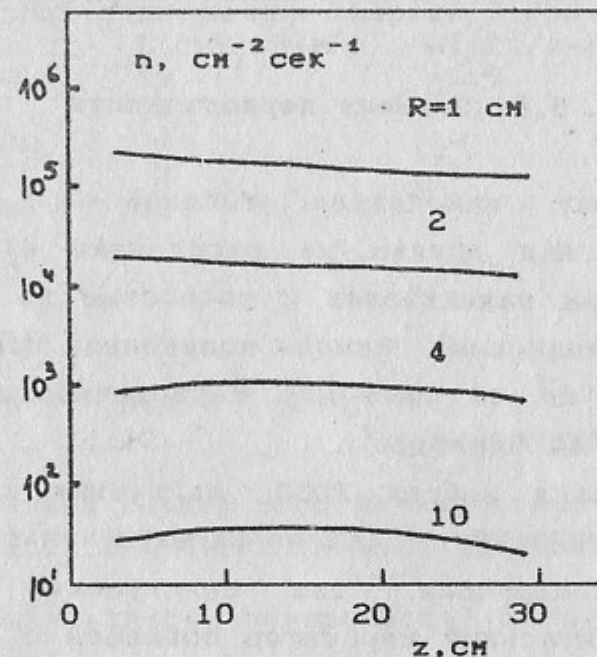


Рис. 4.7. Загрузка вершинного детектора на см² от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$; R - радиус детектора; z - координата вдоль пучка.

Сравнение физического фона и фона от пучка.

Для вершинного детектора фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ при радиусе детектора 1.5 см составляет $\sim 5 \cdot 10^4$ шт./см². Фон от пучка оценить сложно, примерно того же порядка. В калориметре при угле 10° Баба-рассеяние дает 10 част./см² или ~ 500 част./см² в максимуме ливня - это ~ 500 рад в год. Фон на CLEO*25 под тем же углом составляет 2500 рад. Поскольку в наших расчетах получился машинный фон \sim на порядок меньше, то можно заключить, что доза в калориметре от Баба-рассеяния и пучкового фона сравнимы.

5. МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НАКОПИТЕЛЕЙ

Магнитная система каждого накопителя полностью симметрична относительно точки взаимодействия (асимметрична для вертикального

движения). Её можно условно разбить на четыре части. Два полукольца, состоящие из одинаковых элементов периодичности, экспериментальный и технический промежутки.

Часть поворотных магнитов отнесены к экспериментальному и техническому промежуткам. Они имеют такую же конструкцию, как и магниты полуколец, и запитываются последовательно с ними. Исключение составляют только магниты непосредственно прилегающие к месту встречи. Магнитное поле этих магнитов уменьшено. Это необходимо, как для уменьшения приращения горизонтального эмиттанса в экспериментальном промежутке, так и уменьшения фона СИ в детекторе.

5.1. Элемент периодичности

В полукольцах накопителя высокой и низкой энергии расположены один над другим на расстоянии 410 мм. Элементы периодичности обоих накопителей с точностью до зеркальной симметрии сделаны одинаковыми. Каждое полукольцо накопителя высокой энергии включает по 41 элементу периодичности, а полукольца низкой энергии по 40 периодов.

Тип фокусировки выбран FODO. Магнитная система элемента периодичности включает два магнита, фокусирующий и дефокусирующий квадруполь, два секступоля и вертикальный корректор. Горизонтальный корректор совмещен с магнитом, а его обмотки наматываются поверх основной обмотки магнита. Основные параметры и параметры магнитной структуры элементов периодичности приведены в табл. 5.1, а графики дисперсионной и β -функций на рис. 5.1.

Выбор параметров элемента периодичности обусловлен с одной стороны стремлением иметь минимальную величину установившегося эмиттанса пучка, величина которого уменьшается пропорционально кубу радиальной бетатронной частоты, а с другой иметь достаточно большую апертуру вакуумной камеры, чтобы уменьшить инкремент поперечной неустойчивости за счет конечной проводимости стенок, величина которого растет обратно пропорционально кубу апертуры и при выбранных параметрах равна 2000 с^{-1} . Кроме того, чтобы уменьшить мощность СИ необходимо иметь максимальное заполнение полуколец магнитным полем, что можно достичь только при достаточно большой длине магнитов. По этой же причине, чтобы уменьшить их длину, квадруполь и секступоль сделаны максимально

Таблица 5.1.

Параметры элемента периодичности

Рабочая энергия	(ГэВ)	4	7
Максимальная энергия	(ГэВ)	6.5	8.6
Магнитный радиус	(м)	74.866	
Средний радиус полуколец	(м)	94.729	
Длина периода	(м)	6.200	
Число стандартных периодов		88	88
Набег фазы на периоде	μ_x	100^0	
	μ_z	44^0	
Апертура	2-ax (мм)	40	
	2-az (мм)	28	
Акцептанс	ϵ_x	$4.4 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
Параметры магнитной системы при энергии 7 ГэВ			
	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см) S(кГс/см ²)
D	10		-3.9
	7		
SD	6		-1.3
	7		
B	245	3.116	
	20		
F	30		3.75
	7		
SF	6		1.02
	7		
B	245	3.116	
	20		для корректора по вертикали
D	10		-3.9
* - для накопителя низкой энергии магнитное поле и градиент в линзах изменяются пропорционально изменению энергии			

напряженными. Результатом компромисса между этими противоречивыми требованиями является выбор достаточно большого набег радиальной бетатронной фазы на периоде, увеличение которой ограничено близостью к резонансу третьего порядка при $\delta\mu=120^0$ и выбор относительно малого набег вертикальной бетатронной фазы, чтобы дополнительно сократить длину вертикальной фокусирующей линзы.

5.2. Экспериментальный промежуток

Задача оптики экспериментального промежутка состоит в согласовании оптических функций финального фокуса с оптическими функциями полуколец. В пренебрежении связью бетатронных колебаний магнитным полем детектора необходимо согласовывать 8 параметров $\beta_{x,z}$, $\beta_{x,z'}$, $\psi_{x,z}$, $\psi_{x,z'}$, что с учетом необходимости иметь согласование в достаточно широком диапазоне регулировки определяет минимальное количество согласующих линз

равным 8. Кроме того в накопителе низкой энергии в экспериментальном промежутке устанавливаются дополнительные вигглер-магниты, в месте расположения которых необходимо занулить дисперсию, что увеличивает количество согласующих линз. Графики оптических функций экспериментальных промежутков накопителей приведены на рис. 5.2 - 5.3, а их структуры в табл. 5.2 - 5.3.

Зануление вертикальной дисперсии, возбуждаемой участком разведения, осуществляется магнитами согласующими вертикальное положение орбит пучков с положением орбит в полукольцах. Для упрощения согласования орбиты пучков в месте встречи наклонены к горизонту на угол ≈ 10 мрад. Все линзы экспериментального промежутка, кроме линз финальной фокусировки, имеют такую же апертуру и конструкцию, что и линзы элементов периодичности, а грубое изменение фокусирующей силы достигается изменением длины линзы. Вид сбоку на экспериментальный промежуток показан на рис. 5.4.

Кольцо низкой энергии из-за более низкой энергии и большего тока потенциально должно давать большой фон в детекторе от рассеянных на остаточном газе электронах. Поэтому для перехвата упруго рассеянных электронов в нем искусственно увеличены β -функции в экспериментальном промежутке, что позволило дополнительно снизить фон почти на порядок и иметь его на том же уровне, что и для кольца высокой энергии.

5.3. Технический промежуток

В техническом промежутке накопителя высокой энергии расположены резонаторы ВЧ системы, впуск в накопитель, дипольно-квадрупольные вигглер-магниты для перераспределения декрементов радиальных бетатронных и синхротронных колебаний. На участке, где происходит переход из верхнего полукольца в нижнее, расположены вигглер-магниты для увеличения вертикального эмиттанса пучка. Графики оптических функций технических промежутков накопителей приведены на рис. 5.5 - 5.6, а их структуры в табл. 5.4 - 5.5. Все линзы технического промежутка имеют такую же апертуру и конструкцию, что и линзы элементов периодичности, а грубое изменение фокусирующей силы достигается изменением длины линзы. Вид сбоку на технический промежуток показан на рис. 5.7.

Таблица 5.2

Магнитная структура экспериментального промежутка накопителя высокой энергии

точка	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)	точка	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)
1.	43			21.	17.5		
2. D	55	3.2*	-4.85	22. B	245	2.19	
3.	13			23.	1757		
4. V	182	2.6*		24. F	30		0.083
5.	50			25.	17.5		
6. D	49		-3.83	26. V	245	1.83*	
7.	5			27.	17.5		
8. F	49		3.73	28. D	30		-1.11
9.	875			29.	17.5		
10. B	245	1.09		30. B	245	3.29	
11.	30			31.	17.5		
12. B	245	1.09		32. F	30		1.90
13.	10			33.	280		
14. V	245	1.095*		34. D	30		-1.66
15.	35			35.	280		
16. V	245	1.095*		36. F	30		2.22
17.	10			37.	17.5		
18. B	245	2.19		38. B	245	3.29	
19.	17			39.	22.5		
20. D	30		-0.14	40. D	10		-3.88
				$\sum L_i$	= 6263		

Таблица 5.3

Магнитная структура экспериментального промежутка накопителя низкой энергии

точка	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)	точка	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)
1.	43			27.	510		
2. D	55	3.2-2.55**	-4.85	28. F	20		1.01
3.	13			29.	20		
4. V	182	2.6*		30. B	490	1.378	
5.	104			31.	20		
6. F	30		2.59	32. D	20		-1.68
7.	173			33.	20		
8. D	30		-2.93	34. V	245	1.244*	
9.	900			35.	20		
10. D	20		-2.62	36. F	20		1.93
11.	20			37.	20		
12. V	490	-0.821*		38. B	245	1.878	
13.	20			39.	20		
14. F	20		1.68	40. D	20		-1.63
15.	10			41.	510 зарез. для вигглера		
16. B	490	0.50		42. F	30		0.63
17.	10			43.	20		
18. D	20		-1.59	44.	245	1.878	
19.	20			45.	20		
20. V	490	-0.821*		46. D	20		-2.52
21.	20			47.	300		
22. F	20		1.20	48. F	30		2.14
23.	20			49.	20		
24. B	490	0.94		50. B	245	1.878	
25.	20			51.	20		
26. D	20		-0.64	52. D	10		-2.21
				$\sum L_i$	= 6890		

D - дефокусирующий квадруполь, F - фокусирующий квадруполь, B - магнит, V - вертикальный магнит; * - магнитное поле направлено по горизонтали (вертикальный магнит), ** - магнитное поле изменяется вдоль равновесной траектории пучка.

Таблица 5.4

Магнитная структура технического промежутка накопителя высокой энергии

L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)
1. D	10	-3.87	34. F	30	2.25
2.	20		35.	700	
3. B	245	3.2878	36. D	35	-3.89
4.	20		37.	15	
5. F	30	2.21	38. F	66	3.90
6.	17.5		39.	15	
7. B	245	3.2878	40. D	35	-3.89
8.	17.5		41.	700	
9. D	30	-2.03	42. D	35	-3.89
10.	17.5		43.	15	
11. B	245	3.2878	44. F	66	3.90
12.	17.5		45.	15	
13. F	30	2.21	46. D	35	-3.89
14.	285		47.	363.5	
15. змейка			48. V	245	3.287*
16.	30	-2.03	49.	91.5	
17. змейка			50. D	35	-3.89
18. F	30	2.21	51.	15	
19.	280	кикер	52. F	66	3.90
20. D	30	-2.03	53.	15	
21.	280		54. D	35	-3.89
22. F	30	1.64	55.	91.5	
23.	17.5		56. V	245	-3.287*
24. B	245	3.2878	57.	283.5	
25.	17.5		58. B	10	13
26. D	30	-1.80	59.	10	
27.	17.5		60. B	20	-13
28. B	245	3.2878	59.	10	13
29.	20		60. B	10	13
30. F	30	2.71	61.	20	
31.	280		62. D	35	-3.89
32. D	60	-1.99	63.	15	
33.	10		64. F	33	3.90

Змейка	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)
1.	21			...	+13 полюсов
2. F	6	-3.8	1.55	29.	5	
3.	5			30. F	6	-3.8
4. D	12	3.8	-1.55	31.	21	1.55

Таблица 5.5

Магнитная структура технического промежутка накопителя низкой энергии

L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)	L(см)	B(кГс)	G(кГс/см)
1. D	10	-2.24	32.	760	
2.	20		33. D	35	-2.22
3. B	245	1.8787	34.	15	
4.	20		35. F	66	2.22
5. F	30	1.92	36.	15	
6.	20		37. D	35	-2.22
7. B	245	1.8787	38.	760	
8.	20		39. D	35	-2.22
9. D	20	-2.29	40.	15	
10.	20		41. F	66	2.22
11. B	245	1.8787	42.	15	
12.	20		43. D	35	-2.22
13. F	30	2.03	44.	423.5	
14.	285		45. V	245	1.8787*
15. D	20	-2.24	46.	91.5	
16.	20		47. D	35	-2.22
17. B	245	1.8787	48.	15	
18.	20		49. F	66	2.22
19. F	30	2.85	50.	15	
20.	20		51. D	35	-2.22
21. B	245	1.8787	52.	91.5	
22.	20		53. V	245	-1.8787*
23. D	66	-1.84	54.	343.5	
24.	10		55. B	10	7.43
25. F	66	1.98	56.	10	
26.	787		57. B	20	-7.43
27. D	35	-2.14	58.	10	
28.	15		59. B	10	7.43
29. F	66	2.22	60.	20	
30.	15		61. D	35	-2.22
31. D	35	-2.22	62.	15	
			63. F	33	2.22

$$\sum L_1 = 6566$$

D - дефокусирующий квадруполь, F - фокусирующий квадруполь, B - магнит, V - вертикальный магнит; * - магнитное поле направлено по горизонтали (вертикальный магнит), ** - магнитное поле изменяется вдоль равновесной траектории пучка.

5.4. Коррекция хроматизма и динамическая апертура

Уменьшение β -функции в месте встречи приводит к увеличению хроматизма накопителя

$$Q'_{x,z} \equiv P \frac{dv_{x,z}}{dP} = \mp \frac{e}{4\pi E} \int_F \beta_{x,z}(s) (G(s) - \psi S(s)) ds, \quad (5.1)$$

производимого линзами финальной фокусировки, который, в первом

приближении, будет порядка:

$$Q'_{x,z} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{F_{x,z}}{\beta_{x,z}^*} \quad (5.2)$$

Здесь $G(s) = dB_z/dx$ и $S(s) = \frac{1}{2} d^2B/dx^2$ - квадрупольный и секступольный градиенты магнитного поля, $F_{x,z}$ - эффективное фокусное расстояние финального фокуса. Сам по себе хроматизм может быть легко компенсирован секступолями в полукольцах и, в первом приближении, не ограничивает энергетической апертуры накопителя. Более опасным в этом случае является хроматизм β -функций. Сильное возмущение фокусировки в финальном фокусе для частиц с неравновесной энергией приводит к возбуждению осцилляций β -функций на двойной бетатронной частоте. В первом приближении амплитуда осцилляций β -функций равна:

$$\left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)_{\max} = 2\pi \left| Q' \frac{\delta P}{P} \right| \cdot \begin{cases} |\sin^{-1}(2\pi Q)|, & \text{in arcs} \\ |\tan^{-1}(2\pi Q)|, & \text{at IP} \end{cases} \quad (5.3)$$

где $2\pi Q$ - набег бетатронной фазы между местами встречи. При $\Delta\beta/\beta \approx 1$ движение должно потерять устойчивость. Более аккуратный анализ устойчивости движения, в приближении что максимальное значение β -функции в линзах финального фокуса много больше β -функции в остальных линзах накопителя, определяет границу устойчивости движения:

$$\frac{\delta P}{P} \leq \frac{1}{2\pi Q'} \cdot \min(\tan(\pi Q), \tan^{-1}(\pi Q)) \quad (5.4)$$

Из этого выражения легко оценить максимально допустимый хроматизм финального фокуса. Для $\delta P/P = 0.006$ в наиболее благоприятном случае максимальной удаленности от полуцелого резонанса $Q = 0.5 \cdot n + 0.25$ получаем $Q' \leq 26$. Это ограничение на энергетическую апертуру накопительного кольца может быть преодолено размещением компенсирующих хроматизм секступолей непосредственно в месте встречи или введением секступольных компонент в поля линз финальной фокусировки. Но для такой компенсации дополнительно требуется наличие большой дисперсионной функции в линзах финальной фокусировки, а следовательно и в месте встречи. При этом, чем больше величина дисперсии, тем менее существенны ограничения на динамическую апертуру накопителя, определяемую сильной нелинейностью финального фокуса.

Введение секступольных полей позволяет увеличить энергетическую апертуру накопителя, но ведет к неустойчивости движения частиц с большими амплитудами (ограничение динамической апертуры). Можно выделить два крайних случая. Первый, общепринятый, состоит в компенсации хроматизма большим количеством секступолей, равномерно распределенных в полукольцах. Второй состоит в компенсации хроматизма финального фокуса прямо в месте его возбуждения, что возможно только при наличии достаточно большой дисперсии в месте встречи (т.е. в случае монохроматизации).

Чтобы получить простые оценки динамической апертуры накопителя будем использовать результаты численного моделирования для случая, когда в элементе периодичности есть только один секступоль, движение одномерно и предполагается идеальная периодичность магнитной системы. Динамическая апертура в этом случае будет порядка:

$$a_x \approx \frac{10 P c}{e \beta S l_s} \cdot f(\delta\mu) \quad (5.5)$$

Здесь $S \cdot l_s$ - интеграл поля секступоля вдоль его длины, а график функции $f(\delta\mu)$ показан на рис. 5.8. Вычисления проведенные в первом порядке теории возмущений дают величину примерно в 5 раз меньше. Их увеличенные в 5 раз значения показаны пунктирной линией. Разница между результатами численных расчетов и расчетов по теории возмущений связана с сильным влиянием резонансов высших порядков на движение частицы вблизи сепаратрисы.

В первом случае когда компенсация хроматизма производится в арках при обычно используемом набеге фазы на периоде $\approx 60^\circ$ и секступолях расположенных равномерно по фазе, используя выражения (5.2) и (5.5) и выражая β -функцию и дисперсию через бетатронную частоту, мы получим грубую оценку максимальной величины динамического акцептанса накопителя:

$$\epsilon_{x \max} \approx \frac{\bar{R} Q_x}{4 Q_z^2 Q_z'^2}, \quad Q_z' \geq Q_x' \quad (5.6)$$

Здесь \bar{R} - средний радиус накопителя и $Q_{z,x}'$ - полный хроматизм (принимая во внимание, как вклад от финального фокуса так и от полукольцев). Например для параметров накопителя высокой энергии В-фабрики в SLAC: $R=350$ м, $Q_x=Q_z \approx 25$, $Q_z' \approx 20(\text{FF}) + 25(\text{arcs}) = 45$ мы получаем $\epsilon_{x \max} = 0.17$ см, что дает динамическую апертуру $188 \sigma_x$, где σ_x - среднеквадратичный размер пучка. Заметим, что

приведенная оценка дает сильно завышенную величину, так как в реальной машине трудно поддерживать с необходимой точностью равенство фазовых набегов между секступолями и равенство их сил. Это особенно трудно достичь в прямолинейных промежутках, где нарушается идеальная периодичность магнитной системы. Нарушение идеальной периодичности приводит к возбуждению дополнительных резонансов и, соответственно, к уменьшению динамической апертуры. Для сравнения необходимо заметить, что численные расчеты динамической апертуры для В-фабрики в SLAC дали динамическую апертуру^[1] $28 \sigma_x$, что заметно меньше приведенной выше оценки. Это также указывает на недостаточную проработанность схемы секступольной коррекции. Можно достичь существенного увеличения динамической апертуры, если выбрать фазовый набег между соседними фокусирующими (дефокусирующими) секступолями равным π ^[2]. Чтобы предотвратить их взаимное влияние фокусирующие и дефокусирующие секступоли располагаются в различных полукольцах. В этом случае нелинейность соседних секступолей будет компенсироваться и на равновесной энергии динамическая апертура обращается в бесконечность. Такая схема компенсации хроматизма была предложена для В-фабрики КЕК для которой выигрыш в динамической апертуре будет порядка 10 ^[2].

При компенсации хроматизма непосредственно в финальном фокусе динамическая апертура также может быть получена из (5.2), (5.5):

$$\epsilon_{x \max} \geq \frac{2.5 \psi^2 \beta_z^2}{\beta_x^3 Q'^2} \cdot f^2 (2\pi(Q-n)) , \quad (5.7)$$

где $Q' = \max(Q'_x, Q'_z)$ - хроматизм финального фокуса, ψ , β_x , β_z - дисперсионная и В-функции в месте расположения секступоля, $(Q-n)$ - дробная часть бетатронной частоты. Эта оценка в действительности сильно занижена, так как фазовый набег бетатронных колебаний между секступолями расположенными с разных сторон от места встречи будет порядка π и их взаимное влияние компенсируется. Полной компенсации препятствует взаимодействие пучков в месте встречи, приводящее к сдвигу бетатронной частоты, зависящему от амплитуды. Но даже пренебрегая компенсацией для характерных параметров В-фабрики с монохроматизацией ($\psi = 2$ м, $\beta_x = 150$ м, $\beta_z = 200$ м, $Q' = 20$, $F(2\pi(Q-n)) = 0.25$) мы получаем $\epsilon_{x \max} = 2 \cdot 10^{-3}$ см, что определяет динамическую апертуру $40 \sigma_x$. При достаточно аккуратной секступольной коррекции можно пренебречь ограничением динамической апертура, определяемым секступолями

элементов периодичности. При идеальном расположении секступолей из (5.6) при $R=100$ м, $Q_x \approx Q'_x \approx 28$ получаем $\epsilon_{x \max} = 0.15$ см, что существенно превышает величину определяемую секступолями финального фокуса.

Необходимо заметить, что в схеме монохроматизации компенсация хроматизма при помощи секступолей расположенных в финальном фокусе позволяет существенно увеличить энергетическую апертуру и хотя именно эти секступоли ограничивают динамическую апертуру, она тем не менее остается ещё достаточно большой благодаря маленькому эмиттансу пучка. И что является очень важным, в отличие от стандартной схемы компенсации хроматизма, в этом случае β -функция в месте встречи слабо зависит от энергии, что существенно улучшает ситуацию с эффектами встречи.

На основании выше сказанного мы выбрали следующую схему компенсации хроматизма. Хроматизм финального фокуса ($Q'_x \approx 15$, $Q'_z \approx 20$) накопителя высокой энергии компенсируется введением секступольных полей в поле сверхпроводящих квадрупольных линз Q2 и Q3, расположенных после разведения пучков и действующих только на пучок высокой энергии. Линзы расположены в максимуме β -функций с набегом бетатронной фазы $\approx \pi/2$, что является наиболее оптимальным с точки зрения достижения максимальной динамической апертуры. Хроматизм остальных линз накопителя компенсируется секступолями расположенными в элементах периодичности полуколец.

Горизонтальный хроматизм финального фокуса ($Q'_x \approx 19$) накопителя низкой энергии компенсируется введением секступольных полей в поле сверхпроводящей квадрупольной линзы Q2 расположенной после разведения пучков и благодаря большой разнице β -функций воздействующей только на горизонтальный хроматизм. Вертикальный хроматизм финального фокуса ($Q'_z \approx 13$) сравнительно мал и вместе с хроматизмом остальных линз накопителя компенсируется секступолями расположенными в элементах периодичности полуколец.

5.5. Конструкция магнитных элементов

Поперечные разрезы магнитов и линз приведены на рис. 5.9 - 5.11, а их параметры в табл. 5.6 - 5.9. Полюса линзы гиперболические и шиммируются для увеличения рабочей апертуры. Полюса магнита выполнены гладкими, что хотя и несколько утяжеляет магнит заметно упрощает его изготовление. Линзы и магниты накопителей высокой и низкой энергии конструктивно выполнены в

виде единого блока (см. рис. 5.12, 5.13), что удешевляет конструкцию и уменьшает вертикальное разведение пучков при смещениях линз за счет сейсмических вибраций. Конструкции магнитных элементов полуколец высокой и низкой энергий одинаковы, что позволит в будущем перейти к симметричным по энергии встречным пучкам.

Таблица 5.6

Параметры квадрупольных линз элементов периодичности

	Фокусирующие	Дефокусиру.
Максимальный градиент кГс/см	32	23
Магнитная длина см	43	
Диаметр апертуры мм	40.23	
Рабочая апертура (2a*2b) мм.мм	1000	
Ток А	4.93	
Сопротивление обмотки мΩ	4.93	
Напряжение В	4.93	
Мощность кВт	8	
Число витков на полюс	12.5	12.5
Размер шины мм.мм	7.5	
Диаметр канала охлаждения мм	108	
Сечение шины мм ²	3	
Перепад давлений в системе охлаждения кг/см ²	0.05	
Расход воды л/с	17	
Перепад температуры воды между входом и выходом С ⁰	800	
Вес блока из двух линз кг	82	82
Кол-во на один накопитель: высокой энергии	80	80
низкой энергии		

Таблица 5.7

Параметры магнитов

Максимальное поле кГс	3.90
Магнитная длина м	2.4
Зазор между полюсами мм	36
Рабочая апертура мм.мм	40.23
Ток кА	0.7
Сопротивление обмотки мΩ	4.7
Напряжение В	3.3
Мощность кВт	2.4
Число витков	16
Размер шины мм.мм	21.5.21.5
Диаметр канала охлаждения мм	12
Сечение шины мм ²	347
Перепад давлений в системе охлаждения кг/см ²	3
Расход воды л/с	0.16
Перепад температуры воды между входом и выходом С ⁰	5
Вес блока из двух магнитов кг	3800
Кол-во на один накопитель	192

Таблица 5.8

Параметры секступольных линз элементов периодичности

Максимальный градиент кГс/см ²	1.6
Магнитная длина см	8
Диаметр апертуры мм	48
Ток А	1000
Сопротивление обмотки мΩ	0.65
Напряжение В	0.65
Мощность кВт	0.65
Число витков на полюс	3
Размер шины мм.мм	15.15
Диаметр канала охлаждения мм	7.3
Сечение шины мм ²	180
Перепад давлений в системе охлаждения кг/см ²	3
Расход воды л/с	0.15
Перепад температуры воды между входом и выходом С ⁰	4
Вес блока из двух линз кг	150
Кол-во на один накопитель	160

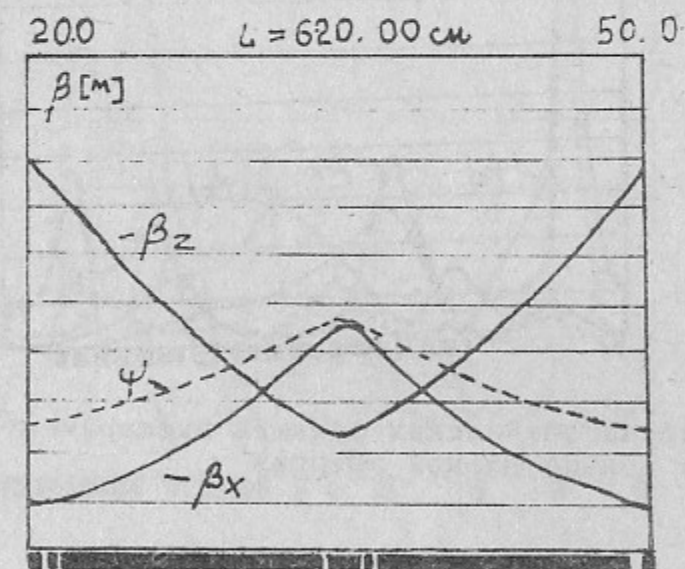


Рис. 5.1. Графики оптических функций элемента периодичности колец высокой и низкой энергии.

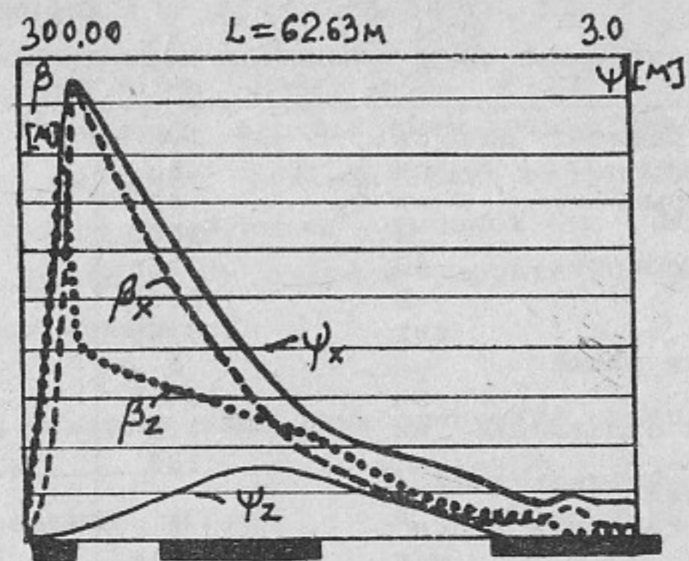


Рис. 5.2. Графики оптических функций экспериментального промежутка кольца высокой энергии.

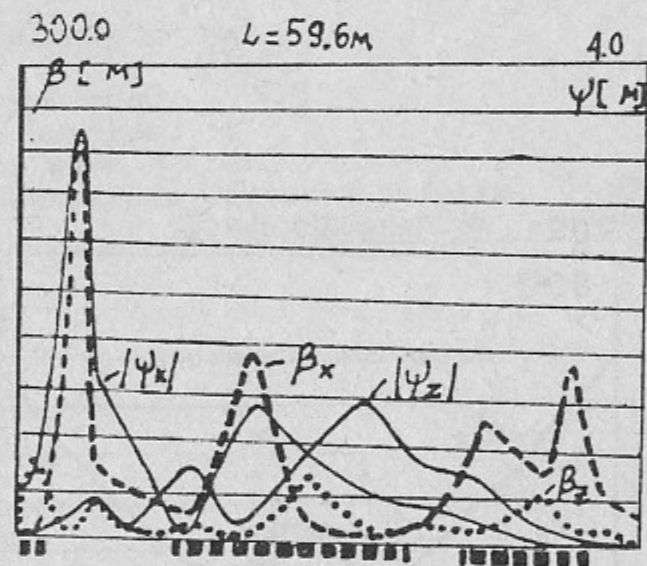


Рис. 5.3. Графики оптических функций экспериментального промежутка кольца низкой энергии.

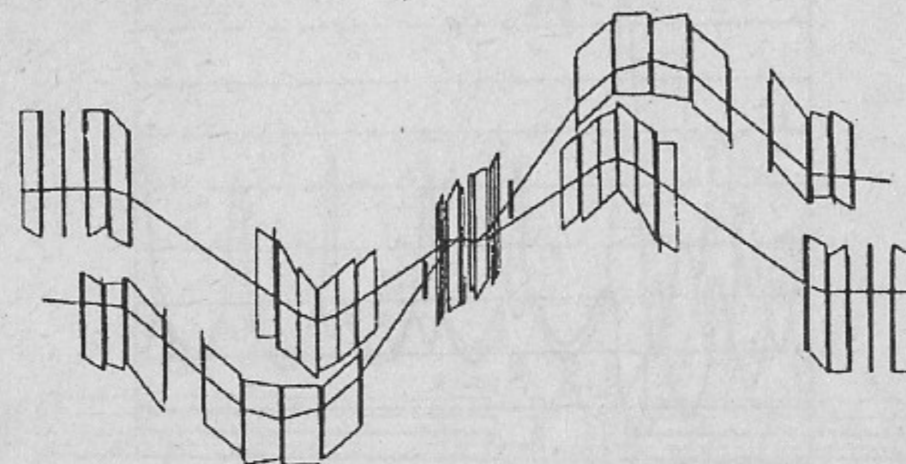


Рис. 5.4. Вид сбоку на экспериментальный промежуток.

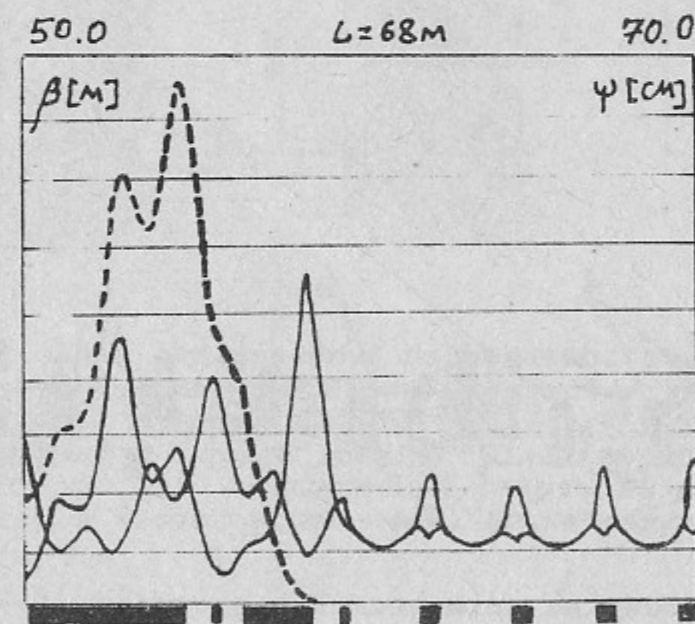


Рис. 5.5. Графики оптических функций технического промежутка кольца высокой энергии.

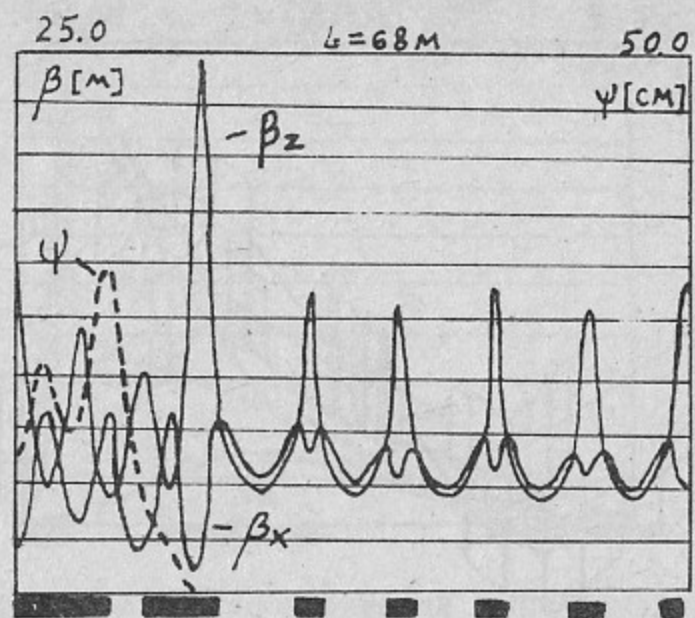


Рис. 5.6. Графики оптических функций технического промежутка кольца низкой энергии.

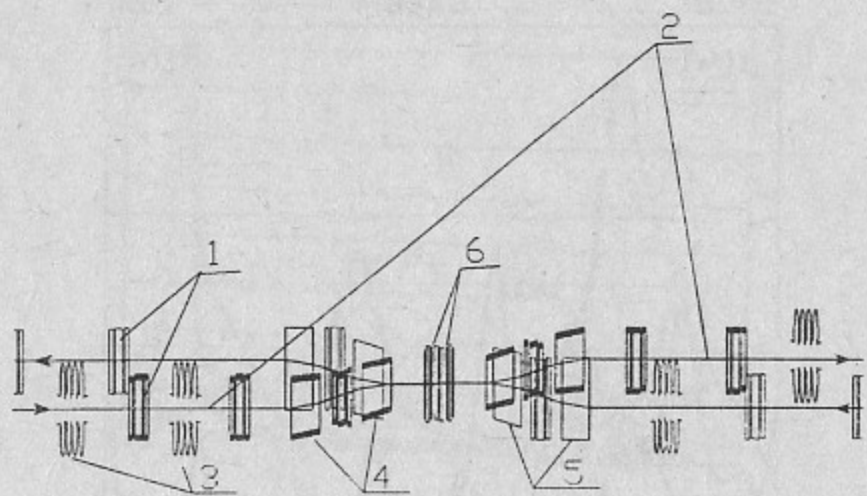


Рис. 5.7. Вид сбоку на технический промежуток: 1 - фокусирующие триплеты; 2 - траектория пучка высокой энергии; 3 - секции ускоряющих резонаторов; 4 - магниты для вертикального переноса пучка высокой энергии; 5 - магниты для вертикального переноса пучка низкой энергии; 6 - вигглеры.

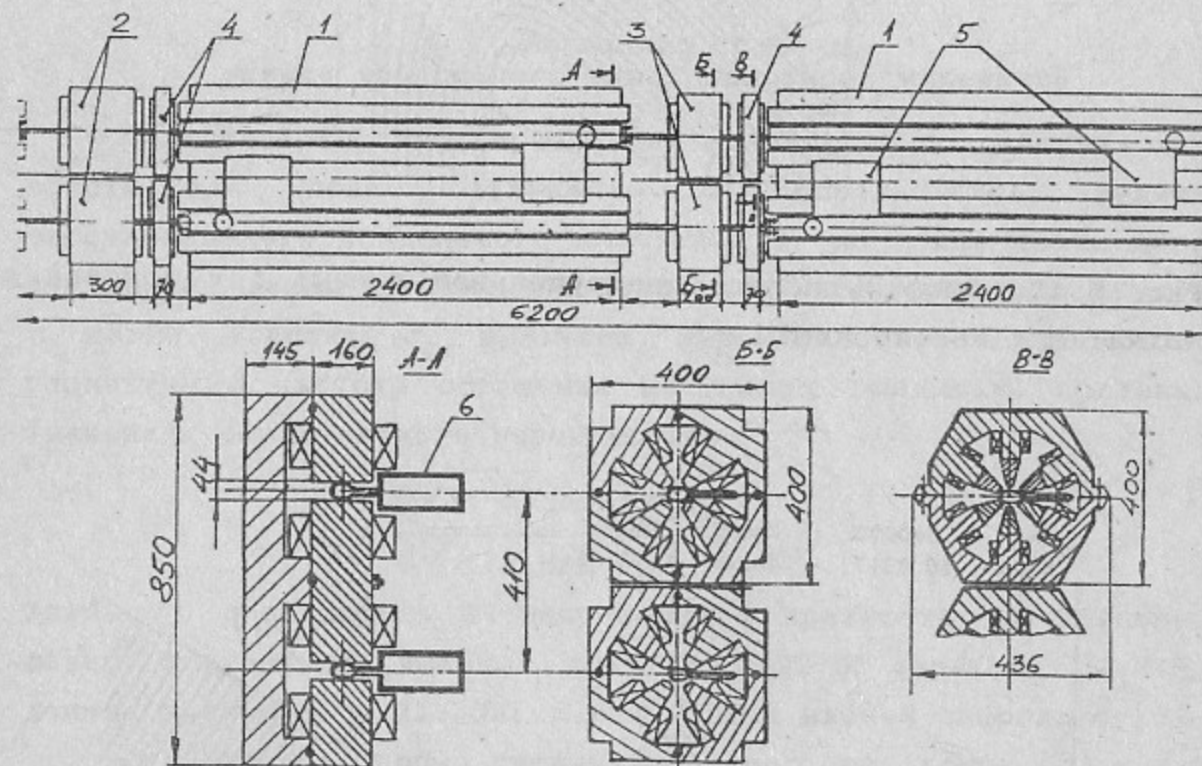


Рис. 5.9. Общий вид элемента периодичности:
 А-А - поперечный разрез накопителей высокой и низкой энергии в месте расположения блока магнитов. Б-Б - поперечный разрез накопителей высокой и низкой энергии в месте расположения блока квадрупольных линз. В-В - поперечный разрез накопителей высокой и низкой энергии в месте расположения блока секступольных линз.

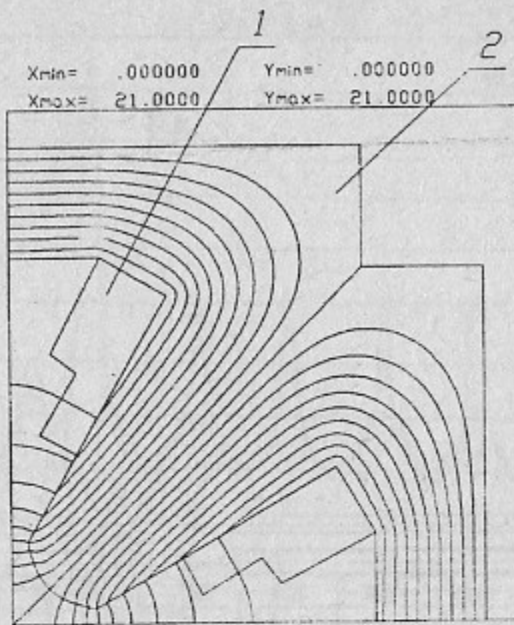


Рис. 5.10. Профиль полюса квадрупольной линзы: 1 - топовая обмотка; 2 - железо линзы.

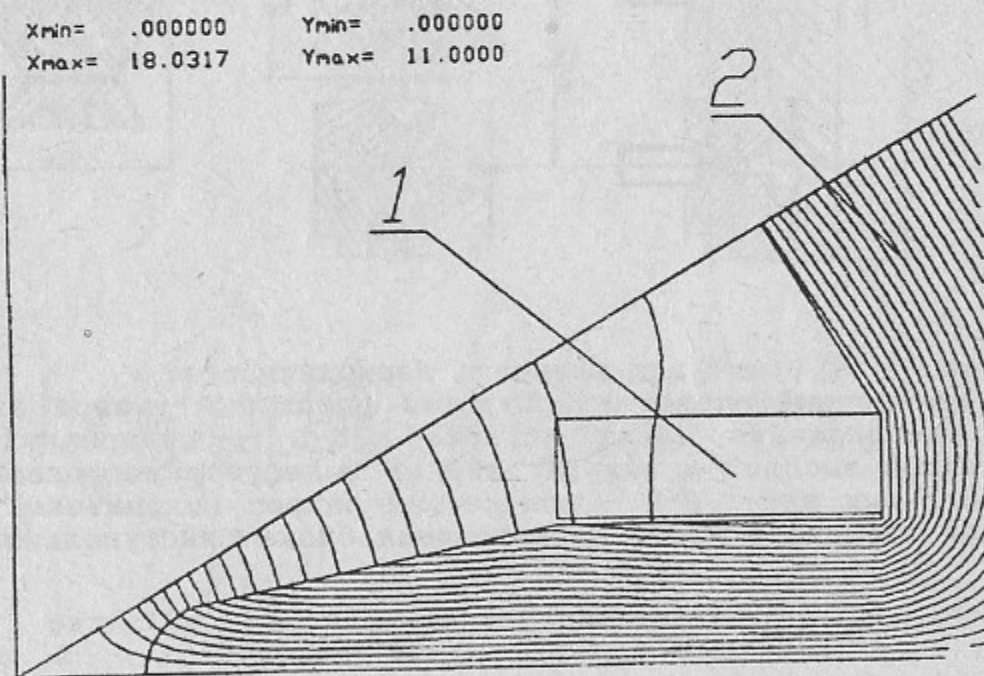


Рис. 5.11. Профиль полюса секступольной линзы: 1 - топовая обмотка; 2 - железо линзы.

6. КОГЕРЕНТНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ СГУСТКОВ

Основными факторами, ограничивающими ток пучка, являются ограничение полной мощности ВЧ-генераторов и когерентная устойчивость пучка, обусловленная взаимодействием электромагнитного поля сгустков с неоднородностями вакуумной камеры, впускными и выпускными устройствами, ВЧ-системой и т.д. Это взаимодействие может проявляться, во-первых, в удлинении сгустка и, во-вторых, в возбуждении когерентных колебаний сгустков.

6.1. Удлинение сгустка, оценки продольного широкополосного импеданса

Удлинение сгустков происходит вследствие воздействия на них собственных полей излучения и определяется величиной широкополосного продольного импеданса Z_n на длине волны порядка или меньше длины сгустка. При заданном числе частиц в сгустке N и длине сгустка σ_1 величина широкополосного импеданса на гармонике n частоты обращения не должна превышать предельного значения, определяемого неравенством:

$$|Z_n/n| \leq \frac{Z_0 \sqrt{2\pi} q V_0 \cos \phi_s \sigma_s^3 c_0}{4\pi NeR^2}$$

Здесь V_0 - амплитуда ВЧ-напряжения и кратность, ϕ_s - равновесная фаза. Для кольца высокой энергии ВЭПП-5 величина $|Z_n/n|$ не должна превышать 0.217 Ом, а для кольца низкой энергии 0.122 Ом.

Для того, чтобы увеличить порог по току, с которого начинается удлинение сгустка, необходимо добиваться максимальной гладкости вакуумной камеры вдоль всего периметра накопителя, по возможности избегая резкого изменения поперечных размеров камеры, а где это невозможно, выполняя эти переходы достаточно плавными.

Ниже приведены оценки вклада различных факторов в полный продольный импеданс кольца:

1. ВЧ-система	$Z_n/n \leq 45$ мОм для кольца высокой энергии
	$Z_n/n \leq 15$ мОм для кольца низкой энергии
2. Вакуумная камера	$Z_n/n \leq 18$ мОм
3. Место встречи	$Z_n/n \leq 20$ мОм
4. Стыки отрезков камеры	$Z_n/n \leq 15$ мОм
5. Кикеры	$Z_n/n \leq 15$ мОм
6. Пикапы	$Z_n/n \leq 10$ мОм
7. Мягкая компонента СИ	$Z_n/n \leq 20$ мОм

Всего: $Z_n/n \leq 143$ мОм для кольца высокой энергии
 $Z_n/n \leq 113$ мОм для кольца низкой энергии

Видно, что величина полного импеданса меньше пороговых значений.

6.2. Многосгустковые продольные неустойчивости

Эффект удлинения сгустка уменьшается при уменьшении числа частиц в сгустке. Для сохранения полного тока пучка при этом необходимо увеличивать число сгустков, однако в этом случае растут сложности демпфирования многосгустковых когерентных колебаний. Особую опасность представляет собой неустойчивость продольных колебаний за счет взаимодействия сгустков с ускоряющими резонаторами. При пролете сгустков через резонатор возбуждается не только рабочая мода колебаний, но и высшие моды. Если колебания высших мод не успевают затухнуть к прилету следующего сгустка, они воздействуют на его движение, приводя при определенных условиях к неустойчивости всей системы. Инкремент продольной неустойчивости слабо зависит от расположения сгустков в накопителе и определяется полным током пучка и характеристиками ускоряющих резонаторов. В случае одного сгустка инкремент неустойчивости определяется разностями вещественных частей импеданса на верхней и нижней боковых частотах относительно гармоник частоты обращения^[1]:

$$\sigma = \frac{I\Omega}{2V_0 Q} \sum_{m \geq 1} m(R_m^+ - R_m^-), \quad \text{где } R_m^\pm = \operatorname{Re}(Z(m\omega \pm \Omega)), \quad (6)$$

где I - ток пучка, Ω - синхротронная частота, ω - частота обращения, Z - импеданс ВЧ-системы. В этом случае неустойчивость можно подавить путем соответствующей настройки резонатора на рабочей частоте, а по необходимости и на высших. Однако в многосгустковом режиме в пучке могут возбуждаться несколько мод колебаний. При этом для пучка из n сгустков инкременты мод с номерами k и $n-k$ отличаются знаком^[1]:

$$\sigma_k = \frac{I\Omega}{2V_0 Q} \sum_{p \geq 0} ((pn+k)R_{pn+k}^+ - (pn+(n-k))R_{pn+n-k}^-), \quad (7)$$

т. е. $\sigma_k = -\sigma_{n-k}$, и устойчивость всех мод практически невозможно обеспечить путем настройки ВЧ-системы.

Чтобы уменьшить инкременты, необходимо уменьшить величину импеданса ВЧ-системы. Этого можно добиться, уменьшая число резонаторов и их добротность на высших модах колебаний. При уменьшении числа резонаторов пропорционально уменьшаются импедансы R_m^\pm (а так же вклад резонаторов в широкополосный импеданс Z_n), однако возникает необходимость увеличения

мощности, вводимой в один резонатор, и мощности тепловых потерь, рассеиваемой в их системах.

Возможны два варианта ВЧ-системы - "теплая" и сверхпроводящая. Для "теплой" системы число резонаторов определяется допустимыми потерями мощности в их системах. Выбирая число резонаторов в кольце высокой энергии равным 20, а в кольце низкой энергии - 12, получим, что широкополосный импеданс, вносимый ВЧ-системой, составит соответственно 60 и 49 мОм. Требуемая полная ВЧ-мощность при этом составляет 7.7 МВт при темпе ускорения 2.5 МВ/м. Для сверхпроводящей системы число резонаторов определяется мощностью, вводимой в один резонатор. Ограничиваясь величиной 400 МВт на резонатор, получим для колец высокой и низкой энергии число резонаторов 12 и 4 соответственно, а вносимый широкополосный импеданс - 45 и 15 мОм. Требуемая полная ВЧ-мощность составляет примерно 5.5 МВт, а темп ускорения не превышает 7.2 МВ/м, что для сверхпроводящих резонаторов является еще приемлемым. Видно, что по требуемой мощности и вносимому широкополосному импедансу сверхпроводящая система выгоднее "теплой". Но даже в случае сверхпроводящих резонаторов необходимая добротность высших мод (для обычных цилиндрических резонаторов) не должна превышать 50. Обеспечение такого сильного демпфирования высших мод является достаточно сложной задачей.

Для обеспечения требований по снижению добротностей на высших модах предлагается использовать цепочки резонаторов, связанных по высшим типам колебаний. На рис. 6.1, 6.2 изображена половина такой цепочки из четырех резонаторов и силовые линии основной и одной из высших мод. Заметим, что для мод с двумя и более вариациями поля по радиусу пролетный фактор очень мал, поэтому спектр ВЧ системы ограничен (рис. 6.3а, по вертикали отложены значения величины эффективного характеристического сопротивления высших мод, т. е. величины R_{III}/Q , по горизонтали - их частоты). При таком спектре добротность высших мод надо понизить до ~200, чтобы инкремент не превышал радиационного затухания. Варьируя геометрию системы, можно уменьшить пролетный фактор для наиболее опасных мод резонатора. Так, изменение расстояния между резонаторами на величину ~ 1 см позволяет подавить самую опасную моду и повысить допустимую добротность высших мод до 500.

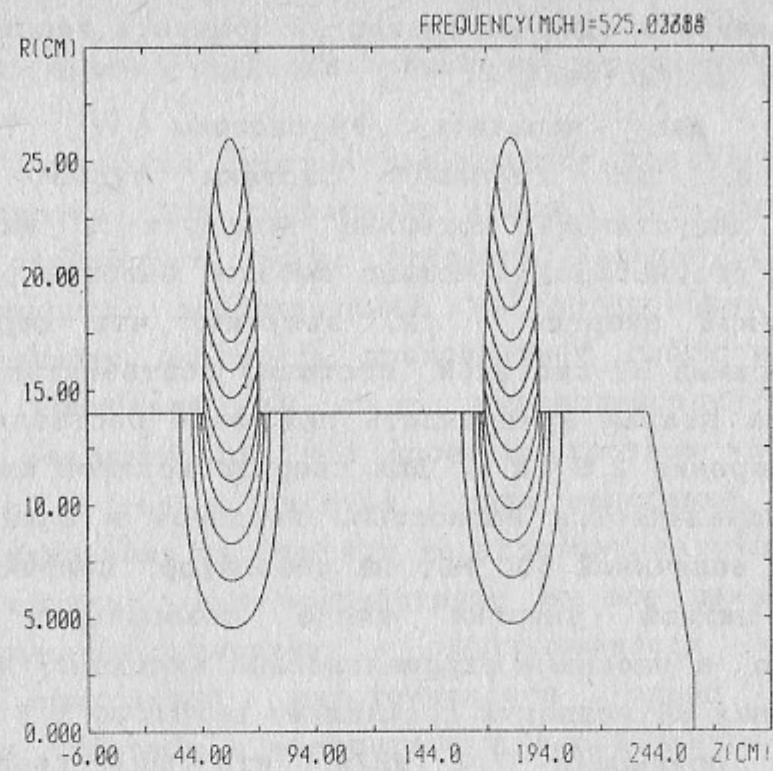


Рис. 6.1. Силовые линии основной моды цепочки резонаторов.

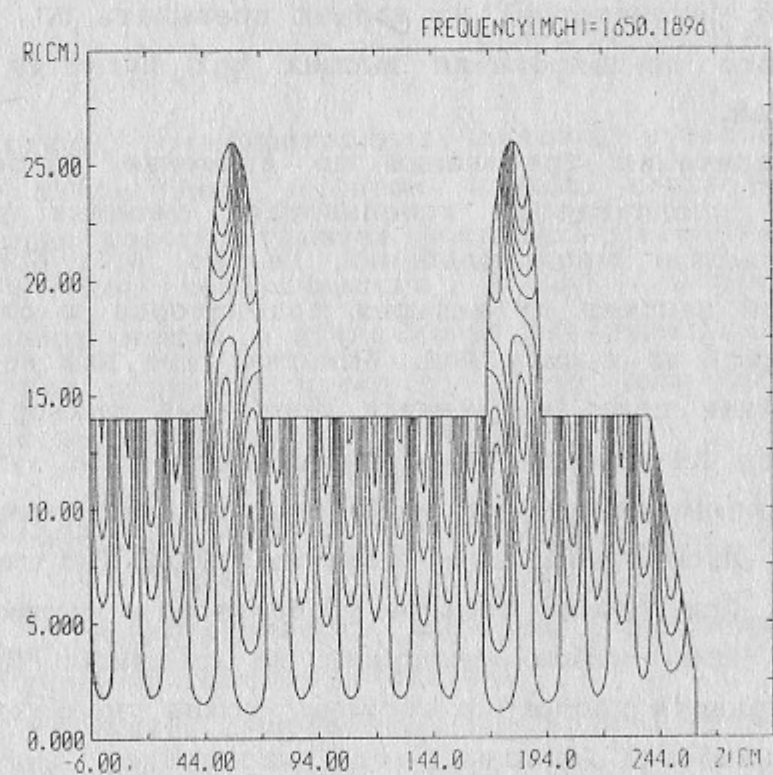


Рис. 6.2. Силовые линии одной из высших собственных мод.

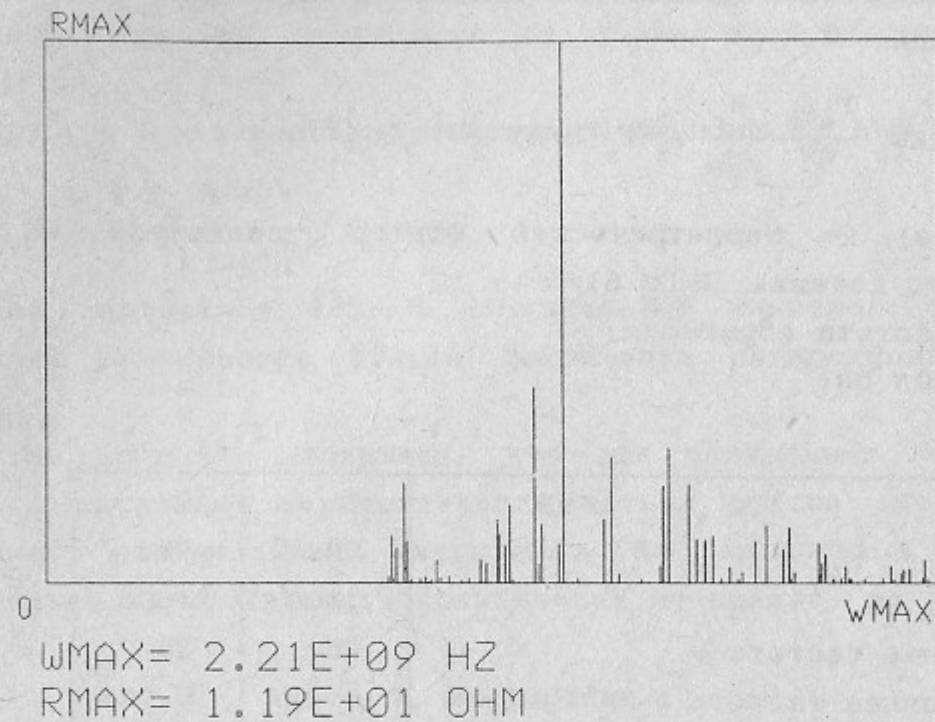


Рис. 6.3. Спектр ВЧ-системы.

6.3. Многосгустковые резистивные неустойчивости

Динамика пучка большой интенсивности может существенно зависеть от когерентного взаимодействия с электромагнитными системами накопителя. В частности, представляет интерес взаимодействие пучка с собственным электромагнитным полем в вакуумной камере с конечной проводимостью стенок. В ^[2] исследована резистивная неустойчивость продольных и поперечных колебаний многосгусткового пучка в камере накопителя. Полученные выражения для максимальных по всем модам колебаний значений инкрементов позволяют оценить устойчивость продольных и поперечных колебаний пучка в накопителе ВЭПП-5. Необходимые параметры, обозначения и результаты оценок приведены в таб. 1.

1. Продольная устойчивость.

Инкремент k -й моды продольных колебаний пучка из n_0 сгустков, согласно ^[2], можно записать как

$$\sigma_{zk} = \sigma_{z0} \cdot \left(\frac{1}{n_0} + S_{zk} \frac{2}{3} \left(\Delta_z n_0 / R \right)^{3/2} \right),$$

где σ_{z0} - инкремент продольных колебаний одногусткового пучка с тем же током:

$$\sigma_{z0} = 2\pi\omega_0 \frac{I_0 Z_0}{qV} \frac{\delta_0}{\sqrt{ab}} v_z^2 F_z(b/a) \frac{3}{2} \left(R/\Delta_z \right)^{3/2};$$

$F_z(b/a)$ - геометрический фактор, зависящий от формы поперечного сечения, $F_z(0.6) \approx 0.1$;

ω_0 - частота обращения;

$Z_0 = 120\pi$ Ом;

Таблица 1

Энергия	E, ГэВ	7	4
Периметр	P, м	680	680
Кратность ВЧ	q	1000	1000
Бетатронная частота ν_x		25	25
Синхротронная частота ν_z		0.024	0.018
Ускоряющее напряжение V, МВ		15	9
Длина сгустка Δ_z , см		0.7	0.7
Число сгустков n_0		170	170
Ток I_0 , А		0.72	0.96
Мощность синхротронных потерь P_s , МВт		2.5	1.5
Размеры камеры a x b, см x см		5 x 3	
Декременты радиационного затухания:			
- продольных колебаний ξ_z , с ⁻¹		440	346
- поперечных колебаний ξ_x , с ⁻¹		110	86
Максимальные инкременты:			
- продольных колебаний σ_z , с ⁻¹		$8 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$
- поперечных колебаний σ_x , с ⁻¹		170	130

S_{zk} зависит от номера моды, достигает максимального значения $S_{z0} \approx 0.03$.

Для параметров ВЭПП-5 основной вклад дает первое слагаемое, таким образом инкремент многосгусткового пучка в n_0 раз меньше по сравнению с одногустковым пучком.

2. Поперечная устойчивость.

Инкремент k-й моды поперечных колебаний записывается как

$$\sigma_{xk} = \frac{\omega_0 I_0 Z_0}{\nu_x E} \frac{R^2 \delta_0}{(ab)^{3/2}} F_x(b/a) \frac{S_{xk}}{\sqrt{n}},$$

где S_{xk} зависит от номера моды ^[2] и достигает максимального значения: $S_{x0} = \sqrt{n_0 / (1 - \nu'_x)}$, ν'_x - дробная часть ν_x ; $F_x(b/a)$ - геометрический фактор, зависящий от формы поперечного сечения, $F_x(0.6) \approx 1.12$.

При $\nu'_x \ll 1$ максимальный инкремент оценивается как

$$\sigma_{x0} = \frac{\omega_0 I_0 Z_0}{\nu_x E} \frac{R^2 \delta_0}{(ab)^{3/2}} F_x(b/a).$$

Для параметров ВЭПП-5 максимальный инкремент поперечных колебаний оказывается больше декремента синхротронного затухания.

Итак, оценки показывают, что для радиальных колебаний в ВЭПП-5 резистивная неустойчивость весьма опасна: ее инкремент превышает радиационное затухание. На продольные колебания резистивная неустойчивость практически не влияет.

7. ВЧ-СИСТЕМА

Ускоряющие резонаторы представляют собой наиболее сильные возмущения однородности вакуумной камеры накопителей и дают весьма существенный вклад в суммарный широкополосный импеданс. Поэтому число резонаторов должно быть минимальным.

Необходимое ускоряющее напряжение при жестком ограничении на широкополосный импеданс накопителей невозможно получить без применения сверхпроводящих резонаторов. Количество резонаторов в этом случае уменьшается в 2-3 раза по сравнению с количеством обычных, несверхпроводящих резонаторов. Это обусловлено тем, что число обычных резонаторов определяется предельной тепловой мощностью, рассеиваемой в стенках одного резонатора. Число сверхпроводящих резонаторов определяется их электрической прочностью и предельной высокочастотной мощностью, которая может быть подведена к одному резонатору. Мы полагаем, что современная технология изготовления сверхпроводящих резонаторов позволяет работать с ускоряющим полем до 8 МВ/м. Максимальная ВЧ мощность, подводимая к резонатору, принята равной 400 кВт. Это и определило общее число резонаторов: 4 - в кольце низкой энергии и 12 - в кольце высокой энергии. В наиболее напряженном режиме

будут работать резонаторы кольца низкой энергии: с ускоряющим полем 7,2 МВ/м и подводимой мощностью до 385 кВт.

Выбор частоты ускоряющего напряжения обусловлен, с одной стороны, наличием мощных промышленно выпускаемых ВЧ генераторов, и, с другой стороны, требованием согласовать частоты отдельных установок комплекса ВЭПП-5 для успешной инжекции в накопители В-фабрики из инжекционного комплекса. Рабочие частоты ВЧ систем инжекционного комплекса следующие: накопитель-охладитель - 700 МГц, банчер - 2856 МГц, большой линак - 14 ГГц. Наиболее удобно осуществлять инжекцию, если частота ВЧ системы В-фабрики равна или кратна частоте накопителя-охладителя или является субгармоникой частоты банчера.

В настоящее время начата разработка мощных клистронов на частоту 700 МГц (300 кВт, в СССР для накопителя-охладителя ВЛЭПП) и на частоту 476 МГц (6 субгармоника банчера, 1000 кВт, в США для В-фабрики в SLAC). Однако на завершение этих разработок потребуется несколько лет. Поэтому рабочая частота ВЧ резонаторов в данном проекте была выбрана равной 500 МГц, что обусловлено существованием выпускаемых фирмой Philips мощных (800 кВт) клистронов на данной частоте, хотя и менее удобно с точки зрения синхронизации частот во время инжекции.

Конструкция сверхпроводящих резонаторов близка к конструкции, предложенной для В-фабрики, разрабатываемой в Корнеллском университете на основе электрон-позитронного коллайдера CESR.^[1] Данный проект хорошо проработан и имеет ряд конструктивных решений, которые разумно использовать и в нашем проекте. Геометрия резонатора показана на рис. 7.1. Это - так называемый одномодовый резонатор, т.е. резонатор с очень большой апертурой, в котором «запертой» оказывается только одна, основная мода колебаний - E_{010} . Резонаторы объединены в группы по четыре резонатора, соединенных общей трубой большого диаметра. Группа устанавливается в промежуток между фокусирующими триплетами. На концах секции имеются конусные переходы с большого диаметра на малый (рис. 7.2). Такое решение позволяет, с одной стороны, иметь достаточно малый широкополосный импеданс (заметную долю которого - порядка 50% - дают участки перехода на малый диаметр), с другой стороны - малое значение β -функций в месте расположения резонаторов, что необходимо для уменьшения инкрементов поперечных неустойчивостей.

Для достижения когерентной устойчивости движения многих

сгустков необходимо, чтобы добротности высших мод колебаний резонаторов были малы: порядка нескольких десятков. Поэтому нужно обеспечить сильное искусственное снижение добротностей высших мод. Снижение добротности осуществляется ферритовыми поглотителями, расположенными в трубе большого диаметра, соединяющей резонаторы. Размеры трубы таковы, что электромагнитные волны с частотами, соответствующими высшим модам резонатора, могут свободно распространяться вдоль нее. Профиль трубы имеет сложное поперечное сечение. Такая форма обеспечивает хорошее демпфирование аксиально-несимметричных мод резонатора, близких по частоте к рабочей моде, без заметного возмущения основной моды. Выбранный способ демпфирования весьма эффективен. Недостатком его, с которым приходится смириться, является увеличение расхода гелия из-за теплового излучения из зоны поглотителя в холодную зону сквозь отверстие большого диаметра. Предстоит разработать технологию нанесения поглощающих покрытий, предназначенных для работы в сверхвысоком вакууме при удельной плотности тепловыделения до 5-10 Вт/см².

Благодаря возможности распространения электромагнитных волн по трубе, соединяющей резонаторы, все высшие моды отдельных резонаторов оказываются сильно связанными между собой. Это, с одной стороны, усложняет общую картину спектра частот высших мод, а с другой стороны, открывает возможность воздействовать на величины сопротивлений связи резонаторной структуры на высших модах путем варьирования геометрии. Причем оказывается, что такое воздействие возможно посредством изменения общей длины резонаторной секции, без изменения геометрии самих резонаторных ячеек. Регулируя место расположения конусных переходов на краях секции, можно уменьшить коэффициенты пролетного времени для наиболее опасных мод и, тем самым, снизить требования на подавление их добротностей. Оптимизация позволила понизить характеристическое сопротивление R/Q всех мод до величин, не превышающих 5 Ом. В этом случае, чтобы инкремент неустойчивости не превышал декремента радиационного затухания, необходимо подавить добротности высших мод до величин порядка 250.

Серьезной проблемой является узел ввода мощности в резонатор. Трудности обусловлены очень большой величиной ВЧ мощности, которую требуется ввести в резонатор. Наиболее критическим элементом ввода является керамическое окно, отделяющее вакуумную часть фидерного тракта от остальной,

заполненной атмосферным воздухом. Разработка конструкции узла требует дальнейших исследований.

Подстройка частоты резонаторов осуществляется путем деформации (прогиба) их боковых стенок. Подстройка требуется, во-первых, для точной настройки на рабочую частоту после захлаживания и, во-вторых, для компенсации расстройки резонаторов пучком. Величина этой расстройки невелика и составляет примерно 20 кГц для резонаторов обоих колец при максимальном токе пучков. Необходимая точность подстройки определяется нагруженной добротностью резонаторов, которая намного ниже собственной из-за сильной связи с генератором, т.к. требуется передавать пучку очень большую мощность. Нагруженная добротность равна 60000 для резонаторов кольца низкой энергии и 145000 для резонаторов кольца высокой энергии. Из-за более высокой добротности большая точность настройки требуется для резонаторов кольца высокой энергии, а именно - 0,35 кГц, что соответствует точности изменения длины резонатора 0,7 мкм. Это требует применения прецизионного механизма подстройки.

Каждый резонатор помещается в индивидуальный гелиевый криостат. Между криостатами располагаются участки с ферритовыми поглотителями. Расход гелия определяется тепловыделением в резонаторе и суммарными теплопритоками. Наибольшие теплопритоки дают тепловое излучение из поглотителей (10 Вт) и ввод ВЧ мощности, по которому протекает ВЧ мощность до 385 кВт. Полное тепловыделение в одном криостате ожидается порядка 36 Вт для кольца высокой энергии и 70 Вт - для кольца низкой энергии. Это определяет суммарный расход жидкого гелия 1000 л/ч для ВЧ систем обоих накопителей. Данные величины соответствуют добротности резонаторов $1 \cdot 10^9$. При добротности $2 \cdot 10^9$ тепловыделение уменьшается соответственно до 27 и 44 Вт, а суммарный расход гелия - до 700 л/ч.

Для получения необходимой ВЧ мощности предполагается использовать клистроны типа УК1304, выпускаемые фирмой Philips, имеющие частоту 499,7 МГц и выходную мощность до 800 кВт. Для питания этих клистронов необходимы источники постоянного напряжения 80 кВ, 1300 кВт. Каждый клистрон включается на 2 ускоряющих резонатора через мост деления мощности. Клистрон надёжно работает только на согласованную нагрузку. Резонаторы накопителя представляют собой переменную нагрузку, зависящую от настройки и от величины тока пучка. Поэтому в высокочастотный

тракт на выходе клистроны включается ферритовый циркулятор, развязывающий нагрузку и клистрон и обеспечивающий ему согласованный режим работы. На рис. 7.3 изображена блок-схема одного канала системы ВЧ питания. Высокочастотная система кольца низкой энергии состоит из двух таких каналов, а кольца высокой энергии - из шести каналов. Таким образом, всего для ВЧ системы В-фабрики требуется 8 клистронов УК1304.

Таблица 3

Параметры ВЧ системы

	Кольцо 7 ГэВ	Кольцо 4 ГэВ
Частота ускоряющего напряжения (МГц)	499,7	499,7
Ускоряющее напряжение (МВ)	15,4	8,6
Потери энергии за оборот (МэВ)	3,22	0,67
Мощность синхротронных потерь (МВт)	3,81	1,39
Мощность когерентных потерь (МВт)	0,15	0,15
Полная мощность ВЧ станций (МВт)	4,8	1,6
Число клистронов	6	2
Число ускоряющих резонаторов	12	4
Мощность, вводимая в резонатор (МВт)	0,33	0,385
Ускоряющее напряжение на одном резонаторе (МВ)	1,28	2,15
Ускоряющее электрическое поле (МВ/м)	4,28	7,17
Характеристическое сопротивление резонатора (Ом)	44,5	44,5
Собственная добротность	$1 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^9$
Нагруженная добротность	145000	60000
Расстройка резонатора пучком (кГц)	20	21,4
Мощность, рассеиваемая в резонаторе (Вт)	18,5	52
Теплоприток от ввода мощности (Вт)	5	5
Теплоприток от поглотителей (Вт)	10	10
Суммарное тепловыделение в криостате (Вт)	36	70
Полное тепловыделение в гелии (Вт)	432	280
Расход жидкого гелия (л/ч)	600	390
Ограничения на широкополосный продольный импеданс (МОм)	217	71
Оценка вклада широкополосного продольного импеданса от резонаторов (МОм)	45	15

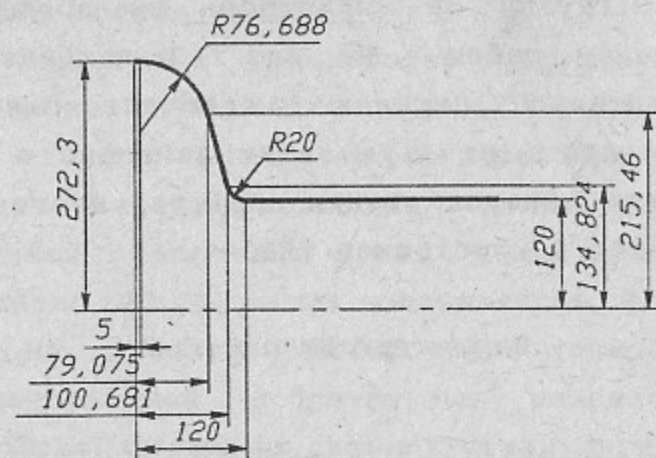


Рис. 7.1. Геометрия ускоряющего резонатора.

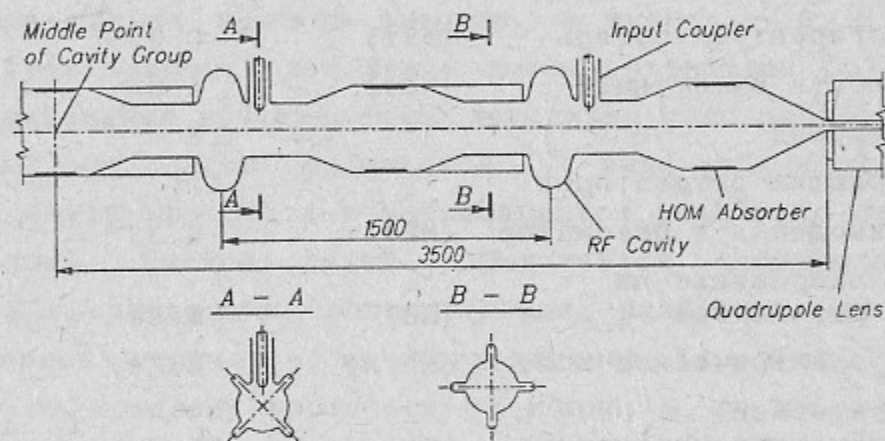
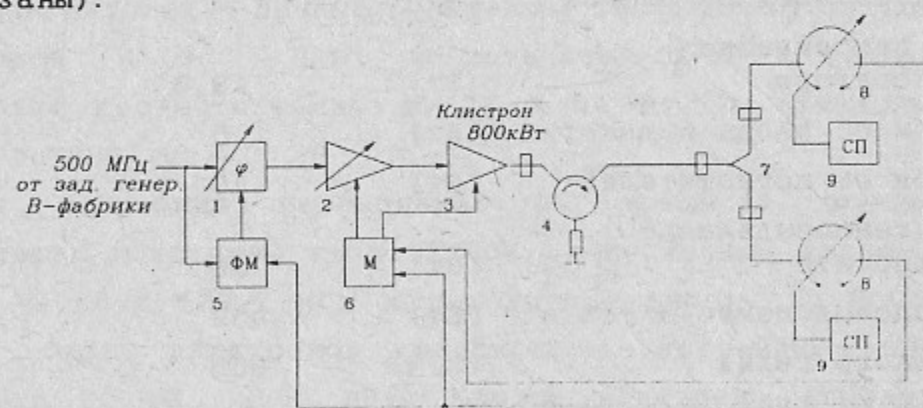


Рис. 7.2. Половина секции из четырех ускоряющих резонаторов (кристаты, в которые помещаются каждый из резонаторов секции, не показаны).



1-Фазовращатель, 2-Регулируемый усилитель, 3-Клистрон, 4-Циркулятор, 5-Фазометр, 6-Модулятор, 7-Система деления мощности, В-Сверхпроводящий резонатор, 9-Сервопривод автоподстройки частоты резонатора.

Рис. 7.3. Блок-схема одного канала системы ВЧ питания В-фабрики.

7.1. Система обратной связи для подавления продольных колебаний сгустков

Для подавления продольных колебаний сгустков предполагается применить систему отрицательной обратной связи. С помощью пикап-электрода, установленного в кольце, измеряется отклонение энергии каждого из сгустков от равновесной. На основе этого измерения формируются импульсы напряжения, воздействующие на сгустки с целью скомпенсировать эти отклонения.

Амплитуда импульса, формируемого цепью обратной связи, зависит от заданных пределов отклонения энергии (или фазы) сгустка, в которых цепь должна работать в линейном режиме. Так, для пределов отклонения фазы $\pm 0.5^\circ$ требуется амплитуда 12 кВ.

В качестве кикеров используются низкодобротные резонаторы с малым зазором (частота - 75 МГц, добротность $Q \approx 1$). Резонаторы заполняются ферритом 60 ВНП (5 колец размером $180 \times 110 \times 20$ мм²) для уменьшения габаритов и для снижения добротности. В одном накопительном кольце будет установлено 15 таких резонаторов.

Усилителем мощности системы обратной связи является ламповый усилитель, собранный по схеме с распределенным усилением. При указанных выше параметрах выходная мощность усилителя составляет 25 кВт. Для обеспечения такой мощности требуется 25 генераторных ламп типа ГУ-78Б.

8. ВПУСК

Впуск в накопитель осуществляется по радиусу, что определяется относительно малым вертикальным акцептансом накопителя $\approx 2 \times 10^{-4}$ см·рад, ограниченным в линзах финальной фокусировки. Накопление позитронов, ускоряемых до полной энергии в линейном ускорителе, осуществляется с частотой 2 Гц по 10^{10} частиц за импульс. Полное время накопления позитронов 15 мин., электронов - 5 мин. При времени жизни пучка порядка часа каждые 6 мин. необходимо прерывать набор статистики на 2 мин. для пополнения числа частиц в сгустках. Магнитная система в накопителе высокой энергии оптимизирована для уменьшения угла, создаваемого кикер-магнитом, в результате удалось ограничить значением 1,5 мрад.

Инжекция как электронов, так и позитронов производится по одинаковой схеме. В обоих кольцах имеется по системе, каждая из которых имеет три кикера: предудара, удара и коррекции (при изменении рабочей точки на сетке бетатронных частот). Удар производится по радиусу магнитным полем. Предусмотрена адиабатическая коррекция равновесной орбиты перед впуском приблизительно на половину апертуры, в результате величина требуемого заброса пучка в районе ножа септум-магнита составляет около 1,5 см. Длительность фронта и спада удара в несколько раз превышает интервал между сгустками в накопителях, поэтому при инжекции предудар и удар получают не только тот сгусток в который инжектируется новая порция частиц, но и несколько соседних. На рис. 8-1 показана траектория накопленного сгустка относительно скорректированной орбиты на участке инжекции при включенных кикерах предудара и удара. Участки инжекции размещены у «входов» в полукольца. Основные параметры системы инжекции позитронов на энергии 7 ГэВ при забросе 1,5 см приведены в табл. 8-1. Инжекция электронов производится на энергии 4 ГэВ, при этом соответственно снижены поля в кикерах.

Конструктивно кикеры выполняются с ферритовым заполнением, в них помещается керамическая или стеклянная камера с металлизированой для уменьшения импеданса внутренней поверхностью. Камера омывается охлаждающей жидкостью. Генераторы построены по схеме с искусственной формирующей линией, в качестве коммутаторов применяются импульсные водородные тиратроны.

Некоторое повышение средней светимости (в 1,2-1,5 раза) можно получить за счет сокращения мертвого времени при инжекции добавочных порций, если предварительно производить накопление в бустере, который может быть размещен в том же тоннеле, что и основные кольца, а затем производить перепуск за один оборот. В этом случае накопление можно производить на рабочей энергии инжекционного комплекса и обойтись без суперлиака. Перед перепуском пучок ускоряется до энергии эксперимента и инжектируется в один из основных накопителей. Поскольку предельная интенсивность пучка в бустере на порядок ниже, чем в кольцах коллайдера, а подъем энергии можно производить сравнительно медленно и на короткое время, такой бустер будет существенно проще и дешевле, чем кольцо коллайдера. Пиковая мощность его вч-системы (а средняя и подавно) составит малую

Кикеры		К1	К2	К3
- Апертура	см ²	4×4		4×4
- Длина	см	150		75
- Угол отклонения	мрад	1,5		≤ 0,375
- Интеграл поля	Гс×см	3,5×10 ⁴		0,9×10 ⁴
- Поле	Гс	235		120
- Время нарастания (спада)	нс	≤ 80		≤ 80
- Длительность импульса на полувысоте	нс	100		100
- Послеимпульсы при несовпадении мгновенных значений относительно амплитуды основного удара	%	≤ 1		≤ 1
- Нестабильность удара	%	≤ 1		≤ 1
- Синхронизация, не хуже	нс	± 5		± 5
- Требования к однородности поля в апертуре			невысокие	
- Частота повторения	Гц	2		2

долю общей вч-мощности комплекса. И что очень важно для проведения экспериментов, такая схема инжекции существенно упрощает защиту детектора от потерянных во время инжекции частиц.

9. СИСТЕМЫ НАБЛЮДЕНИЯ И КОНТРОЛЯ.

9.1. Сведение пучков в месте встречи

Электронный и позитронный пучки находятся в разных накопителях и могут независимо перемещаться в месте встречи из-за сейсмических магнитных элементов накопителей, пульсаций магнитного поля и пр. Так, колебания почвы на площадке Института в зависимости от времени суток дают величину вертикальных перемещений порядка (0,1-2) мкм в диапазоне частот (0,5-15) Гц. Оценки показывают, что при независимых перемещениях линз обоих накопителей величина относительного перемещения пучков в месте встречи должна быть того же порядка. При вертикальном среднеквадратичном размере сгустков $s=2,9$ мкм в месте встречи перемещения порядка 2 мкм недопустимы, так как

разведение пучков на более чем 0.3 мкм приводит к возбуждению нечетных резонансов полями встречного сгустка, что влечет за собой уменьшение времени жизни.

Для стабилизации вертикального положения пучков и сведения их с точностью ~ 0.3 мкм необходима система обратной связи, которая корректирует положение пучков в месте встречи по сигналу, пропорциональному величине разведения. Сведение пучков по горизонтали при размере пучков $s=380$ мкм может быть осуществлено с помощью имеющихся на накопителях систем коррекции орбиты.

В системе обратной связи целесообразно иметь два контура: контур переменного тока ("быстрый") - для подавления "дрожжания" пучка в диапазоне частот (0.5-50) Гц, и контур постоянного тока ("медленный") - для сведения пучков. Разделение позволит достичь требуемой точности регулирования в заданной полосе частот. При этом "быстрый" контур будет иметь вид двух параллельных контуров, индивидуальных для каждого накопителя и осуществляющих стабилизацию положения "своего" пучка безотносительно к положению другого. Медленный контур для сведения пучков является общим для обоих накопителей.

В качестве датчика пучка в системе применяется пара полосковых линий, обладающих свойством направленного ответвителя, в которых сигналы электронного и позитронного пучков существуют каждый на своем выходе линии и могут быть использованы независимо. Координаты пучка в месте встречи будут определяться путем усреднения координат, измеренных с помощью двух датчиков, которые расположены на расстоянии +25 см от места встречи, где пучки еще не разведены. Функциональная схема контуров содержит узкополосный фильтр с центральной частотой, равной удвоенной частоте следования сгустков в накопителе, смеситель, преобразующий эту частоту в частоту обращения пучка, и синхронный детектор с МДМ-преобразованием, который имеет динамический диапазон, требуемый для выделения сигнала разведения с необходимой точностью $\sim 2 \cdot 10^{-5}$.

В "медленном" контуре сигнал синхронного детектора измеряется прецизионным АЦП и вводится в ЭВМ. При этом все выходы датчиков поочередно опрашиваются с помощью коммутатора, включенного перед фильтром. Вычисление координат пучков производится в ЭВМ по окончании опроса. Абсолютная точность $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ в "медленном" контуре, построенном по такой схеме, не может быть получена из-за неодинаковости выходов датчика,

каналов коммутатора и т.д. Поэтому необходима достаточно частая калибровка контура, суть которой состоит в определении с помощью этого же контура некоторой фиктивной разности вертикальных координат пучков, соответствующей максимальной светимости. В период между калибровками "медленный" контур должен поддерживать эту разность стабильной в пределах $\sim 2 \cdot 10^{-5}$, при независимом движении каждого из двух пучков в своем накопителе. Построение высокочастотных схем "медленного" контура, имеющих нестабильность порядка $\sim 1 \cdot 10^{-5}$, будет одной из главных задач разработки.

В "быстром" контуре полезным сигналом является сигнал "дрожжания" пучка, получаемый на выходе синхронного детектора и подаваемый после нормировки на ток пучка на корректоры. Глубина обратной связи выбирается такой, чтобы остаточное "дрожжание" было в пределах $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ от полуапертуры. Дифференцирующий характер частотной характеристики контура, отвечающий задаче сопряжения частотных характеристик "быстрого" и "медленного" контуров и соответствующий ограниченному низу спектру сигнала "дрожжания", имеет следствием то, что, благодаря подавлению постоянной составляющей, в детекторе допустим дрейф и сдвиг нуля, а степень подавления синфазной составляющей сигналов двух линий при получении их разности - полезного сигнала "дрожжания" - может быть посредственной. Кроме того, в "быстром" контуре при наличии некоторого запаса по устойчивости нет необходимости в точной нормировке сигнала на ток пучка. Все эти обстоятельства позволяют упростить аппаратуру "быстрого" контура.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proposal for an Electron and Positron Collider for Heavy Flavour Particle Physics and Synchrotron Radiation. Preprint 1988, N9, PSI, Switzerland, July 1988.
2. А.Е. Блинов, А.Г. Чилингаров, С.И. Эйдельман. Физические эксперименты на В-фабриках. Препринт ИЯФ 88-123, Новосибирск 1988.
3. А.А. Жоленц и др. Монохроматизация энергии взаимодействия частиц в накопителе. VI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979.
4. А.А. Avdienko et al. Proposal for VEPP-4M Modernization for Monochromatic Experiments. XII Int. Conf. on High Ener. Acc., Batavia, 1983, p.186.

5. А.А. Жоленц, О.А. Нежевенко. ВЧ-монохроматизация энергии взаимодействия частиц в накопителе. XIII Int. Conf. on High Ener. Ass., Novosibirsk, 1986, v.1, p.70.
6. А.Н. Дубровин, А.А. Жоленц. Магнитная структура ВЧ-монохроматизации на накопителе ВЭПП-4. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986, стр. 357.
7. A.N. Dubrovin et al. Conceptual Project of a Storage Ring B-Factory. EPAC-88, p.467.
8. I.I. Bigi, A.I. Sanda. Nucl. Phys. B193(1981)85.
9. P. Skubic. Heavy Flavour Results from CLEO. Third Topical Seminar on Heavy Flavours. 17-21 June 1991, San-Miniato, Italy.
10. An Asymmetric B-factory Based on PEP. LBL PUB-5303; SLAC-372; CALT-68-1715, February 1990.
11. CESR B-Factory. CLNS 91-1050, Cornell University, 1991.
12. Accelerator Design of the KEK B-Factory. KEK Report 90-24, 1991, A.
13. A.N. Dubrovin et al. Interaction Region of 4x7 GeV Asymmetric B-Factory. Presented at the B-Factory Workshop, Blois, France, 1989; Preprint INP 89-97, Novosibirsk 1989.
14. H. Albrecht et al. Phys. Lett. B243(1990)409, R. Fulton et al. Phys. Rev. Lett. 64(1990)16.
15. М.А. Шифман. Ядерная физика 48(1988)1100.
16. H. Albrecht et al. Phys. Lett. B192(1987)245, M. Artuso et al. Phys. Rev. Lett. 62(1989)2233.
17. А.Е. Блинов, Н.Г. Уральцев, В.А. Хозе. Материалы XXIII Зимней школы ИЯФ, 1988, с. 32.
18. А.А. Зайцев. "Моделирование работы вершинного детектора для В-фабрики". Дипломная работа, ИЯФ, 1991.
19. A.N. Dubrovin, A.A. Zholents. A Combined Symmetric and Asymmetric B-Factory with Monochromatization, IEEE 1991 Particle Acc. Conference, San-Francisco, May 6-9, 1991.
20. M. Sands. "The Physics of Electron Storage Rings. An Introduction", SLAC-121, 1979.
21. А.В. Александров, В.В. Анашин, С.А. Беломестных и др. Доклад на XII Всесоюзной конференции по ускорителям. Москва, октябрь 1990.
22. D. Rice. "Beam-Beam Interaction Experimental", in Beam Dynamics Issues of High-Luminosity Asymmetric Collider Rings, AIP Conferens Proceedings 214, A. Sessler Ed. 1990, p.219.

23. L.M. Barkov, V.S. Okhapkin et al. The Magnetic System of the CMD-2 Detector. 5th Conference on Instr. for Coll. Beam Phys. INP, Novosibirsk, March 1990.
24. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник / Под общ. ред. Григорьева В.А. и Зорина В.М. -М.: Энергоиздат, 1982.
25. В.А. Таюрский. Препринт ИЯФ 89-16.
26. В.Е. Блинов, А.А. Жоленц, В.А. Лебедев и др. Препринт ИЯФ
27. An Asymmetric B-Factory Based on PEP. LBL PUB-5303; SLAC-372; CALT-68-1715, February 1990.
28. Accelerator Design of the KEK B-Factory. KEK Report 90-24, 1991, A.
29. М.М. Карлинер. Препринт ИЯФ 74-106, ч. 2.
30. М.М. Карлинер, Н.В. Митяника, В.П. Яковлев. Многосгустковые резистивные неустойчивости в накопителях с большой интенсивностью пучка. Труды XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., 1990 (в печати).
31. K. Berkelman et al. CESR-B: Conceptual Design for a B-Factory Based on CESR. CLNS 91-1050, Cornell University, Ithaca, NY 14853.
32. F.C. Porter. Luminosity Lifetime at an Asymmetric e^+e^- Collider NIM A302(1991)209-216.

*А.В. Александров, В.В. Анашин, С.А. Беломестный,
А.Е. Блинов, В.Е. Блинов, В.Г. Вещеревич,
Б.И. Гришанов, Н.С. Диканский, Н.И. Зубков,
А.С. Калинин, В.И. Куделайнен, Н.А. Кузнецов,
В.А. Лебедев, П.В. Логачев, О.Б. Малышев, А.П. Онучин,
Н.В. Митянина, В.П. Нагаслаев, В.И. Тельнов,
А.Н. Скринский, Б.М. Смирнов, В.П. Яковлев*

Проект В-фабрики в Новосибирске

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 19 февраля 1992 г.
Подписано в печать 18 марта 1992 г.
Формат бумаги 60×90 1/16. Объем 5,9 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ N 18.

Обработано на ИВМ РС и отпечатано на
роталпринте ДИФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.