ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ШВАРЦ ДМИТРИЙ БОРИСОВИЧ

КРУГЛЫЕ ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ В КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2000

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель Кооп Иван Александрович доктор физико-математических наук

Новосибирск – 2013

Содержание

Введение	
Глава 1. Обзор коллайдера ВЭПП-2000	7
1.1. Накопительное кольцо ВЭПП-2000	
1.2. Соленоиды финальной фокусировки	
1.3. Система диагностики ВЭПП-2000	
Глава 2. Оптические режимы	
2.1. Тёплая оптика	
2.2. Круглый пучок. Плоская оптика	
2.2.1. Настройка линейной оптики	
2.2.2. Хроматические эффекты	
2.2.3. Нелинейная динамика	
2.3. "Мёбиус", "двойной мёбиус", "нормальный круглый"	
2.4. Короткий соленоид	50
2.5. Суперкороткий соленоид	52
Глава 3. Эффекты встречи и светимость	
3.1. Светимость ВЭПП-2000	53
3.2. Линейные эффекты встречи	57
3.3. Симуляции	60
3.4. Наблюдаемые эффекты	64
Глава 4. Измерение светимости	
4.1. Методика	
4.2. Анализ	
Глава 5. Перспективы круглых встречных пучков	
5.1. Модернизация комплекса ВЭПП-2000	
5.2. Перспективы круглых пучков в целом	
Заключение	

Приложения	
Приложение А. Модельная магнитная структура	
Приложение Б. Калибровки магнитных элементов	
Приложение В. Альбом симуляций эффектов встречи	100
Литература	103

Введение

В 2001 году был остановлен электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2М, плодотворно работавший с 1974 года в области энергий 180 ÷ 700 МэВ в пучке. На этой машине с пиковой светимостью 3×10^{30} см⁻²c⁻¹ несколькими детекторами (ОЛЯ, КМД, НД, СНД, КМД-2) был набран суммарный интеграл светимости ~100 пбн⁻¹ [1]. В то же время, в области энергий от 0.7 до 1 ГэВ в пучке за всю историю работали только два коллайдера: ADONE (Фраскати, Италия) [2], и DCI (Орсэ, Франция) [3], оба имевших очень низкую по современным представлениям светимость $L \approx 3 \times 10^{29}$ см⁻²c⁻¹ и набравших в сумме лишь 6 пбн⁻¹ интегральной светимости. Прецизионное измерение сечения аннигиляции в адроны в данном диапазоне энергий является одной из важных задач в области экспериментальной физики. Не менее интересен процесс рождения протон-антипротонных и нейтрон-антинейтронных пар вблизи порога. Для решения этих и ряда других физических задач на базе ускорительного комплекса ВЭПП-2М был построен новый электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000 на энергию до 1 ГэВ в пучке и светимостью до 1×10³² см⁻²c⁻¹ [4].

Главной особенностью ВЭПП-2000 стало использование концепции круглых сталкивающихся пучков. Концепция была предложена впервые в 1989 году для проекта Новосибирской Ф-фабрики [5], позже предлагалась для модернизации ВЭПП-2М [6]. Основная идея заключается в том, чтобы сделать пучок в точке столкновения круглым, что обеспечит аксиальную симметрию всех нелинейных сил взаимодействия с полем встречного сгустка. Если вдобавок обеспечить X-Z симметрию транспортной матрицы линейной фокусирующей структуры кольца между местами встречи, будет выполнено условие на появление дополнительного интеграла движения – продольной компоненты момента импульса. Это значит, что поперечное нелинейное движение частицы станет эффективно одномерным, даже в присутствии сильных полей встречного сгустка. Хотя движение останется нелинейным, и по-прежнему будет ограничиваться эффектами встречи, то есть интенсивностью встречного пучка, можно ожидать, что пороговое значение параметра пространственного заряда окажется существенно выше [7].

Действительно, на всех современных лептонных коллайдерах светимость ограничена эффектами встречи, которые сильно зависят от положения рабочей точки накопителя относительно сетки бетатронных резонансов (осложнённых синхробетатронными сателлитами), вплоть до высокого порядка, в том числе нелинейных резонансов связи. В случае одномеризации движения, все резонансы связи должны быть подавлены, резонансная сетка станет менее "густой", при тех же амплитудах колебаний пояса стохастической неустойчивости не будут перекрываться, станет невозможной диффузия в фазовом пространстве через второе измерение, и т. д. Иными словами, динамика, оставаясь нелинейной, станет более регулярной, более устойчивой. Эти предположения были проверены компьютерными симуляциями [6], [8], [9].

Целью данной работы является получение комплексного опыта работы на установке с круглыми встречными пучками. Этот опыт включает в себя как моделирование и экспериментальное измерение эффектов линейной и нелинейной динамики в накопителе с сильной фокусировкой соленоидами и связью бетатронных колебаний, так и разностороннее изучение эффектов встречи, получение рекордных значений параметра пространственного заряда и высокой светимости в своём диапазоне энергий.

На защиту диссертации выносятся следующие положения.

Предложена и применена методика первичной юстировки сверхпроводящих соленоидов по откликам равновесной орбиты пучка в специальном электронно-оптическом режиме работы ВЭПП-2000.

Изучены хроматические эффекты, в т.ч. при работе накопителя вблизи резонанса связи.

Произведено моделирование и измерение ряда эффектов нелинейной динамики в накопителе с сильной фокусировкой продольным полем. Рассчитаны и экспериментально проверены динамическая апертура, зависимость частоты бетатронных колебаний от амплитуды для разных режимов работы кольца. Выработаны рекомендации по использованию семейств дипольных корректоров в квадруполях.

Реализовано измерение светимости по размерам пучков, измеренным в имеющихся точках наблюдения.

Экспериментально показана эффективность метода круглых встречных пучков, предсказанная моделированием. Достигнуто значение параметра встречи $\xi \sim 0.1$ и рекордная светимость в режиме 1×1 сгусток (1.2×10³¹ см⁻²с⁻¹ на энергии 510 МэВ, 3×10³¹ см⁻²с⁻¹ на энергии 900 МэВ).

Глава 1. Обзор коллайдера ВЭПП-2000

Ускорительный комплекс ВЭПП-2000 использует инжекционную инфраструктуру коллайдера ВЭПП-2М, кроме построенных заново каналов транспортировки непосредственно в кольцо ВЭПП-2000. Общая схема комплекса представлена на Рис. 1.



Рис. 1. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-2000.

Пучок электронов ускоряется импульсным линейным ускорителем ИЛУ до энергии 2 МэВ, инжектируется в импульсный слабофокусирующий синхробетатрон Б-3М, где ускоряется сначала в бетатронном, а затем в синхротронном режиме до энергии 250 МэВ, выпускается и фокусируется литиевыми линзами на конвертор. Полученные позитроны с низким коэффициентом конверсии (~ 10^{-4}) накапливаются в бустерном синхротроне БЭП на энергии 125 МэВ. Частота следования импульсов 0.7 Гц. Производительность конверсионной системы составляет 60 мкА за выстрел, что соответствует $2 \times 10^7 \text{ e}^+$ /сек. При работе в режиме накопления электронов пучок ускоряется в Б-3М до энергии 125 МэВ и инжектируется в БЭП, минуя вольфрамовую пластину конвертора. Накопительное кольцо БЭП изначально проектировалось на энергию 900 МэВ [10], но на практике способно ускорять пучок лишь до энергии 825 МэВ, ограничение по энергии связано с сильным насыщением железа основных магнитных элементов. Насыщение поворотных магнитов приводит к драматическому снижению эффективности заложенных в магниты импульсных корректоров, создающих недостаточное искажение орбиты перед выпуском. Насыщение квадрупольных линз приводит к ослаблению заложенной в их профиль секступольной компоненты поля настолько, что внешних секступольных корректоров не хватает для компенсации хроматизма бетатронных частот, что ведёт к возникновению коллективных неустойчивостей типа "headtail" при рабочем уровне интенсивности сгустка 20–50 мА.

Из бустера БЭП пучок электронов или позитронов перепускается по соответствующему каналу в коллайдер ВЭПП-2000.

1.1. Накопительное кольцо ВЭПП-2000

Магнитная система коллайдера описана в [4], [11], [12]. Кольцо ВЭПП-2000 состоит из двух идентичных арок, разделённых прямолинейными промежутками встречи длиной 3.2 м, в которых расположены детекторы КМД-3 (Криогенный Магнитный Детектор) и СНД (Сферический Нейтральный Детектор), и соленоиды финальной фокусировки с продольным полем до 13 Т. Каждая арка обладает зеркальной симметрией и состоит из двух ахроматических поворотов и технического промежутка, в одном из которых расположен ВЧ-резонатор, а в другом – впускные септум-магниты. Каждый ахромат составлен из двух дипольных магнитов с магнитным полем до 24 кГс и триплета квадрупольных линз с градиентом магнитного поля до 5 кГс/см. Основные параметры коллайдера представлены в Табл. 1. Общий вид кольца ВЭПП-2000 с каналами инжекции и двумя детекторами представлен на Рис. 2. На Рис. 3 отражены обозначения магнитных элементов в одном квадранте.



Рис. 2. Общий вид кольца ВЭПП-2000 на 01.01.2012. Фото со стороны инжекционного промежутка.



Рис. 3. Обозначения магнитных элементов в одном квадранте накопителя. Первая цифра обозначает номер квадранта, квадранты нумеруются от детектора СНД по часовой стрелке. Чёрным отмечены катушки соленоидов, голубым – дипольные корректоры в магнитах, красным – квадруполи и дипольные коррекции в них, жёлтым – секступоли и скью-квадрупольные корректоры в них.

		500 МэВ	1000 МэВ
Периметр	П	24.39 м	
Частота ВЧ		172 МГц	
Номер гармоники ВЧ	q	14	
Напряжение ВЧ	U	100 кВ	
Частота обращения	f_0	12.2915 МГц	
Период обращения	T_{0}	81.35 нс	
Рабочий вакуум		10 ⁻⁷ Па	
Бета-функции в местах встречи	$\beta^{*}_{x,z}$	5 см	10 см
Бетатронные частоты	$V_{x,z}$	4.1, 2.1	
Эмиттансы	$\mathcal{E}_{x,z}$	6.8×10 ⁻⁶ см•рад	1.4×10 ⁻⁵ см-рад
Поперечный размер пучка в IP	$\sigma^{*}_{x,z}$	0.058 мм	0.12 мм
Коэффициент уплотнения орбит	α	0.036	
Синхротронная частота	V_{S}	0.0040	0.0024
Разброс энергий в пучке	$\sigma_{\Delta E/E}$	3.5×10^{-4}	7.1×10^{-4}
Длина сгустка	σ_l	1.2 см	3.5 см
Потери энергии за оборот	W	4 КэВ	63 КэВ
Времена радиационного затуха- ния	$ au_{x,z}$	21.8 мс	2.7 мс
	$ au_s$	9.8 мс	1.2 мс
Ток пучка	$I^{+,-}$	50 мА	200 мА
Число частиц в пучке	$N^{+,-}$	2.5×10^{10}	1×10 ¹¹
Параметр встречи	$\xi_{x,z}$	0.085	
Светимость	L	1.8×10 ³¹ см ⁻² с ⁻¹	1×10 ³² см ⁻² с ⁻¹

Табл. 1. Параметры коллайдера ВЭПП-2000 на энергии 500 и 1000 МэВ.

Инжекция электронов и позитронов в кольцо ВЭПП-2000 происходит в техническом прямом промежутке по однооборотной схеме с помощью септуммагнитов и пластин инфлекторов, расположенных в ближайших к инжекции магнитах [13]. Нож септум-магнита, расположенный в 12 мм от равновесной орбиты, наряду с лайнером соленоидов \emptyset 40 мм, расположенном в максимуме бета-функции, может быть ограничением механической апертуры кольца. Для инжекции с накоплением пучка, например, позитронов, пластина электронного инфлектора используется для предудара накопленного пучка позитронов, а позитронный инфлектор ударяет по обеим, впущенной и накопленной порциям, так чтобы остаточные колебания происходили в пределах апертуры.



Рис. 4. Схематическое изображение соленоида финальной фокусировки. 1 – железный магнитопровод, 2 – гелиевый объём, 3 – азотный экран, 4 – объём охранного вакуума, 5 – лайнер, 6 – NbTi катушки основного поля, 7 – Nb₃Sn катушки основного поля, 8 – NbTi компенсирующие катушки.

1.2. Соленоиды финальной фокусировки

Сверхпроводящие соленоиды финальной фокусировки конструктивно являются самыми сложными элементами коллайдера [12]. Каждый их 4-х фокусирующих модулей представляет собой сборку сверхпроводящих катушек, заключённых в железное ярмо магнитопровода, вместе с которым охлаждается жидким гелием при температуре кипения 4.2 К. Гелиевый объём охвачен азотным экраном и находится в объёме охранного вакуума. Внутри катушек гелиевый объём защищён от синхротронного излучения пучка перфорированным медным лайнером Ø 40 мм. Схематический разрез соленоида представлен на Рис. 4. Железное ярмо с катушками, а также с гелиевым объёмом и азотным экраном, подвешено и растянуто со значительным усилием внутри вакуумного объёма на кевларовых растяжках, чтобы предотвратить втягивание соленоида в магнитное поле детектора КМД-3 с индукцией 1.3 Т. Таким образом, можно понять, что прецизионная выставка магнитной оси соленоида, в отличие от остальных "тёплых" магнитных элементов, является нетривиальной задачей.

Сверхпроводящая обмотка соленоида секционирована как в продольном, так и в радиальном направлении. Внутренние катушки изготовлены из ниобийоловянного провода, способного поддерживать сверхпроводимость до более высокого значения критического магнитного поля. Для внешних катушек использован более распространённый ниобий-титановый провод. Для внутренней и внешней катушек используются индивидуальные источники питания. Продольно катушки также секционированы надвое, к средним точкам подведён токоввод, используемый как для контроля и защиты от срыва сверхпроводимости, так и для возможности запитать только одну половинку катушек. Наконец, пятая короткая катушка, самая ближняя к месту встречи, т.н. "компенсирующий соленоид", питается отдельно и используется для обеспечения необходимого интеграла продольного поля. Параметры соленоидов – в Приложении Б.

Распределение магнитного поля в соленоиде было измерено в ходе погружных испытаний датчиками Холла. На Рис. 5 представлено измеренное распределение для случая включённого в обратную полярность компенсирующего соленоида, с уровнем основного поля до 13 Т. Хотя распределение носит довольно сложный характер, для моделирования линейной оптики кольца обычно используется кусочно-постоянное задание поля, с резким краем.

12

Для моделирования нелинейных краевых полей соленоида используется трапецеидальное распределение поля или задание распределения ломаной (см. раздел 2.2.3).



Рис. 5. Распределение магнитного поля в соленоиде.

1.3. Система диагностики ВЭПП-2000

Система диагностики циркулирующих в накопителе пучков описана в [14]. Для измерения равновесной орбиты пучка используются 4 электростатических пикапа, расположенных в триплетных промежутках, а также 16 выводов синхротронного излучения на ПЗС-камеры с краёв каждого магнита. Пикапы используются как для статических измерений поперечного положения пучка, так и для быстрых пооборотных измерений, например, ударенного инфлектором сгустка. ПЗС-камеры используются для статичного измерения как поперечного положения, так и распределения пучка. Для измерения токов пучков применяются ФЭУ на выведенном синхротронном излучении, а также т.н. "феррозонд" (трансформатор тока пучка) для измерения суммарного тока обоих пучков и для калибровки ФЭУ. Расположение элементов системы диагностики представлено на Рис. 6.



Рис. 6. Система диагностики накопительного кольца. Красным отмечены точки вывода СИ на ПЗС-камеры для позитронного пучка, синим – для электронного.

Энергия пучка измеряется и стабилизируется по контролю магнитного поля поворотных магнитов с помощью системы ЯМР-датчиков. Привязка значений магнитных полей к абсолютной энергии осуществляется калибровкой при регистрации детекторами рождения частиц с хорошо известной массой, таких как ϕ -мезон (1019.455 ± 0.020 MэB), ω -мезон (782.65 ± 0.12 MэB). Кроме того, с 2012-го года функционирует система измерения энергии по обратному комптоновскому рассеянию лазерного излучения, ввод которого устроен в ва-

куумную камеру магнита 3М1 [15]. Наконец, для прецизионного контроля, в специальном техническом режиме с выключенными соленоидами доступно измерение энергии с очень высокой точностью (δE/E < 10⁻⁵) методом резонансной деполяризации [16].

Глава 2. Оптические режимы

На кольце ВЭПП-2000 можно реализовать несколько различных электронно-оптических режимов работы. Радикально разных режима два: это технический "тёплый" режим с выключенными соленоидами для работы с одним пучком до энергии 500 МэВ, и, собственно, экспериментальный режим сталкивающихся круглых пучков. Однако, в режиме круглых пучков также возможен ряд опций. На энергии до 500 МэВ возможно использовать для финальной фокусировки только ближнюю к месту встречи половинку основных катушек, т.е. эффективно приблизить фокусировку к месту встречи, что позволяет при тех же апертурных ограничениях иметь меньшую β^* и бо́льшую предельную светимость (см. разделы 2.4, 3.1). В области совсем низких энергий, до 250 МэВ, для тех же целей можно перенести фокусировку полностью в компенсирующие катушки. Кроме того, в зависимости от взаимной полярности соленоидов возможна реализация 4 электронно-оптических вариантов работы с круглым пучком: "плоский", "круглый", "мёбиус" и "двойной мёбиус". Строго говоря, индивидуальное питание всех фокусирующих элементов кольца позволяет реализовывать и другие варианты оптики, назовём их экзотическими, например, с нарушением ахроматичности квадрантов, но они пока не нашли практического применения.

2.1. Тёплая оптика

В этом режиме соленоиды, обеспечивающие львиную долю общей фокусировки, выключены, поэтому фокусировка относительно "мягкая", целые части бетатронных частот вдвое меньше проектных, а дробные выбираются вблизи полуцелого резонанса. При этом фокусировка в инжекционном промежутке сохранена близкой к проектной, чтобы обеспечить правильный набег горизонтальной бетатронной фазы от точки впуска до инфлекторной пластины.

Энергия	Ε	< 550 МэВ
Бетатронные частоты	$V_{X,Z}$	2.44, 1.40
Эмиттанс	\mathcal{E}_{χ}	3.3×10 ⁻⁵ см.рад
Коэффициент уплотнения орбит	α	0.176
Синхротронная частота	V_{S}	0.008
Разброс энергий	$\sigma_{\!{\Delta E}/E}$	3.2×10 ⁻⁴
Длина сгустка	σ_l	2.7 см

Табл. 2. Параметры ВЭПП-2000 в техническом режиме без соленоидов.

Основные параметры кольца в техническом режиме "тёплой" оптики представлены в Табл. 2, структурные функции изображены на Рис. 7. Поэлементная структура описана в Приложении А. Ограничение по энергии в этом режиме работы связано с пределом по градиенту семейства расщепляющих линз F1, которое значительно усилено относительно базовой оптики.



Рис. 7. Структурные функции половины кольца ВЭПП-2000 в техническом режиме.

Данный режим используется для первичной проводки и захвата пучка в кольцо, отладки систем диагностики и управления. Также "тёплая" оптика используется после длительной остановки и ремонта, связанного с напусканием атмосферы в вакуумную камеру, для обезгаживания синхротронным излучением интенсивного пучка в многосгустковом режиме, с заполнением 7 из 14 возможных сепаратрис продольного движения. На Рис. 8 изображена развёртка сигнала с четырёх электродов одного пикапа, полученная сканированием задержки измерения, привязанного к синусоиде ВЧ.





Кроме того, в этом режиме возможно производить первичную юстировку соленоидов по пучку. Действительно, при включении соленоида как возмущения на относительно слабом уровне (до 20 кГс на энергии 500 МэВ), можно измерять создаваемое искажение равновесной орбиты (отклик), и определять положение соленоида относительно орбиты пучка, сравнивая его с модельным.

На Рис. 9 изображён измеренный и смоделированный двумерный отклик в 9 датчиках положения пучка (ДПП) на включение одной из катушек соленоида, смещённого относительно равновесной орбиты. Следует учитывать, что искажения орбиты возникают как вследствие смещения оси соленоида Δx , что связано с его фокусирующими свойствами, так и вследствие перекоса оси $\Delta x'$, из-за того, что появляется компонента поперечного поля $H_x = H_s \Delta x'$, действующая как дипольный корректор. Первый эффект квадратичен по полю соленоида, второй – линеен, но оба они линейны по величине смещения/перекоса. Таким образом, раскладывая измеренный двумерный отклик по 4 модельным базисным откликам, извлекается 4 параметра: (Δx , $\Delta x'$, Δz , $\Delta z'$). При использовании достаточного количества ДПП, можно также оценить погрешность такого измерения. На ВЭПП-2000 точность не превышает 0.1 мм и 0.1 мрад.



Рис. 9. Отклик на включение соленоида.

Наконец, как было упомянуто выше, в данном режиме работы доступна работа с поляризованным пучком, но поскольку энергия ограничена, а время поляризации на энергии 500 МэВ слишком велико, пучок предварительно поляризуется в бустере БЭП на энергии 750 МэВ. Резонансная деполяризация пучка в ВЭПП сопровождается небольшим скачком счёта тушековских частиц на вводимых пробниках (см. Рис. 6) и позволяет независимо тестировать другие методы измерения энергии.

2.2. Круглый пучок. Плоская оптика

В базовом режиме обе половинки основного соленоида включены для обеспечения финальной фокусировки пучка в место встречи. Фокусирующие свойства соленоида не зависят от полярности продольного поля и квадратичным образом зависят от его величины. Таким образом, в зависимости от взаимной полярности соленоидов в разных квадрантах, возникает несколько вариантов оптики с одинаковой фокусировкой, но различным устройством собственных мод бетатронных колебаний. Самый простой вариант – встречное включение пары соленоидов по разные стороны от места встречи. В этом случае, поворот плоскости бетатронных колебаний, который производит один из соленоидов, полностью компенсируется вторым, и всюду кроме промежутка встречи моды имеют стандартный вид: несвязанные вертикальные и горизонтальные колебания.

В таком варианте т.н. "плоской оптики" возможны небольшие вариации. При работе с детектором КМД-3, имеющим собственное продольное поле напряжённостью до 13 кГс на промежутке встречи длиной 1 м в этом же экспериментальном промежутке используются компенсирующие соленоиды для того, чтобы обеспечить нулевой интеграл продольного поля. Кроме того, для двух пар включённых встречно основных соленоидов возможны два варианта взаимной полярности: (+- +-) или (+- -+), что не имеет значения с точки зрения бетатронного движения, но важно для спиновой динамики в случае работы с поляризованным пучком. В первом случае создаётся 2-я гармоника продольного поля и порождается целый спиновый резонанс на энергии 880 МэВ, во втором случае гармоника – 1-я, и разрушающий поляризацию резонанс возникает при энергии 440 МэВ [16].



Рис. 10. Структурные функции ВЭПП-2000 в базовом оптическом режиме.

Структурные функции половины кольца для рабочей точки $\{v\}_{x,z} = 0.128$, и бета-функции в месте встречи $\beta^*_{x,z} = 8.5$ см представлены на Рис. 10.

При работе в плоской оптике для того, чтобы обеспечить равенство эмиттансов пучка, что является одним из обязательных условий концепции круглых пучков, необходимо обеспечивать расположение рабочей точки на диаграмме бетатронных частот вблизи резонанса связи. В этом случае, за счёт связи степеней свободы, эмиттанс, который раскачивается только в горизонтальной моде, будет перекачиваться в вертикальную. При этом, за счёт различия горизонтальной и вертикальной бета-функций вдоль кольца пучок имеет разный размер и форму в различных точках. Поперечные размеры пучка на энергии 1 ГэВ, при равных эмиттансах и $\beta^* = 8.5$ см представлены на Рис. 11.



Рис. 11. Поперечные размеры пучка на энергии 1 ГэВ.



Рис. 12. Изображение пучка на ПЗС-камерах.

Из картинки видно, что во всех точках наблюдения, расположенных на краях поворотных магнитов, вертикальный размер систематически больше го-

ризонтального, т.е. пучок вытянут в вертикальном направлении. На Рис. 12 приведены 4 изображения пучка с ПЗС-камер четверти кольца.

2.2.1. Настройка линейной оптики

Для успешной работы с интенсивными встречными пучками близкими к порогу по эффектам встречи крайне важна аккуратная настройка линейной оптики. Процедура настройки выглядит как следующая последовательность.

- 1) Измерение и правка равновесной орбиты.
- 2) Измерение и правка оптических функций.
- 3) Подавление бетатронной связи, тонкая настройка рабочей точки.

Измерение равновесной орбиты производится с помощью измерения откликов на вариацию градиента магнитного поля в квадрупольных линзах. Правка измеренных искажений орбиты производится с помощью расчётной матрицы откликов на имеющиеся дипольные корректоры. Вся процедура автоматизирована, выполняется специально разработанной программой 6Dsimulations, и применяется на комплексе с момента захвата первого пучка [17]. Для применения этой процедуры необходимо знание модельной оптики накопителя. После 2-3 итераций измерения и правки, остаточные искажения равновесной орбиты составляют не более 0.5 мм. Текущий контроль положения пучка осуществляется с помощью системы пикапов и ПЗС-камер. Оперативная, быстрая, правка орбиты по датчикам положения пучка также возможна и применяется с помощью соответствующей матрицы откликов.

В том случае, если правка орбиты производилась в ручном режиме (например, грубая правка при первичном захвате пучка), либо после механической подвижки магнитных элементов, производится процедура минимизации токов корректоров. С помощью модельной матрицы откликов рассчитывается орбита, генерируемая используемыми в данный момент корректорами, и воспроизводится другим набором коррекций, например, с минимальным интегралом магнитного поля. Эта процедура важна для ВЭПП-2000, потому что значительная часть корректоров выполнена в виде дополнительных обмоток в квадрупольных линзах, и имеет значительную секступольную составляющую [18].



Рис. 13. Пример правки оптики программой 6Dsimulations. Модельные бетафункции, соответствующие измеренным откликам до правки (слева) и после 4 итераций правки (справа); моделирование дисперсионной функции после правки (внизу).

Правка фокусирующей системы кольца производится на основании анализа матрицы откликов на дипольные корректоры [17], [19], [20]. Прямоугольная матрица измеренных всеми датчиками положения пучка (4 пикапа, 16 ПЗС-камер) откликов на все дипольные корректоры (20 горизонтальных, 16 вертикальных) приводится к диагональному виду методом сингулярного разложения. Затем отбираются основные сингулярные числа, и вычисляется псевдообратная матрица, позволяющая рассчитать комбинацию поправок к силе фокусирующих элементов, максимально правдоподобно описывающую измеренные отклики. Т.е. на основе идеальной оптической модели рассчитывается искажённая, но лучше соответствующая измерениям. После внесения правок, приближающих оптику к идеальной расчётной модели, процедуру необходимо повторять, поскольку дипольные отклики принципиально нелинейны по параметрам – силе фокусирующих элементов. Независимый контроль за качеством правки оптических функций осуществляется по измерениям поперечных размеров пучка ПЗС-камерами. В процедуре правки оптики также участвует измерение дисперсионной функции, как строка в матрице откликов. Дисперсия измеряется вариацией частоты обращения: $\delta f/f_0 = -\alpha \cdot \delta p/p$.



Рис. 14. Типичный спектр при измерении бетатронных частот. Красная и зелёная линии – спектры горизонтальных и вертикальных колебаний соответственно.

Окончательная "тонкая" настройка включает в себя подавление бетатронной связи и настройку рабочей точки в оптимальное положение относительно существующей резонансной сетки. Связь подавляется системой скьюквадрупольных коррекций, контролируемым параметром является максимальное сближение бетатронных частот на основном резонансе связи. Наблюдение бетатронных частот производится по спектру малых колебаний пучка, ударенного пластиной инфлектора, пооборотно измеряемых пикапом. После подавления связи расщепление частот составляет около 0.002 ÷ 0.003. На Рис. 14 представлен типичный измеренный пикапом спектр бетатронных колебаний круглого пучка.

Для тонкой, но ручной настройки кольца рассчитаны и применяются т.н. "ручки" – комбинации фокусирующих элементов или корректоров, производящие желаемое действие, без нарушения других основных параметров. Применяются следующие "ручки":

- «продольная» для сдвига рабочей точки вдоль резонанса связи $v_x v_z = 2$;
- «поперечная» для сдвига рабочей точки поперёк резонанса связи (переход к плоскому пучку или, наоборот, настройка "круглости" – равенства эмиттансов);
- «бета-вместе» изменение β^{*} синхронно по вертикали и горизонтали с сохранением круглости в месте встречи;
- «бета-врозь» изменение β^{*} в противофазе по вертикали и горизонтали с нарушением круглости;
- «связь» (1,2,3,4) управление бетатронной связью в арках: нулевая и вторая гармоника скью-квадрупольного поля, на разных семействах корректоров;
- «waist-position» (1,2) сдвиг точек перетяжки β-функции в промежутке встречи: навстречу друг другу или синхронно вдоль кольца;

и другие.

Для режимов работы с циркулярными бетатронными модами (см. раздел 2.3) "ручки" устроены иначе. Например, для "двойного мёбиуса" бетатронные частоты перемещаются в другую клетку диаграммы частот: $v_x = 4.5$, $v_z = 1.5$. Соответственно, меняется номер ближайшей гармоники резонанса связи, $v_x - v_z = 3$, и теперь для эффективного управления связью следует создавать 3ю гармонику скью-квадрупольного градиента, которая, в свою очередь, эквивалентна 1-й гармонике, если использовать семейство всего лишь из 4-х коррекций (см. Рис. 15). Кроме того, знак градиента в разных полукольцах становится различным из-за поворота плоскости бетатронных колебаний.



Рис. 15. Эквивалентность азимутальных гармоник на малом числе корректоров.

Оптика ВЭПП-2000 обладает одним важным свойством: при изменении бета-функции в месте встречи в остальном кольце структурные функции изменяются таким образом, что радиационный эмиттанс пучка также изменяется, и произведение эмиттанса на β^* остаётся практически неизменным. Т.е. не меняется размер сталкивающихся пучков:

$$\sigma^* = \sqrt{\varepsilon \beta^*} = inv(\beta^*). \tag{2.1}$$

На Рис. 16 представлена расчётная зависимость радиационного эмиттанса пучка от бета-функции в месте встречи, для энергии 500 МэВ, также аналогичная зависимость приведена для поперечного размера пучка. Расчёт произведён программой *RING* [21].



Рис. 16. Зависимость радиационного эмиттанса (слева) и размера пучка в месте встречи (справа) от бета-функции в месте встречи.

От рабочей точки эмиттанс пучка, вообще говоря, тоже имеет зависимость, хотя и достаточно слабую для рабочей области бетатронных частот $v = 0.1 \div 0.2$ (Рис. 17).



Рис. 17. Зависимость эмиттанса от бетатронной частоты.



Рис. 18. Зависимость удельной светимости от параметра встречи при работе ВЭПП-2000 на энергии 900 МэВ в 2011 году.

Важность тщательной настройки линейной оптики может быть проиллюстрирована Рис. 18, где приведена измеренная удельная светимость коллайдера при работе на энергии 900 МэВ. В данном примере, при сканировании по энергии с 500 МэВ до 1 ГэВ после очередного подъёма энергии в целях экономии времени не была произведена процедура правки оптики по матрице откликов, грубо поправлена в ручном режиме с визуальным контролем по измеряемым размерам пучка. В результате небольшого нарушения ахроматичности поворотов, эмиттанс значительно возрос, удельная светимость оказалось в несколько раз хуже проектной величины.

2.2.2. Хроматические эффекты

Натуральный хроматизм бетатронных частот для базовой опции фокусировки составляет:

$$\frac{\partial v_x}{\partial \delta} = -11.7$$
, $\frac{\partial v_z}{\partial \delta} = -8.8$, где $\delta = \delta p/p$.

Причём, в случае связи бетатронных мод, т.е. – при работе в полосе резонанса связи, хроматизм обеих мод одинаков и равен среднему значению $v'_{1,2} = (v'_x + v'_z)/2$. Данное явление перераспределения хроматизма впервые изучалось на накопителе CESR [22]. На Рис. 19 изображены расчётные зависимости бетатронных частот от отклонения по энергии, моделирование в программе *SAD* [23]. Тёмно-синие и фиолетовые точки – в отсутствие связи мод, хроматизм раскомпенсирован "неправильными" секступолями; красные и синие точки – поведение частот в присутствии резонанса связи, частоты расщеплены при равновесной энергии; штрихованные прямые линии отражают локальный хроматизм. На следующем Рис. 20 приводятся измеренные зависимости частот v($\delta p/p$) двух связанных бетатронных мод, где семейство секступольных линз SZ было предварительно снижено на 30% и хроматизм раскомпенсирован, специально для проверки явления перераспределения хроматизма.



Рис. 19. Хроматизм бетатронных частот, моделирование SAD.



Рис. 20. Хроматизм бетатронных частот, измерения.

Гипотетически, перераспределение хроматизма позволяет производить его компенсацию (что необходимо для подавления head-tail-неустойчивостей) для обеих мод лишь одним семейством секступолей. Однако на практике, перераспределение работает лишь в полосе резонанса связи, который должен быть довольно узким, в то время как в жёсткофокусирующем накопителе натуральный хроматизм всегда велик. Поэтому для устойчивой работы всё равно необходимо хотя бы грубо компенсировать хроматизм частот по отдельности двумя семействами. На ВЭПП-2000 для компенсации хроматизма используются два семейства секступолей, SX и SZ, расположенных в прямолинейных промежутках ахроматических поворотов, где дисперсионная функция отлична от нуля (см. Рис. 10). На самой высокой энергии из-за конструктивных недостатков SZ-линз вертикальный хроматизм был систематически слегка недокомпенсирован, и действительно, в режиме круглого пучка (на резонансе связи) неустойчивости типа head-tail не возникали, в то время как переход к плоскому пучку приводил к вспышкам когерентных колебаний.

Натуральный хроматизм бетатронных частот существенно зависит от величины бета-функции в месте встречи β^* (см. Рис. 21), что связано с её увеличением во всех фокусирующих элементах при уменьшении в месте встречи. При этом, однако, сила секступолей, необходимая для компенсации хроматизма, остаётся практически неизменной.



Рис. 21. Зависимость натурального хроматизма бетатронных частот от β^* .

После компенсации линейной части хроматизма частот остаётся нелинейная зависимость бетатронной частоты от отклонения по импульсу. Для расчёта этой зависимости представленной на Рис. 22 использовалась программа *SAD*. Из рисунка нетрудно видеть, что для 10-кратного разброса по энергии в пучке вариация частот составит 0.003.



Рис. 22. Зависимость бетатронных частот от отклонения по энергии.

Помимо интегральных показателей хроматичности оптики, таких как хроматизм бетатронных частот, может оказаться важным знание хроматизма структурных функций. Следуя [24], можно ввести безразмерные хроматические функции:

$$B(s) = \frac{\beta(\delta) - \beta(0)}{\sqrt{\beta(\delta)\beta(0)}} \cdot \frac{1}{\delta}, \quad A(s) = \frac{\alpha(\delta)\beta(0) - \alpha(0)\beta(\delta)}{\sqrt{\beta(\delta)\beta(0)}} \cdot \frac{1}{\delta},$$

где альфа- и бета-функции Твисса вычислены для равновесной и отклонённой по энергии частиц. Такие переменные можно ввести для горизонтального и вертикального движений. Кроме того, можно определить т.н. хроматический инвариант $W = \sqrt{B_x^2 + B_z^2 + A_x^2 + A_z^2}$, отражающий общее распределение хроматизма оптических функций вдоль кольца.

На Рис. 23, Рис. 24 приведены графики хроматических В-функций, и "хроматического инварианта" W, в присутствии компенсирующих хроматизм частот секступолей. Видно, что для В ~ 30 в месте встречи и разбросе энергий в пучке на энергии 1 ГэВ $\sigma_{dE/E} = 7.1 \cdot 10^{-4}$, вариация бета-функции в пучке составит $\frac{\delta\beta}{\beta} = B \cdot \frac{\delta p}{p} = 2\%$, что не влияет на ключевые параметры коллайдера, например, на светимость.



Рис. 23. Распределение хроматических В-функций вдоль половины кольца.



Рис. 24. Распределение хроматического инварианта W(s).

Ещё один хроматический аспект – дисперсионная функция второго порядка. Возмущение равновесной орбиты в случае наличия отклонения по импульсу можно записать в следующем виде: $\delta x(s) = D \cdot \delta + D_1 \delta^2$. Обычная дисперсионная функция первого порядка D изображена на Рис. 10, а дисперсия второго порядка D₁ приведена на Рис. 25. Оценка вклада квадратичной дисперсии в искажение равновесной орбиты даёт: $\delta x(s) = D_1 \delta^2 = 0.2 \, MM$ для $\delta = 10 \cdot \sigma_{dE/E}$, что, по-видимому, несущественно для работы коллайдера.



33

Рис. 25. Дисперсионная функция второго порядка D₁(s).

2.2.3. Нелинейная динамика

Изучению нелинейной динамики, как теоретическому, так и экспериментальному, было уделено не так много времени, в то время как нелинейные эффекты имеют многочисленные проявления и существенно влияют на успешность работы ВЭПП-2000.

2.2.3.1. Моделирование динамической апертуры

Основным источником нелинейных полей в ВЭПП-2000 являются хроматические секступоли. Их расположение (отмечены голубыми прямоугольниками на Рис. 10) определяется локализацией дисперсионной функции и теснотой расположения основных магнитных элементов кольца. Таким образом, нет возможности обеспечивать подходящий набег бетатронной фазы между секступолями для их взаимной компенсации (в смысле нелинейной динамики). Тем не менее, для рабочего режима "плоской оптики" симуляции предсказывают достаточную величину динамической апертуры (ДА), свыше 20σ поперечного распределения пучка на энергии 1 ГэВ (Рис. 26). На рисунке изображена ДА кольца с параметрами { $v_x = 4.128$, $v_z = 2.128$, $\beta^* = 8.5$ см}, полученная трекингом частицы в программе *SAD*, в присутствии только секступольных линз в качестве источников нелинейности.



Рис. 26. Симуляции динамической апертуры для $\delta p/p = 0$ (красная), $\delta p/p = +0.014 = 20 \cdot \sigma_{dE/E}$ (синяя), $\delta p/p = -0.014 = -20 \cdot \sigma_{dE/E}$ (зелёная). Серым обозначен 10-, 20-, 30-кратный размер пучка на энергии 1 ГэВ.

Для частицы со значительным отклонением по импульсу апертура сокращается. Общая зависимость ДА, для оценки которой используется максимальный радиус вписанной в область устойчивого движения окружности, представлена на Рис. 27.



Рис. 27. Зависимость ДА от отклонения частицы по импульсу. Серыми линиями размечены 10-кратный размер пучка и 10-кратный разброс по импульсу на энергии 1 ГэВ.

Размер ДА имеет существенную зависимость от рабочей точки накопителя. Ввиду необходимости соблюдать одно из условий концепции круглых встречных пучков $\{v_1\} = \{v_2\}$ практический интерес представляет только рабочая точка на резонансе связи, и зависимость ДА от отстройки бетатронной частоты от целого резонанса. Расчётная зависимость представлена на Рис. 28.



Рис. 28. Зависимость ДА от рабочей точки накопителя. Оранжевым отмечены уровни 10-кратного размера пучка на энергии 1 ГэВ.

Хорошо видно, что в рабочей области бетатронных частот $v = 0.1 \div 0.2$ динамическая апертура линейно меняется с приближением к целому резонансу. Действительно, в случае уединённого секступольного резонанса первого порядка может быть получена аналитическая оценка для ДА [25]:

$$A \propto \frac{\delta \sqrt{\beta^*}}{A_n},\tag{2.2}$$

где δ – отстройка частоты от резонанса, β^{*} – бета-функция в точке наблюдения, в нашем случае – в месте встречи, а A_n – величина соответствующей гармоники секступольного возмущения:

$$A_n \propto \beta_s^{3/2} P_6. \tag{2.3}$$

Здесь β_s – бета-функция в секступоле, а $P_6 = \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}$ – секступольный градиент. Таким образом, апертура должна линейно зависеть от расстройки в окрестности резонанса.

При этом, однако, надо понимать, что приближение к узлу ($v_x = 4$; $v_z = 2$) означает приближение одновременно к нескольким секступольным резонансам $3v_x = 12$; $v_x = 4$; $v_x + 2v_z = 8$. По этой причине оказывается невозможным выделить и подавить использованием дополнительного семейства секступолей уединённую гармонику и существенно повлиять на ДА (см. раздел 2.2.3.3).

Кроме того, динамическая апертура зависит и от выбора величины бетафункции в месте встречи (см. Рис. 29). Видно, что апертура растёт с величиной β^* с хорошей точностью линейно. Это объясняется тем, что в выражении (2.3) бета-функция в секступолях существенно падает с ростом β^* и эффективная сила секступольного возмущения снижается.



Рис. 29. Зависимость ДА от β^{*}. Оранжевым отмечены уровни 10-кратного размера пучка на энергии 1 ГэВ.

Кроме секступолей для ВЭПП-2000 большое значение имеют нелинейные краевые поля соленоидов. Как показано в [26], [27], краевые нелинейности соленоидов обеспечивают сильную зависимость бетатронных частот от ампли-
туды (т.н. кубическая нелинейность) и в некоторых случаях могут определять динамическую апертуру. Программа *RING* позволяет производить трекинг частиц в кольце с учётом краевых полей соленоида, продольное распределение поля которого задано ломаной.

2.2.3.2. Кубическая нелинейность

Кубическая нелинейность $\alpha = \partial v/\partial a^2$, где а – инвариантная амплитуда колебаний, связанная с переменной действия и обычной амплитудой следующим образом: $a^2 = J = A^2/\beta$, для ВЭПП-2000 определяется, в основном, двумя источниками: хроматическими секступолями и краевыми полями соленоидов. Вклад от секступольных линз проявляется во втором порядке теории возмущений и может быть посчитан по довольно громоздким аналитическим формулам, получаемым с помощью метода усреднения (см, например, [28]), либо оценен из трекинга частицы. Вклад от нелинейных краевых полей соленоида описывается выражением [26]:

$$\alpha_{sol} = -\frac{3}{128\pi} \oint \frac{H_s "H_s}{(B\rho)^2} \beta^2 ds , \qquad (2.4)$$

где H_s(s) – распределение продольного поля, а штрих означает производную по s. Ещё одно хорошо известное слагаемое, связанное с краевыми полями квадрупольных линз, может быть оценено в различных приближениях, отталкиваясь от формулы [29]:

$$\alpha_{quad} = -\frac{1}{32\pi} \oint \frac{G''}{B\rho} \beta^2 ds \,. \tag{2.5}$$

Наконец, последнее слагаемое, связанное с нелинейностью движения, проистекающей из его отличия от параксиального приближения, может становиться значительным, где велики поперечные импульсы частиц, т.е. мала бетафункция, что актуально для коллайдеров. Кинематический член вычисляется интегрированием:

$$\alpha_{kin} = \frac{3}{16\pi} \oint \gamma^2 ds , \qquad (2.6)$$

здесь $\gamma = (1 + \alpha^2)/\beta$ – один из параметров Твисса.

Зависимость частоты колебаний от амплитуды измерялась на ВЭПП-2000 в двух конфигурациях. 1) На энергии 990 МэВ в режиме "длинного соленоида", {v} = 0.128, $\beta^* = 8.5$ см. 2) На энергии 500 МэВ в оптике "big S3", когда были использованы только половинки основных катушек соленоида (см. раздел 2.4), и запитаны максимальным допустимым током компенсирующие катушки (в отсутствие поля детектора КМД-3), {v} = 0.128, $\beta^* = 6$ см. Распределение продольного поля соленоида в этих двух опциях изображено на Рис. 30, при энергии 500 МэВ.



Рис. 30. Распределение продольного поля в режиме полного соленоида (синяя линия) и "big S3" (фиолетовая) на энергии 500 МэВ. Координата s = 0 соответствует месту встречи.

Вклад различных эффектов в кубическую нелинейность для проектной оптики с полным соленоидом можно оценить по Табл. 3. На Рис. 31 приведена измеренная и смоделированная на программе *RING* амплитудно-частотная зависимость (отметим, что *RING* не учитывает кинематическую нелинейность). Амплитуда колебаний пересчитана в место встречи, где A = 0.12 см соответствует 10-кратному размеру пучка при энергии 1 ГэВ. Из таблицы и графика

видно, что учёт краёв соленоида меняет отрицательный знак зависимости, задаваемой секступолями, на положительный, что не может не влиять на нелинейную динамику частиц и оценку ДА.

	Источник		Расчёт	Измерения	
	Секступоли	-3.48			
	Края соленоидов		5.01		
	Края квадруполей	й	0.43	1.87	
	Кинематический	член	0.46		
	Сумма		2.42		
C	0.003				_
				12/1	1
C	0.002	 	· 		-
					1
C	0.001	•		·	
> (•	- Office of the second se			:
6 6	·····				-
- C	.001		, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,		-
					1
- C	0.002			·	-
					1
- C	0.00 0.02	0.04 0.	06 0.08	0.10 0	」 .12
		А,	cm		

Табл. 3. Вклад в кубическую нелинейность α (см⁻¹) разных эффектов.

Рис. 31. Зависимость бетатронной частоты от амплитуды колебаний. Чёрным – измерения и их квадратичный фит, прерывистые линии – моделирование
 RING: синяя – только секступоли без учёта краевых полей, зелёная – секступоли + края соленоидов, красная – секступоли + края соленоидов и линз.

На Рис. 32 изображена аналогичная предыдущей зависимость в оптике с коротким соленоидом, усиленным включением компенсирующей катушки ("big S3"). В этой опции поле значительно усилено (в пересчёте на одинаковые энергии, см. Рис. 30), кроме того, за счёт меньшей β^* , бета-функция в области нелинейных полей увеличена и дополнительно возрос вклад в кубическую нелинейность. Итоговый рост частоты с амплитудой значительно больше, при-

чём моделирование недооценивает измеренное значение: $\partial v / \partial a^2 = 11.8 \text{ см}^{-1}$ против 8.9 см⁻¹ (*RING*).



Рис. 32. Зависимость бетатронной частоты от амплитуды колебаний в оптике "big_S3". Чёрные точки – измерения, красная штрихованная линия – моделирование *RING*.

Влияние величины, и особенно – знака кубической нелинейности очень важно для оценки ДА. Как было видно из Рис. 28, апертура в сильной степени контролируется гармониками резонансов, линии которых пересекаются в узле с целочисленным значением бетатронных частот. При включении в моделирование положительной кубической нелинейности от краевых полей, с ростом амплитуды частота отодвигается от целого резонанса, в результате чего ДА оказывается больше, чем в присутствии одних лишь хроматических секступолей. Сказанное иллюстрируется моделированием ДА для структуры с гладким распределением продольного поля "длинного" соленоида, $\{v\} = 0.128$, $\beta^* = 8.5$ см (см. Рис. 33).

Несмотря на существенно бо́льшую величину кубической нелинейности, в оптике "big S3" с "коротким" соленоидом моделирование предсказывает очень слабое отличие от предыдущего результата, если отнормировать ДА на величину β^* , учитывая линейную зависимость (Рис. 29). На Рис. 34 приводится расчётная ДА для двух вариантов соленоидального поля при {v} = 0.128, $\beta^* = 5$ см. Масштабирующие линии задают 10-кратный размер на энергии 500 МэВ, поскольку опции коротким соленоидом и малой β^* имеют практический смысл лишь на низких энергиях.



Рис. 33. ДА с учётом (фиолетовая) и без учёта (синяя) краевых полей. Моделирование *RING*. Серым размечен i*10-кратный размер пучка на энергии 1 ГэВ.



Рис. 34. Сравнение ДА для "длинного" (сплошные линии) и "короткого" (штрихованные) соленоида. Серым размечен i*10-кратный размер пучка на энергии 500 МэВ.

2.2.3.3. Дополнительные источники нелинейных полей

Другими источниками нелинейных полей являются краевые поля квадрупольных линз; секступольная составляющая поля в дипольных магнитах, возникающая при сильном насыщении железа при работе на высокой энергии; нелинейная составляющая поля дипольных коррекций, исполненных в виде дополнительных катушек в квадрупольных линзах. Как показывают и моделирование, и экспериментальный опыт, использование сильных дипольных коррекций может существенно влиять на ДА, даже несмотря на то, что интеграл секступольной (или скью-секступольной – для z-корректора) компоненты поля дипольного корректора, например, в F1-линзах даже при максимальном токе питания на порядок меньше интеграла поля хроматических секступолей. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, величина бета-функции, которая в степени 3/2 входит весом в силу нелинейного элемента (2.3), близка к максимальному значению в F1-квадруполях (см. Рис. 10). Во-вторых, из-за близости горизонтальной и вертикальной бетатронных частот к значениям 4 и 2 соответственно, при правке, например, вертикальной орбиты естественным образом возникает антисимметричная 2-я гармоника дипольного поля (полярность на семействе, скажем, F1Z-корректоров "+", "-", "+", "-"), а значит – вторая гармоника секступольного возмущения.

Рассмотрим гамильтониан бетатронных колебаний, записанный в переменных действие-угол (J,ψ), с добавкой секступольного поля, разложенной в ряд Фурье по азимутальной переменной $\theta = s/R$ [30]. Добавка, связанная с секступольным возмущением, записывается следующим образом:

$$h = \sum_{n} \begin{bmatrix} (2J)_{x}^{3/2} (3A_{1n}e^{i(\varphi_{x}-n\theta)} + A_{3n}e^{i(3\varphi_{x}-n\theta)}) - \\ 3(2J)_{x}^{1/2} 2J_{z} (2B_{1n}e^{i(\varphi_{x}-n\theta)} + B_{+n}e^{i(\varphi_{+}-n\theta)} + B_{-n}e^{i(\varphi_{-}-n\theta)}) \end{bmatrix}$$

$$A_{jn} \propto \oint P_{6}(\theta)\beta_{x}^{3/2}(\theta)e^{i(j\chi_{x}(\theta)+n\theta)}$$

$$B_{1n} \propto \oint P_{6}(\theta)\beta_{x}^{1/2}(\theta)\beta_{z}(\theta)e^{i(\chi_{x}(\theta)+n\theta)},$$

$$B_{\pm n} \propto \oint P_{6}(\theta)\beta_{x}^{1/2}(\theta)\beta_{z}(\theta)e^{i(\chi_{x}(\theta)\pm 2\chi_{z}(\theta)+n\theta)},$$
(2.7)

где коэффициенты A и B отражают мощность конкретных резонансов; $P_6 = \partial^2 B_z / \partial x^2$ – секступольный градиент, распределённый по кольцу; $\chi = \psi - v\theta$ – осциллирующая часть бетатронной фазы. Если ДА контролируется резонансами в узле ($v_x = 4$; $v_z = 2$), следует беспокоиться о мощности гармоник A₁₄, B₁₄, A₃₁₂, B₊₈, соответствующих резонансам $v_x = 4$; $3v_x = 12$; $v_x + 2v_z = 8$. В случае, если распределение нелинейности зеркальносимметрично (например, относительно места встречи), как для хроматических секступолей, в (2.7) останется только реальная часть экспоненты. На Рис. 35 изображена зависимость осциллирующей части подынтегрального выражения трёх гармоник (для одной четверти кольца). Видно, что хроматические секступоли, обозначенные голубыми прямоугольниками, возбуждают все три гармоники, но в основном резонанс $3v_x = 12$. Однако, подавить индивидуально эту гармонику невозможно практически, поскольку нет такого положения вне ахроматического поворота, где эта гармоника была бы велика, по сравнению с остальными.



Рис. 35. Осциллирующая функция, определяющая мощность трёх резонансов в случае зеркально-симметричной расстановки секступолей. Синяя линия – для гармоник A_{1 4}, B_{1 4}, фиолетовая – для A_{3 12}, болотная – для B_{+ 8}.

Если же распределение секступольного градиента антисимметрично, как в случае использования второй гармоники дипольного поля в корректорах F1X, с примесью секступоля, от экспонент в (2.7) остаются мнимые части. В этом случае осциллирующая часть (2.7) тех же гармоник приобретает вид, изображённый на Рис. 36.



Рис. 36. Осциллирующая функция для случая антисимметричного распределения секступольного градиента.

И становится понятным, что секступольное возмущение в F1квадруполях генерирует в равной степени все три резонанса, причём большое значение бета-функций эффективно значительно усиливает величину возмущения.

В то же время, понятно, что использование разных семейств корректоров для создания примерно одинаковых возмущений орбиты существенно различно с точки зрения нелинейной динамики. На Рис. 37 приводится искажение орбиты второй гармоникой, созданной на F1Z и D1Z семействах. Искажения практически идентичны. Силы корректоров несколько отличаются: для 10 мм искажения (на энергии 500 МэВ) поле F1Z составит ± 60 Гс при длине 6 см, для $D1Z - \pm 46 \Gamma c$, при длине 14 см, что связано с разным набегом фаз между корректорами внутри семейства. Интегрально, силы D1Z-корректоров больше в 1.8 раза. Однако скью-секступоль, сопровождающий дипольные корректоры $(P_6/H_Z = 0.328 \text{ см}^{-2})$, намного сильнее влияет на ДА в случае использования F1Z-семейства. Так, упомянутые силы корректоров, в отсутствие всех других источников нелинейности, дают ДА 0.3 см в случае создания 10 мм искажения вертикальной орбиты F1Z-семейством и 1.25 см – для D1Z-семейства, согласно моделированию трекингом. Причины столь существенного различия, очевидно, в большой величине бета-функции в линзах F1, и в возбуждении разом нескольких секступольных резонансов (см. Рис. 36).

44



Рис. 37. Искажение вертикальной орбиты (в мм) второй гармоникой горизонтального дипольного поля на F1Z (прерывистая тёмная линия) и D1Z (светлая сплошная линия) семействах. Стрелками отмечено положение соответствующих магнитных элементов.

2.2.3.4. Наблюдаемые нелинейные эффекты

В действительности ДА оказывается существенно меньше, чем это можно ожидать из симуляций. Одной из иллюстраций трудностей с апертурой может служить Рис. 38. На нём точками изображены измеренные значения $\{v_x, v_z\}$ на диаграмме бетатронных частот, достигнутые в попытках приблизиться к целым резонансам, при работе с одним пучком. При отстройке от целых значений частот на 0.03 ÷ 0.05 время жизни пучка резко падает, хотя значительных искажений орбиты или биений огибающих не наблюдается. Таким образом, крайние точки скана отмечают область, где ДА становится менее 4÷5 в единицах размера пучка. Практическая же работа требует значительно большей апертуры, во-первых, для инжекции пучка с накоплением, где неизбежны остаточные колебания, во-вторых, для работы со встречным пучком, который существенно увеличивает размер (см. Рис. 51 и Рис. 56).

Также, производились непосредственные измерения динамической апертуры, по максимальной амплитуде когерентных колебаний пучка, возбуждённых однократным ударом инфлектора. На Рис. 39 изображена зависимость измеренной ДА от положения рабочей точки.

45



Рис. 38. Сканирование рабочей точкой.



Рис. 39. Зависимость измеренной ДА от рабочей точки, измерения на энергии 500 МэВ.

Несмотря на то, что кольцо ВЭПП-2000 обладает довольно высокой симметрией, подавляющей значительную долю резонансов, экспериментально резонансы высоких порядков всё же наблюдаются в целом ряде проявлений. На Рис. 40 изображена зависимость времени жизни одиночного пучка позитронов от бетатронной частоты. На графике отчётливо видны машинные резонансы высокого порядка 1/3, 1/4, 1/5, 1/6.



Рис. 40. Время жизни позитронного пучка τ (сек.) от бетатронной частоты ν.



Рис. 41. Счёт триггера СНД как функция бетатронной частоты v.

В присутствии встречного пучка резонансы усиливаются. На Рис. 41 приведена зависимость загрузки первичного триггера детектора СНД от положения рабочей точки для случая очень малоинтенсивных (5×5 мА, на энергии 500 МэВ) встречных пучков. Рост загрузки триггера эквивалентен падению времени жизни, но является более чувствительным инструментом. Здесь видны уже резонансы 1/7, 1/8, 1/9. Сдвиг измеренной частоты связан с тем, что в спектре колебаний присутствуют две бетатронные частоты, которые расщеплены вследствие связи, и пики в счёте триггера соответствуют надвиганию на резонанс одной из частот. Видно, что даже при таких малых токах пучков резонанс 1/7 является опасным, работа вблизи него невозможна. Для интенсивных пучков, близких к пределу по эффектам встречи опасным становится и резонанс 1/8.

Таким образом, динамика частиц в нелинейных полях магнитных элементов накопителя тесно связана с эффектами встречи, также порождающими нелинейности, но уже в поле встречного сгустка.

2.3. "Мёбиус", "двойной мёбиус", "нормальный круглый"

Кроме варианта "плоской" оптики условиям концепции круглых пучков удовлетворяют и опции с вращением плоскости бетатронных колебаний. Опция, когда соленоиды в одном из мест встречи имеют одинаковую полярность, а во втором – включены встречно (++ +--), условно названа "мёбиусом", а опция, где все соленоиды создают одинаковое вращение – "двойным мёбиусом" (++ ++). Наконец, вариант, где соленоиды вращают плоскость бетатронных колебаний в одном из мест встречи в одну сторону, а во втором – в обратную (++ ---), назван "нормальным круглым".



Рис. 42. Положение рабочей точки на диаграмме бетатронных частот для различных оптических режимов.

В январе 2011 года некоторое время было уделено изучению двух мёбиусных режимов работы при энергии 525 МэВ. Переход от одного режима к другому сильно осложнён значительными искажениями орбиты, которые возникают при смене полярности соленоида, вследствие его неидеальной механической выставки относительно равновесной орбиты пучка. Также надо отметить, что хотя вся фокусирующая структура остаётся неизменной во всех четырёх опциях работы с круглым пучком, рабочая точка для этих опций принципиально различна (см. Рис. 42). Таким образом, при сохранении всех размеров и параметров пучка, положение рабочей точки смещается относительно сетки машинных резонансов.

Другое важное отличие опций с вращением – равенство поперечных эмиттансов вне зависимости от настройки на резонанс связи. Если в "плоской" оптике квантовыми флуктуациями синхротронного излучения раскачивается только одна, горизонтальная мода, а эмиттанс второй моды определяется бетатронной связью, в "нормальном круглом" режиме одна мода раскачивается, будучи горизонтальной в одной из арок, и переходит в вертикальную во второй половине кольца, а вторая мода – наоборот. Тем не менее, условие на X-Z симметрию матриц перехода между местами встречи накладывает условие равенства дробных частей бетатронных частот, т.е. необходимость работать вблизи резонанса связи.

К сожалению, все опции с вращением имеют сложности с динамической апертурой [31]. Это связано с тем, что существенно меняется набег бетатронной фазы между секступольными линзами для частицы, пролетающей через промежуток встречи. Или иными словами, за счёт смешивания горизонтальной и вертикальной мод в новую пару циркулярных мод, нарушается двукратная симметрия кольца. Даже для случая идеальной структуры, при наличии только секступольных линз как источника нелинейности, трекинг предсказывает для структур с вращением плоскости бетатронных колебаний динамическую апер-

49

туру существенно меньшую, чем для "плоской" оптики (см. Рис. 43). Экспериментальные измерения апертуры по наблюдениям с помощью пикапов максимальной амплитуды колебаний ударенного пучка также показали слишком малую динамическую апертуру (Рис. 44), недостаточную для работы с накоплением, а также низкие пороговые токи по эффектам встречи.



Рис. 43. Симуляции ДА для "плоской оптики" (синим) и для оптики "двойной мёбиус" (красным).



Рис. 44. Измеренная ДА в режиме "двойного мёбиуса".

2.4. Короткий соленоид

Для работы в области низких энергий (до ~ 600 МэВ) на ВЭПП-2000 имеется возможность использовать для финальной фокусировки только поло-

винки основных соленоидов, ближайшие к месту встречи. Это позволяет эффективно приблизить фокусирующие элементы к месту встречи и получить меньшее значение бета-функции в месте встречи при, скажем, том же её значении в максимуме. Для сравнения режимов работы на Рис. 45 изображены структурные функции для вариантов фокусировки длинным, коротким и компенсирующим (см. далее) соленоидом для одинаковых значений максимального размера пучка $\sigma_{max} = \sqrt{\epsilon \beta_{max}}$, достигаемого в соленоиде, и ограничиваемого механической апертурой. При этом надо помнить, что в такой маленькой машине как ВЭПП-2000 вместе с вариацией β^* сильно варьируется и радиационный эмиттанс. Как будет видно в главе 3 (3.4), предельная светимость определяется отношением $L \propto \epsilon/\beta^*$. Сравнение этого параметра, приведённого в Табл. 4, показывает, что режим короткого соленоида более предпочтителен.



Рис. 45. Бета-функции для трёх разных режимов питания соленоидов, соответствующие одинаковому максимальному размеру пучка.

	σ^* , MM	σ_{max} , MM	β*, см	β _{max} , м	ε, см∙рад	$\epsilon/\beta^*/10^{-6}$
"Long"	0.057	0.95	5.00	13.6	6.6×10 ⁻⁶	1.31
"Short"	0.049	0.95	4.05	14.0	6.0×10 ⁻⁶	1.49
"U-short"	0.031	0.95	1.73	16.7	5.4×10 ⁻⁶	3.12

Табл. 4. Сравнение режимов работы (при равной энергии 500 МэВ).

Однако, при использовании для финальной фокусировки только половины соленоида, величина магнитного поля должна быть увеличена, что неизбежно приводит к усилению эффектов, связанных с краевыми полями, в том числе нелинейными.

Поэлементная структура может быть найдена в Приложении А.

2.5. Суперкороткий соленоид

Для работы на самой низкой энергии ВЭПП-2000, до 250 МэВ, возможно использование для финальной фокусировки коротких компенсирующих катушек соленоидов (см. Рис. 45, Табл. 4, Прил.А). Также, возможны промежуточные варианты, когда на максимальном уровне запитаны компенсирующие катушки, но часть фокусировки добавляется половинками основных обмоток.

Глава 3. Эффекты встречи и светимость

В настоящее время светимость всех электрон-позитронных коллайдеров ограничена предельной интенсивностью встречных сгустков, которая, в свою очередь, ограничена эффектами встречи. Эффекты встречи характеризуются параметром пространственного заряда (или параметром встречи) ξ:

$$\xi_{x,z} = \frac{N^{-} r_{e} \beta_{x,z}^{*}}{2\pi \gamma \sigma_{x,z} (\sigma_{x} + \sigma_{z})}.$$
(3.1)

Характерное предельное значение параметра встречи для лептонных коллайдеров составляет $\xi_{th} \sim 0.03 \div 0.05$. Для значений параметра выше порогового происходит либо взрывообразный рост эмиттанса обоих пучков, либо возникают самосогласованные оптические решения с резким увеличением размера одного из пучков (flip-flop-эффект), либо в поперечном распределении пучка возникает "гало" из частиц с большим поперечным отклонением, существенно отличающееся от гауссовского распределения, что приводит к резкой деградации времени жизни. В любом из этих случаев средняя светимость уже не растёт с током пучков, а снижается.

3.1. Светимость ВЭПП-2000

Для круглых пучков выражение (3.1) упрощается:

$$\xi_{x,z} = \frac{N^{-} r_e \beta_{x,z}^*}{4\pi\gamma\sigma^2} = \frac{N^{-} r_e}{4\pi\gamma\varepsilon}.$$
(3.2)

Можно также записать выражение для светимости коллайдера с круглыми пучками:

$$L = \frac{N^{-}N^{+}f_{0}}{4\pi\sigma_{x}\sigma_{y}} \rightarrow \frac{N^{-}N^{+}f_{0}}{4\pi\sigma^{2}}.$$
(3.3)

В том случае, если токи пучков равны и ограничены не возможностями инжекционной системы, а эффектами встречи, можно выразить светимость через предельный параметр встречи:

$$L = \frac{4\pi f_0 \gamma^2 \xi_{th}^2}{r_e^2} \frac{\varepsilon}{\beta^*}, \qquad (3.4)$$

$$L = \frac{4\pi f_0 \gamma^2 \xi_{lh}^2}{r_e^2} \frac{\sigma^{*2}}{\beta^{*2}}.$$
 (3.5)

Теперь очевидно, что хотя удельная светимость $L_{spec} = L/(\Gamma \Gamma^{+})$, согласно (3.3), не зависит от выбора β^{*} , поскольку размер пучка в месте встречи неизменен (см. Рис. 16), предельное значение светимости растёт с уменьшением бетафункции в месте встречи $L \propto 1/\beta^{*2}$ (3.5). Ограничением снизу для β^{*} является апертурное ограничение в максимуме бета-функции. Бета-функция в промежутке встречи растёт квадратично, и, в предположении, что длина промежутка s $\gg \beta^{*}$, максимальное её значение, достигаемое в соленоиде, обратно пропорционально β^{*} :

$$\beta_{\max} = \beta^* + \frac{s^2}{\beta^*} \approx \frac{s^2}{\beta^*}.$$
(3.6)

Размер пучка в максимуме ограничен физической апертурой. Для обеспечения приемлемого времени жизни апертура должна составлять n-кратный размер пучка, где n = 15÷20. Таким образом, максимальный размер пучка, для обеспечения оптимальной светимости не должен меняться с энергией:

$$\sigma_{\max}^{2} = \varepsilon \beta_{\max} = (A / n)^{2} = const.$$
(3.7)

В то же время, размер пучка в месте встречи, в соответствии с (2.1) не зависит от выбора β^{*}, но растёт с энергией линейно:

$$\varepsilon\beta^* = \sigma^{*2} \propto \gamma^2 \,. \tag{3.8}$$

Используя (3.6) и выразив эмиттанс из (3.8), можем записать выражение (3.7) следующим образом:

$$\frac{s^2 \sigma^{*2}}{\beta^{*2}} = A^2 / n = const.$$
 (3.9)

Откуда следует, что бета-функцию в месте встречи для получения оптимальной светимости следует изменять линейно с энергией.

$$\beta^* \propto \gamma \,. \tag{3.10}$$

Отметим ещё раз, что размер пучка в месте встречи не зависит от настройки β^{*}, и растёт квадратично с энергией (3.8), а значит при выполнении условия (3.10) эмиттанс растёт с энергией не квадратично, а линейно:

$$\varepsilon \propto \gamma$$
. (3.11)

В итоге, при оптимальной вариации бета-функции с изменением энергии, зависимость светимости при работе на пороге интенсивности пучков по эффектам встречи будет меняться с энергией лишь квадратично:

$$L \propto \gamma^2 \frac{\sigma^{*2}}{\beta^{*2}} \propto \gamma^2,$$
 (3.12)

в то время как при фиксированной оптике, как нетрудно видеть из (3.5), светимость бы менялась пропорционально γ^4 .

На Рис. 46 изображена зависимость предельной светимости ВЭПП-2000 от энергии пучка с учётом оптимальной перестройки бета-функции в месте встречи (3.10). Также, в области низких энергий учитывается возможность перехода на режимы работы с финальной фокусировкой секциями соленоида (см. разделы 2.4, 2.5). Из графика виден значительный выигрыш в светимости на низких энергиях по сравнению с режимом фиксированной оптики (синяя прерывистая линия).

Для самых низких энергий сказанное выше не вполне верно, поскольку эмиттанс пучка определяется не только радиационными эффектами, но и рассеянием на остаточном газе и многократным внутрисгустковым рассеянием, вклад которых возрастает при низкой энергии. На Рис. 47 приводится кривая относительного роста эмиттанса одиночного позитронного пучка с его током на энергии 220 МэВ, связанного с внутрисгустковым рассеянием.



Рис. 46. Светимость ВЭПП-2000 как функция энергии. Синяя штрихованная линия – для фиксированной β^{*}, красная жирная линия – оптимальный режим работы.



Рис. 47. Рост эмиттанса пучка с его током на энергии 220 МэВ. Точки – вертикальный и горизонтальный эмиттансы измеренные по размерам пучка на двух ПЗС-камерах, кривая – расчёт программой *SAD*.

Другое препятствие использованию режимов с малой β^{*} на низких энергиях – трудности с динамической апертурой (см. Рис. 29).

Для коллайдеров с лобовым столкновением пучков, если длина сгустка сравнима с величиной бета-функции в месте встречи, светимость будет деградировать вследствие т.н. hourglass-эффекта. Деградация описывается геометрическим фактором:

$$k_{hg} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{1 + t^2 p^2} dt, \qquad (3.13)$$

где р – отношение р = σ_l/β^* . Кроме того, для достаточно длинных сгустков ($\sigma_l/\beta^* > 0.7$) может снижаться максимально достижимый параметр встречи [32]. Как видно из Табл. 1, в рабочем оптическом режиме на энергии 1 ГэВ, $\sigma_l/\beta^* = 3.5$ см/ 10 см = 0.35, и эффект незначителен, $k_{hg} = 0.95$. При снижении бета-функции в месте встречи согласно (3.10) синхронно со снижением энергии, происходит одновременное сокращение и длины сгустка, определяемой радиационным энергетическим разбросом и крутизной синусоиды ВЧ, также пропорционально энергии. Таким образом, отношение будет оставаться постоянным и малым.

3.2. Линейные эффекты встречи

Несмотря на то, что эффекты встречи в линейном приближении плохо описывают реальные явления при интенсивностях пучков, близких к пороговым значениям, они дают общее представление о поведении основных параметров, проверяются экспериментально при малых токах пучков, и легко моделируются.

Вариация бета-функций, в том числе в месте встречи, за счёт фокусировки встречным пучком, т.н. динамическая бета-функция – хорошо известный феномен [33]. Менее известна вариация радиационного эмиттанса встречным током [34], [35]. Для ВЭПП-2000 оба эти эффекта важны, динамическая бетафункция представлена на Рис. 48, динамический эмиттанс изображён на Рис. 49, а на Рис. 50 приводится расчётный размер пучка в месте встречи. Расчёты сделаны программой *RING* в линейном приближении, для набора параметров $\{v_{x,z}\} = 0.128$, $\beta^* = 5.0$ см, E = 500 МэВ (значение $\xi = 0.1$ соответствует Г = 56 мА). Видно, что как и в случае вариации β^* магнитными элементами (см. Рис. 16), размер пучка в точке взаимодействия практически не изменяется, что является исключительным свойством ВЭПП-2000.





Рис. 48. Динамическая бета-функция в месте встречи как функция параметра пространственного заряда.

Рис. 49. Динамический эмиттанс.



Рис. 50. Размер пучка в месте встречи как функция ξ.

При этом, однако, размер пучка во всём остальном кольце существенно модулируется силой встречного сгустка. Зависимость размеров пучка в точках наблюдения, на ПЗС-камерах одного квадранта, представлена на Рис. 51. Во всех точках наблюдения, при равных эмиттансах, вертикальный размер пучка (сплошные линии) систематически больше горизонтального (штрихованные линии).



Рис. 51. Размеры пучка в точках наблюдения. Сплошная линия – бо́льшая, прерывистая – меньшая полуось эллипса.

В линейном приближении можно также оценить сдвиг бетатронной частоты встречным сгустком. На Рис. 52 отражена зависимость сдвига частоты для линейных эффектов, при двух местах встречи.

Зависимость может быть легко получена аналитически из простой модели, где влияние встречного пучка представляется в виде тонкой линзы. Матрица половины оборота запишется следующим образом:

$$M_{1/2} = \begin{pmatrix} \cos(\pi v_0) & \beta_0^* \sin(\pi v_0) \\ -\frac{1}{\beta_0^*} \sin(\pi v_0) & \cos(\pi v_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{4\pi\xi}{\beta_0^*} & 1 \end{pmatrix},$$
(3.14)

а сдвиг бетатронной частоты выразится стандартным образом из следа матрицы:

$$\cos(\pi v) = \frac{1}{2} Tr(M_{1/2}),$$

$$\Delta v = \arccos(\cos(\pi v_0) - 2\pi\xi \sin(\pi v_0)) / \pi - v_0. \qquad (3.15)$$

При больших значениях ξ из-за глубокой модуляции бета-функции длина сгустка становится сравнима с величиной β^* , вследствие чего модель тонкой линзы становится неоправданной, завышая модуляцию самой β^* , а аналитическое выражение (3.15) несколько завышает значение сдвига частоты (см. Рис. 52).



Рис. 52. Сдвиг бетатронной частоты для линейных эффектов встречи. Тонкая сплошная линия соответствует линейному сдвигу $\Delta v = 2\xi$, тонкая прерывистая линия даёт сдвиг без учёта протяжённости сгустка. Толстая сплошная линия – моделирование *RING*.

3.3. Симуляции

Один из распространённых эффектов встречи, ограничивающий интенсивность пучков – это flip-flop-эффект [36]. Это динамическая неустойчивость, соответствующая самосогласованному решению для оптических функций, принимающих существенно разные значения для двух встречных пучков. Соответственно, размеры пучков в месте встречи также существенно различны, и удельная светимость резко падает. На стадии проектирования ВЭПП-2000 изучались два варианта неустойчивостей типа flip-flop для круглых встречных пучков, с сохранением и нарушением круглости [37]. Анализ показал очень высокие пороговые токи ($\xi \sim 0.25$) для возникновения самосогласованных решений обоих типов. Экспериментальный опыт работы, действительно, не выявил пороговых неустойчивостей такого типа вплоть до $\xi_{nom} = 0.15$. Наблюдавшиеся явления типа flip-flop с резким раздуванием размера одного пучка и сокращением другого имеют совершенно иную природу, порождаются машинными нелинейными резонансами, и, вероятно, связаны с забросом значительной части пучка в острова нелинейного резонанса $4v_x = 17$ или $5v_x = 21$ (см. раздел 3.4).

Также, проводилось значительное число симуляций эффектов встречи в сильно-слабом режиме (распределение "сильного" встречного пучка считается неизменным, изучается его влияние на распределение, устойчивость, время жизни слабого пучка). Моделирование производилось с помощью программы LIFETRAC (автор – Д. Шатилов) [38] и интегрированной с ней программой Acceleraticum (автор – П. Пиминов) [29], для транспорта частиц через магнитную структуру кольца между местами встречи, с корректным учётом хроматизма. Помимо симуляций для идеально настроенной структуры кольца, изучалось влияние на эффекты встречи различных расстроек (разведение бетатронных частот от резонанса связи, различие вертикальной и горизонтальной бета-функций, раскомпенсация соленоидов в промежутке встречи, внесение бетатронной связи в арках). Также изучались эффекты встречи совместно с влиянием хроматических секступолей, и их зависимость от положения рабочей точки. Симуляции производились для режима, в котором работал ВЭПП-2000 на стадии запуска (2008 год): "короткий соленоид", $\beta^* = 5$ см, $\{v\} = 0.1$, σ₁ = 1.7 см. Результаты были представлены в [39], и приведены в Приложении В. Обозначим основные выводы сильно-слабых симуляций:

- В идеальной структуре предельные значения ξ очень велики, $\xi_{th} \sim 0.25$.
- Хроматические секступоли значительно влияют на эффекты встречи, снижая порог до ξ_{th} ~ 0.15. Это связано, в частности, с нарушением сохранения момента импульса – интеграла движения – нелинейными полями, асимметричными для х- и z-движения.
- Смещение рабочей точки с резонанса связи (при его конечной мощности) несимметрично: положение рабочей точки ниже диагонали ($v_x > v_z$) предпочтительнее, чем положение выше диагонали ($v_z > v_x$). Это объясняется тем, что при смещении с диагонали эмиттансы становятся неравными, пучок уплощается, и сдвиг вертикальной частоты встречным пучком становится больше сдвига горизонтальной частоты. Если рабочая точка под диагональю, взаимодействие со встречным пучком надвигает её на резонанс, в противном случае точка дополнительно отодвигается от резонанса.
- Раскомпенсация соленоидов в широких пределах (вплоть до расщепления частот δν_{x,z} ~ 0.02, вызванного связью, генерируемой продольным полем) безопасна. Бетатронная связь в арках, вызванная скью-квадрупольной компонентой поля, напротив, резко понижает пороговый ток. Разница связана с нарушением сохранения момента импульса скью-квадруполями, транспортная матрица теряет симметрию.
- Нарушение круглости пучка за счёт разности бета-функций на уровне 10 % на эффекты встречи влияет незначительно.
- Ограничение интенсивности пучков эффектами встречи происходит не за счёт резкого роста эмиттанса, а за счёт вытягивания "хвостов" распределения, которые становятся негауссовыми, и проистекающего из этого падения времени жизни.
- Время жизни, ограниченное эффектами встречи, растёт с приближением рабочей точки к целому значению (см. Рис. 53).



Рис. 53. Время жизни пучка как функция рабочей точки. Симуляции *LIFE*-*TRAC* для ξ ~ 0.12.



Рис. 54. Footprint частиц, взаимодействующих со встречным пучком. Симуляции *LIFETRAC*.

С помощью *LIFETRAC* можно также изучать динамику частиц в пространстве бетатронных частот посредством т.н. техники FMA (Frequency Map Analysis). На Рис. 54 приведена область на диаграмме бетатронных частот, занятая частицами (т.н. footprint), в присутствии взаимодействия со встречным пучком. Цветом отображена стабильность частоты колебаний частицы от синего (частота постоянна) к красному (частота блуждает). В данном моделировании выбрана начальная рабочая точка $\{v\} = 0.05$. Наибольший сдвиг частоты соответствует центральной области пучка, а "хвост" с частотами ниже начальной соответствует частицам с большими амплитудами, для которых фокусировка встречным пучком слаба, а отрицательная кубическая нелинейность, производимая секступолями, сдвигает частоту в обратную сторону. В моделировании не учтён эффект от нелинейных краевых полей соленоида, который создаёт большую положительную кубическую нелинейность.

3.4. Наблюдаемые эффекты

Первым изучаемым на ВЭПП-2000 эффектом, связанным с взаимодействием пучков, стала модуляция размеров в точках наблюдения встречным током. На Рис. 55 приводятся результаты измерений размеров малоинтенсивного пучка позитронов как функции встречного электронного тока. Измерения производились на стадии запуска ВЭПП-2000 в режиме круглых пучков на энергии около 500 МэВ, в схеме включения "короткого соленоида" (см. раздел 2.4), 10 мА тока пучка соответствуют $\xi = 0.022$. Сравнивая измеренную зависимость с предсказанием линейной модели (Рис. 51) можно заметить качественное различие – разный знак второй производной. Это связано с нелинейностью эффектов встречи, и было предсказано "сильно-слабыми" симуляциями *LIFETRAC*. В то же время, один из размеров, горизонтальный 2m1R, изменяется слабо, а его поведение прогнозируется аналогичным поведению размеров пучка в месте встречи (Рис. 50, Рис. 51).



Рис. 55. Зависимость измеренных размеров "слабого" позитронного пучка (в мм) от встречного тока (мА).

В случае равных токов рост размеров не так значителен из-за взаимного действия пучков друг на друга. Типичное поведение размеров изображено на Рис. 56, измерения при работе на энергии 510 МэВ, режим "длинного соленоида", $\beta^* = 8.5$ см, ток 44 мА соответствует $\xi_{nom} \sim 0.13$.



Рис. 56. Измеренные размеры пучков при малых (2×2 мА, вверху) и больших (44х44 мА, внизу) токах.

Экспериментально наблюдаемые эффекты встречи не всегда хорошо описываются компьютерным моделированием. Для ВЭПП-2000 это в сильной степени связано с малоизученными нелинейными магнитными полями, возмущающими динамику частиц. Так, логическим продолжением зависимости от рабочей точки времени жизни одного пучка (см. Рис. 40) становится изрезанная многочисленными резонансами высокого порядка структура зависимости порогового тока встречного сгустка от бетатронной частоты (см. Рис. 57). Данное обстоятельство требует тонкой настройки рабочей точки (например, в "хорошую" область вблизи резонанса 1/8) для стабильности пучков, что особенно сложно при работе с подъёмом энергии непосредственно в кольце ВЭПП-2000.

Рис. 57. Пороговый ток пучка электронов (мА) для слабого позитронного пучка как функция рабочей точки накопителя.

Крайне высокие значения порогового тока на Рис. 57, с формальным значением $\xi_{nom} > 0.2$, в реальности соответствуют негативному явлению, сопровождающемуся резким спадом светимости: заполнению частицами более слабого пучка островов резонанса 1/5. Это явление типа flip-flop-эффект (см. Рис. 58, изображение пучков на телекамере, установленной на выводе СИ), по всей видимости, является результатом совместного действия машинного резонанса и эффектов встречи. Такая ситуация может случаться, например, после перепуска порции пучка из бустера БЭП, когда инфлектор ударяет по пучку, возбуждая колебания значительной амплитуды. В установившейся ситуации в фурье-спектре сигнала с пикапа (см. Рис. 59) видны когерентные колебания с частотой, соответствующей резонансу $\{v\} = 0.2$.

Рис. 58. Раздувание эффективного размера позитронного пучка вследствие заброса встречным пучком электронов части частиц (а – незначительной, б – подавляющей) в острова нелинейного резонанса. Для сравнения, в – регулярный рабочий режим.

Рис. 59. Спектр сигнала с пикапа.

При перестройке рабочей точки в область $\{v\} = 0.15$, или $\{v\} = 0.1$, можно наблюдать подобные эффекты на островах резонансов 1/4 и 1/6, соответственно. На Рис. 60 представлена ещё одна иллюстрация flip-flop эффекта. Энергия 240 МэВ, рабочая точка $\{v\} = 0.169$, токи пучков 5×5 мА. В спектре хорошо видно две пары пиков, соответствующих когерентным модам колебаний взаимодействующих пучков. Видно, что происходит взаимодействие с резонансом 1/4 в случае относительно плотных пучков, и с резонансом 1/5, в случае сильного раздувания, которое произошло после перепуска порции частиц.

Рис. 60. Flip-flop-эффект на энергии 240 МэВ. Слева – изображение пучков (выше позитроны, ниже электроны, выводы СИ 1m1R, 1m1L, соответственно) на телекамере в трёх разных состояниях: рабочий режим; раздут электронный пучок; раздут позитронный пучок. Справа – спектры малых колебаний с пикапа. Токи пучков 5×5 мА для всех трёх случаев.

Рис. 61. Свёртка распределения частиц по вертикальной координате. Справа – радиационное гауссово распределение, слева – при забросе частиц в острова резонанса.

Естественно, что распределение частиц в такой ситуации далеко от гауссового, проекция на одну из координат, соответствующая Рис. 58a, выглядит согласно Рис. 61 (слева).

В регулярной рабочей ситуации для изучения эффектов встречи, например, сдвига частоты когерентных колебаний пучок можно возбуждать крайне слабым ударом инфлектора. При т.н. "тренировочном" выстреле высоковольтного генератора на нагрузку, из-за незначительных несогласований и отражений, волна очень малой амплитуды всё же попадает на пластину инфлектора. В спектре возбуждаемых колебаний малой амплитуды (х $\ll \sigma_x$) хорошо видны частоты мод связанных колебаний пучков (см. Рис. 62).

Рис. 62. Спектр когерентных колебаний в присутствии эффектов встречи.

Левая пара пиков, близкая к значению невозмущённой эффектами встречи частоте, соответствует вертикальной и горизонтальной частотам колебаний т.н. σ-моды (два встречных пучка колеблются синхронно, центр тяжести совершает колебания в месте встречи), а правая – частотам π-моды (пучки колеблются в противофазе, центр тяжести неподвижен) [40]. Сдвиг частоты когерентных колебаний π-моды связан со сдвигом некогерентных колебаний одиночной частицы в поле встречного сгустка не совсем тривиально и сильно зависит от метода возбуждения колебаний и измерения спектра. В данном случае колебания возбуждаются ударным методом, а частота определяется из фурье-спектра пооборотного сигнала с пикапа в течение первых тысяч оборотов, когда распределение пучка не успевает деформироваться, поскольку характерные времена радиационного затухания даже на энергии 1 ГэВ составляют 35 000 оборотов. Такие колебания хорошо описываются моделью "жёстких сгустков", и сдвиг частоты когерентных и некогерентных колебаний должны быть равны друг другу [41].

Рис. 63. Сдвиг частоты π-моды как функция тока пучков, при работе на энергии 960 МэВ, для трёх разных значений β^{*}: 9.2 см (оранжевые точки), 10.5 см (коричневые), 7.9 см (красные).

На Рис. 63 представлены измерения сдвига частоты колебаний π -моды в зависимости от тока встречных пучков. Измерения производились в паразитном режиме при "крейсерской" работе по набору светимости детекторами на энергии 960 МэВ с равными токами пучков. Три серии измерений соответствуют различным значениям β^* , варьируемой оператором с помощью "ручки" (см. раздел 2.2.1). Если вместо тока пучка откладывать по горизонтальной оси значение параметра встречи (см. Рис. 64), все измерения ложатся на одну кри-

вую, вследствие малых абсолютных значений ξ (далёких от порога, связанного с нелинейностью эффектов) хорошо описываемую (3.15).

Рис. 64. Сдвиг частоты π -моды как функция ξ . Тонкая фиолетовая линия соответствует $\Delta v = 2\xi$, синяя кривая описывается (3.15).

Рис. 65. Спектрограмма ~2 минут работы на энергии 530 МэВ.

Ещё одна иллюстрация спектров когерентных мод сталкивающихся пучков – спектрограмма (см. нижнюю часть Рис. 65), полученная в рабочем режиме при наборе светимости на энергии 530 МэВ. Спектрограмма представляет собой 100 полосок, каждая из которых – спектр колебаний, где высота пика
отображается яркостью. В левой части видны две неизменные частоты σ-мод, а в правой – частоты π-мод, сдвиг которых уменьшается по мере вымирания токов пучков.

Глава 4. Измерение светимости

Измерения светимости на ВЭПП-2000 производятся с 2007 года по данным, передаваемым с детекторов. Однако, такие измерения довольно медленные (одно измерение за 30 с), и имеют большую статистическую погрешность, вследствие чего флуктуируют и не всегда удобны для настройки ускорителя. Например, практически невозможно измерение светимости детекторами при настройке кольца с малыми встречными токами из-за недостаточной статистики.

В качестве альтернативного инструмента было реализовано независимое измерение светимости по размерам пучков. Действительно, для вычисления светимости (3.3) необходимо знать лишь размеры в месте встречи и интенсивность сталкивающихся сгустков. При этом, даже в машине с одним кольцом, размеры электронного и позитронного пучков, вообще говоря, различны, вследствие эффектов встречи: динамические эмиттанс ε и бета-функция β^* зависят от тока встречного пучка. Причём помимо линейных эффектов (раздел 3.2) существует не поддающийся аналитическим предсказаниям стохастический прирост эмиттанса на машинных и порождаемых эффектами встречи нелинейных резонансах. Таким образом, для измерения светимости необходимо и достаточно измерять ток пучков (измеряется с помощью двух ФЭУ, калиброванных по феррозонду – трансформатору тока), и 4 размера (σ_x^+ , σ_z^- , σ_x^- , σ_z^-).

Идея измерения светимости по размерам не нова. Например, были попытки создать такой инструмент на протон-антипротонном коллайдере Tevatron [42]. Однако, недостаточное количество и качество средств пучковой диагностики до сих пор не позволяло получить приемлемую погрешность в измерении светимости.

4.1. Методика

Измерение размеров пучков непосредственно в месте встречи технически невозможно. Однако на кольце имеется 16 точек измерения размеров ПЗСкамерами по выведенному из поворотных магнитов синхротронному излучению. 8 выводов СИ электронного и 8 – позитронного пучков (см. Рис. 6). Если, в отсутствие встречного пучка, оптика кольца хорошо известна (иными словами, линейная оптика настроена и поправлена, приведена в соответствие с модельной, согласно процедурам, описанным в разделе 2.2.1), транспортные матрицы между точками измерения также известны, и все размеры могут быть приведены к одному азимуту для сравнения и анализа. Эффекты встречи изменяют эмиттансы пучков, а также вносят искажение фокусировки, но возмуцение локализовано в месте встречи, поэтому все транспортные матрицы, не захватывающие место встречи, остаются неизменными.

Расчёт размеров и светимости делается в следующих предположениях. 1) Оптика невозмущённого кольца известна, включая транспортные матрицы, дисперсионную функцию и разброс импульсов в пучке. 2) Две арки, от места встречи до места встречи, всегда остаются идентичными друг другу, сохраняется зеркальная симметрия. 3) Оптика несвязанная, т.е. можно использовать независимые матрицы перехода 2×2 . 4) Пучки остаются круглыми, с гауссовым поперечным распределением плотности. Для транспортировки размеров в место встречи (через фокусирующий соленоид), вообще говоря, третье условие не выполняется: соленоид разворачивает плоскость бетатронных колебаний на некий большой угол. Но общий разворот обоих сталкивающихся пучков не имеет значения, поэтому в транспортной матрице учитывается только фокусировка соленоидом.

Удобно делать подгонку неизвестных параметров, эммитанса ε и бетафункции β₀, в точке зеркальной симметрии кольца, например, в центре технического промежутка, где параметр Твисса $\alpha = 0$. Переход из точки зеркальной симметрии, где $\alpha = 0$, в i-тую точку кольца осуществляется особенно просто:

$$\beta_{i} = \beta_{0} \cdot (t_{11})_{i} + \beta_{0}^{-1} \cdot (t_{12})_{i}$$
(4.1)

где t_{ij} – элементы матрицы перехода 2×2. Подгонка эммитанса ε и бетафункции β_0 в точке зеркальной симметрии по измеренным размерам σ_i в i-тых точках осуществляется процедурой минимизации суммы квадратов разностей:

$$S = \sum_{i} \frac{\left(\sqrt{\varepsilon \cdot \beta_{i}} - \sigma_{i}\right)^{2}}{\sigma_{i}^{2} + o_{i}^{2}} = \sum_{i} \frac{\left(\sqrt{\varepsilon \left(\beta_{0} \cdot t_{11i}^{2} + \beta_{0}^{-1} \cdot t_{12i}^{2}\right)} - \sigma_{i}\right)^{2}}{\sigma_{i}^{2} + o_{i}^{2}}, \quad (4.2)$$

где о_i – ошибка определения размеров, а σ_i – измеренный размер за вычетом дисперсионной составляющей $\sigma_{\beta} = \sigma - D \cdot \frac{\sigma_E}{E}$. Независимо друг от друга подгоняются пары (ε, β_0) для горизонтального и радиального движения, для электронов и позитронов, итого 8 искомых параметров, при 32 измеренных размерах (16 ПЗС-камер, вертикальный и горизонтальный размеры). После подгонки, полученные параметры транспортируются в место встречи, и вычисляется светимость:

$$L = \frac{N_1 N_2 f_0}{2\pi \sqrt{(\sigma_{1x}^2 + \sigma_{2x}^2)(\sigma_{1y}^2 + \sigma_{2y}^2)}},$$
(4.3)

где N – число частиц в сгустке, f₀ – частота обращения.

В настоящий момент вся процедура подгонки, расчёт светимости, визуализация и архивирование измерений выполнены в виде динамического ноутбука пакета Mathematica [43]. Рис. 66 иллюстрирует доступный контроль качества подгонки размеров вариацией 8 пар ($\beta_{x,z}^{+,-}, \varepsilon_{x,z}^{+,-}$) свободных параметров. По горизонтальной оси отложен номер ПЗС-камеры, по вертикальной – размер в миллиметрах на соответствующей камере.



Рис. 66. Измеренные (синие) и подогнанные (фиолетовые) размеры (в мм) на 8 электронных и 8 позитронных ПЗС-камерах. Оливковые – проектные размеры без встречного тока.

Описанный метод измерения светимости хорошо (на уровне 10%) сходится с показаниями мониторов светимости детекторов СНД и КМД-3 при умеренных токах пучков. На Рис. 67, Рис. 68 представлены примеры скользящего графика светимости от времени за последние 7000 секунд (~ 2 часа). Избыточное число измеренных размеров по сравнению с числом параметров позволяет оценивать погрешность расчётной светимости.



Рис. 67. Скользящий график светимости, работа на энергии 800 МэВ. Оранжевые точки – измерение по размерам, чёрные крестики – данные детектора КМД-3, красные крестики – данные СНД. По горизонтальной оси – время в секундах.



Рис. 68. Скользящий график светимости, работа на энергии 180 МэВ.

При предельных значениях токов (что соответствует параметру встречи ξ_{nom} ~ 0.15), и/или при эффективном раздувании размеров на островах нелинейных резонансов (см. раздел 3.4) происходит сильная деформация поперечного распределения частиц. Распределение становится существенно негауссовским (см. Рис. 61), определение размеров пучка по изображению с ССD- камер становится некорректным, соответственно, некорректной становится и подгонка эмиттанса и бета-функций.

4.2. Анализ

Измерение светимости по размерам совместно с другими параметрами пучка позволяет архивировать данные и изучать различные зависимости и корреляции задним числом. На Рис. 69 можно видеть историю светимости при наборе статистики детекторами в течение трёх сезонов 2010 ÷ 2013 со сканированием по энергии в области 180 ÷ 1000 МэВ.



Рис. 69. Архивированные показания светимости при сканировании по энергии. Болотные точки – сезон 2010-2011, фиолетовые – 2011-2012, синие – 2012-2013. Чёрные треугольники – пиковая светимость ВЭПП-2М со "змейкой", квадраты – средняя светимость ВЭПП-2М по данным КМД-2, круглешки – светимость ВЭПП-2М без "змейки". Красные и голубые линии соответствуют Рис. 46.

Каждая "палочка" начинается практически от нуля, потому что раз в сутки комплекс останавливается на 2 часа для заправки криостатов соленоидов финального фокуса, а также соленоида детектора КМД-3 жидким гелием и работа начинается заново с нулевых токов пучка. Выход на "крейсерский режим" после остановки занимает около часа (зависит от энергии, и, следовательно, рабочих токов пучков). Дрожание по энергии на Рис. 69 связано с тем, что для нужд измерения светимости используется не прецизионная величина энергии, измеренная по ЯМР-датчикам, а величина, рассчитываемая из токов магнитных элементов. Отличие составляет иногда несколько процентов, но измерения ЯМР-датчиков довольно медленное, что создаёт неудобства и некорректные расчёты при работе с подъёмом энергии в ВЭПП-2000.

Из-за того что при работе по набору светимости со сканированием по энергии зачастую накопитель не проходит полную процедуру настройки после очередного шага по энергии, его светимость не всегда оптимальна, и из Рис. 69 трудно вывести зависимость светимости от энергии. Тем не менее, видно, что светимость во всей области энергий, хотя и существенно выше светимости, полученной на накопителе ВЭПП-2М, но не достигает своего предельного расчётного значения, а зависимость не соответствует (3.12). Ограничение светимости в разных диапазонах энергии различно. На высокой энергии светимость полностью ограничена недостатком позитронов. Это связано с тем, что для обеспечения работы на пороговом значении параметра встречи, необходимо наращивать интенсивность пучков с ростом энергии. Согласно (3.2):

$$\xi \propto \frac{N}{\gamma \varepsilon},\tag{4.4}$$

то есть, при фиксированном параметре $\xi = \xi_{th}$, с учётом (3.11),

$$N \propto \gamma^2$$
. (4.5)

Однако возможности существующей системы производства позитронов не позволяют обеспечить интенсивность пучков близкую к пороговому значению, начиная с энергии около 600 МэВ. При фиксированной интенсивности пучков светимость не растёт, а падает с энергией:

$$L \propto 1/\sigma^{*2} \propto 1/\gamma^2. \tag{4.6}$$

Этого не происходит на Рис. 69, потому что с ростом энергии растут декременты радиационного затухания и время жизни пучков, вследствие чего интенсивность их всё же возрастает (см. Рис. 70).



Рис. 70. Ток пучков в трёх сезонах 2010-2013, как функция энергии коллайдера.

Ещё один аспект, ведущий к потере в светимости на высокой энергии (выше 825 МэВ) – необходимость работать с подъёмом энергии сталкивающихся пучков непосредственно в кольце ВЭПП-2000 (т.н. рэмпинг). Вопервых, это ведёт к потере времени на набор статистики (что никак не отражено на Рис. 69). Во-вторых, это создаёт сложности, связанные с удержанием параметров (в первую очередь, рабочей точки) в очень узких пределах, как это обсуждалось в разделе 3.4, не позволяет вплотную приблизиться к пороговым значениям ξ, может приводить к полной потере одного из пучков. В-третьих, из-за зависимости предельной интенсивности пучков от энергии (4.5) рэмпинг принципиально не позволяет получить предельные токи на энергии выше энергии инжекции. Впрочем, два последних ограничения в настоящее время не слишком критичны, вследствие недостатка позитронов. Однако из сказанного становится очевидным, что для достижения проектной светимости комплексу ВЭПП-2000 необходим как новый интенсивный источник позитронов, так и апгрейд бустера БЭП до энергии 1 ГэВ.

В средней области энергий (300 ÷ 600 МэВ) светимость ограничена в сильной степени эффектами встречи, в основном, упомянутым в разделе 3.4 flip-flop-эффектом, который приводит к раздуванию размеров одного из пучков и деградации удельной светимости. На низких энергиях главным ограничением становится сокращение времени жизни пучков, которое объясняется, во-первых, внутрисгустковым рассеянием, а во-вторых, обострением проблем с динамической апертурой. С одной стороны, из-за слабого затухания проявляются резонансы высокого порядка, с другой стороны, на низкой энергии продольное поле КМД-3 и компенсирующие его антисоленоиды вносят существенный вклад в фокусировку, что нарушает симметрию кольца. Малая ДА не только влияет на время жизни, но и создаёт проблемы при инжекции. Так, на энергии ниже 200 МэВ не удаётся работать с накоплением пучка, инжекция происходит с полной заменой сгустка.

В области энергий, где существующая конверсионная система обеспечивает достаточную интенсивность пучков для выхода на пороговые значения по эффектам встречи, представляют интерес зависимости основных параметров от тока пучков. Определим два параметра, "номинальный" и "достигнутый" параметры встречи:

$$\xi_{nom} = \frac{N^{-} r_{e} \beta_{nom}^{*}}{4\pi \gamma \sigma_{nom}^{2}} = \frac{N^{-} r_{e}}{4\pi \gamma \varepsilon_{nom}}, \quad \xi_{lumi} = \frac{N^{-} r_{e} \beta_{nom}^{*}}{4\pi \gamma \sigma_{lumi}^{2}}.$$
(4.7)

Номинальный параметр встречи есть не что иное, как перенормированный ток пучка. Достигнутый параметр встречи определяется через номинальное значение бета-функции в месте встречи и реальный эффективный размер, который надёжно извлекается из показаний светимости:

$$\sigma_{lumi} = \sqrt{\frac{N^- N^+ f_0}{2\pi L}} \,. \tag{4.8}$$

Связь между "номинальным" и "достигнутым" параметрами встречи иллюстрируется Рис. 71, полученным при наборе статистики в наиболее удачно настроенных массивах на энергиях 511.5 и 392.5 МэВ.



Рис. 71. Связь между по-разному определёнными параметрами встречи, E = 511.5 МэВ (слева). То же для 392.5 МэВ (справа), два цвета соответствуют работе с разной длиной сгустка: напряжение ВЧ-резонатора 35 кВ (фиолетовые точки), 17 кВ (синие).

На Рис. 72 приведена зависимость измеренной тремя способами светимости от параметра пространственного заряда на энергии 537.5 МэВ. С одной стороны видно, что достигается большое значение номинального параметра встречи $\xi_{nom} = 0.15$. В то же время, рост светимости с ξ_{nom} отстаёт от квадратичного (3.5), что говорит о приросте эмиттанса, отличном от линейной зависимости (Рис. 49) и падении удельной светимости.

На Рис. 73 отображена соответствующая предыдущей картинке удельная светимость как функция параметра встречи. Хотя это вступает в некоторое противоречие с предсказаниями моделирования, удельная светимость снижается, но не пороговым образом, а плавной зависимостью.



Рис. 72. Зависимость светимости от параметра встречи ξ_{nom} при работе на энергии 537.5 МэВ. Синие точки – измерение по размерам, фиолетовые – данные КМД-3, оливковые – данные СНД.



Рис. 73. Удельная светимость.

На Рис. 74 представлена серия картинок, демонстрирующих рост размера пучка, определяемого из (4.8), в месте встречи с ростом номинального параметра встречи для разных энергий. Нужно, однако, не забывать, что для низких энергий рост отчасти обусловлен внутрисгустковым рассеянием (см. Рис. 47).



Рис. 74. Зависимость размера пучка в месте встречи от ξ_{nom} для различных энергий.

На графике Рис. 75 для сравнения приведены результаты сильносильных симуляций для ВЭПП-2000 [8] и измеренная аналогичная зависимость для накопителя ВЭПП-2М с плоским пучком [44]. Видно, что хотя имеется значительное расхождение с предсказаниями, не наблюдается взрывообразного роста эмиттанса пучков, подобного измерениям на ВЭПП-2М.



Рис. 75. Зависимость размера пучка в месте встречи от ξ_{nom} на энергии 537 МэВ. Сравнение с моделированием и данными ВЭПП-2М на 510 МэВ.

Ещё одна иллюстрация роста размеров с током – Рис. 76, на котором данные измерений для полного диапазона энергий можно сравнить с радиационным размером.



Рис. 76. Размер пучка как функция энергии, данные за три сезона работы 2010-2013. Чёрная линия соответствует линейному росту радиационного размера.

Вычисленный согласно (4.7) достигнутый параметр пространственного заряда также можно отобразить как функцию энергии (см. Рис. 77). Хорошо видно, что хотя номинальный параметр встречи достигает значений 0.2-0.3 (Рис. 74), достигнутое значение не превышает 0.1. Это является рекордным значением, хотя на В-фабрике КЕКВ параметр встречи достигал близкого значения 0.09 [45], но при значительно более высокой энергии 3.5×8 ГэВ, где радиационное затухание несколько подавляет роль эффектов встречи. Близкое значение параметра встречи ~ 0.09 достигалось и на Ф-фабрике DAФNE на энергии 510 МэВ, но лишь в тестовом режиме сильно-слабых пучков, при проверке новой концепции "crab-waist" (см. главу 5).



Рис. 77. Зависимость достигнутого параметра встречи от энергии.

Глава 5. Перспективы круглых встречных пучков

5.1. Модернизация комплекса ВЭПП-2000

Ближайшие перспективы повышения светимости коллайдера ВЭПП-2000 связаны с использованием интенсивных пучков нового инжекционного комплекса [46], который в настоящее время находится в стадии наладки и запуска. Новый комплекс включает в себя электронный и позитронный линаки, систему конверсии, и т.н. накопитель-охладитель на энергию 500 МэВ. Далее пучки электронов или позитронов будут транспортироваться по каналу К-500 протяжённостью свыше 200 м к бустеру БЭП.



Рис. 78. Бустерный накопитель БЭП.

Как обсуждалось в разделе 4.2, для достижения предельной светимости в ВЭПП-2000 на высокой энергии необходима не только достаточная производительность инжектора, но и бустер – на полную энергию. Таким образом, модернизация комплекса ВЭПП-2000 включает в себя отказ от старой инжекционной части ИЛУ – Б-3М, модернизацию кольца БЭП, модернизацию каналов транспортировки БЭП – ВЭПП-2000, а также доработку отдельных узлов кольца ВЭПП-2000.

Перечислим основные преобразования в кольце БЭП [10].

- Новый впускной магнит (H = 17.5 кГс, L_{эфф} = 42.8 см, R_{кр} = 980 мм, Ø9 мм).
- Новый резонатор с частотой 174.376 МГц, кратностью 13, напряжением 112 кВ.
- 3. Доработка поворотных магнитов: изменение межполюсного зазора 40 мм → 32 мм установкой на плоскости полюсов 4 мм накладки; удаление корректирующих обмоток и установка на полюса торцевых накладок толщиной 11 мм для увеличения протяжённости; заужение полюса 120 мм → 90 мм; установка на внутреннем радиусе ярма магнитопровода пластин толщиной 50 мм. Магнитное поле на энергии 1 ГэВ составит 26 кГс.
- 4. Доработка квадрупольных линз уменьшением вписанного диаметра (Dлинза: 56 мм → 52.89 мм, F-линза: 84 мм → 77 мм); изменение профиля полюсов для увеличения хроматической секступольной составляющей магнитного поля. На энергии 1 ГэВ градиенты в линзах будут 3.214 кГс/см, -4.512 кГс/см.
- Доработка алюминиевой вакуумной камеры в магнитах и квадруполях. В области магнита прессованием уменьшается вертикальный размер камеры, в месте расположения D-квадруполя – локально выпрессовываются выемки под полюса.
- 6. Замена вакуумных объёмов в прямолинейных промежутках № 4, № 12 на простые эллиптические нержавейные вакуумные камеры (с приёмником СИ и портом вакуумной откачки), и установка в этих промежутках двух специальных С-образных шихтованных длинноимпульсных магнитов, создающих 25 мм искажение горизонтальной орбиты перед выпуском

пучка (т.н. элемент "BUMP"). Протяжённость каждого магнита – 30 см, межполюсный зазор 35 мм, магнитное поле 1.8 кГс, длина импульса 2.5 мс.

Поскольку основные магнитные элементы БЭП (поворотные магниты, а также D- и F-линзы, включающие как линейные градиенты магнитного поля, так и секступольные градиенты) питаются от одного мощного сильноточного 10 кА источника, а высокие значения магнитного поля в них ведут к сильному насыщению железа, при расчёте особое внимание было уделено одинаковости кривых насыщения всех мультиполей.

Работа БЭП на доступной сегодня энергии 800 ÷ 825 МэВ показала, что из-за различия кривых насыщения разных магнитных элементов не удаётся работать в старой (выбранной для работы комплекса ВЭПП-2М) рабочей точке $v_x = 3.46$, $v_z = 3.21$ [47]. В настоящее время бустер работает с бетатронными частотами $v_x = 3.41$, $v_z = 2.82$. Однако после апгрейда до энергии 1 ГэВ планируется выбрать рабочую точку $v_x = 3.4$, $v_z = 2.4$, под неё оптимизированы переделанные квадруполи.

В каналах БЭП – ВЭПП-2000 будут заменены магниты М2, М3, МР4, МЕ4, МР5, МЕ5, питаемые последовательно с магнитными элементами БЭП.

В кольце ВЭПП-2000 для инжекции на максимальной энергии придётся установить дополнительные пластины инфлекторов в вакуумные камеры магнитов 1M2, 2M2. При инжекции, скажем, электронов генератор электронного предудара работает на пластину 3M2, генератор электронного удара – на 4M2, а генератор позитронного удара (противоположной полярности) с помощью дополнительного коммутатора работает на пластину 1M2.

5.2. Перспективы круглых пучков в целом

Главный эффект от использования концепции круглых пучков заключается в повышении порогового значения параметра встречи ξ в 2÷3 раза за счёт подавления нелинейных бетатронных резонансов связи одномеризацией движения, введением дополнительного интеграла движения. Очевидно, что такой подход, требующий аксиальной симметрии взаимодействия встречных пучков, возможен только при лобовых столкновениях сгустков. Для коллайдеров с высокой светимостью, фабрик, это даёт ограничение на частоту следования сгустков. Для разведения пучков в ближайшем паразитном месте встречи на достаточное расстояние $\geq 5\sigma$ пластинами электростатического поля, которые можно разместить лишь за пределами детектора и элементов финального фокуса, потребуется значительное пространство. Скажем, для Φ -фабрики с энергией 510 МэВ в пучке простые оценки дают минимальное расстояние между сгустками ~ 4-5 м. Проблема усугубляется с ростом энергии в силу ограниченности доступной напряжённости электрического поля.

Другое ограничение, проистекающее из лобовых столкновений – ограничение снизу на величину бета-функции в месте встречи. При величине β^* меньшей, или даже сравнимой с длиной сгустка, как уже упоминалось в разделе 3.1, возникает не только деградация светимости за счёт hourglass-эффекта, но и снижается пороговое значение ξ_{th} . Ограничение же снизу на длину сгустка в самых современных фабриках с рекордной светимостью уже носит довольно фундаментальный характер: короткие сгустки вызывают как поперечные коллективные неустойчивости, так и продольную микроволновую неустойчивость, которая обратно удлиняет сгусток.

В то же время в машинах с традиционным плоским пучком и пересечением пучков под углом в недавнее время были открыты новые возможности: большой угол Пивинского и т.н. подход "crab-waist" [48]. Идея заключается в развороте с помощью нелинейных магнитных элементов области перетяжки бета-функции в месте встречи таким образом, чтобы исключить зависимость нелинейной силы встречного сгустка от горизонтальной координаты. Это позволяет сталкивать протяжённые сгустки под большим углом и с ультрамалыми вертикальным эмиттансом и β^* , но при этом подавить нелинейные резонансы связи. В первых экспериментах с использованием схемы crab-waist на коллайдере DAФNE уже были получены значения ξ свыше 0.06 [49], вплоть до 0.09. В некотором смысле можно проследить аналогию между crab-waist подходом и круглыми пучками: в обоих случаях происходит эффективная одномеризация нелинейной динамики. В круглых пучках за счёт введения нетривиального интеграла движения, в crab-waist столкновениях – за счёт того, что нелинейное взаимодействие сгустков искусственно ограничивается вертикальным движением.

В Табл. 5 для сравнения приведены параметры двух проектов коллайдеров на энергию рождения Ф-мезона, один эксплуатирует концепцию круглых пучков с лобовыми столкновениями, другой – использует подход с плоским пучком, пересечением под углом с большим углом Пивинского, ультра-малой вертикальной бета-функцией. Оба проекта оперируют весьма оптимистическими величинами, например, очень большая интенсивность, и одновременно очень малая длина сгустка в проекте Ф-фабрики; и экстремально малые эмиттанс и бета-функция в проекте SuperK. Тем не менее, прогнозируемая светимость существенно выше для варианта с плоским пучком.

	Ф-фабрика [50]	SuperK [51]
Периметр	47 м	366 м
Угол пересечения	0	20 мрад
Число сгустков	11	418
Частиц в сгустке	5×10^{10}	0.9×10^{10}
Длина сгустка	4 мм	8 мм
Эмиттансы	125 нм, 125 нм	1 нм, 0.01 нм
β_x^*, β_z^*	10 мм, 10 мм	200 мм, 0.6 мм
ξ_x, ξ_z	0.1, 0.1	0.03, 0.18
Светимость	2.5×10 ³³ см ⁻² с ⁻¹	$1.2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{c}^{-1}$

Табл. 5. Сравнение проектов Ф-фабрик с круглыми и плоскими встреч-

ными пучками.

Нельзя, всё же, забывать, что в области низких энергий круглые сталкивающиеся пучки имеют большое преимущество перед плоскими в существенном ослаблении эффекта Тушека, который на относительно низкой энергии при ультра-малых вертикальных эмиттансе и β^{*} определяет время жизни пучка.

Также, использование круглых сталкивающихся пучков позволяет надеяться на отыскание практических режимов работы, в которых у частиц появится ещё один интеграл движения в дополнение к уже имеющемуся – продольной компоненте момента импульса. Наличие двух интегралов движения делает поперечную динамику частиц полностью интегрируемой, а значит ведёт к полному подавлению неустойчивостей, связанных с эффектами встречи, ликвидации хаоса. Это позволило бы существенно (в разы) повысить параметр пространственного заряда, интенсивность пучков и, следовательно, светимость. Примеры таких специальных режимов предложены в [52], и пока только ждут экспериментальной проверки.

Опыт ВЭПП-2000 показал, что работа в режиме круглых пучков эффективна не только в схеме с вращением плоскости бетатронных колебаний и сложными собственными бетатронными модами, но и в обычной плоской оптике, с учётом упомянутых требований ($\varepsilon_x = \varepsilon_z$, $\beta_x^* = \beta_z^*$, $T_x(IP \rightarrow IP) = T_z(IP \rightarrow IP)$). Это важно, поскольку схема финальной фокусировки с возможностью вращения плоскости колебаний, выбранная для ВЭПП-2000, осуществляется соленоидами с индукцией магнитного поля 13 T, что близко к пределу технических возможностей, и становится нереальной для более высокой энергии. Очевидно, что для обеспечения условий симметрии бета-функций, и транспортных матриц можно использовать более традиционные схемы финальной фокусировки квадрупольными линзами при работе на основном резонансе связи.

Заключение

ВЭПП-2000 – первый в мире электрон-позитронный коллайдер, работающий с круглыми встречными пучками. Поддержанные численным моделированием теоретические предсказания высоких достижимых значений параметра пространственного заряда в значительной мере оправдались, в среднем диапазоне энергий уже достигнуто значение параметра встречи $\xi \sim 0.1$, что в 2 раза выше, чем на накопителе ВЭПП-2М с плоскими пучками. Достигнутая светимость уже сегодня во всём диапазоне энергий также в 3÷5 раз выше, чем на ВЭПП-2М. В то же время, проектная светимость пока не получена, что в основном связано с недостатком позитронов, который будет ликвидирован в самом ближайшем будущем с запуском нового инжекционного комплекса.

Двумя детекторами на ВЭПП-2000 успешно начато выполнение физической программы [53]. Набранный к настоящему моменту суммарный интеграл светимости ~ 110 пбн⁻¹ уже более чем на порядок превышает интеграл, набранный предыдущими поколениями коллайдеров в области 700 ÷ 1000 МэВ в пучке, и превосходит статистику, набранную ВЭПП-2М за 25 лет его работы.

Данная работа посвящена изучению различных особенностей работы ВЭПП-2000, критических для достижения высокой светимости, и отличающих машину с круглыми встречными пучками от традиционных коллайдеров. Внимание уделено вопросам юстировки сверхпроводящих соленоидов финального фокуса, настройке связанной линейной оптики, хроматическим эффектам. Очень важными для успешной работы ВЭПП-2000 оказались вопросы, связанные с нелинейной динамикой. Нелинейные поля приводят как к ограничениям динамической апертуры в режиме одного сгустка, так и к появлению нелинейных резонансов высокого порядка, осложняющих эффекты встречи в режиме сталкивающихся пучков. Основная часть источников нелинейного поля рассмотрены в данной работе, и проявляет себя в хорошем соответствии с экспериментом, а также даёт качественное объяснение ряда наблюдаемых эффектов. Однако количественное моделирование динамической апертуры зачастую заметно расходится с измерениями, поэтому изучение более тонких нелинейных эффектов будет продолжаться.

Значительное место в работе занимают моделирование и наблюдение эффектов встречи: динамические размеры, бета-функции, эмиттансы, сдвиг частоты когерентных мод, flip-flop-эффект. Также, результатом работы является создание полезного инструмента для быстрого и точного измерения светимости по размерам пучка, измеряемым в арках ПЗС-камерами.

В целом опыт работы ВЭПП-2000 с круглыми встречными пучками уже можно назвать успешным, как с точки зрения физики элементарных частиц, получившей новый современный источник экспериментальных данных, так и с точки зрения физики ускорителей, где поиск решений, позволяющих стабилизировать динамику сталкивающихся пучков (иными словами, сделать её интегрируемой, преодолеть пороговые значения параметра встречи), продолжается, фактически, с момента запуска первых коллайдеров. Автор, работая на этой интересной машине со стадии проектирования, неизменно получал огромное удовольствие, что связано не только с самим предметом работы, но и с замечательным коллективом лаборатории №11 ИЯФ СО РАН.

Пользуясь случаем, автор выражает свою благодарность всему коллективу ВЭПП-2000, без сплочённой работы которого не был бы получен ни один результат. Особую благодарность автор выражает трём своим учителям Ивану Александровичу Коопу, Евгению Алексеевичу Переведенцеву и Юрию Михайловичу Шатунову, у которых автор не только бесконечно черпал знания в самых разнообразных вопросах физики и техники ускорителей, но и получал практические навыки работы на комплексе ВЭПП-2000. Также автор благодарит Д. Беркаева, Ю. Роговского, А. Сенченко, П. Шатунова, А.Н. Кирпотина за удовлетворение всех запросов, связанных с автоматизацией комплекса; А. Романова, с энтузиазмом реализовавшего на ВЭПП-2000 автоматизированный SVD-анализ всевозможных матриц откликов и поддерживающего систему ПЗС-камер; А.П. Лысенко за уникальную моделирующую динамику частиц программу RING; И. Землянского за внимательное прочтение рукописи. Отдельно автор благодарит Д. Шатилова, создателя замечательной программы для симуляций эффектов встречи Lifetrac, лично производившего сильнослабое моделирование для различных условий работы ВЭПП-2000. Также, автор признателен П.Д. Воблому за предоставление готового стенда для нужд измерения магнитных элементов кольца ВЭПП-2000. Кроме того, автор благодарен А. Валишеву, который был первым руководителем автора, выполнявшего свои дипломные работы, связанные с проектированием ВЭПП-2000. Наконец, автор хочет поблагодарить директора ИЯФ СО РАН А.Н. Скринского, неослабевающий интерес которого к строительству, запуску, достижениям коллайдера ВЭПП-2000 способствует успешной работе комплекса.

Приложения

Приложение А. Модельная магнитная структура

В таблице приводится поэлементная структура одного квадранта кольца для различных режимов работы ВЭПП-2000. Единицы измерения – сантиметры и килогауссы.

тип	обозн.	длина	поле/градиент							
	пеж	имы →	"warm" "longsol" "shortsol" "ultrashort" '		"smooth"					
IP	рел	//////////////////////////////////////								
DRIFT		30								
DRIFT		18 223								
SOL	183	12.8	0.000	-47 4255	0.000	-140 926				
DRIFT		6 432		17.1200		110.920	~~ ~ ~ ~ ~			
SOL	1\$1/	26.2911	0.000	57.299	85.9439	0.000	GROUP			
SOL	/1S2	26.2911	0.000	57.299	0.000	0.000				
DRIFT		20.5633								
QUAD	1F1	6	1.15455	0.567726	0.558945	0.55441	0.57362			
DRIFT		16								
BEND	1M1	12.217		11.913	/ 0.0056233					
CCD	1m1L									
BEND	1M1	85.522		11.913	/ 0.0056233					
CCD	1m1R									
BEND	1M1	12.217		11.913	/ 0.0056233					
DRIFT		16.7								
SEXT	1SZ	7.7	-0.24	-0.95	-1.23	-1.95	-0.91			
DRIFT		5.1			•	L	L			
QUAD	1D1	14	-1.87972	-1.87972 -0.9132						
DRIFT		4								
SEXT	1SX	4	0.55	1.02	1.26	1.96	0.992			
DRIFT		4								
QUAD	1F2	19	1.25883		2.585	75				
DRIFT		6								
PICK	p1									
DRIFT		6								
QUAD	1D2	12	0.000	0.000 -1.58948						
DRIFT		18								
BEND	1M2	12.217		11.913	/ 0.0056233					
CCD	1m2L									
BEND	1M2	85.522		11.913	/ 0.0056233					
CCD	1m2R									
BEND	1M2	12.217	11.913 / 0.0056233							
DRIFT		18								
SEXT	1SD	4			0.000					
DRIFT		3								
QUAD	1D3	14	-1.99531	-2.43264	-2.29107	-2.20489	-2.51191			
DRIFT		4.875								
QUAD	1F3	14	2.33484	2.59155	2.43233	2.33403	2.67872			
DRIFT		50.821								
v_x/v_z			2.44/1.40	4.128/2.128	4.128/2.128	4.128/2.128	4.128/2.128			
β^*				5.0	5.0	2.0	5.0			

Обозначения элементов: DRIFT – пустой промежуток; BEND – поворотный магнит (содержит слабый градиент поля); QUAD – квадрупольная линза; SOL – соленоид с про-

дольным полем; SEXT – секступольная линза (приводится $\partial^2 B_z / \partial x^2$); IP – метка места встречи; CCD – метка положения вывода СИ на ПЗС-камеру; PICK – метка положения пикапа. Элемент GROUP задаёт по точкам ломаную, описывающую продольное распределение поля в соленоиде. Значение соответствует полю на конце отрезка:

N⁰	длина	поле	13	3.00	22.6637	26	3.00	61.4950	
1	3.00	-0.05651	14	3.00	42.1944	27	3.00	60.6585	
2	3.00	-0.14704	15	3.00	52.8542	28	3.00	58.5618	
3	3.00	-0.34457	16	3.00	57.9902	29	3.00	53.9755	
4	3.00	-0.87620	17	3.00	60.3737	30	3.00	44.2631	
5	3.00	-2.56136	18	3.00	61.3536	31	3.00	26.5914	
6	3.00	-9.83031	19	3.00	61.4830	32	3.00	10.5580	
7	3.00	-28.1683	20	3.00	60.8572	33	3.00	2.61214	
8	3.00	-39.4422	21	3.00	59.3201	34	3.00	0.61416	
9	3.00	-41.2372	22	3.00	57.8548	35	3.00	0.25116	
10	3.00	-36.1865	23	3.00	59.3545	36	3.00	0.11649	
11	3.00	-21.3622	24	3.00	60.9005	37	2.60	0.00000	
12	3.00	0.59102	25	3.00	61.5562				

Приложение Б. Калибровки магнитных элементов

Соленоиды

Число витков в катушках соленоидов. Для каждого квадранта первая колонка – ближняя к IP катушка, вторая – дальняя.

	1 квад	рант	2 квадр	ант	3 квадр	ант	4 квадр	ант	Запасно	ой
NbTi										
№ катушки	№ 1	Nº4	N <u>⁰</u> 8	N⁰5	N <u></u> ⁰3	N <u></u> ⁰2	Nº6	<u>№</u> 7	№ 10	№ 9
1 секция	1572	1579	1581	1594	1582	1586	1594	1590	1591	1596
2 секция	3282	3297	3285	3293	3297	3299	3293	3299	3286	3298
3 секция	3824	3856	3839	3843	3842	3838	3842	3841	3832	3836
Сумма	8678	8732	8705	8730	8721	8723	8729	8730	8709	8730
Сумма 2	1S1:	17410	2S1:	17435	3S1:	17444	4S1:	17459		17439
Nb ₃ Sn										
№ катушки	Nº1	<u>№</u> 4	<u>№</u> 8	N⁰5	Nº10	№12	<u>№</u> 9	<u>№</u> 7	<u>№</u> 14	№ 13
1 секция	1222	1183	1181	1226	1177	1176	1184	1211	1217	1155
2 секция	2015	1956	1984	1994	1946	1922	1963	2020	2042	1946
3 секция	1205	1179	1206	1197	1193	1214	1192	1216	1208	1175
Сумма	4442	4318	4371	4417	4316	4312	4339	4447	4467	4276
Сумма 2	1S2:	8760	2S2:	8788	3S2:	8628	4S2:	8786		8743
Корректирующи	ій									
№ катушки		Nº1		N <u>∘</u> 3		N⁰5		№4		№ 6
1 секция		936		936		944		944		942
3 секция		3561		3540		3576		3534		3630
Сумма	1S3:	4497	2S3:	4476	383:	4520	4S3:	4478		4572

Квадруполи

Основные квадруполи имеют вписанный диаметр 40 мм, 29 витков/полюс. Все основные квадруполи имеют одинаковый профиль, отличаются длиной. Калибровки квадрупольных линз – по магнитным измерениям, для малых (до ~ 200 A) токов. Расщепляющая

линза изготовлена и измерена с вписанным диаметром 44 мм, впоследствии проставками в магнитопроводе диаметр увеличен до 47.82 мм, в обмотках 670 витков/полюс. В линейном приближении $G \propto I/R^2$, калибровки приведены с соответствующей поправкой. Для дипольных коррекций в этих линзах поправка линейна с радиусом, поскольку $H_z \propto I/R$.

Линза	Длина	Градиент, кГс/см
F1	6 см	$0.341 \times I(A)$
D1, D2, D3, F3	14 см	$0.01814 \times I(A)$
F2	19 см	$0.01816 \times I(A)$

Для основных квадруполей двух длин 14 см и 19 см кривые насыщения эффективного градиента слегка отличаются. Таблицы – для обеих линз, рисунок – для 19-см линзы.

L = 1	19 см ,	I(A) //	$G_{eff}(\kappa \Gamma c/cM)$		L=	14 см,	I(A) //	$G_{eff}(\kappa\Gamma c/cM)$	
10	0.182	110 1.998	210 3.771	310 4.954	10	0.182	110 2.006	210 3.776	310 4.905
20	0.363	120 2.179	220 3.928	320 5.032	20	0.364	120 2.187	220 3.928	320 4.978
30	0.545	130 2.359	230 4.078	330 5.102	30	0.546	130 2.368	230 4.072	330 5.043
40	0.727	140 2.539	240 4.219	340 5.165	40	0.728	140 2.549	240 4.207	340 5.101
50	0.909	150 2.718	250 4.350	350 5.221	50	0.911	150 2.729	250 4.332	350 5.151
60	1.091	160 2.901	260 4.469	360 5.268	60	1.094	160 2.912	260 4.445	360 5.193
70	1.273	170 3.083	270 4.579	370 5.308	70	1.277	170 3.094	270 4.551	370 5.230
80	1.454	180 3.262	280 4.682	380 5.343	80	1.459	180 3.273	280 4.649	380 5.263
90	1.636	190 3.437	290 4.779	390 5.375	90	1.642	190 3.448	290 4.740	390 5.293
100	1.817	200 3.607	300 4.869	400 5.405	100	1.824	200 3.616	300 4.826	400 5.322



В поле основных квадруполей присутствует слабая додекапольная компонента. По результатам магнитных измерений $P_{12}/G = 1.15 \times 10^{-3}$ см⁻⁴, где $P_{12} = \partial^5 H_z / \partial x^5$.

Дипольные корректоры

Калибровки дипольных корректоров – также из магнитных измерений, для низких токов элементов, в которых они расположены, и ненасыщенного железа. Корректор в поворотном магните имеет 60 витков/полюс. Дипольные обмотки в линзах выполнены на ярме магнитопровода, 2×400 витков (в F1-линзах 2×480 витков). Поле дипольного корректора в квадруполе содержит сильную секступольную составляющую $P_6/H_z = 0.328 \text{ см}^{-2}$, где $P_6 = \partial^2 H_z / \partial x^2$. Кроме того, в основных квадруполях из-за насыщения железа сила дипольной коррекции существенно зависит от тока квадрупольной обмотки.

Корректор	Длина	Поле, кГс
X1, X2	110 см	$0.0377 \times I(A)$
F1X, F1Z	6 см	$0.225 \times I(A)$
D1Z, D2Z, D3Z, F3X	14 см	$0.171 \times I(A) - 7.1 \times 10^{-7} \times I_{quad}(A)^2$
F2X	19 см	$0.166 \times I(A) - 6.8 \times 10^{-7} \times I_{quad}(A)^2$

Секступоли

Секступольные линзы имеют одинаковое поперечное сечение, но разную длину и разные обмотки. В SX обмотки имеют 960 витков/полюс, в SZ – 620 витков/полюс. Калибровки из магнитных измерений. Секступоли SZ были впоследствии модифицированы накладкой толщиной 14 мм на одном из торцов каждого полюса, длина по железу увеличилась с 77 мм до 91 мм, что по расчёту должно увеличить интеграл секступольного градиента на 10% (учтено в калибровочном коэффициенте).

Линза	Длина	P_6 , к $\Gamma c/cm^2$
SX, SD	4 см	$0.948 \times I(A)$
SZ	7.7 см	$0.587 \times I(A)$

Скью-квадруполи

Скью-квадрупольные коррекции выполнены в виде дополнительных катушек по 60 витков на верхнем и нижнем полюсе каждого секступоля. Поле такого корректора содержит высшие мультиполи, в первую очередь скью-октупольную компоненту $P_8/H_x = 1.1 \text{ см}^{-3}$, где $P_8 = \partial^3 H_x / \partial x^3$. Калибровки и нелинейность получены из магнитных расчётов *MERMAID* [54], для SQ2 – с учётом накладок на полюса.

Линза	Длина	G _q , Гс/см
SQ1, SQ3	4 см	$23.5 \times I(A)$
SQ2	7.7 см	$22.0 \times I(A)$

Приложение В. Альбом симуляций эффектов встречи

Симуляции *LIFETRAC*, сильно-слабое приближение, "короткий соленоид", $E = 509 \text{ МэВ}, \{v\} = 0.1, \beta^* = 5 \text{ см}, \sigma_z = 1.7 \text{ см}, \varepsilon_{x,z} = 47 \text{ нм}.$ Трекинг на протяжении 10⁴ времён затухания, $\tau_{x,z} = 350\ 000$ оборотов. На картинках – поперечное распределение в пространстве нормированных амплитуд. Ток 50 мА соответствует $\xi \sim 0.11$. 1) Идеальная структура. Введена раскомпенсация продольного поля, чтобы обеспечить равные эмиттансы, лежащие точно на диагонали "затравочные" бетатронные частоты расщеплены на ± 0.01 . 2) "Затравочные" частоты сдвинуты с диагонали вверх. 3) Частоты сдвинуты с диагонали вниз. 4) Нарушение круглости через неравенство бета-функций. 5) Бетатронная связь в арках.





Симуляции чётко указывают на ослабление эффектов встречи при приближении рабочей точки к целому резонансу.





Без учёта хроматических секступольных линз эффекты встречи совсем малы. Секступоли нарушают сохранение углового момента – краеугольный камень концепции круглых пучков. Все картинки для тока сильного пучка 50 мА.



Литература

[1] S.I. Dolinsky, et al. Summary of experiments with the neutral detector at the e+e- storage ring VEPP-2M. // Physics Reports 202 (3): 99–170, 1991.

M.N. Achasov, et al. Review of experimental results from SND detector. // AIP Conf. Proc. 619: 30–39, 2002.

- A.L. Sibidanov, el al. Precise measurement of hadronic cross sections with CMD-2 detector. // AIP Conf. Proc. 814, pp. 478-485, 2005.
- [2] Adone group. Status report on the electron-positron storage ring Adone. Proc.PAC '1971, p.217, 1971.
- [3] Orsay storage ring group. Status report on DCI. Proc. PAC '1979, p.3559, 1979.
- [4] Yu.M. Shatunov... D.B. Schwartz... et al. Project of a new electron-positron collider VEPP-2000. — Proc. EPAC '2000, Vienna, p.439, 2000.
- [5] L.M. Barkov et al. Phi-factory project in Novosibirsk. Proc. 14th Int. Conf. High Energy Accelerators, Tsukuba (Japan), p.1385, 1989.
- [6] V.V. Danilov et al. The concept of round colliding beams. Proc. EPAC '1996, Barcelona, p.1149, 1996.
- [7] K. Ohmi, K. Oide, E.A. Perevedentsev. The beam-beam limit and the degree of freedom. — Proc. EPAC '2006, Edinburgh, Scotland, p.616, 2006.
- [8] I. Nesterenko, D. Shatilov, E. Simonov. Proc. of Mini-Workshop on "Round beams and related concepts in beam dynamics", Fermilab, December 5-6, 1996.
- [9] A. Valishev, E. Perevedentsev, K. Ohmi. Strong-strong simulation of beambeam interaction for round beams. — Proc. PAC '2003, Portland, USA, p.3398, 2003.
- [10] Накопительное кольцо БЭП: Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-98, 1983.

- [11] P.Yu. Shatunov... D.B. Shwartz... et al. Magnet structure of the VEPP-2000 electron positron collider. Proc. EPAC '2006, Edinburgh, Scotland, p. 628, 2006.
- [12] П.Ю. Шатунов. Магнитная система накопителя с электрон-позитронными встречными пучками ВЭПП-2000: Дисс. к.ф-м.н., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2011.
- [13] Д.Е. Беркаев. Инжекция электронов и позитронов в коллайдер ВЭПП-2000: Дисс. к.ф-м.н., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2010.
- [14] Yu. A. Rogovsky et al. Beam measurement system for VEPP-2000. Proc.ICALEPS '2009, Kobe, Japan, p.143, 2009.

Yu. A. Rogovsky... D.B. Shwartz... et al. Beam measurements with visible synchrotron light at VEPP-2000 collider. — Proc. DIPAC '2011, Hamburg, Germany, p.140, 2011.

- Yu.A. Rogovsky, E.A. Bekhtenev. Pickup beam measurement system at the VEPP-2000 collider. Proc. DIPAC '2011, Hamburg, Germany, p.203, 2011.
- [15] E.V. Abakumova et al. Backscattering of Laser Radiation on Ultrarelativistic Electrons in a Transverse Magnetic Field: Evidence of MeV-Scale Photon Interference. Phys. Rev. Lett. (2013) 110, 140402.
- [16] Yu. Shatunov. Polarized beam studies at Budker Institute. Proc. of the SPIN-2010 Symposium, Julich, published in J. Phys. Conf. Ser. 295: 012016, 2011.
- [17] A.L. Romanov... D.B. Shwartz... et al. Correcting the round beam lattice of VEPP-2000 collider using orbit response technique. — Proc. EPAC '2008, Genoa, Italy, p.3053, 2008.

A.L. Romanov... D.B. Shwartz... et al. Correcting the round beam lattice of VEPP-2000 collider using orbit response technique. — Proc. RuPAC '2008, Zve-nigorod, Russia, p.64, 2008.

- [18] Д.Б. Шварц. Коррекция орбиты и управление связью бетатронных колебаний на накопителе ВЭПП-2000: Дисс. на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 2001.
- [19] A.L. Romanov... D.B. Shwartz... et al. Round beam lattice correction using response matrix at VEPP-2000. — Proc. IPAC '2010, Kyoto, Japan, p.4542, 2010.
- [20] А.Л. Романов. Настройка орбиты и электронно-оптической структуры накопителя ВЭПП-2000 методом матриц откликов: Дисс. к.ф-м.н., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2011.
- [21] А.П. Лысенко, RING code.
- [22] S. Henderson et al. Investigation of the chromaticity sharing at the Cornell Electron Storage Ring. — Proc. PAC '1997, Vancouver, Canada, p.1472, 1997.
- [23] SAD code homepage, <u>http://acc-physics.kek.jp/SAD/sad.html</u>.
- [24] B.W. Montague. Chromatic effects and their first-order correction. Proc. of CERN Accelerator School, Oxford, UK, 1985.
- [25] Е.Б. Левичев, В.В. Сажаев. Динамическая апертура накопителя электронов с малым эмиттансом: Препринт ИЯФ СО РАН 98-52, 1998.
- [26] V.V. Danilov et al. Dynamic aperture limitation in storage rings due to solenoids. — Proc. EPAC '1990, Nice, France, p.1426, 1990.
- [27] И.А. Кооп. Продольно-поляризованные электроны в накопительном кольце AmPS: Дисс. д.ф-м.н., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2000.
- [28] Д.Б. Шварц. Нелинейная динамика и захват позитронов в накопитель БЭП: Дисс. на соискание степени бакалавра, НГУ, Новосибирск, 1999.
- [29] П.А. Пиминов. Численное моделирование и оптимизация параметров нелинейного движения частиц в циклическом ускорителе: Дисс. к.ф-м.н., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2010.

- [30] Е.Б. Левичев. Влияние нелинейностей магнитного поля на динамическую апертуру циклических ускорителей: Дисс. д.ф-м.н., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2004.
- [31] I. Nesterenko, D. Shatilov, E. Simonov. Beam-beam effects simulation for VEPP-2M with flat and round beams. — Proc. PAC '1997, Vancouver, Canada, p.1762, 1997.
- [32] P.M. Ivanov et al. Luminosity and the beam-beam-effects on the electronpositron storage ring VEPP-2M with superconducting wiggler magnet. — Proc 3rd Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop, 1989, Novosibirsk.
- [33] B. Richter. Design considerations for high energy electron-positron storage rings. — Proc. Int. symposium electron and positron storage rings, Saclay, France, 1966.
- [34] K. Hirata, F. Ruggiero. Treatment of radiation for multipaticle tracking in electron storage rings. // Particle Accelerators, 28, p.137, 1990.
- [35] E.A. Perevedentsev. Effect of Linearized Beam-Beam Interaction on Radiation Emittance. — Proc. ICFA Workshop on Performance Improvement of Electron-Positron Collider Particle Factories, Tsukuba (1999), KEK Proc. 99-24, pp.178-180 (1999).
- [36] M.H.R. Donald, J.M. Paterson. An investigation of the 'flip-flop' beam-beam effect in SPEAR. — Proc. PAC '1979, San Francisco, USA, p.3580, 1979.
- [37] A.V. Otboyev, E.A. Perevedentsev. On self-consistent β-functions of colliding bunches. — Proc. PAC '1999, New York, USA, p.1524, 1999.
- [38] D. Shatilov et al. LIFETRAC code for the weak-strong simulation of the beambeam effects in Tevatron. — Proc. PAC '2005, Knoxville, USA, p.4138, 2005.

- [39] E. Perevedentsev. Round colliding beams at VEPP-2000. 40th ICFA advanced beam dynamics workshop on high luminosity e⁺e⁻ factories, Novosibirsk, Russia, 2008.
- [40] K. Hirata. Coherent betatron oscillation modes due to beam-beam interaction. // NIM, v.269, p.7, 1988.
- [41] А.А. Валишев. Исследование когерентных эффектов взаимодействия встречных пучков и динамической апертуры на накопителе ВЭПП-2М: Дисс. к.ф-м.н., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2000.
- [42] A.A. Hann. Online calculation of Tevatron collider luminosity using accelerator instrumentation. — Proc. PAC '1997, Vancouver, Canada, p.2226, 1997.
- [43] Wolfram Mathematica, <u>http://www.wolfram.com</u>.
- [44] И.Б. Вассерман и др. Изучение эффектов электромагнитного взаимодействия встречных пучков в накопителе ВЭПП-2М: Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-79, 1976.
- [45] Y. Funakoshi et al. Recent Progress of KEKB. Proc. PAC '2009, Vancouver, Canada, p.2588, 2009.
- [46] A.V. Akimov et al. Status of VEPP-5 injection complex. Proc. RuPAC '2006, Novosibirsk, Russia, p.19, 2006.
- [47] В.Птицын. Изучение зависимости захвата позитронов от рабочей точки накопителя БЭП: Дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1991.
- [48] P. Raimondi, M. Zobov, D. Shatilov. Suppression of beam-beam resonances in crab waist collisions. — Proc. EPAC '2008, Genoa, Italy, p.2620, 2008.
- [49] C. Milardi et al. Experience with DAΦNE upgrade including crab waist. —
 Proc. PAC '2009, Vancouver, Canada, p.80, 2009.

- [50] V.V. Danilov et al. Novosibirsk Φ-factory project. Proc. APAC '1998, Tsukuba, Japan, p.257, 1998.
- [51] E.B. Levichev. e⁺e⁻ collider VEPP-4M: status and prospects. Proc. Ru-PAC '2012, Saint-Petersburg, Russia, p.20, 2012.
- [52] V.V. Danilov, E.A. Perevedentsev. Two examples of integrable systems with round colliding beams. — Proc. PAC '1997, Vancouver, Canada, p.1759, 1997.
- [53] M.N. Achasov... D.B. Shwartz... et al. First results of spherical neutral detector (SND) experiments at VEPP-2000. // Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 67, Issue 2, pp. 594-598, 2012.
 - Akhmetshin R.R. ... D.B. Shwartz... et al. First Results from the CMD-3 Detector at the VEPP-2000 Collider. // Nuclear Physics B – Proceedings Supplements, Vol. 225-227, pp. 43-47, 2012.
- [54] A.N. Dubrovin. MERMAID user's guide, Novosibirsk, 2006.