

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

На правах рукописи

ШИЛЬЦЕВ ВЛАДИМИР ДМИТРИЕВИЧ

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ СУПЕРКОЛЛАЙДЕРОВ

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание учёной степени
Доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук,
профессор, Академик РАН
ДИКАНСКИЙ Николай Сергеевич

НОВОСИБИРСК - 2017

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Основные проблемы динамики пучков в суперколлайдерах и метод электронных линз.....	9
1.1 Встречные пучки	9
1.2 Светимость и динамика пучков в адронных суперколлайдерах.....	17
1.2.1 Эффекты встречи и другие эффекты столкновений	20
1.2.2 Однопучковые эффекты в адронных коллайдерах	26
1.3 Обзор метода электронных линз и их приложений в суперколлайдерах	29
Глава 2. Технология электронных линз	34
2.1 Основные требования.....	34
2.2 Общие физические принципы и спецификации	35
2.2.1 Эффекты в электронном пучке	36
2.2.1.1 Ограничения на минимальную энергию электронов	37
2.2.1.2 Электронный пучок в магнитном поле	39
2.2.1.3 Эффект ионов.....	41
2.2.2 Паразитные эффекты на пучки высоких энергий	43
2.2.2.1 Искажения электронного пучка в системе компенсации эффектов встречи.....	43
2.2.2.2 Связь бетатронных колебаний из-за искажений электронного пучка	47
2.2.2.3 «Head-tail» эффект из-за электронного пучка.....	48
2.2.2.4 Действие на второй пучок	55
2.2.2.5 Флуктуации электронного тока.....	56
2.2.2.6 Поперечное движение электронов.....	57
2.2.2.7 Качество поля в соленоиде	58
2.3 Практическая реализация электронных линз для коллайдера Tevatron.....	59
2.3.1 Магнитная и криогенная системы	61
2.3.1.1 Основной СП и теплые соленоиды.....	62
2.3.1.2 Корректирующие магниты	64
2.3.1.3 Криогеника и защита от квенча	67
2.3.1.4 Прямоугольные линии поля.....	69
2.3.1.5 Магнитная система ЭЛ в RHIC	70
2.3.2 Система Электронного Пучка	72
2.3.2.1 Электронные пушки	72
2.3.2.2 Коллектор электронного тока	80

2.3.2.3 Электрическая схема	83
2.3.2.4 Модуляция электронного пучка.....	84
2.3.3 Система диагностики и другие подсистемы	88
2.3.3.1 Датчик перекрытия пучков в RHIC	92
Глава 3. Электронные линзы для компенсации эффектов встречи	93
3.1 Компенсация паразитных эффектов встречи.....	93
3.1.1 Требования для эффективной компенсации паразитных эффектов встречи (взаимодействия разведенных пучков) в Tevatron	93
3.1.2 Первые исследования воздействия электронных линз	98
3.1.2.1 Изучение сдвигов бетатронных частот	98
3.1.2.2 Изучение влияния флуктуаций электронного пучка	103
3.1.2.3 Влияние профиля электронного пучка на время жизни пучков в Tevatron	107
3.1.3 Успешная компенсация паразитных эффектов встречи в Tevatron — улучшение времени жизни пучков и светимости	111
3.2 Компенсация эффектов встречи лобовых столкновений	122
3.2.1 Условия компенсации лобовых эффектов встречи	122
3.2.2 Экспериментальные исследования компенсации лобовых эффектов встречи электронными линзами в Tevatron.....	126
3.2.2.1 Нелинейная КЛЭВ.....	126
3.2.2.2 Отдельные исследования с нелинейной электронной линзой	129
3.2.3 Использование нелинейных гауссовых электронных линз в RHIC	131
3.2.4 Планы использования электронных линз для увеличения светимости LHC	133
Глава 4. Электронные линзы для коллимации пучков.....	136
4.1 Поперечная коллимация полым трубчатым электронным пучком	136
4.1.2 Трубчатый электронный пучок как коллиматор	137
4.1.3 Экспериментальная демонстрация коллимации трубчатым электронным пучком в Tevatron.....	141
4.1.4 Проектные исследования трубчатого электронного коллиматора для LHC	148
4.2 Продольная коллимация электронными линзами	155
Глава 5. Электронные линзы для компенсации эффектов пространственного заряда и других приложений.....	162
5.1 Компенсация эффектов пространственного заряда электронными линзами	162
5.1.1 Теория и численное моделирование КЭПЗ.....	162
5.1.2 Эксперименты по компенсации пространственного заряда в кольце ЮТА	169
5.2 Электронные линзы для селективного медленного выпуска из синхротронов	173

5.3 Компенсация эффектов встречи в e^+e^- коллайдерах.....	176
5.4 Электронные линзы для подавления неустойчивостей интенсивных пучков.....	177
5.5 Пучок-пучковый кикер	179
Заключение	182
Список литературы.....	186
Приложение А. Символы и обозначения.....	203
Приложение Б. Часто встречающиеся сокращения	204
Приложение В. Параметры суперколлайдеров	205

Введение

Этот труд дает исчерпывающий обзор электронных линз — нового инструмента для ускорителей частиц высоких энергий, в частности, для передовых сверхпроводящих адронных коллайдеров высоких энергий, которые часто называют «супер-коллайдерами». К настоящему времени были построены три таких коллайдера: Теватрон (Tevatron) в Fermilab в США, Релятивистский Коллайдер Тяжелых Ионов RHIC в BNL, Большой адронный коллайдер LHC в CERN. Каждая из этих машин представляет собой эпоху в исследованиях по физике частиц. В то время, как строительство 21-километрового коллайдера УНК в Протвино и 87-километрового Сверхпроводящего Супер коллайдера SSC в Техасе было прекращено в начале 90-х годов, концепции еще более крупных протон-протонных коллайдеров активно развиваются в настоящее время в Китае, Европе и в США. Суперколлайдеры, как, возможно, наиболее сложные из когда-либо построенных инструментов для научных исследований, широко известны своими многими технологическими прорывами и многочисленными открытиями в физике. Их сложность и, как правило, очень высокая стоимость требуют обеспечения наивысшей производительности — высокой светимости, чтобы окупить инвестиции в строительство этих машин. В результате многие достижения в области физики и техники ускорителей были реализованы на суперколлайдерах, в том числе и предмет этого труда — электронные линзы. Электронные линзы были предложены автором, построены и использованы для компенсации эффектов встречи и коллимации пучков высокой интенсивности и высокой энергии в коллайдере Tevatron, а после этого и в RHIC. Использование электронных линз для компенсации эффектов пространственного заряда и других приложений в ускорителях активно продолжается как теоретически, так и экспериментально.

Ниже мы подробно опишем физику и технологию электронных линз для адронных коллайдеров высоких энергий, а также представим теоретические и экспериментальные работы по этой тематике на сегодняшний день. По всему тексту используются стандартные определения символов. Предоставлены ссылки, которые легко доступны для читателя. Например, все ссылки на труды международных, европейских и американских ускорительных конференций (Particle Accelerator Conferences - xPAC) можно найти на сайте JACOW <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/>, а все цитируемые технические публикации и препринты лаборатории им Ферми (Fermilab) доступны на <http://inspirehep.net/>.

Цель диссертационной работы

В работе рассматриваются физические принципы работы, технология и приложения нового элемента современных ускорителей и суперколлайдеров — электронных линз (ЭЛ). Целями работы являются определение основных необходимых физических параметров ЭЛ, проектирование и создание ЭЛ, проведение исследований с ними и использование их в работе ускорителя, протон-антипротонного суперколлайдера Tevatron. Для этого решены следующие задачи:

1. На основе требований динамики пучков в суперколлайдерах определить основные физические ограничения и параметры, предъявляемые к электронным линзам.
2. Провести численное моделирование взаимодействия электронных пучков ЭЛ и адронных пучков в суперколлайдерах, для оценки эффективности работы электронных линз и проверки аналитических оценок эффективности и критериев устойчивости.
3. Определить оптимальную электромеханическую конфигурацию электронных линз.
4. Создать две ЭЛ и установить их в коллайдере Tevatron.
5. Провести ряд пионерских исследований с ними в протон-антипротонном суперколлайдере Tevatron, в частности, по компенсации лобовых эффектов встречи и паразитных эффектов встречи, продольной и поперечной коллимации пучков протонов и антипротонов.
6. Решить вопросы, связанные с постановкой ЭЛ на круглосуточную работу в суперколлайдерах.
7. Рассмотреть дополнительные возможности использования ЭЛ в ускорителях.

Личный вклад автора включает в себя предложение метода электронных линз, постановку задачи по созданию ЭЛ для компенсации паразитных и лобовых столкновений, а также коллимации пучков в коллайдере Tevatron, проведение численных и аналитических расчётов, строительство двух первых в мире ЭЛ, проведение экспериментальных исследований с ЭЛ и включение их в каждодневную работу ускорителя Tevatron, анализ результатов и подготовку публикаций.

Научная новизна

Автором работы впервые предложен и детально разработан метод электронных линз для компенсации паразитных эффектов встречи, для продольной коллимации пучков, для поперечной коллимации полыми ЭЛ, для компенсации эффектов пространственного заряда.

Впервые были построены ЭЛ, которые будучи установлены и использованы в суперколлайдере Tevatron показали свою большую эффективность в компенсации паразитных эффектов встречи для протонов, эффектов встречи лоб-в-лоб для антипротонов, в продольной коллимации пучков протонов и антипротонов, в поперечной коллимации антипротонов полым электронным пучком. Консультации автора использованы для построения ЭЛ для суперколлайдера RHIC и демонстрации компенсации в нем лобовых эффектов встречи и повышения светимости.

Впервые проведен анализ эффективности и разработаны проекты ЭЛ для суперколлайдера LHC.

Научная и практическая ценность

В работе исследованы требования, физические ограничения и практические проекты ЭЛ, построены две линзы для Tevatron и их опыт использован в строительстве двух ЭЛ для RHIC. В обоих коллайдерах использование ЭЛ привело к значительному увеличению интегральной светимости. Кроме компенсации эффектов встречи и коллимации, разработанные методы ЭЛ позволяют существенно уменьшить эффекты пространственного заряда в сильноточных ускорителях. Разработанные технологии электронных линз могут быть использованы в существующем суперколлайдере LHC и будущих коллайдерах FCC и SppC для подавления эффектов встречи, коллимации и стабилизации пучков затуханием Ландау, за счет создания разброса бетатронных частот.

На защиту выносятся следующие результаты и положения:

Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту:

1. Впервые предложен и детально разработан метод электронных линз для компенсации паразитных эффектов встречи, для продольной коллимации пучков, для поперечной коллимации полыми ЭЛ, для компенсации эффектов пространственного заряда.
2. На основе требований динамики пучков в суперколлайдерах определены основные физические ограничения и параметры, предъявляемые к электронным линзам для компенсации эффектов встречи, для продольной коллимации пучков, для поперечной коллимации полыми ЭЛ, для компенсации эффектов пространственного заряда.
3. Проведен анализ и численное моделирование взаимодействия электронных пучков ЭЛ и адронных пучков в суперколлайдерах, сделана оценка эффективности работы электронных линз.

4. Определены оптимальные электромеханические схемы подсистем электронных линз, построены две электронные линзы и установлены в коллайдере Tevatron, решены вопросы, связанные с постановкой ЭЛ на круглосуточную работу в суперколлайдерах.
5. Проведен ряд пионерских исследований с ними в протон-антипротонном суперколлайдере Tevatron, в частности, по компенсации эффектов встречи лоб в лоб и паразитных эффектов встречи, продольной и поперечной коллимации пучков протонов и антипротонов.
6. Рассмотрены дополнительные возможности использования ЭЛ в ускорителях для селективного медленного вывода частиц, для компенсации эффектов пространственного заряда и в качестве быстрого кикера.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. В Главе 1 изложены основы метода встречных пучков, краткая история адронных сверхпроводящих суперколлайдеров, основные проблемы динамики пучка, с которыми они сталкиваются, а также дан обзор метода электронных линз и их практического применения для решения вопросов на пути к высокой производительности таких ускорителей. Технология электронных линз, от подсистем до пучковой диагностики и интеграции, представлена в Главе 2, с электронными линзами для коллайдеров Tevatron и RHIC, используемых в качестве примеров. Другие главы посвящены конкретным областям применения электронных линз, например, для компенсации последствий эффектов встречных взаимодействий пучков в коллайдерах — лоб-в-лоб (head-on) и паразитных (long-range, Глава 3), для коллимации гало пучка (Глава 4), а также для компенсации пространственного заряда и других приложений (Глава 5).

Текст диссертации содержит 204 страницы, 115 рисунков, 15 таблиц. Список литературы состоит из 242 работ.

Глава 1. Основные проблемы динамики пучков в суперколлайдерах и метод электронных линз

1.1 Встречные пучки

Ускорители заряженных частиц широко использовались в физических исследованиях, начиная с начала 20-го века, и с тех пор существенно продвинулись в научном и технологическом отношении. Для изучения физики высоких энергий частицы нужно ускорить до очень высоких кинетических энергий, затем столкнуть их с другими частицами и зарегистрировать результаты произошедших при этом реакций по преобразованию одних частиц в другие. Анализ показывает, что после 1938 года ускорители оказали влияние на почти 1/3 физиков и физических исследований, способствуя получению Нобелевских премий по физике собственно ускорителей, физике элементарных частиц и физике высоких энергий в среднем каждые 2,9 года [1]. Начиная с 1960-х годов, наиболее важные результаты получались при взаимодействиях частиц высоких энергий друг с другом в установках со встречными пучками — коллайдерами.

Энергия E_{CM} лобового столкновения двух частиц с массами m_1 , m_2 и энергиями E_1 , E_2 в системе центра масс (СМ) равна

$$E_{\text{CM}} = \left[2E_1E_2 + (m_1^2 + m_2^2)c^4 + 2\sqrt{E_1^2 - m_1^2c^4}\sqrt{E_2^2 - m_2^2c^4} \right]^{1/2} \quad (1.1)$$

На протяжении многих десятилетий в ускорительных экспериментах использовался подход с «фиксированной» мишенью, когда частицы, набравшие энергию в ускорителе, сталкивались с неподвижными частицами вещества мишени, расположенной на пути ускоренного пучка. Как следует из уравнения (1.1), в этом случае в ускорителях высоких энергий для $E_2 \gg m_2c^2$ и $E_1 = m_1c^2$ энергия в системе центра масс оказывается равной $E_{\text{CM}} \approx \sqrt{2E_2m_1c^2}$. Например, протоны с энергией $E_2 \approx 1000$ ГэВ, сталкиваясь с неподвижными протонами фиксированной мишени, для которых $E_1 \approx 1$ ГэВ, будут вызывать реакции, характеризуемые энергией ≈ 45 ГэВ. Более эффективно сталкивать непосредственно друг с другом два ускоренных пучка, так что в системе центра масс энергия столкновения достигнет значения $E_{\text{CM}} \approx 2\sqrt{E_1E_2}$. В случае столкновения одинаковых по массе частиц (например, протонов с протонами или протонов с антипротонами) с одинаковой энергией $E_1 = E_2 \approx 1000$ ГэВ энергия столкновения составит много большую величину:

$E_{\text{CM}} = 2000$ ГэВ. Такое очевидное преимущество привело к тому, что первые практические предложения накопителей со встречными пучками появились уже в конце 1950-х годов [2, 3].

С тех пор было построено почти три десятка коллайдеров. На Рисунке 1.1 схематично показаны возможные типы коллайдеров. В конфигурации накопительных колец — Рисунок 1.1(а) и Рисунок 1.1(б) — частицы каждого из пучков циркулируют в отдельном кольце и многократно сталкиваются друг с другом в одном или нескольких местах встречи. Если пучки состоят из частиц и античастиц с одинаковыми энергиями, то подобные столкновения можно реализовать в одном кольце, где частицы циркулируют в разных направлениях. В линейных коллайдерах, впервые предложенных в [4], пучки сначала ускоряются в линейных ускорителях (линаках) и затем транспортируются к месту встречи. В подходе, изображенном на Рисунке 1.1(в), используются два линака, а подходе на Рисунке 1.1(г) — один и тот же линак и две «арки» для транспортировки пучков. Наконец, конфигурация «линак + кольцо» показана на Рисунке 1.1(д).

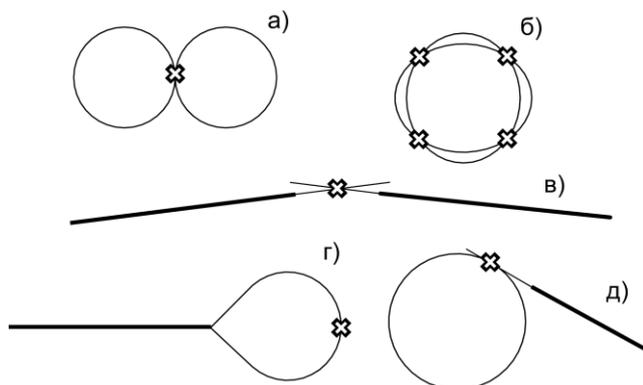


Рисунок 1.1 — Схемы коллайдеров различных типов [3]

Первые установки со встречными лептонными пучками были построены в начале 1960-х почти одновременно в трех лабораториях — это были электрон-электронные коллайдеры AdA в лаборатории Фраскати недалеко от Рима в Италии, ВЭП-1 в Новосибирском Институте Ядерной Физики (СССР) и «Принстон-Стэнфордский Эксперимент со Встречными Пучками» в Стэнфорде (США). В этих установках энергия эксперимента в системе центра масс не превышала 1 ГэВ. Сооружение первого адронного (протон-протонного) коллайдера IRS (Intersecting Storage Rings) началось в Европейском Центре Ядерных Исследований (CERN, Швейцария) в 1966 году; в 1971 коллайдер был введен в эксплуатацию, и энергия проводимых на нем экспериментов достигла в конце концов значения $E_{\text{CM}} = 63$ ГэВ. Первый линейным коллайдером стал SLAC Linear Collider (SLC) — элек-

трон-позитронная установка, сооруженная в Стэнфорде в конце 1980-х годов. Синхротронное излучение имеет незначительное влияние на затухание колебаний частиц в протонных (адронных) коллайдерах, и, следовательно, построение протон-антипротонных коллайдеров требует затухания, основанного на механизме отличном от синхротронного излучения. Изобретение техники стохастического охлаждения в 1969 году привело к строительству первого протон-антипротонного коллайдера SppS в CERN в 1982 г. Многие электрон-позитронные и адронные коллайдеры были построены за последние полвека, смотри подробное обсуждение истории коллайдеров, например, в [2, 5]. Обзор установок со встречными пучками в Новосибирске приводится в [6]. Протон-антипротонный коллайдер Tevatron [7] был самым высоко-энергетичным коллайдером в течение почти 25 лет с момента начала его работы в декабре 1985 года до момента, пока его энергию не превысил LHC в 2009 году [8].

Рисунок 1.2 показывает, как росла энергия коллайдеров, на протяжении многих десятилетий. На рисунке представлены максимальная СМ энергия и год запуска установки. Лептонные коллайдеры (как правило, e^+e^-) показаны треугольниками, а адронные (накопители протонов, антипротонов, ионов, а также протон-электронные) — кружками. Видно, что вплоть до начала 1990-х годов, СМ энергия увеличивалась в среднем в 10 раз каждые десять лет, и что адронные коллайдеры в среднем имели в 10–20 раз большие энергии. С тех пор, следуя требованиям физики высоких энергий, направления развития лептонных и адронных коллайдеров разошлись. Большой Адронный Коллайдер (LHC) на рекордно высокую СМ энергию был построен в CERN, в то время как новые e^+e^- коллайдеры, называемые «фабриками частиц», были созданы для детальных исследований редких процессов при гораздо более низких энергиях.

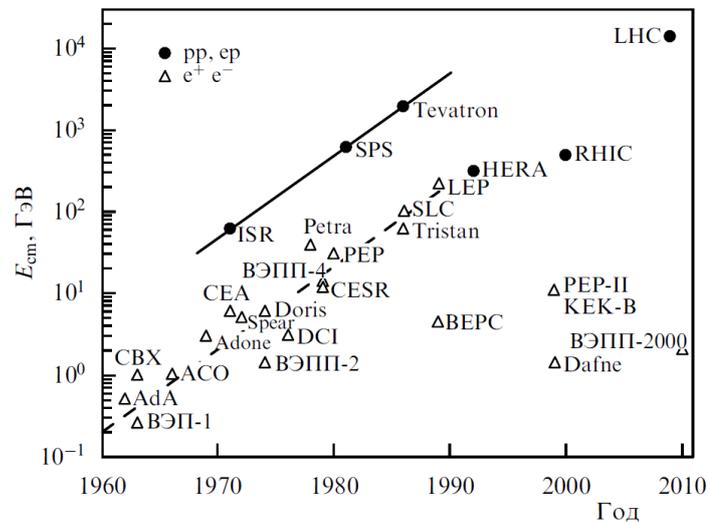


Рисунок 1.2 — Энергия коллайдеров на протяжении пяти десятилетий [3]

Адронные циклические коллайдеры, использующие сверхпроводящие магниты с высоким полем, часто называемые суперколлайдерами, до сих пор доминируют, как наиболее востребованные инструменты передовой физики частиц высоких энергий. Причиной этого является то, что технология сверхпроводящих магнитов предложила доступ к самым высоким энергиям по доступной цене. В суперколлайдерах, как и в любом циклическом ускорителе, максимальный импульс и энергия ультрарелятивистской частицы определяется радиусом кольца R и средним магнитным полем B поворачивающих магнитов:

$$pc = eB \cdot R \quad \text{или} \quad E[\text{ГэВ}] = 0,3 \cdot B[\text{Тл}] \cdot R[\text{м}]. \quad (1.2)$$

Опять же, эволюционное изменение энергии частиц было вызвано практическими соображениями. Например, максимальное поле нормально-проводящих электромагнитов обычно не превышает 2 Тл, и в какой-то момент этого стало недостаточно для получения требуемой энергии частиц из-за необходимости использования более длинных туннелей (для размещения накопителей) и увеличения потребления электрической мощности магнитными системами этих установок. Развитие сверхпроводящих магнитов, использующих высокопроводящий NbTi кабель, охлаждаемый жидким гелием при температуре ниже 5 К, открыло путь к более высоким магнитным полям и рекордно высокой энергии адронных коллайдеров [9], см. Рисунок 1.3. Последний из них, LHC в CERN, с СМ энергией 14 ТэВ в туннеле длиной 26,7 км использует двухапертурные магниты с полем 8,3 Тл.

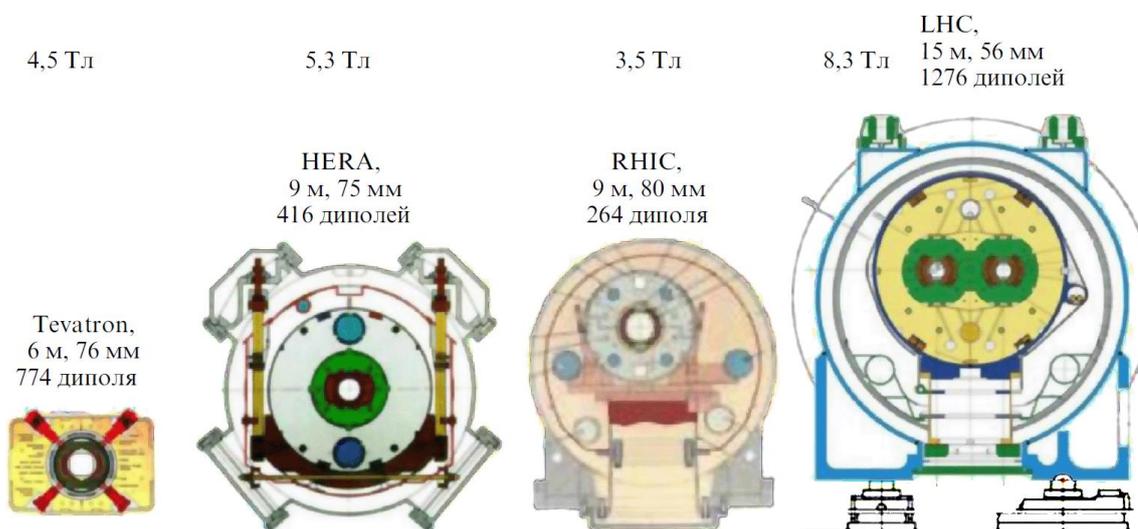


Рисунок 1.3 — Сверхпроводящие дипольные магниты адронных супер-коллайдеров высоких энергий: Tevatron (NbTi кабель работающий при температуре 4.5 К, теплое железное ярмо, не требует очень мощной криогенной установки для охлаждения), HERA (NbTi, алюминиевый бандаж, холодное железное ярмо), RHIC (простой и экономичный дизайн) и LHC (сверхтекучий гелий при 2 К, двухапертурный магнит) [3]

Чтобы оставаться сверхпроводящими, магниты должны работать при очень жестких ограничениях на мощность, рассеиваемую в низкотемпературных компонентах (вакуумные

трубы, холодное железо, сверхпроводящий кабель и т. д.). Эта мощность имеет, как правило, величину порядка 1 Вт/м или меньше, что фактически исключает использование сверхпроводимости в лептонных коллайдерах высоких энергий, так как релятивистские электроны и позитроны быстро теряют энергию за счет синхротронного излучения:

$$\delta E = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2 \gamma^4}{R} = 88,5 \cdot \frac{E^4 [\text{ГэВ}]}{R[\text{м}]} \left[\frac{\text{кэВ}}{\text{оборот}} \right] \quad (1.3)$$

и общая мощность излучения пучков становится непомерно большой. Например, в самом большом по размеру e^+e^- коллайдере LEP (в том же туннеле, который сейчас занимает LHC) при энергии пучка 105 ГэВ и относительно низком среднем токе пучка 4 мА излучаемая мощность достигала величины ≈ 22 МВт или около 800 Вт/м. Такие потери энергии пучков необходимо все время восполнять до-ускорением в ВЧ-резонаторах. Кроме того, синхротронное излучение приводит к значительному нагреву и дегазации вакуумных камер накопителей, в то время как для достижения большого времени жизни непрерывно циркулирующих пучков давление остаточного газа в этих камерах должно составлять 1–10 нторр или меньше. Эта техническая проблема, тем не менее, была успешно решена в современных лептонных «фабриках частиц», работающих с многоамперными пучками. Радиационное излучение протонов (ионов) во много раз меньше, см. формулу (1.3), вследствие фактора $(\gamma_p/\gamma_e)^4 = (m_e/m_p)^4 \approx 6 \times 10^{-14}$. Но оно все же может создавать определенные проблемы для сильноточных сверхпроводящих коллайдеров на очень высокие энергии, таких, как, например, LHC.

С момента появления коллайдеров было понятно, что для их эффективного функционирования требуется обеспечение устойчивого движения частиц около стационарных орбит в накопительных кольцах. Известно, что частицы совершают поперечные колебания в фокусирующих полях магнитов. Эти колебания описываются решением уравнения Хилла:

$$x(s) = A\sqrt{\beta(s)} \cos[\psi(s) + \delta], \quad (1.4)$$

где $\psi(s)$ — фаза колебаний, которая определяет так называемое число бетатронных колебаний на оборот:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \oint d\psi(s). \quad (1.5)$$

Неидеальности и ошибки ведущего магнитного поля коллайдера могут вызывать появление многооборотных неустойчивостей в движении частиц из-за линейных или нелинейных резонансов и приводить к потерям частиц. Чтобы этого избежать, во-первых, выбирают «рабочую точку» коллайдера, т. е. частоты вертикальных и горизонтальных бетатронных колебаний $\nu_{x,y}$ так, чтобы они отличались от целых или рациональных значений

$\nu \neq n/m$, а во-вторых, тщательно изготавливают магниты. Качество магнитного поля характеризуется мультипольными коэффициентами в его разложении на пространственные гармоники:

$$B_x + iB_y = B_0 \sum_{n=0}^{\infty} (b_n + ia_n) \left(\frac{x + iy}{R_0} \right)^n, \quad (1.6)$$

где R_0 — радиус равновесной орбиты, номер полюса есть $2(n+1)$, a_n , b_n — нормированные мультипольные коэффициенты и $b_0 = 1$ для дипольного магнита. На протяжении многих лет разработчики магнитов совершенствовали их конструкцию и добились точности порядка 10^{-4} для нежелательных мультиполей. Это было особенно сложным для сверхпроводящих магнитов, в которых для достижения такого результата требуются очень жесткие допуски (менее нескольких десятков микрон) на размещение и устойчивое положение токонесущих кабелей в условиях действия огромных магнитных сил [9]. Еще более высокими оказались требования на качество поля в специальных сверхсильных магнитах, широко используемых в современных коллайдерах для предельного сжатия пучков в местах их взаимодействия и достижения минимально возможных значений β -функций в этих местах (см. $\beta_{x,y}^*$ в формуле (1.4)). Создание подобных магнитов финальной фокусировки помогло достичь существенно более высоких светимостей.

Как уже отмечалось выше, в адронных коллайдерах синхротронное излучение крайне слабо и его нельзя использовать для быстрого затухания и получения малых эмиттансов (занимаемая пучками область в фазовом пространстве), по крайней мере при энергиях менее 10 ТэВ, так что для них прогресс на пути к высокой эффективности столкновений (светимости) шел либо по пути создания низкоэмиттансных (т. е. с высокой яркостью) пучков в источниках, или же в обеспечении возможности «охлаждения» ускоряемого пучка. Это охлаждение выражается в сокращении размера пучка в фазовом пространстве и осуществляется, как правило, при низких и средних энергиях ускорителей в цепи инжектора методами «стохастического» [10] или «электронного охлаждения» [11, 12]; недавно также была экспериментально продемонстрирована возможность «электронного охлаждения» и в релятивистском режиме [13].

Использование в коллайдерах пучков со все меньшими и меньшими размерами инициировало многие вопросы, связанные с механической выставкой магнитов, вибрациями и долговременной стабильностью туннелей [14–19]. Радиационный фон в детекторах, применяемых в физике высоких энергий, обусловил необходимость тщательной разработки интерфейса между ускорителем и детекторами для коллайдеров высокой светимости.

Хотя только три адронных суперколлайдера достигли стадии практической работы: Tevatron, RHIC [20], и LHC (см. Рисунок 1.4), но при этом были еще два примечательных проекта очень больших суперколлайдеров в прошлом, а именно, Superconducting Super Collider (SSC) в Техасе, США [21] и коллайдер УНК в Протвино, Россия [22]. По разным причинам, в основном, приписываемых их масштабу, стоимости и сложности, они были прекращены в 1991 и 1993 годах, соответственно [23]. Предлагались и предлагаются еще большие по размерам и энергиям суперколлайдеры, такие как Очень Большой Адронный Коллайдер (VLHC) в США в начале 2000-х годов [24], Будущий Циклический Коллайдер (FCC) в CERN и Супер протон-протонный коллайдер (SppC) в Китае [25], см. Таблицу 1.1.

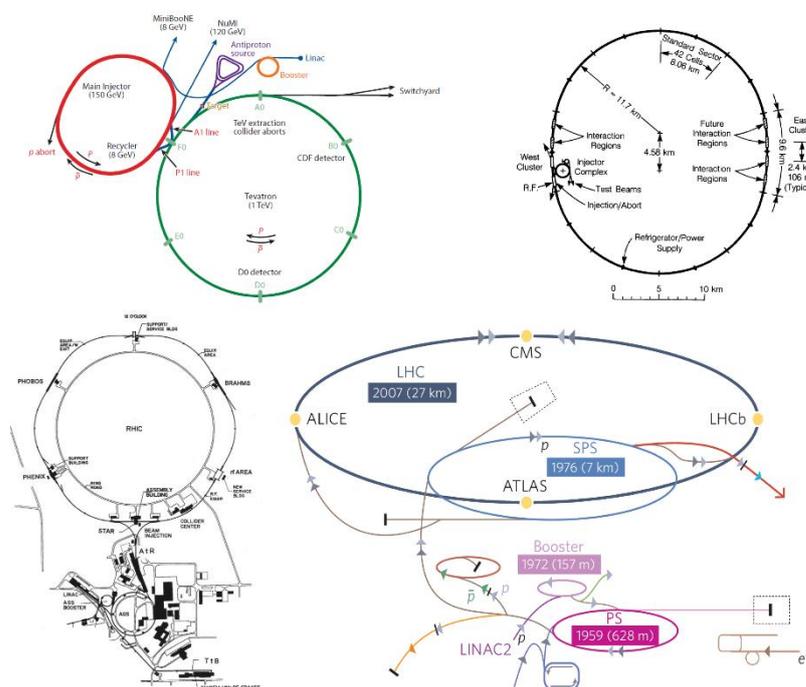


Рисунок 1.4 — Адронные сверхпроводящие суперколлайдеры (по часовой стрелке, начиная с верхнего левого): Tevatron (из [7]), SSC (из [21]), LHC (из [26]), и RHIC (из [20])

Таблица 1.1 — Адронные сверхпроводящие суперколлайдеры и их стоимость (для SSC, RHIC and LHC — см. [27] и приведенные там ссылки, для Tevatron и УНК — [28] и [29], соответственно)

	Энергия ТэВ, см.	Периметр, км	Стоимость (год)	Комментарии
Tevatron	1,96	6,3	0.45B\$ (1986)	Работавший 1985–2011
SSC	40	87,1	11.8B\$ (1993)	Прекращен в 1993
УНК	6	20,8	~2B\$ (1991)	Остановлен в 1998
RHIC	0,5	3,8	0.66B\$ (2000)	Работающий, 2000- наст.вр.
LHC	14	26,7	6.5BCHF(2009)	Работающий, 2008- наст.вр.
FCC	100	100	?	~2035 ?

Несмотря на то, что эти ускорители были и являются самыми крупными и наиболее дорогими инструментами для исследований по физике высоких энергий, они оказались относительно рентабельны. Например, сравнительный анализ [27] общедоступной информации о 17 больших ускорителях прошлого, настоящего и тех, которые в настоящее время находятся на стадии планирования, показал, что «общую стоимость проекта (TPC)» (иногда упоминается как «учет по методике в США») для коллайдеров можно разбить на три основные части, соответствующие «строительство и тоннели», «компоненты ускорителя», «энергетическая инфраструктура площадки» и три соответствующие компоненты затрат могут быть параметризованы только тремя параметрами: длиной тоннеля ускорителя L , энергией пучков в системе центра масс E , и общей требуемой электрической мощностью для всей установки P . Было установлено, что в диапазоне почти 3 порядков по L , 4,5 порядков по величине E и более 2-х порядков в P т. н. « $\alpha\beta\gamma$ -cost model» работает с точностью $\sim 30\%$:

$$\text{Total Project Cost} \approx \alpha \times \text{Length}^{1/2} + \beta \times \text{Energy}^{1/2} + \gamma \times \text{Power}^{1/2} \quad (1.7)$$

с коэффициентами $\alpha = 2\text{B}\$/(\text{10 km})^{1/2}$, $\gamma = 2\text{B}\$/(\text{100 MW})^{1/2}$, а коэффициент β зависит от технологии и равен примерно $10\text{B}\$/\text{TeV}^{1/2}$ для сверхпроводящих (СП) СВЧ ускорителей, $8\text{B}\$/\text{TeV}^{1/2}$ — для «теплых» СВЧ ускорителей, $1\text{B}\$/\text{TeV}^{1/2}$ — для «теплых» магнитов и $2\text{B}\$/\text{TeV}^{1/2}$ — для СП магнитов (все числа даны в 2014 US dollars), см. Рисунок 1.5.

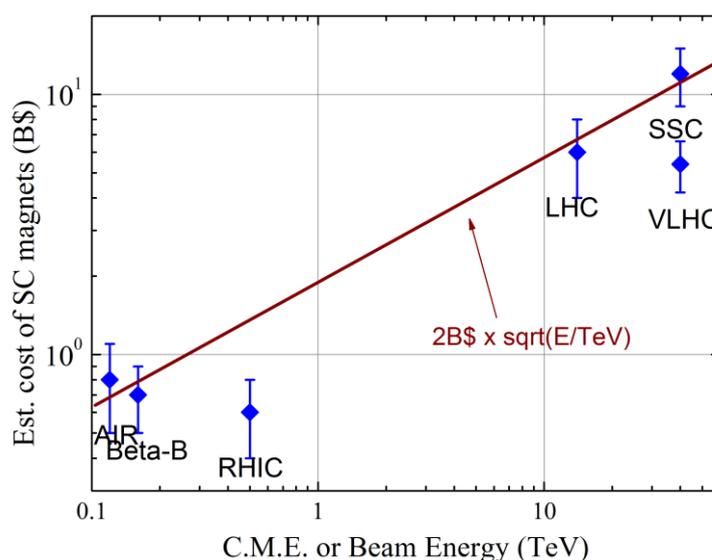


Рисунок 1.5 — Ориентировочная стоимость СП магнитов и связанных с ними элементов в зависимости от энергии центра масс коллайдера или энергии пучка. Стадия I — VLHC предполагает специальные (superferric) магниты с низким полем 2 Тл [27]

Учитывая, что СП магниты обеспечивают примерно в 5 раз более сильные магнитные поля (и, соответственно, более короткие туннели), и то, что они позволяют уменьшить требуемую электрическую мощность объекта почти на порядок, то не удивительно видеть, что суперколлайдеры предлагают доступ к самым высоким энергиям в пределах ограниченных финансовых ресурсов. Тем не менее, очень высокие суммарные затраты на суперколлайдеры обычно ведут к требованию достижения максимально возможной производительности (светимости, смотрите следующий раздел), принятия различных мер по снижению стоимости (обширные НИОКР по экономически эффективным магнитам [30] и строительству тоннелей, повторное использование существующих инфраструктуры и ускорителей, например, как инжекторов, и т. д.) и часто к максимальному расширению научной программы по физике на соударениях (например, столкновения разных типов ионов в RHIC и ионная программа коллайдера LHC в дополнение к протон-протонным столкновениям).

1.2 Светимость и динамика пучков в адронных суперколлайдерах

Исследование редких явлений физики элементарных частиц требует не только соответствующей высокой энергии, но и достаточно большое количество детектируемых реакций. В коллайдере, число представляющих интерес событий в секунду, зависит от поперечного сечения σ_{event} реакции при и определяется по формуле:

$$dN_{\text{event}}/dt = L \cdot \sigma_{\text{event}}, \quad (1.8)$$

где L — светимость. Светимость зависит только от параметров пучка и при гауссовых распределениях в пучке равна:

$$L = \gamma f_0 \frac{N_B N_{p,1} N_{p,2}}{4\pi\beta^* \varepsilon} F(\sigma_s, \beta^*, \theta), \quad (1.9)$$

где $N_{p(1,2)}$ — это число частиц в сгустке в каждом из двух встречных пучков, N_B — это число сгустков в пучке, ε — это средний среднеквадратичный нормированный эмиттанс двух круглых пучков $(\varepsilon_{p1} + \varepsilon_{p2})/2$, $F < 1$ — геометрический коэффициент потери светимости, γ — релятивистский фактор, а f_0 — частота обращения. Как правило, для протон-протонных коллайдеров интенсивности сгустков и эмиттансы примерно одинаковы: $N_{p1} = N_{p2} = N_p$ и $\varepsilon_{p1} = \varepsilon_{p2} = \varepsilon_p$, в то время как это не всегда так для пучков разных видов, например, в протон-антипротонном коллайдере Tevatron $N_p \neq N_a$ и $\varepsilon_p \neq \varepsilon_a$. Геометриче-

ский фактор снижения светимости F учитывает «эффект песочных часов» (изменение поперечного размера пучка вдоль области столкновения), который зависит от соотношения длины σ_s сгустка и бета-функции в точке столкновения β^* и / или уменьшения из-за угла пересечения θ между двумя орбитами пучков в точке взаимодействия (IP). Например, для круглых пучков с $\sigma_s \propto \beta^*$ и с одинаковыми среднеквадратичными размерами σ^* в месте встречи для обоих пучков:

$$F = 1 / \sqrt{1 + \left(\frac{\theta \sigma_s}{2\sigma^*} \right)^2}. \quad (1.10)$$

Поэтому для достижения высокой светимости, необходимо максимизировать интенсивность сгустков с как можно более малыми эмиттансами и сталкивать их с высокой частотой повторения в тех местах, где фокусирующая оптика обеспечивают самые низкие значения функций $\beta_{x,y}^*$. Увеличение энергии пучка и, таким образом, коэффициента γ в уравнении (1.10), тоже, вообще говоря, помогает, хотя фокусировка пучков более высокой энергии сложнее, так как требует более сильных магнитов в системе финального фокуса машины (ФФ).

Рисунок 1.6 демонстрирует впечатляющий прогресс светимости сталкивающихся пучков начиная с времени изобретения коллайдеров. Как и на Рисунке 1.2, треугольниками отмечены лептонные коллайдеры, а кружками — адронные коллайдеры. Можно видеть, что за 50 лет производительность коллайдеров улучшилась более чем на 6 порядков и достигла рекордно высоких значений над $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При такой светимости, можно ожидать производства, например, 100 событий в течение одного года работы (около 10^7 с), если сечение реакции равно 1 фемтобарн (femtobarn, fb) = 10^{-39} см^2 . В Таблице 1.2 приведены значения пиковой светимости и ключевых параметров пучков в протон-(анти)протонных суперколлайдерах.

Общее число реакций, конечно же, пропорционально интегралу светимости $I = \int L dt$ и, в конце концов, это является наиболее важным параметром для экспериментов на коллайдерах. Интеграл зависит от общего времени работы ускорителя (как правило, — многие годы, десятилетия для суперколлайдеров), эффективности использования времени машины (отношение времени работы на светимость к календарному времени), а также от скорости падения светимости в отдельных «заходах». Обычно светимость адронного коллайдера затухает с некоторым характерным временем τ_L , которое может варьироваться от нескольких

часов до нескольких десятков часов в зависимости от машины, см. Рисунок 1.7. Соответственно, если длительность «захода» дольше, чем τ_L , то интегральная светимость будет примерно равна произведению первоначальной светимости и времени жизни $I = \int L dt \approx L_0 \tau_L$.

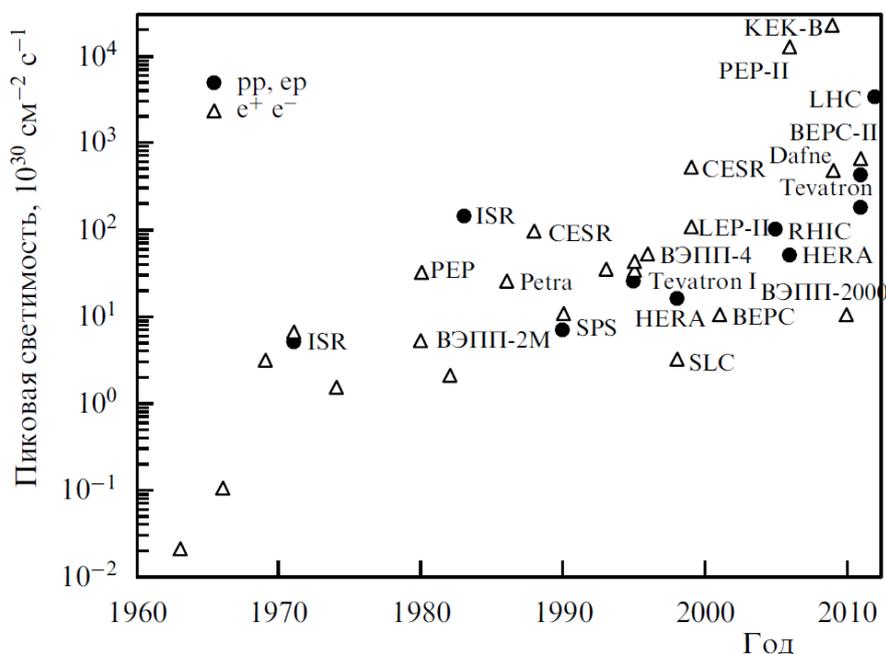


Рисунок 1.6 — Пиковая светимость коллайдеров [3]

Таблица 1.2 — Светимости и параметры протон-протонных / протон-антипротонных сверхпроводящих суперколлайдеров

	E_{CM} , ТэВ	L , $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$N_{\text{p(a)}}$, 10^{11}	N_{B}	$\varepsilon_{\text{p(a)}}$, мкм	β^* , см	ξ	W , МДж
Tevatron	1,96	0,043	2,9/0,8	36	3/1,5	28	0,025	1,7
SSC	40	0,1	0,075	1724	1	50	0,004	418
УНК	6	0,1	3	348	7,5	150	0,005	50
RHIC	0,5	0,025	1,9	111	3,1	65	0,018	0,8
LHC	14	1,0	1,15	2808	3,7	55	0,01	360
FCC	100	5,0	1	10600	2,2	110	0,01	8400

Оптимальная производительность суперколлайдеров требует максимальной интегральной светимости и минимизации экспериментального фона в детекторах (например, события, создаваемые пучками по причинам, отличным от основных столкновений, таких как рассеяние на остаточных молекулах газа, быстрой диффузии и т. д.). Многочисленные вопросы, которые необходимо решать проектировщикам и операторам суперколлайдеров все-сторонне представлены и проанализированы в другом месте — см., например, книги [31,

32, 33] и обзоры [5, 34]. Далее мы даем лишь краткий обзор главных ограничений на светимость в сверхпроводящих адронных коллайдерах. Их можно схематично разделить на две категории: эффекты из-за столкновений (паразитные и лобовые эффекты встречи, pile up — нагромождение событий, время жизни светимости и т. д.) и однопучковые эффекты (одночастичная стабильность и динамическая апертура (dynamic aperture, DA), импеданс и коллективные эффекты, эффекты электронного облака, стабильность машины и шумы, приводящие к росту эмиттанса, проблемы коллимации и защиты машины, производство частиц и их охлаждения, эффекты пространственного заряда, поляризации и т. д.).

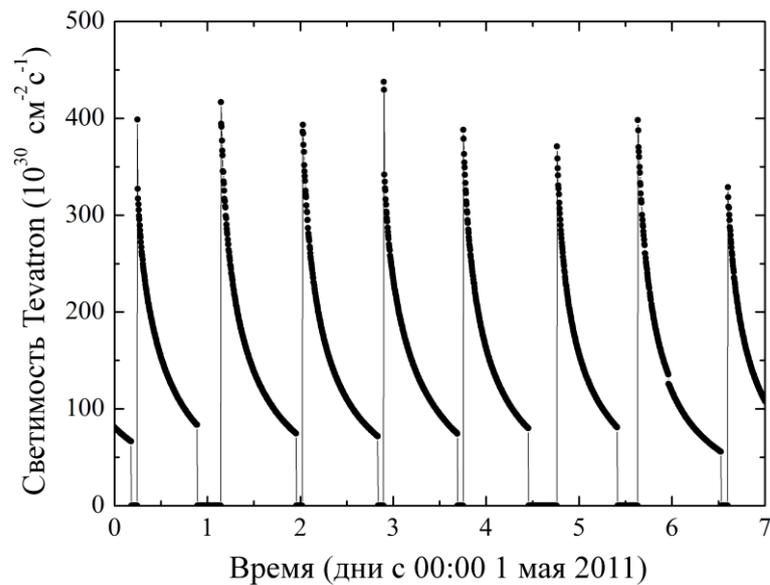


Рисунок 1.7 — Одна неделя работы на светимость протон-антипротонного коллайдера Tevatron (1 мая – 8 мая, 2011). На графике хорошо видны как отдельные «заходы», так и характерный распад светимости в каждом заходе (см. текст)

1.2.1 Эффекты встречи и другие эффекты столкновений

В адронном коллайдере, сталкивающиеся пучки должны иметь небольшие поперечные размеры для достижения высокой светимости, см. (1.9). Это приводит к сильным электромагнитным силам, оказываемым каждым пучком на частицы другого пучка, см. Рисунок 1.8. Взаимодействие пучков, как правило, приводит к сильному увеличению потерь частиц, росту эмиттанса и сокращению времени жизни светимости и интеграла светимости (иногда — к значительным и быстрым потерям интенсивности пучка и квенчу (quench) сверхпроводящих магнитов). Эффекты встречи являются одним из самых жестких ограничений на производительность коллайдера, они всесторонне изучены и широко обсуждаемы

сообществом физиков-ускорительщиков, см., например, материалы соответствующих семинаров и нескольких обзорных статей [35-41]. В Таблице 1.2 приводится максимальный параметр взаимодействия пучков (beam-beam parameter) ξ , равный смещению бетатронной частоты частиц из-за столкновений, который был достигнут в адронных суперколлайдерах:

$$\xi = N_{\text{IP}} \xi_{\text{IP}} = N_{\text{IP}} \frac{N_p r_p}{4\pi\varepsilon} \leq 0,025, \quad (1.11)$$

где $r_p = e^2/mc^2 = 1,53 \times 10^{-18}$ м — классический радиус протона, N_p и ε — интенсивность и эмиттанс встречного сгустка, N_{IP} — число мест встречи.

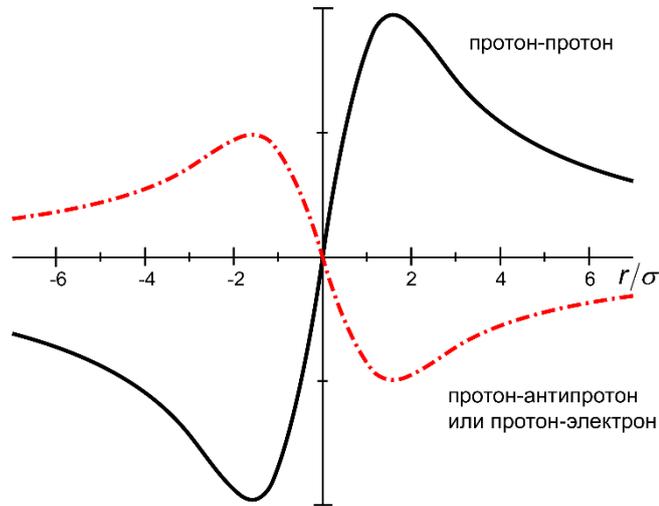


Рисунок 1.8 — Зависимость силы встречного пучка на протон от координаты в месте встречи. Эта сила приводит к расфокусировке для протон-протонного взаимодействия (сплошная линия) и к фокусировке для взаимодействия протона с пучком противоположного знака заряда (антипротонов, электронов, см. пунктирную линию, уменьшенную в масштабе в 2 раза для иллюстрации)

В отличие от e^+e^- коллайдеров, в которых обычно доминирует быстрое затухание бетатронных колебаний из-за синхротронного излучения, и где попытки преодолеть максимальный параметр взаимодействия пучков $\xi \sim 0,05 - 0,1$ приводят к пороговому эффекту (снижение светимости), ограничения в адронных коллайдерах, как правило, «мягкие» и соответствуют приблизительной границе между «оптимальными» и «едва терпимыми» условиями, такими как потери частиц, фоны в детекторе, рост эмиттанса и темпы деградации светимости, и т. д. Тем не менее, учитывая, что адронные машины весьма чувствительны к гораздо меньшим изменениям отстроек $dQ_{x,y} \sim 0,001$ от оптимальной рабочей точки машины (Q_x, Q_y), то параметры этих коллайдеров тщательно выбираются так, чтобы уместить в область стабильности по частотам разброс частот порядка ξ . Например, в ускорителе Tevatron, вертикальные и горизонтальные частоты частиц занимают область между

резонансами 5-го и 7-го порядка (между $Q_{x,y} = 3/5 = 0,6$ и $Q_{x,y} = 4/7 = 0,571$ при целой части $[Q_{x,y}] = 20$), и разброс частот из-за эффектов встречи полностью перекрывает эту область, см. Рисунок 1.9.

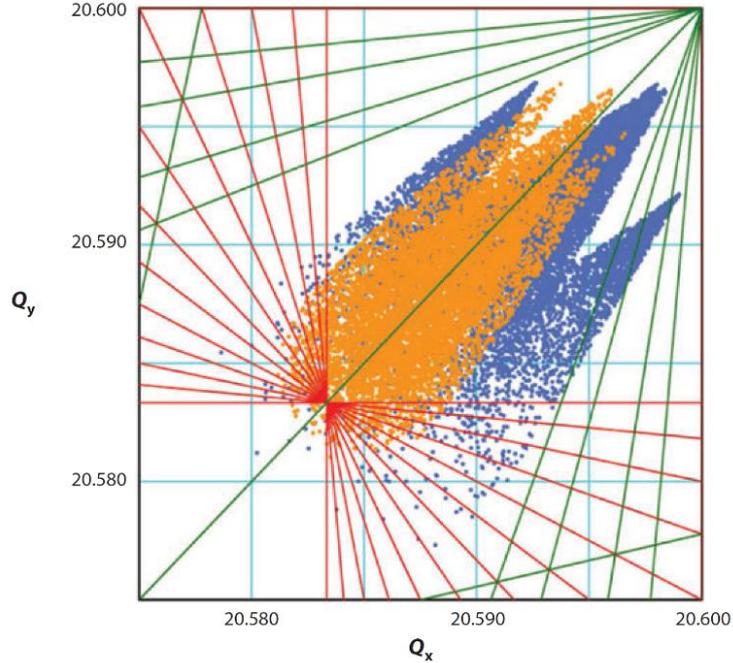


Рисунок 1.9 — Распределения протонных и антипротонных бетатронных частот в Tevatron накладываются на резонансы. Красные и зеленые линии - различные суммовые и разностные резонансы до двенадцатого порядка. Синие точки представляют вычисленные распределения частот для всех 36 антипротонных сгустков; желтые представляют частоты протоны. Разброс частот для каждого пучка рассчитывается для частиц до амплитуды 6σ с учетом измеренных интенсивностей и эмиттансов [42]

Дополнительное осложнение происходит от работы с большим количеством сгустков — от десятков до тысяч, как указано в Таблице 1.2, нужных для уменьшения эффекта pile-up («нагромождение трудно различимых событий за одно столкновение»), характерного для адронных коллайдеров. Из-за больших сечений полных неупругих ион-ионных протон-протон / протон-антипротонных / протон-ионных реакций, значительное число частиц пучка распадаются в каждом акте межсгустковых столкновений, создавая запутанную картину событий в детекторах частиц, которые не могут быть разрешены во времени:

$$N_{\text{pileup}} = \frac{L\sigma_{\text{inel}}}{f_0 N_B}, \quad (1.12)$$

где сечение неупругих реакций $\sigma_{\text{inel}} [\text{мбн}] \approx 70 + 20 \log(E[\text{ТэВ}])$ [43]. Для того, чтобы сохранить количество событий на столкновение достаточно низким при условии высокой средней светимости, нужно увеличить количество сгустков: в Tevatron pile-up был $N_{\text{pileup}} < 15$ с

$N_B = 36$, в то время как pile-up достигает 30 на LHC при проектной светимости с $N_B = 2808$ сгустками.

Разделение двух пучков необходимо, чтобы избежать многочисленных $2 \times N_B$ мест столкновений, которые сразу привели бы к недопустимому общему параметру столкновений, см. уравнение (1.11), и оставить только одно или несколько выделенных мест лобовых столкновений. Такое разделение может быть осуществлено либо за счет использования электростатических сепараторов высокого напряжения в одно-апертурных протон-антипротон коллайдерах типа Tevatron, или независимым отверстием для каждого пучка, как в RHIC (две магнитные системы) или в LHC (магнит «два-в-одном» с двумя отдельными камерами для двух пучков, в каждой из которых имеются одинаковые, но противоположные магнитные поля). Но даже в последнем случае по необходимости есть паразитные взаимодействия — когда разделенные пучки действуют друг на друга — в областях с общей вакуумной камерой вблизи основных мест встречи. Как правило, это длинные области, много длиннее межсгустковых расстояний (продольное расстояние между соседними сгустками), и имеет место значительное число таких паразитных взаимодействий пучков. Например, в Tevatron — 70 паразитных столкновений на оборот, а в LHC их 120. В общей сложности они могут привести к значительным, иногда доминирующим эффектам в динамике пучка. Для адронных коллайдеров характерно, что пучки сводятся в лобовые столкновения только в самом конце подготовительной части операционного цикла каждого «захода». Поэтому динамика пучка при предыдущих этапах инжекции, подъема энергии, а также в процессе сжатия бета-функции в месте встречи (изменение фокусирующей оптики) в основном обусловлена эффектами дальних, паразитных взаимодействий. Паразитные эффекты взаимодействия зависят от нормированного радиального разведения S орбит пучков [44, 45, 39], выраженного в единицах среднеквадратичного бетатронного размера пучка $\sigma_{x,y\beta}$:

$$S = \sqrt{(\Delta x / \sigma_{x\beta})^2 + (\Delta y / \sigma_{y\beta})^2}. \quad (1.13)$$

Опыт работы на Tevatron и LHC показывает, что даже несколько паразитных столкновений с $S < 5 - 6$ может приводит к неудовлетворительным большим потерям частиц. Таким образом, проектировщики суперколлайдеров как правило, стараются развести орбиты на $S \sim 9$ или около того. Взаимодействия дальнего действия ведут к разбросу бетатронных частот пучков:

$$\Delta Q_{LR} \approx \sum_{\text{parasitic encounters}} \frac{2\xi_{IP}}{S^2} \quad (1.14)$$

Характер взаимодействия дальнего действия и, следовательно, их сила отличается для каждого сгустка с особенно большими вариациями на концах пакетов сгустков. Это приводит к тому, что все индикаторы динамики пучка зависят от положения пучка в пакете сгустков. Например, в ускорителе Tevatron, работающем с тремя пакетами по 12 сгустков в каждом пучке, наблюдались значительные искажения пучковых орбит около 40 мкм, сдвиги бетатронных частот на $\Delta Q_{LR} \approx 0,005$, вариации коэффициента поперечной связи и хроматизма $\Delta Q'_{LR} = \Delta(dQ/(dp/p))_{LR} \approx 6$ [33]. Не удивительно, что с такими существенными различиями в бетатронных частотах и хроматизмах, времена жизни интенсивностей антипротонов и протонов и темпы роста эмиттанса существенно различались от сгустка к сгустку (что более подробно обсуждается в следующих разделах).

Дополнительные осложнения динамики пучков могут происходить из-за того, что размеры пучков в местах встречи неодинаковы между пучками или между вертикальной и горизонтальной плоскостями, или если интенсивности пучков иногда значительно разнятся. Многие другие факторы — наличие внешних шумов или машинного импеданса, затухания из-за синхротронного излучения или других типов охлаждения пучков, нелинейных магнитных фокусирующих гармоник в машине или столкновений при содействии т. н. «крабо-вых резонаторов» — тоже могут играть существенную роль. В целом, эффекты встречи остаются одной из наиболее важных проблем для адронных суперколлайдеров.

Покажем важность паразитных взаимодействий на примере ускорителя Tevatron. Во время второго периода работы коллайдера (Run II, 2001–2011), потери пучка при инжекции, ускорении и сжатия бета-функции в основном были вызваны этими паразитными взаимодействиями. Рисунок 1.10 показывает, что в начале Run II, совокупные потери пучков только в Tevatron (последний ускоритель из всего 7 в полной ускорительной цепи) «съедали» значительно более половины светимости. Из-за различных улучшений, потери были значительно сокращены примерно до 20–30 % в 2008–2009 годах, проложив путь к многократному увеличению светимости. Для сравнения, в заходах «только-протоны» или «только антипротоны», т. е. без каких-либо столкновений, потери не превышали 2–3 % на пучок. Таким образом, остальные 8–10 % потерь протонов и 2–3 % антипротонных потерь еще до начала столкновений были обусловлены эффектами близких паразитных взаимодействий, что, соответственно, уменьшило первоначальную светимость L_0 .

В каждом заходе, распад светимости Tevatron может быть хорошо аппроксимирован простой эмпирической подгонкой всего с двумя параметрами — начальной светимостью L_0 и начальным временем жизни светимости τ_L [46]:

$$L(t) = \frac{L_0}{1 + t/\tau_L}. \quad (1.15)$$

Соответствующий интеграл светимости для захода с продолжительностью T зависит от произведения пиковой светимости и временем жизни светимости $I \approx L_0 \tau_L \ln(1 + T/\tau_L)$. Из уравнения (1.9), время жизни светимости коллайдера определяется скоростью роста эмиттансов и темпами потерь протонов и антипротонов и удлинения сгустков (что влияет на геометрический фактор снижения светимости F):

$$\tau_L^{-1} = \frac{dL(t)}{L(t)dt} = |\tau_\varepsilon^{-1}| + \tau_{Na}^{-1} + \tau_{Np}^{-1} + \tau_F^{-1}. \quad (1.16)$$

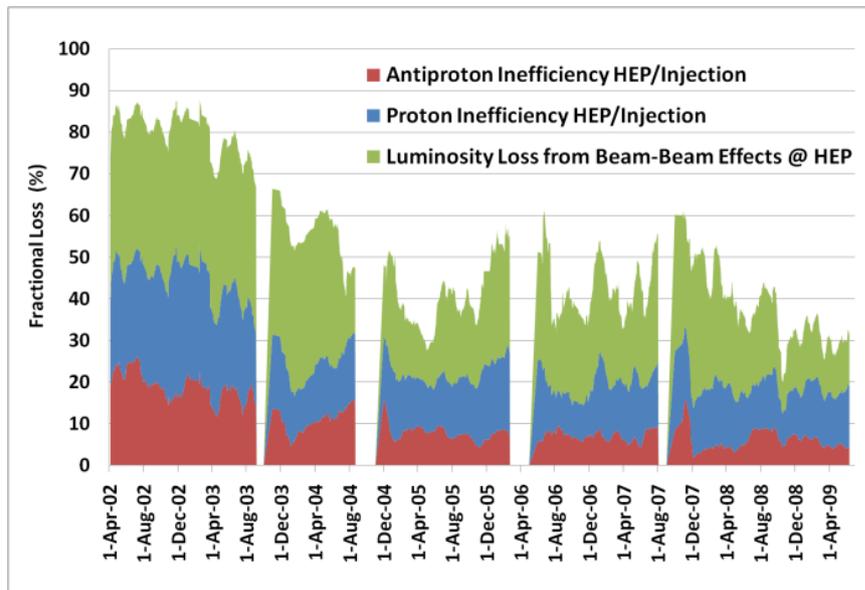


Рисунок 1.10 — Эволюция потерь пучков в Tevatron в 2002–2009 годах. Красный цвет обозначает процент потерь антипротонов между инжекцией в Tevatron и началом столкновений, синий показывает потери протонов, зеленый — процентное уменьшение интеграла светимости, вызванного эффектами встречи в столкновениях [46]

В конце Run II, показатель потерь светимости был в диапазоне 19–21 %/ч в начале заходов, т. е. $\tau_L \approx 5$ ч. В 2010–2011 гг начальные светимости были в диапазоне между $3,0$ и $4,3 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а наибольший вклад в падение светимости происходил из-за роста эмиттанса пучка с характерным временем $\tau_\varepsilon \sim 9\text{--}11$ ч. Этот рост вызывался внутри-пучковым рассеянием (ВПР) в протонных сгустках, с небольшими вкладами от ВПР в антипротонах и небольшой добавкой из-за внешних шумов. Эффекты паразитных столкновений, как правило, проявлялись в уменьшении эмиттансов пучка и темпов их роста, а не их увеличения. Продолжительность жизни антипротонной интенсивности $\tau_a \sim 16\text{--}18$ ч более всего определялась выгоранием частиц за счет светимости с полным сечением около $\sigma_{\text{tot}} [\text{мбн}] \approx 70$, см. уравнение (1.8), на долю которых приходится 80–85 % от времени жизни, в то время как

остальные 10–15 % вызывались паразитными взаимодействиями пучка антипротонов с протонами. Скорость потерь интенсивности протонов менялась в широком диапазоне $\tau_p \sim 25–45$ ч и была обусловлена, в основном (на ~ 50 %), лобовым взаимодействием с антипротонными сгустками меньших размеров в основных местах встречи. Время жизни протонов, вызванное неупругими столкновениями с антипротонами и с остаточными молекулами газа, колебалось от 300 до 400 ч. Геометрический коэффициент F тоже уменьшался с $\tau_F \sim 70–80$ ч в связи с увеличением длины сгустков из-за ВПР, опять же, в основном, в протонном пучке. Паразитные эффекты встречи иногда приводили к уменьшению роста длины протонных сгустков в плохо настроенной машине. Сочетая все эти скорости потерь вместе, можно оценить влияние на время жизни светимости τ_L паразитных эффектов встречи как 12–17 % (т. е. около (2,5–3,5 %/ч) из общей скорости (19–21 %/час)). Таким образом, полное воздействие эффектов встречи на интегральную светимость должно включать потери протонов и антипротонов на энергии инжекции (около 5 % и 1 %, соответственно), при ускорении (2 % и 3 %), и в процессе сжатия бета-функции (1–2 % и 0,5 %), что в сумме ведет к пропорциональному снижению начальной светимости L_0 . Так что, в целом, даже в последние годы работы Tevatron, после десяти лет исследований, усовершенствований и оптимизаций, эффекты встречи все еще уменьшали интеграл светимость на 23–33 % [33].

Вредные последствия эффектов встречи пучков в RHIC и LHC примерно такого же порядка [47, 48] и будут кратко представлены и рассмотрены в следующих главах.

1.2.2 Однопучковые эффекты в адронных коллайдерах

Помимо вопросов, связанных с эффектами встречи, многие проблемы возникают из-за явлений в одиночных пучках, но специфичных для адронных суперколлайдеров и проявляющихся при попытках достичь более высокую светимость. Их полный разбор выходит за рамки данного труда, поэтому мы приведем лишь их краткий обзор. (Заинтересованный читатель может найти подробные обзоры, например, в [24, 33, 49, 50]). Принимая во внимание ограничение из-за эффектов встречи пучков (1.11), уравнение на светимость (1.9) можно переписать так:

$$L = \xi \cdot \frac{I}{e} \cdot \frac{\gamma}{\beta^*} \cdot \frac{F}{r_p}, \quad (1.17)$$

где ток одного пучка равен $I = e f N_B N_p$, $\gamma = E/mc^2$ — релятивистский фактор, а e — заряд протона. Форм-фактор F всегда стараются сделать как можно ближе к 1, насколько это возможно, поэтому в центре внимания усилий по максимизации светимости при условии предельного параметра ξ , как правило, идет увеличение суммарного тока пучка I и сокращение бета-функции в месте встречи β^* .

Проблемы сильноточных пучков многочисленны и начинаются уже с генерации таких пучков. Одно из самых серьезных ограничений устанавливается силами пространственного заряда в низкоэнергетических ускорителях (инжекторах в коллайдер), которые приводят к неприемлемому росту эмиттанса и потерям частиц, если параметр сдвига частоты бетатронных колебаний из-за пространственного заряда:

$$-\Delta Q_{sc} = \frac{N_p r_p B_f}{4\pi\epsilon_n \beta_p \gamma^2} \quad (1.18)$$

превышает определенное значение, как правило, около $\sim 0,3$ (здесь $\beta_p = v_p/c$ и γ — релятивистские параметры, B_f — коэффициент бунчировки: отношение пикового тока к среднему току) [51, 52]. Производство и накопление вторичных частиц, таких как антипротоны имеет свой собственный набор трудностей, связанных с необходимостью охлаждения пучка [53, 33]. Сильноточные пучки протонов являются предметом различных коллективных неустойчивостей как в инжекторах так и в коллайдерных кольцах, вызванных импедансами ускорителей [54] и электронными облаками, инициированными либо потерями частиц, либо синхротронным излучением [55]. Применяются различные методы для обеспечения стабильности высокоинтенсивных пучков, в том числе: минимизация импеданса, установка систем обратной связи для подавления колебаний пучка, введение нелинейных фокусирующих элементов для введения стабилизирующих разбросов бетатронных частот, работа при более высоком хроматизме $Q' = dQ/(dp/p)$, специальное покрытие или «выскребание пучком» вакуумных камер для подавления образования электронного облака и т. д.

Одна из самых больших проблем для сверхпроводящих коллайдеров ультра высоких энергий — это безопасная работа с гигантской энергией $W = I E/f$, переносимой пучками — см. Таблицу 1.2 — и с гало пучков. Например, в ЛНС, с $I = 0,5$ А циркулирующего тока и при $E = 7$ ТэВ энергии пучка, запасенная в пучке в номинальном режиме энергия равняется $W = 360$ МДж, см. Рисунок 1.11(а). Даже скромные потери 1 % запасенной интенсивности в течение приблизительно 10 с будет производить пиковую нагрузку мощности 500 кВт. Это, безусловно представляет собой высокий риск, так как предел для квенча в

магнитах LHC составляет около 8 Вт/м. Необходимы сложные системы коллимации для защиты машины и детекторов от потерь пучка и фона частиц гало. Двухступенчатая система коллимации ускорителя Tevatron, состояла из 14 коллиматоров и успешно выполняла свои функции при 2 Мдж энергии пучка на 1 ТэВ [57], в то время как 108 коллиматоров были установлены в трехступенчатой системе коллимации LHC, чтобы гарантировать неэффективность перехвата гало менее $2 \cdot 10^{-5}$ на метр ускорителя для циркулирующего тока $3 \cdot 10^{14}$ протонов в пучке [58], см. Рисунок 1.12. Для обеспечения минимальной неэффективности, которая определяется как процент нежелательной утечки частиц высокой энергии из системы коллимации на критические элементы ускорителей, таких как СП магниты, коллиматоры должны быть размещены в пределах долей мм до пучка и становятся доминирующими источниками импеданса, что в свою очередь может ограничить максимальный ток пучка [59]. Из-за малого размера и высокой энергии пучка, рекордно высокие плотности энергии в LHC и будущих адронных суперколлайдерах, показанные на Рисунке 1.11(б), представляют собой серьезную проблему для материала коллиматоров как при регулярных потерях пучков, так и при различных сценариях аварийных сбросов частиц [58].

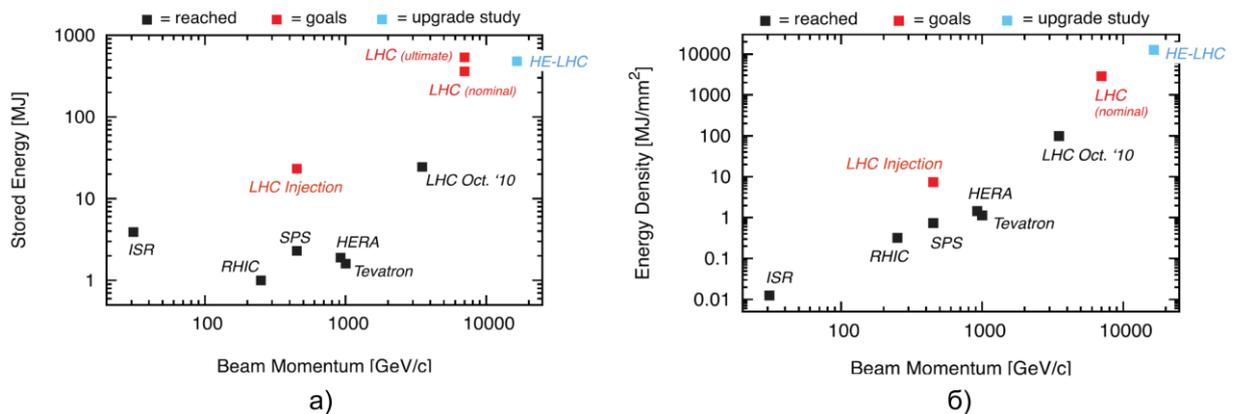


Рисунок 1.11 — а) Запасенная энергия в пучке в зависимости от импульса частиц в ускорителях высокой интенсивности и энергии. Черные квадраты указывают достигнутые значения, красные квадраты показывают расчетные значения и синий квадрат представляет проект HE-LHC; б) Плотность энергии пучка в зависимости от импульса частиц [50]

Строгие требования к потерям пучка в суперколлайдерах, дополнительно акцентируют внимание на вопросах контроля орбиты и движения грунта [60], ВПР и рассеивания на остаточном газе, внешних шумах [33], диффузии частиц из-за нелинейных резонансов и т. д. Тщательный контроль поляризации в RHIC [61] и дополнительные проблемы ионных или протон-ионных столкновений в RHIC и LHC [62] надо тоже добавить в длинный список проблем, которые приходится решать в сверхпроводящих суперколлайдерах.

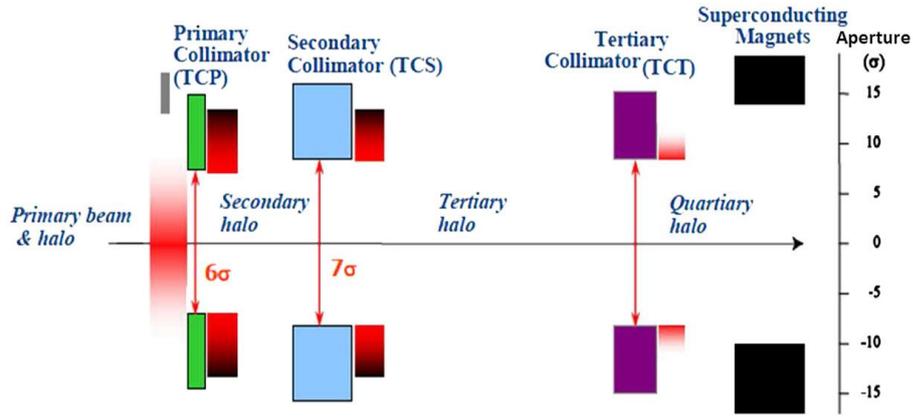


Рисунок 1.12 — Принципиальная схема трехступенчатой системы коллимации ЛНС: пластины первичных коллиматоров расположены ближе всего к пучку, в то время как пластины вторичных и третичных коллиматоров установлены дальше от пучка [58]

1.3 Обзор метода электронных линз и их приложений в суперколлайдерах

Электронные линзы — это электронные пучки низкой энергии, удерживаемые в магнитном поле, электромагнитные поля которых используются для активного манипулирования циркулирующими пучками в ускорителях высоких энергий. Полагая для простоты аксиально симметричное распределение плотности тока электронов $j_e(r)$ можно рассчитать силу, с которой электронная линза действует на релятивистский протон, пролетающий через нее параллельно ее оси:

$$F_r(r,t) = e(E_r + \beta_p B_\theta) = (1 \mp \beta_p \beta_c) \frac{4\pi e}{c\beta_c} \left(\frac{1}{r} \int_0^r j_e(r,t) r dr \right). \quad (1.19)$$

Здесь знак « \mp » в первом множителе соответствует параллельным скоростям протонов и электронов, а « $+$ » — для антипараллельного случая. Например, пучок электронов с энергией 10 кВ, током 3 А и диаметром 1 мм генерирует поле около ~ 1 МВ/м. Силы пространственного заряда электронов линейны на расстояниях меньше характерного радиуса пучка $r < a_e$, но падают, как $1/r$ при $r \gg a_e$. Помещение пучка электронов в сильное продольное магнитное поле позволяет генерировать очень стабильные в поперечном направлении, яркие и тонкие пучки различных профилей желаемой плотности $j_e(r)$ из внешних источников электронов. Есть целый ряд уникальных преимуществ, которые способствуют широкому применению электронных линз в адронных коллайдерах высоких энергий:

а) пучок электронов воздействует на высокоэнергетические частицы только через электромагнитные силы, без каких-либо ядерных взаимодействий: сечение $e p$ реакций

даже для несколько-ТэВных протонов, сталкивающихся с нерелятивистскими электронами в тысячи раз меньше, чем pp -сечений взаимодействий с остаточным газом [43, 63, 64], так что типичные плотности электронов в электронных линзах порядка $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ эквивалентны мизерному дополнительному давлению газа менее 10^{-14} мм рт. ст. на всего лишь нескольких метрах окружности коллайдера. Таким образом, электронные линзы, действуя на протоны высоких энергий не помещают никакого материала (металла) близко к пучку, и таким образом, удастся избежать повреждения материала и появления дополнительного импеданса;

б) в типичной конфигурации электронной линзы электроны производятся на катоде электронной пушки и сразу после области взаимодействия попадают в коллектор, таким образом, свежие порции электронов взаимодействуют с высокоэнергетическими частицами на каждом обороте, не оставляя возможности для когерентных неустойчивостей, аналогичных тем, которые возникают из-за движения электронных облаков или тем, которые препятствовали четырех-пучковой компенсации эффектов встречи в эксперименте DCI в 1970-е годы [65]; профиль электронного тока $j_e(r)$ и, таким образом, профиль электромагнитного поля могут быть легко изменены для различных применений — он может быть плоским, гауссовым, полым и т. д. — путем правильного проектирования профилей катода и электродов в электронной пушке;

в) ток пучка электронов может быстро изменяться на очень коротком масштабе времен $O(10 \text{ нс})$ и электронные линзы в импульсном режиме, ввиду наличия высоковольтных модуляторов напряжения с быстрым временем нарастания, могут быть синхронизированы для работы с отдельными пучками протонов или подмножеством сгустков и работать с различной интенсивностью для каждого подмножества.

Надо отметить, что идея использования сил пространственного заряда накопленных электронов не особенно нова, и практические системы, называемые «линзы Габора» или «плазменные линзы» были разработаны давно и используются для фокусировки протонных и ионных пучков, см., например, [66-68]. Но все они используют заряд и эффект экранирования тока на заранее подготовленных участках плотной плазмы. Но именно из-за перечисленных выше причин, эти системы используются исключительно в однопроводных ускорителях — действительно, они не могут быть использованы в многооборотных машинах, таких как коллайдеры, так как присутствие ионов плазмы приводит к быстрой потере циркулирующих протонов / ионов (с соответствующими проблемами как для детекторов частиц, так и с радиационным повреждением компонентов ускорителя), а всевозможные виды неустойчивостей плазмы создают серьезные проблемы для пучков, которые циркулируют

миллионы или даже миллиарды оборотов. Более того, прецизионный контроль профиля плазменного заряда является очень сложной проблемой, как и модуляция плотности плазмы в требуемых масштабах времени. Комплексный теоретический анализ возможного применения экранирования плазмой в различных лептонных и адронных коллайдерах приводит к выводу, что такие системы возможны только для будущих коллайдеров мюонов высоких энергий [69].

Электронные линзы (ЭЛ) для суперколлайдеров впервые были рассмотрены в 1993 году Э. Н. Цыгановым и др. [70], с целью уменьшить разброс бетатронных частот в SSC, вызванный пучок-пучковыми лобовыми взаимодействиями, и, независимо от них, в 1997 автор и коллеги предложили ЭЛ для компенсации паразитных и лобовых эффектов встречи в протон-антипротонном коллайдере Tevatron [71, 72], см. Рисунок 1.13 и Рисунок 1.14.

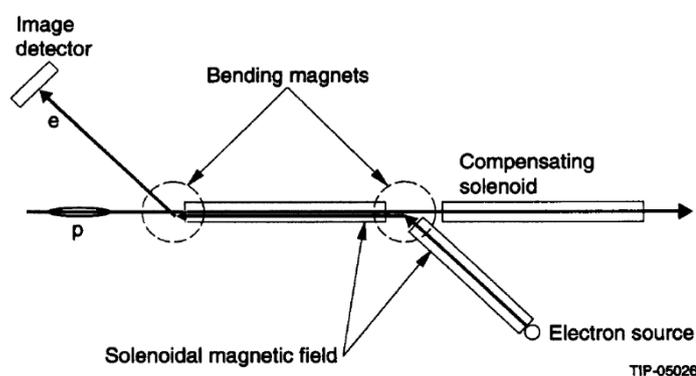


Рисунок 1.13 — Схематическое изображение предлагаемого устройства, компенсирующего эффекты встречи в SSC. Это устройство было продиктовано необходимостью удлинить время поперечной декогеренции в связи с уменьшением разброса бетатронных пучков и, таким образом, позволяло иметь менее жесткие требования к системе обратной связи для сохранения эмиттанса. Низкоэнергетический электронный пучок сталкивается с пучком протонов, но остается стабильным в соленоидальном магнитном поле. После столкновения со сгустком протонов, электронный пучок отклоняется на детектор изображения, который используется для контроля нацеливания на сгусток протонов [70]

Всеобъемлющая теория электронных линз для компенсации паразитных (long-range) взаимодействий и детальный анализ конструктивных требований были разработаны в 1999 году [73]. Первые две электронные линзы были разработаны для компенсации пучковых взаимодействий, изготовлены и установлены в Tevatron в 2001 и 2004 годах [74], см. Рисунок 1.15. Они позволили впервые продемонстрировать компенсацию эффектов встречи пучков путем сдвига бетатронных частот отдельных сгустков [75] и провести пионерские эксперименты по компенсации лобовых эффектов встречи в 2003 и 2009 годах [42, 76, 77]. Они же продемонстрировали настолько высокую эффективность удаления незахваченных в ВЧ сепаратрисы протонов и антипротонов из впускных промежутков между группами сгустков [78], что с 2001 года до конца работы Tevatron в 2011 году, постоянно, «24/7»,

использовались для продольной коллимации пучка. Поперечная коллимация с помощью электронных линз с полым электронным пучком была предложена автором в 2006 г. [79], и одна из двух TEL использовалась для успешной демонстрации коллимации трубчатым пучком электронов в 2010–2011 годах [80].

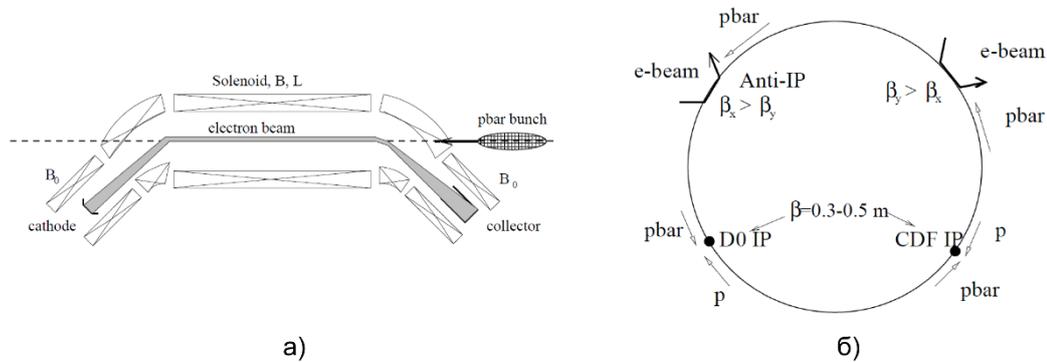


Рисунок 1.14 — а) Схематическое изображение электронной линзы для компенсации лобовых эффектов встречи в Tevatron [71]); б) Две электронные линзы со специально заданными формами импульсных токов, установленных в местах с сильно отличающимися вертикальными и горизонтальными бета-функциями компенсируют разброс бетатронных частот пучков от сгустка к сгустку, вызванный паразитными взаимодействиями пучков в Tevatron. Электронные линзы Tevatron (TEL), увеличивают светимость коллайдера, позволяя иметь более высокие интенсивности сгустков протонов и большее количество сгустков [72]

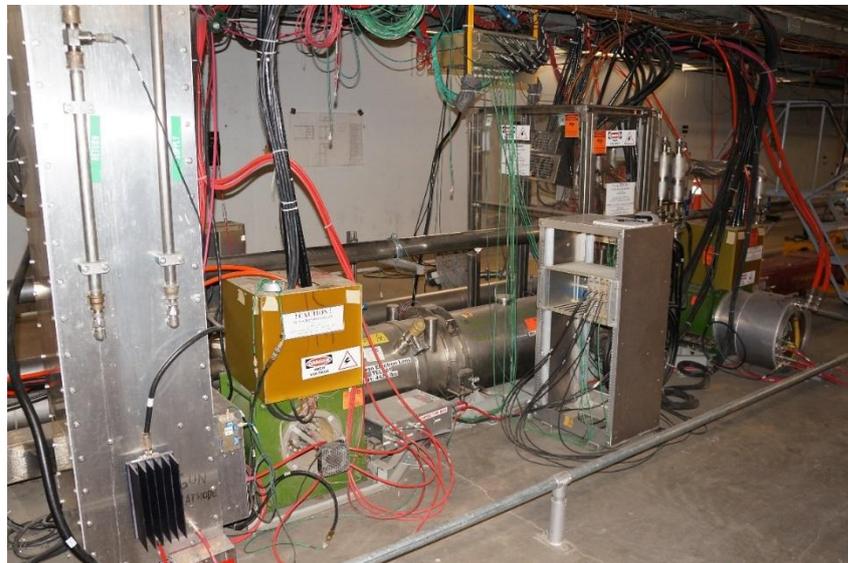


Рисунок 1.15 — Первая в мире электронная линза, установленная в протон-антипротонном коллайдере Tevatron и функционировавшая с 2001 до 2011 года. Подсистемы (слева направо): анодный модулятор высокого напряжения; электронная пушка внутри пушечного соленоида, главный сверхпроводящий соленоид, стойки электроники ДПП ЭЛ, коллекторный соленоид и коллектор электронов

В продолжение развития метода, ЭЛ были предложены для компенсации лобовых столкновений в RHIC в BNL в 2007 году [81], две ЭЛ были построены, установлены и введены в эксплуатацию [82] и в конце концов позволили удвоить светимость коллайдера в 2015 году [83]. Компенсация эффектов пространственного заряда с помощью ЭЛ в протонных ускорителях высокой интенсивности, в том числе инжекторах супер-коллайдеров, была предложена в 2000 году автором, А. В. Буровым и В. Фостером [84] и в настоящее время является предметом экспериментальных исследований на исследовательском кольце ЮТА в Fermilab [85]. Уникальные преимущества метода электронных линз вызвали ряд предложений для многих других приложений, таких как меры по построению нелинейных интегрируемых систем [86, 87] (1997-98), селективной системы медленного вывода [88] (2001), компенсации эффектов встречи в e^+e^- коллайдерах [89] (2001) и электрон-ионных коллайдерах [90] (2009), для создания контролируемого разброса бетатронных частот, нужного для затухания Ландау и контроля пучковых неустойчивостей [91] (2006); для проекта HL-LHC в качестве коллиматора гало [91, 92] (2007), в качестве заряженного токнесущего «провода» для компенсации паразитных эффектов встречи [93, 94] (2007), и «пучок-пучкового» кикера [95, 96] (1996).

По аналогии с параметром пучок-пучкового взаимодействия (1.11) и параметром эффектов пространственного заряда (1.18), смещение бетатронной частоты частицы (например, протона) электронным пучком $dQ_{x,y}$ может быть использовано в качестве параметра силы электронных линз в суперколлайдерах:

$$dQ_{x,y} = \frac{\beta_{x,y} L_e r_p}{2\gamma e c} \cdot j_e \cdot \left(\frac{1 \mp \beta_e}{\beta_e} \right), \quad (1.20)$$

где $\beta_{x,y}$ — бета-функции (горизонтальные, вертикальные) в местах расположения линз, L_e и j_e — длина и плотность тока электронного пучка. Для многих применений электронных линз в адронных суперколлайдерах, требуемый сдвиг частот составляет порядка 0,001–0,01.

В целом, электронные линзы представляют собой новый инструмент для ускорителей заряженных частиц высоких энергий, в частности, для сверхпроводящих адронных коллайдеров. Гибкость метода электронных линз привела к их многочисленным приложениям для улучшений светимости суперколлайдеров и других ускорителей протонов высокой интенсивности.

Глава 2. Технология электронных линз

2.1 Основные требования

В Таблице 2.1 представлены основные требования к электронным линзам для различных применений, в т. ч. для компенсации эффектов встречи лоб-в-лоб [97, 73, 81, 79], компенсации паразитных эффектов встречи [98, 94], коллимации полым электронным пучком [80, 99] и компенсации эффектов пространственного заряда [84]. Нужные токи пучка электронов, варьируются от 0,3 до 20 А, энергии электронного пучка — в диапазоне от 5 до 80 кВ и поперечные размеры — в диапазоне от 100 мкм до 3,5 мм, с типичной длиной линз примерно от 2 до 4 м. Требуемая модуляция тока — в диапазоне от 100 нс до DC (постоянного тока).

Таблица 2.1 — Параметры электронных линз для компенсации эффектов встречи лоб-в-лоб (head-on beam-beam compensation — HO-BBC), паразитных эффектов встречи (long-range beam-beam compensation LR-BBC), коллимации полым электронным пучком (hollow electron beam collimation — HEBC) и компенсации эффектов пространственного заряда (space-charge compensation — SCC); форма профиля плотности тока электронов — гауссов, полый (трубчатый) или «с гладкими краями» («smooth-edges-flat-top» — SEFT), электронный ток J_e , энергия U_e , размер a_e , длина L_e и характеристическое время модуляции τ_e (расстояние между банчами, период обращения, и т. д.)

		Профиль	J_e , А	U_e , кВ	a_e , мм	L_e , м	τ_e , мкс
HO-BBC	SSC	гауссов	0,03	10	0,1	2,0	DC
	TEV		1	10	0,7	2,0	DC/0,4
	RHIC		1,1	10	0,3	2,1	DC/0,1
	LHC		1,2	10	0,3	3,0	DC
LR-BBC	TEV	SEFT	0,6–3	10	2,3	2,0	0,4/0,13
	LHC		20	10–20	2	3,0	0,4
HEBC	TEV	полый	1	5	3	2,0	DC
	LHC		2–10	10–20	2,5	3,0	DC/0,2
SSC	Booster	гауссов	12	80	3,5	4,0	0,02/AC

Удовлетворение этим требованиям является довольно сложной задачей из-за сильного расталкивания в интенсивном электронном пучке. Действительно, в свободном пространстве электронный пучок будет расширяться и теряет свою форму и плотность на расстояние примерно:

$$z_L \approx \frac{a_e}{\sqrt{K}}, \quad (2.1)$$

где обобщенный пучковый первеанс K растет с током пучка J_e как [100]:

$$K \approx \frac{J_e}{I_0} \cdot \frac{2}{\beta_e^3 \gamma_e^3}, \quad (2.2)$$

$I_0 = 17$ кА является характеристическим током Будкера для электронов. При токе электронов 3 А и энергии 10 кВ, $K \approx 0,044$ и пучок диаметром 2 мм расширится примерно вдвое всего через 1 см. Предпочтительным решением для этой задачи в электронных линзах является погружение электронного пучка в сильное продольное магнитное поле. Сильно замагниченный электронный пучок: (а) помогает поддерживать стабильность против сил собственного пространственного заряда, (б) подавляет искажения, вызываемые электромагнитными силами (анти)протонных сгустков высокой энергии при прохождении через электронный пучок, и (в) обеспечивает достаточную поперечную жесткость электронов во избежание каких-либо когерентных неустойчивостей в пучках высоких энергий. Магнитная система электронной линзы используется как для транспортировки электронов от источника (катода) через область взаимодействия в абсорбер (коллектор), так и обеспечивает точное позиционирование электронного пучка на высокоэнергичные пучки и для контроля размера электронного пучка в области взаимодействия за счет адиабатического магнитного сжатия. Действительно, из-за сохранения адиабатического инварианта $a_e^2 B = \text{const}$ площадь поперечного сечения сильно замагниченного электронного пучка, который следует вдоль линии магнитного поля меняется с магнитным полем B , как $1/B$, поэтому, изменяя соотношение полей в области взаимодействия и на катоде электронной пушки $B_{\text{main}}/B_{\text{gun}}$ можно сжимать размер пучка и увеличивать плотность тока. Коэффициент сжатия может быть порядка 10 или около того в типичной системе с $B_{\text{gun}} = 0,2 - 0,4$ Тл и $B_{\text{main}} = 2 - 6$ Тл.

2.2 Общие физические принципы и спецификации

Как уже упоминалось выше, типичная электронная линза использует пучок электронов низкой энергии (десятки кВ) с током в несколько А, взаимодействующим с протонами или антипротонами в сильном магнитном поле в несколько Тл. Источник электронов, как правило, — это оксидный катод электронной пушки, погруженной в сравнительно слабое магнитное поле. Электронный пучок адиабатически сжимается в размере при попадании в

область взаимодействия длиной в несколько метров с более сильным магнитным полем соленоида, что и позволяет увеличить плотность тока. На выходе установки пучок следует по линии магнитного поля, направленного на коллектор. В целом, такая конфигурация похожа на устройство систем «электронного охлаждения» низкой энергии [101, 102]. Наше рассмотрение ниже в значительной степени следует анализу работы [73].

2.2.1 Эффекты в электронном пучке

В этом разделе мы рассмотрим сам электронный пучок, и начнем с выбора энергии электронов. Выбор энергии электронов $U_e = m\beta_e^2 c^2 / 2$, или, что эквивалентно, скорости электронов β_e , представляет собой компромисс между несколькими факторами. Некоторые из них, такие как потенциал пространственного заряда, нестабильность из-за дрейфа ионов, время модуляции тока и т. д., предпочитают более высокие U_e и β_e . Другие факторы, например, мощность электронной пушки и источника питания модулятора, адиабатическое сжатие и полный ток пучка, предпочитают меньшую энергию. Начнем с общих требований к электронному пучку для компенсации лобовых эффектов встречи. Во-первых, его размер должен быть примерно такой же или сравним со среднеквадратичным размером протонного пучка, т. е., как правило, порядка 1 мм, см. Таблицу 2.1. Поперечное распределение тока зависит от конкретного применения электронной линзы. В нескольких численных примерах ниже мы будем для простоты рассмотреть электронный пучок с радиусом $a_e = 1$ мм и постоянным поперечным распределением. Если мы нацелены на определенный показатель силы электронной линзы — сдвиг частоты протонов dQ (1.20), то электронный ток пучка J_e должен изменяться со скоростью электронов, как:

$$J_e = J_0 \frac{\beta_e}{1 + \beta_e}, \quad (2.3)$$

где константа J_0 составляет около 10 А для большинства из электронных линз, перечисленных в Таблице 2.1. Максимальный ток объемного заряда, ограниченного диодом электронной пушки, задается законом Чайлда-Ленгмюра (см., например, [103]):

$$J_e = P U_a^{3/2}, \quad (2.4)$$

где первеанс P — параметр, зависящий от пушечной геометрии, а U_a — разность потенциалов между катодом и анодом пушки. Как правило, первеанс представлен в единицах

микропервеанса $P = \mu P \times 10^{-6} \text{ A/B}^{3/2}$. В нашем случае $U_e = U_a$ и комбинируя уравнения (2.3) и (2.4), получаем минимальную энергию электронов:

$$U_e \approx \frac{1,2J_0}{P\sqrt{mc^2}} = \frac{16,5[\text{кВ}]}{\mu P}. \quad (2.5)$$

Соответствующие ток и мощность пучка (для того же $J_0 = 10 \text{ A}$):

$$J_e \approx \frac{2,1[\text{A}]}{\sqrt{\mu P}}, \quad W = J_e U_e = \frac{34[\text{кВ}]}{\mu P^{3/2}}. \quad (2.6)$$

Метод рекуперации энергии, используемый в устройствах электронного охлаждения [102], позволяет уменьшить мощность, рассеиваемую на коллекторе электронов. Тем не менее, источник питания высокого напряжения по-прежнему должен обеспечивать мощность, пропорциональную полному току $W_c = J_e U_c$, где $U_c = 1 \dots 2 \text{ кВ}$ — разность потенциалов катод-коллектор (смотри также следующий раздел). Таким образом, для уменьшения тока пучка и мощности выгодно, чтобы пушка имела высокий первеанс. Высокий первеанс также помогает снизить требуемое напряжение между анодом и катодом и мощность модулятора, необходимую для импульсных применений электронной линзы. Для диодной пушки с плоским катодом и электродом Пирса микропервеанс равен [103] $\mu P = 7,3(a/d)^2$, где a — радиус пучка (катода), а d — расстояние между катодом и анодом. Обычно хорошая однородность плотности тока может быть достигнута, если отношение (a/d) меньше $1/2$, то есть, μP меньше 2. В несколько раз больший первеанс (до 10) с хорошим качеством пучка может быть достигнут при использовании выпуклого катода, погруженного в магнитное поле порядка 1 кГс или более [104]. Такое расположение оказалось вполне подходящим для электронных линз Tevatron и RHIC, где использовались электронные пушки с выпуклым катодом с μP в диапазоне от 1 до 6 (смотри ниже в разделе 2.3).

2.2.1.1 Ограничения на минимальную энергию электронов

Нижний предел энергии электронов определяется двумя эффектами. Во-первых, электроны должны быть достаточно быстрыми, чтобы обеспечить модуляцию взаимодействия, необходимую, например, для компенсации паразитных эффектов встречи, а во-вторых, кинетическая энергия электрона должна быть достаточной для преодоления провисания потенциала из-за пространственного заряда электронов в круглой вакуумной камере. Рассмотрим временную структуру электромагнитного удара (или сдвига бетатронных частот) из-за

электронной линзы. Рисунок 2.1 иллюстрирует влияние скачкообразной модуляции тока с длительностью импульса t_p (представленного в верхнем графике) на антипротонные пучки в Tevatron. Обозначим через t_0 момент, когда фронт импульса электронов попадает в секцию взаимодействия. По мере того, как антипротонный пучок проходит через встречный электронный импульс тока, максимальное воздействие будет для пробных частиц (антипротонов), которые при t_0 отстают на $(1 + \beta_e)L/c\beta_e$ от входа в устройство. Определим соответствующее время $\tau_g = (1 + \beta_e)L/c\beta_e$ как «время нарастания удара». Максимальный удар длится в течение временного интервала $t_f = t_p - \tau_g$, который синхронизирован с приходом сгустка (см. нижнюю диаграмму на Рисунке 2.1). После этого амплитуда удара падает за время τ_g . Пусть требуемое время удара будет t_f и требуемое «время без удара» t_n , тогда суммируя все времена на Рисунке 2.1, получим $t_f + 2(1 + \beta_e)L/c\beta_e + t_n < 2\tau_B$, для расстояния между (анти)протонными сгустками τ_B . Чем короче расстояние между сгустками, тем более высокая требуется скорость электрона. Это дает жесткое требование для применения линз в системах с близкими сгустками, например, в LHC с $\tau_B = 25$ нс для по-сгусткового управления частотами требуется $\beta_e > 0,4$ или $U_e > 40$ кВ при длине электронной линзы 2 м.

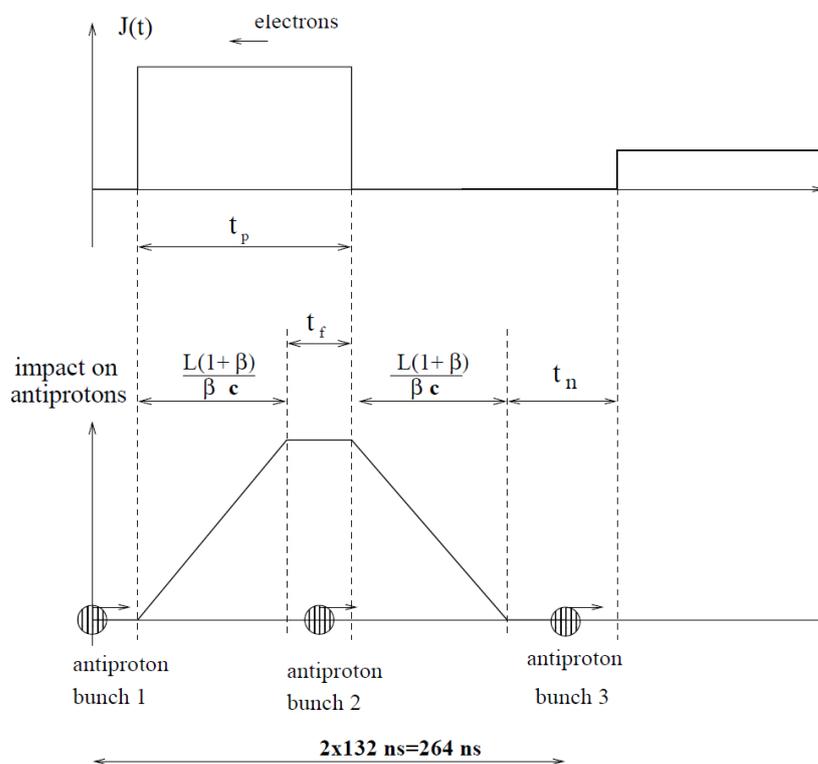


Рисунок 2.1 — Импульс тока электронов и его влияние на пучок высокой энергии [73]

Другой предел минимального напряжения (кинетическая энергия) устанавливается потенциалом U_{sc} пространственного заряда электронного пучка относительно заземленных стенок вакуумной камеры:

$$U_{sc} = \frac{2J_e}{\beta_e c} \left[\ln \left(\frac{b}{a_e} \right) + \frac{1}{2} \right], \quad (2.7)$$

где b — радиус вакуумной камеры. При $a_e \ll b$ стабильный ток достигается при $U_e > 3/2 U_{sc}$ [105], например, при энергиях выше >3 кВ для пучка радиусом 1 мм и током 2 А в камере диаметром 80 мм.

2.2.1.2 Электронный пучок в магнитном поле

Электронные линзы должны иметь продольное магнитное поле для жесткости и контроля размера электронного пучка и его транспортировки от катода через область взаимодействия к коллектору. В уравнение для параксиальных колебаний электронов под воздействием соленоидального поля B входит сила пространственного заряда электронного пучка и сила, вызванная входящими (анти)протонами:

$$\frac{d^2 r}{ds^2} + r \left(\frac{1}{F_B^2} - \frac{1}{F_e^2} \pm \frac{1}{F_{p,a}^2} \right) = 0, \quad (2.8)$$

где s — продольная координата, а $r = |x + iy|$ — амплитуда колебаний (см. подробный анализ в [106, 107]). Эффективное фокусное расстояние в поле B равно:

$$F_B = \frac{2\gamma_e \beta_e m_e c^2}{eB} = 0,33[\text{см}] \frac{\gamma_e \beta_e}{B[\text{Тл}]}, \quad (2.9)$$

что для 10 кВ электронов дает $F_B = 0,066[\text{см}]/B[\text{Тл}]$. Это надо сравнить с длиной дефокусировки из-за пространственного заряда электронов:

$$F_e = \sqrt{\frac{\gamma_e^3 \beta_e^3 m_e c^3 a_e^2}{2eJ_e}} \approx 2,9[\text{см}] \gamma_e^{3/2} \beta_e \sqrt{1 + \beta_e}, \quad (2.10)$$

где мы использовали уравнения (2.3) с $J_0 = 10$ А. Минимальная длина (де)фокусировки из-за взаимодействия с (анти)протонами:

$$F_{a,p} = \sqrt{\frac{\gamma_e \beta_e^2 m_e c^2 \sqrt{2\pi} \sigma_{a,p}^2 \sigma_s}{e^2 N_{a,p} (1 + \beta_e)}}. \quad (2.11)$$

Для электронной линзы с пучком 10 кВ, 2 А получаем $F_e = 0,64$ см, $F_B = 0,066[\text{см}]/B[\text{Тл}]$ и $F_{a,p} = 0,6$ см при параметрах $N_{a,p} = 10^{11}$, $\sigma_{a,p} = 1$ мм и $\sigma_s = 15$ см (среднеквадратичная длина сгустка). Колебания огибающей пучка являются стабильными, если фокусирующие члены в уравнении (2.8) сильнее, чем дефокусирующие, то есть, в случае работы с антипротонами, как в Tevatron:

$$\frac{1}{F_B^2} \geq \frac{1}{F_e^2} + \frac{1}{F_a^2}. \quad (2.12)$$

Для параметров численного примера, рассмотренного выше, для электронного пучка 10 кВ, требуемое магнитное поле составляет 0,15 Тл. Так как наше устройство использует электронный пучок лишь один раз за проход то, в принципе, можно было бы рассматривать и вариант без магнитного поля вообще, если электронный пучок имеет достаточно высокую энергию, чтобы иметь лишь незначительные разрушения за время прохода через него (анти)протонного сгустка $F_{a,p} \ll \sigma_s$. Для $\sigma_s = 15$ см это дает кинетическую энергию электронов $U_e \ll 12$ МэВ. Учитывая необходимость высокого среднего тока, можно увидеть, что мощность электронного пучка в этом случае будет превышать несколько десятков МВт. Это делает использование релятивистских электронных пучков очень непрактичными для компенсации эффектов встречи.

Как мы обсудим ниже, намного более сильное магнитное поле порядка 3–6 Тл необходимо для поддержания стабильности пучка антипротонов и уменьшения коэффициента $x-y$ связи из-за искажений пучка электронов. В таком сильном поле, магнитная фокусировка полностью определяет динамику электронов. Каждый электрон совершает очень быстрые ларморовские осцилляции с частотой $\omega_L = eB/(\gamma_e mc)$ и пространственный периодом $\lambda_L = 2\pi v_e / \omega_L = \pi F_B \approx 2,1[\text{мм}]/B[\text{Тл}] \sim 0,5$ мм. Орбиты электронов могут быть представлены в виде крошечных (микронных) ларморовских кружков, движущихся вдоль силовых линий магнитного поля.

Влияние поля пространственного заряда \mathbf{E} проявляется в том, что каждый из этих кружков начинает медленно вращаться (дрейфует) вокруг оси пучка, оставаясь на том же радиусе, то есть, круглый пучок остается круглым. Скорость дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях \mathbf{E} и \mathbf{B} равна:

$$\mathbf{v} = c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{B^2}. \quad (2.13)$$

Радиальное электрическое поле пространственного заряда внутри электронного пучка с постоянной плотностью тока $j_e = J/\pi a_e^2$ пропорционально радиусу $E = 2j_e r / \beta_e$. Угол θ_d

поворота за счет дрейфа через промежуток времени t не зависит от радиуса $\theta_d = v_d t / r = 2 j_e c t / \beta_e B$. Например, для длины прохода $L = 2$ м в поле $B = 4$ Тл составляет около $\theta_d \approx 240^\circ$. Электрическое поле гауссова (анти)протонного пучка не является линейным, и угол поворота θ_d зависит от r , а электроны с большим r испытывают дрейфовое вращение на меньшие углы. Тем не менее, этот эффект незначителен для наших параметров, как показали подробные исследования в работе [108]. Магнитные силы от электронных и (анти)протонных токов создают дополнительные похожие эффекты, но их вклады в β_e^2 и β_e раз меньше электрических, соответственно, и, следовательно, пренебрежимо малы.

Требуемая плотность тока для пучка диаметром ~ 2 мм составляет $j_e = J / \pi a_c^2 \approx 315 \beta_e / (1 + \beta_e)$ А/см², или примерно 53 А/см² для 10 кВ электронного пучка, $\beta_e = 0,2$. С другой стороны, срок службы оксидного катода значительно понижается, если плотность тока превышает 5–10 А/см² (см. работу [109] и ссылки в ней). Чтобы уменьшить катодную плотность тока, можно использовать адиабатическое магнитное сжатие, при котором пучок рождается на катоде с большим радиусом в слабом поле B_c и транспортируется в область более сильного магнитного поля B , с сохранением адиабатического инварианта $B_c a_c^2 = B a^2$. Для электронной линзы с катодной плотностью тока около 2,1 А/см² и $a_c = 5$ мм, максимальный коэффициент «сжатия» $R = B / B_c = a_c^2 / a^2$ должен быть порядка 25, например, $B = 4$ Тл, $B_c = 0,16$ Тл. Как мы увидим в следующих разделах, такие магнитные поля являются вполне осуществимы технически и достигнуты в электронных линзах Tevatron и впоследствии в RHIC. Нелинейная компенсация лобовых эффектов встречи требует точного контроля распределения поперечной плотности заряда электронов $\rho_e(r)$. Это можно сделать с помощью прикатодных электродов в диодной электронной пушке. Если прикладывать потенциал к этим электродам, отличающийся от потенциала катода, то искаженное распределение электрического поля на поверхности катода будет уменьшать (или увеличивать) эмиссию электронов из различных радиальных участков катода.

2.2.1.3 Эффект ионов

При прохождении через вакуумную камеру, электронный пучок ионизирует атомы остаточного газа и производит электроны и положительно заряженные ионы. При опреде-

ленных условиях эти электроны и ионы могут накапливаться в электронном пучке. Это может привести к (а) изменению суммарной плотности заряда в пучке, то есть, изменение эффективности компенсации эффектов встречи, и (б) развитию так называемой двухпучковой дрейфовой неустойчивости. Должны быть приняты соответствующие меры для обеспечения надлежащего удаления остаточных частиц. Ионизация остаточного газа электронами производит ионы со скоростью

$$\frac{dn_i}{dt} = \sigma_{\text{ioniz}} n_e v_e n_0, \quad (2.14)$$

где σ_{ioniz} — сечение реакции, n_e — плотность электронов, а n_0 — плотность остаточного газа. «Время нейтрализации» равно:

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_{\text{ioniz}} v_e n_0}. \quad (2.15)$$

Это время, за которое электронный пучок будет полностью нейтрализован, если все получившиеся ионы останутся в пучке. Для $\beta_e = 0,2$ (10 кВ) полное сечение (включая первоначальную, вторичную и т. д. ионизации) для азота N_2 составляет приблизительно $\sigma_{\text{ioniz}} \approx 2 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ [110]. При комнатной температуре остаточная плотность газа $n_0 \approx 3,2 \times 10^{16} P [\text{торр}] \text{ см}^{-3}$. Таким образом, время нейтрализации приблизительно равно:

$$\tau_n = \frac{2,5 \times 10^{-10} [\text{с}]}{P [\text{торр}]}. \quad (2.16)$$

Для примера, $\tau_n \approx 0,25 \text{ с}$ при $P = 10^{-9} \text{ торр}$.

Дрейфовая неустойчивость является основным ограничением тока электронного пучка в присутствии ионов. Проявляется это явление в экспоненциальном усилении малого начального разделения электронных и ионных пучков при прохождении. Это усиление приводит к неустойчивости, если коэффициент усиления больше, чем коэффициент обратной связи от конца до начала пучка. Теоретический анализ неустойчивости дан в [111, 112] и хорошо согласуется с экспериментальными исследованиями полностью нейтрализованного ($n_i = n_e$) пучка электронов [111]. Плотность тока на пороге стабильности равна

$$j_e = \frac{v_e^2 B}{3,8 L c}. \quad (2.17)$$

Это выражение позволяет оценить приемлемую плотность ионов в электронной линзе

$$\frac{n_i}{n_e} < \frac{v_e^2 B}{4 L c j_e} \approx 8 \frac{B [\text{Тл}] \beta_e^2 a_e^2 [\text{мм}]}{L [\text{м}] J_e [\text{А}]} \quad (2.18)$$

При $\beta_e = 0,2$, $B = 4$ Тл, $a_e = 1$ мм, $J_e = 2$ А, $L = 2$ м, имеем $n_i/n_e < 0,13$. Видно, что несмотря на необходимость очистки от ионов, требование избежать такой неустойчивости достаточно слабое. Более жесткое требование исходит из условия, что общее распределение заряда остается контролируемым, по крайней мере в пределах нескольких процентов, то есть, $n_i/n_e < 0,01$. Первоначально считалось, что специальные типы электродов очистки будут необходимы в электронных линзах, см., например, обсуждение и Рисунок 9 и Рисунок 10 в [73], но опыт работы с электронными линзами в Tevatron показал, что в условиях высокого вакуума пучка в коллайдере накопление ионов — это не самая большая проблема, и эти электроды редко использовались.

Следует также отметить еще несколько возможных проблем, связанных с ионизацией электронами. Эти электроны сильно замагничены и могут перемещаться только в продольном направлении и дрейфовать вокруг пучка. Так как электронная пушка и коллектор имеют отрицательный потенциал по отношению к основной вакуумной камере, то эти электроны как бы попадают в ловушку. Тем не менее, существует несколько механизмов, заставляющие их покинуть систему. Во-первых, они испытывают вертикальный градиентный дрейф, пропорциональный $[\mathbf{V} \times \nabla B]$ каждый раз, когда они проходят через повороты ЭЛ. Во-вторых, они нагреваются основным пучком электронов до тех пор, пока их энергия не возрастает достаточно, чтобы выйти из потенциальной ямы. Скорость нагрева этим «электронным ветром» равна $d(W/U_e)/dt \approx 4L_e e^2 / m v_e a^2 [1 + 2 \ln(b/a)]$, где $L_e \sim 7$ кулоновский логарифм. В-третьих, центр траектории электрона прыгает примерно на ларморовский радиус каждый раз, когда электрон отражается от потенциальных ям электронной пушки или коллектора. Это условие приводит к диффузной (или систематической, если осевая симметрия не является идеальной) потере этих электронов. Другая проблема состоит в том, что электроны ионизации могут быть уловлены и находиться в непосредственной близости от очищающих электродов, и их заряд может существенно изменить распределение потенциалов.

2.2.2 Паразитные эффекты на пучки высоких энергий

2.2.2.1 Искажения электронного пучка в системе компенсации эффектов встречи

Как было показано в предыдущем разделе, столкновение с круглым (анти)протонным пучком в сильном магнитном поле сохраняет осевую симметрию и лишь в минимальной

степени влияет на радиальный размер электронного пучка. Таким образом, силы объемного заряда электронного пучка одинаковы для антипротонов в голове и в хвосте антипротонного сгустка. Это, однако не верно, если электронный или (анти)протонный пучок не круглые. Осевая симметрия электронного пучка может быть обеспечена использованием круглого катода в электронной пушке и соответствующим выбором магнитного поля в транспортной секции установки. Круглость (анти)протонного пучка не может быть гарантирована априори. Более того, для некоторых применений, таких, как компенсация паразитных эффектов встречи, необходимо иметь две электронные линзы в коллайдере в местах с неравными бета-функциями по вертикали и по горизонтали β_x, β_y , где, соответственно, (анти)протонные размеры будут разными по вертикали и по горизонтали. При этом сечение пучка электронов станет повернутым эллипсом в момент прохождения хвоста некруглого (анти)протонного пучка, в то время как голова сгустка будет видеть оригинальный невозмущенный круглый электронный пучок. Детальные численные исследования эффекта можно найти в работе [108]. Искажения электронного пучка вызывают определенную озабоченность, поскольку (а) они искажают силы пространственного заряда, которые могут уменьшить эффективность компенсации эффектов встречи, (б) электрические поля эллиптического электронного пучка приведут к связи вертикальных и горизонтальных бетатронных колебаний в (анти)протонном пучке, и (в) появляется взаимодействие «голова-хвост» в пучке антипротонов. Искажения пучка электронов можно исследовать аналитически. Начнем с уравнением непрерывности для электронной плотности заряда $\rho_e(x, y, s, t)$:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho_e \mathbf{v}) = 0, \quad (2.19)$$

здесь $\mathbf{v}(x, y, s, t)$ — скорость электронов. Так как продольная составляющая скорости постоянна $v_s = \beta_e c$ и все продольные масштабы сгустков гораздо больше, чем поперечные, то можно пренебречь членом $d(\rho_e v_s)/ds$ в (2.19). Мы отделили быструю малую амплитуду ларморовского движения и медленный дрейф с большой амплитудой со скоростью \mathbf{v}_d в уравнении (2.13). Последнее является основным источником искажения пучка электронов и в последующем анализе мы рассматриваем $\mathbf{v} = \mathbf{v}_d$. Предполагая, что невозмущенное распределение заряда электрона аксиально-симметрично $\rho_e = \rho_0 + \delta\rho$, $\delta\rho \ll \rho_0$, $\rho_e(t=0) = \rho_0(r)$, а также то, что максимальное искажение плотности мало, то в низшем порядке разложения, получаем из (2.19):

$$\frac{\partial \delta\rho_e}{\partial t} + \mathbf{v}_d \cdot \nabla \rho_0 + \rho_e \text{div}(\mathbf{v}_d) = 0. \quad (2.20)$$

Третье слагаемое равно нулю, так как $\operatorname{div} \mathbf{v}_d = 0$. Во втором члене $\nabla \rho_0 = 2\mathbf{r} d\rho_0(r^2)/d(r^2)$ поэтому получаем:

$$\mathbf{v}_d \cdot \nabla \rho_0 = \frac{2c}{B^2} \frac{d\rho_0(r^2)}{d(r^2)} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \cdot \mathbf{r} = 0. \quad (2.21)$$

Электрическое поле круглого электронного пучка не дает вклада, так как оно пропорционально \mathbf{r} . Вклад, обусловленный пространственным зарядом электронного пучка, может быть проигнорирован, если искажения электронной плотности заряда малы по отношению к $\rho_0(r)$. Основная причина для изменения плотности $\delta\rho$ — сила пространственного заряда (анти)протонного пучка. Электрическое поле эллиптического гауссового релятивистского (анти)протонного пучка со среднеквадратичными размерами σ_x и $\sigma_y = R\sigma_x$ задается уравнением:

$$\mathbf{E} = -eN_{a,p} \lambda(s) \cdot \nabla U, \quad (2.22)$$

где линейная плотность (анти)протонов нормализована $\int \lambda(s) ds = 1$, а двумерный потенциал взаимодействия $U(x, y)$ равен [113]:

$$U(x, y) = \int_0^\infty dq \frac{1 - e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(1+qR)} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2(1+q/R)}}}{\sqrt{(1+qR)(1+q/R)}}. \quad (2.23)$$

После простых математических преобразований имеем

$$\delta\rho\left(x, y, t = \frac{s}{(1+\beta_e)c}\right) = \left(\int_{-\infty}^s \lambda(s') ds'\right) \frac{2eN_{a,p}}{B} \frac{d\rho_0(r^2)}{d(r^2)} \frac{xyI(x, y)(\sigma_x^2 - \sigma_y^2)}{\sigma_x^2 \sigma_y^2}, \quad (2.24)$$

где s — координата внутри сгустка (анти)протонов ($s = -\infty$ для головы) и

$$I(x, y) = \int_0^\infty dq \frac{1 - e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(1+qR)} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2(1+q/R)}}}{(1+qR)^{3/2} (1+q/R)^{3/2}}, \quad (2.25)$$

к примеру, $I(0, 0) = 2R/(1+R)^2$. Главные особенности такого искажения: (а) оно отсутствует в случае круглого пучка антипротонов при $\sigma_y = \sigma_x$, (б) оно имеет две вариации по азимуту в $\delta\rho$, как $xy \sim \sin(2\theta)$, (в) оно уменьшается по мере увеличения поля соленоида B , или при уменьшении интенсивности (анти)протонов $N_{a,p}$, и (г) большая часть искажений происходит на радиальном краю электронного пучка и так как $\nabla d\rho_0(r^2)/d(r^2) \sim \rho_0^{\max}/a$, и т. о., более широкий электронный пучок будет иметь меньшие искажения плотности при взаимодействии; внутри круглого большого пучка электронов

постоянной плотности вообще нет никакого искажения. И, наконец, максимальное искажение плотности масштабируется как:

$$\frac{\delta\rho^{\max}}{\rho_0^{\max}} \cong \frac{0,2eN_{a,p}}{a_e^2 B} \approx \frac{0,1N_{a,p}[10^{11}]}{a_e^2[\text{мм}]B[\text{Тл}]}, \quad (2.26)$$

где коэффициент 0,2 идет из геометрического фактора $\sim x y I(x, y)$. Например, искажение составляет около 1,5 % для электронного пучка радиусом 1 мм в поле соленоида $B = 4$ Тл. Обратите внимание, что, как только появляется эллиптическое искажение, то начинается дрейфовое вращение в скрещенных полях пространственного заряда электронов и поля соленоида. Важно, чтобы во время прохождения (анти)протонного сгустка — как правило, несколько нс — вращение было мало. Например, для $B = 2$ Тл угол составляет около $\theta_d \approx 4j_e\sigma_z/\beta_e B \sim 0,1 \ll 1$. Таким образом, отбрасывание второго члена в уравнении (2.20) является оправданным. Рисунок 2.2 показывает искажение электронного пучка, рассчитанное аналитически по уравнению (2.24). Верхний левый график на Рисунке 2.2 показывает контурные линии постоянной плотности для электронного пучка с определенным начальным распределением

$$\rho_0(r) = \frac{1}{1 + (r/a_e)^6}, \quad a_e = \sigma_x = 0,6 \text{ мм}. \quad (2.27)$$

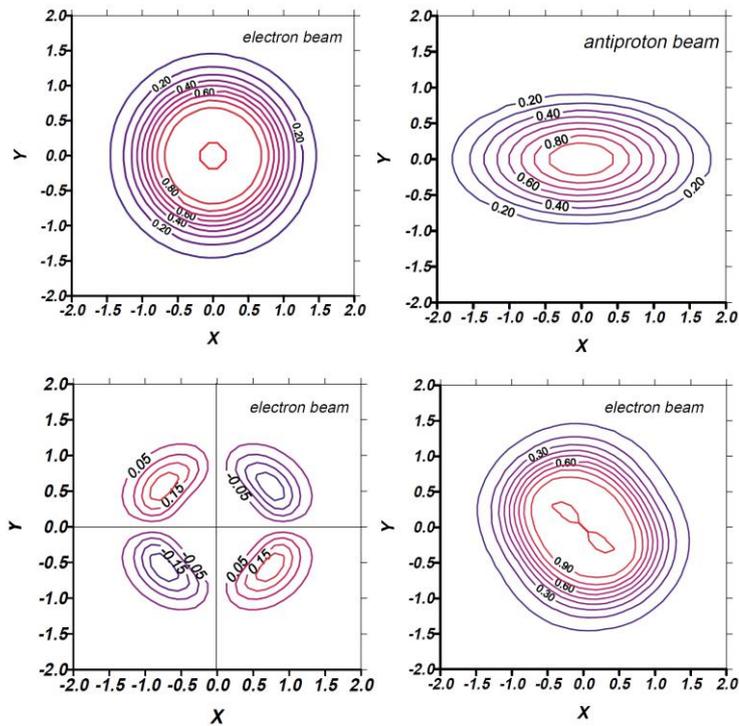


Рисунок 2.2 — Контурные линии исходной плотности электронов (вверху слева), плотности антипротонов (вверху справа), изменение плотности электронов из-за взаимодействия с антипротонным пространственным зарядом (внизу слева), и полная результирующая электронная плотность (внизу справа). x и y координаты приведены в единицах σ_x [108]

Постоянные линии плотности для гауссового распределения в (анти)протонном пучке с $\sigma_x = 0,61$ мм и $\sigma_y = 0,31$ мм представлены на верхнем правом рисунке. В левом нижнем углу рисунка приведено изменение плотности электронного заряд $\delta\rho(x, y)$ после прохождения через сгусток (анти)протонов с $N_{a,p} = 6 \times 10^{10}$ в магнитном поле $B = 0,4$ Тл. При столь малом поле соленоида искажения конечно же очень большие $\delta\rho \sim 0,25$ и полученная форма электронного пучка $\rho = \rho_0 + \delta\rho$ явно выглядит, как повернутый эллипс, что показано в нижнем правом рисунке. В этом случае поля пространственного заряда очень различны для (анти)протонов в голове и в хвосте сгустка. Поле соленоида в реальных электронных линзах примерно в 10 раз сильнее, $B \approx 4$ Тл и, следовательно, примерно в 10 раз меньше и искажения пучка электронов.

Для некоторых приложений, таких как компенсации сдвига частоты из-за паразитных пучок-пучковых взаимодействий (на расстоянии), электронный пучок должен быть в 2–3 раза шире, чем (анти)протонный пучок для обеспечения нужной линейности силы пространственного заряда электронов в установке электронной линзы. Согласно формуле (2.26), это помогает уменьшить $\delta\rho$ на еще дополнительный фактор 4–9 [108].

2.2.2.2 Связь бетатронных колебаний из-за искажений электронного пучка

Электрические и магнитные поля эллиптического пучка электронов приводят к $x - y$ связи вертикальных и горизонтальных бетатронных колебаний в пучке антипротонов. Так как первоначально электронный пучок круглый, голова (анти) протонного сгустка не испытывает силы связи. Но, в соответствии с вышеприведенным анализом, искажение электронной плотности растет как $\int \lambda(s') ds$, см. (2.24), и связь нарастает пропорционально. Частицы в голове и в хвосте сгустка частиц высоких энергий меняют свои положения из-за синхротронных колебаний, таким образом, средний эффект связи составляет примерно половину от максимального его значения. Среднее значение связи может быть скорректировано в машине, но нет никаких доступных средств для компенсации разброса коэффициента связи. Поэтому разброс связи по пучку должен быть достаточно мал, чтобы не влиять на динамику пучка антипротонов. Например, для удовлетворительного функционирования коллайдера Tevatron требуется корректировать глобальный параметр связи $|\kappa|$ лучше, чем несколько тысячных 0,001. Детальный анализ появления связи за счет электронного пучка [73] дает верхний предел эффекта

$$|\kappa| < \frac{dQ_{\text{EL}} e N_{\text{a.p}}}{\sigma_x^2 B} S^{\text{max}}, \quad (2.28)$$

где dQ_{EL} — сдвиг частоты ЭЛ (1.20), а максимальный численный фактор $S^{\text{max}} \sim 0,1$ зависит от соотношения размеров электронного и (анти)протонного пучка. Для типичных параметров в Tevatron $\sigma_x = 0,61$ мм, $N_a = 6 \times 10^{10}$, $B = 4$ Тл и $dQ_{\text{EL}} \sim 0,01$ максимальный разброс связи будет примерно $|\kappa| \approx 2 \times 10^{-4}$ для узкого электронного пучка с $a_e = \sigma_x$, и $|\kappa| \approx 3,5 \times 10^{-5}$ для более широкого электронного пучка с $a_e = 2,5\sigma_x$. Оба эти значения весьма незначительны, чтобы повлиять на работу коллайдера. Обратим внимание, что два соленоида электронных линз в Tevatron длиной 2 м и полем 4 Т дают статическую связь $|\kappa| \approx 0,001$, которая легко исправляется имеющимися корректорами.

2.2.2.3 «Head-tail» эффект из-за электронного пучка

Этот раздел посвящен устойчивости (анти)протонного пучка высокой энергии, взаимодействующего с пучком электронов низкой энергии в установке электронной линзы (ЭЛ). Электронные силы объемного заряда вызывают поперечную связь «голова-хвост» (head-tail) внутри (анти)протонного сгустка, которая может привести к поперечной неустойчивости связанных мод (TMCI). Детальная теория, аналитические исследования и численное моделирование эффекта изложены в работе [114].

Электроны низкой энергии могут создавать значительный поперечный импеданс, сравнимый с импедансом кольца коллайдера, и это может привести к коллективной неустойчивости (анти)протонного сгустка. В наиболее известном случае так называемой электронно-облачной неустойчивости [115], вторичные электроны накапливаются в пучках высокой энергии, что приводит к неустойчивости и ограничивает производительность сильноточных ускорителей протонов, в том числе таких коллайдеров, как RHIC и LHC. Ситуация с электронными линзами довольно сильно отличается, так как электронный пучок рождается на катоде электронной пушки, перемещается через область взаимодействия, и поглощается в коллекторе. Таким образом, каждая часть электронного пучка проходит через (анти)протонный пучок только один раз и нет многооборотной «памяти» в системе двух взаимодействующих пучков. Соответственно, озабоченность могут вызывать поперечные следовые поля только на коротких расстояниях. Феномен заключается в следующем: если центр тяжести головы (анти)протонного сгустка сталкивается от электронным пучком не

по центру последнего, то электрон-протонное притяжение (отталкивание в случае взаимодействия электрон-антипротон) вызывает движение электронов. В результате, электронный пучок будет смещен к тому моменту, когда он взаимодействует с хвостовой частью сгустка. Т. о. воздействие электронного пучка на последующие (анти)протоны зависит от поперечной координаты предыдущих (анти)протонов. Такое взаимодействие «голова-хвост» приводит к ТМСИ. Этот эффект аналогичен взаимодействию «сильный head-tail» из-за импеданса вакуумной камеры в накопителях электронов [116]. ТМСИ в электронных кольцах ограничивает максимальный ток одного сгустка. В нашем случае, источником связи является пространственный заряд электронов, который необходим для компенсации эффектов встречи и других приложений электронной линзы и, таким образом, избежать этого не удастся. Способом противодействия неустойчивости является повышение жесткости электронного пучка, что уменьшит его движение при столкновении. Естественно, это может быть сделано с помощью сильного продольного магнитного поля в области взаимодействия. (Мы предполагаем, что хроматизм кольца может быть сделан достаточно малым, как это обычно и бывает, так что «слабая head-tail» [116] неустойчивость не проявляется).

Ниже мы приведем оценки продольного магнитного поля, необходимого, чтобы избежать этой неустойчивости и рассчитаем зависимость порогового поля от параметров электронного и (анти)протонного пучков. Три вида оценок — упрощенная теоретическая модель, многомодовый анализ и прямое численное моделирование — все в конечном итоге дают совпадающие результаты.

Теоретическая модель «прямого» и «косого» взаимодействия. Обычно анализ релятивистской стабильности пучка опирается на понятие функции возбуждения (wake fields); смотри, например, [116]. Электромагнитные поля, возбуждаемые в вакуумной камере ускорителя меняются на поперечных расстояниях порядка апертуры камеры b , которая, как правило, намного больше, чем радиус пучка a . Это позволяет разложить возмущения на дипольное, квадрупольное и более высокого порядка по малому параметру (a/b) . Иначе обстоит дело для рассматриваемого случая. Поля пространственного заряда электронного пучка при возбуждении (анти)протонов имеют примерно такой же пространственный размер, как и поперечный размер (анти)протонного пучка, и это усложняет анализ. Тем не менее, взаимодействие может быть описано с помощью традиционного подхода для простого случая, когда как (анти)протонный пучок так и пучок электронов однородны и имеют одинаковый радиус $a = a_p = a_e$. В этом случае электромагнитные поля имеют простой вид и могут быть легко вычислены. Для нахождения дипольного поля wake-field, рассмотрим тонкий кусочек антипротонного сгустка с зарядом q и смещенного на Δx при пролете через

электронный пучок. После взаимодействия с этим кусочком электроны приобретают поперечную скорость:

$$v_{xe} = \frac{2eq\Delta x}{a^2(1+\beta_e)\gamma_e mc} \quad (2.29)$$

Такой удар вызовет поперечные ларморовские осцилляции в продольном магнитном поле B и после временного интервала t электронное поперечное смещение будет равно:

$$x_e = \frac{v_{xe}}{\omega_L} \sin(\omega_L t), \quad y_e = \frac{v_{xe}}{\omega_L} [1 - \cos(\omega_L t)], \quad (2.30)$$

где $\omega_L = eB = \gamma_e mc$ — ларморовская частота. Можно видеть, что первоначально горизонтальное смещение Δx приводит к горизонтальным и к вертикальным перемещениям. Принимая во внимание возможность вертикального смещения y , мы приходим к выводу, что антипротоны на расстоянии s позади будут испытывать изменение импульса, равное:

$$\Delta p_x(s) = -\frac{eq}{c} [W_d(s)\Delta x - W_s(s)\Delta y], \quad \Delta p_y(s) = -\frac{eq}{c} [W_s(s)\Delta y + W_d(s)\Delta x], \quad (2.31)$$

где мы ввели «прямую» wake function $W_d(s)$ и «косую» (т. е. в перпендикулярном направлении) wake function $W_s(s)$

$$W_d(s) = W \sin(ks), \quad W_s(s) = W [1 - \cos(ks)]. \quad (2.32)$$

$W_d(s) = 0$, при $s < 0$, и

$$W = \frac{4\pi n_e L_e}{(1+\beta_e)a^2(B/e)}, \quad k = \frac{\omega_L}{(1+\beta_e)c}, \quad (2.33)$$

где $n_e = J_e / (e\pi a^2 v_e)$.

В зависимости от параметров, одна или другая из этих двух функций (2.32) может иметь доминирующее влияние на стабильность (анти)протонного пучка. Эффекты прямого возбуждения подавлены, если на длине антипротонов происходит много ларморовских осцилляций, в то время как «косая» сила уменьшается с отстройкой от резонанса связи $x - y$. В случае Tevatron, работающего вблизи резонанса связи $\Delta Q = |Q_x - Q_y| < 0,01$, достаточно рассмотреть связь только двух ближайших мод $Q_x + mQ_s$ и $Q_y + nQ_s$ (m, n являются целыми числами) и это дает следующее выражение для порогового магнитного поля [114]:

$$B_{thr} \approx 1,3 \frac{eN_{a,p} \sqrt{dQ_x^e dQ_y^e}}{a^2 \sqrt{\Delta Q \cdot Q_s}}, \quad (2.34)$$

где горизонтальный и вертикальный сдвиги частот $dQ_{x,y}$, индуцированные электронной линзой, определяются формулой (1.20), и Q_s означает синхротронную частоту. Возьмем

для численного примера $dQ_x = dQ_y = 0,01$, $N_{a,p} = 6 \times 10^{10}$, $Q_s = 0,001$, $\Delta Q = |Q_x - Q_y| = 0,01$, $a = 1$ мм, тогда пороговое поле соленоида должно быть больше, чем $B_{thr} = 1,2$ Тл.

Аналитические мультимодовые вычисления. Модель связи двух мод позволяет получить аналитические формулы для порогового значения ТМСИ, принимая во внимание только постоянную составляющую «косой» (перпендикулярной) кильватерной силы из-за движения электронного пучка и только для двух мод. Более общий алгоритм для вычисления связи мод развит в работе [117], и он избегает таких упрощений и рассматривает множество мод в случае wake-field общего вида. В этом анализе, антипротонный пучок делится на несколько радиальных и азимутальных частей в синхротронном фазовом пространстве и, следовательно, можно анализировать несколько мод. Возмущение, идущее от головы сгустка, меняет углы последующих частиц. Остальная часть ускорителя представлена линейной матрицей преобразования (поворот в фазовом пространстве). Собственные значения (eigentunes) результирующей матрицы преобразования можно рассчитать численно. Сложность вычислений растет как квадрат числа мод, поэтому для расчетов с программным обеспечением MATHECAD приходится ограничивать их число.

Результаты, представленные на Рисунке 2.3 и Рисунке 2.4 получаются для антипротонного сгустка высокой энергии, разделенного на 1 радиальную (т. е. одна синхротронная амплитуда колебаний для всех частиц) и 7 азимутальных частей для вертикальных и горизонтальных степеней свободы. Таким образом, можно видеть, поведение первых радиальных и азимутальных мод (синхробетатронных мод) в горизонтальном и вертикальном движении с учетом их связи. Используются полные выражения для линеаризованных прямых и «косых» (поперечных) функций в уравнении (2.32). Числовые параметры, используемые в этих расчетах: $N_a = 6 \times 10^{10}$, среднеквадратичный размер круглого гауссова пучка антипротонов $\sigma_p = 1$ мм, а продольное магнитное поле равно 1 Тл. На Рисунке 2.3 приведены расчетные собственные значения в зависимости от сдвига линейной бетатронной частоты dQ^e , индуцированного взаимодействием с электронным пучком. Дробная часть бетатронной частоты машины для горизонтального движения $Q_x = 0,556$ и для вертикального $Q_y = 0,555$, а синхротронная частота Q_s равна 0,001. Таким образом, разница бетатронных частот сравнима с синхротронной. При отсутствии электронного тока, $dQ^e = 0$ и собственные частоты азимутальных мод равны $Q_{x,y} + kQ_s$, где целое число k имеет семь значений в диапазоне $-3 \div 3$, что равно количеству периодов модуляции в синхротронном фазовом пространстве. Некоторые из мод сливаются с увеличением dQ^e , а действительные части их

частот $\text{Re} Q$ (см. верхний ряд кривых на Рисунке 2.3) становятся равными, в то время как мнимые части $\text{Im} Q$ раздваиваются на одну отрицательную и одну положительную ветви. Последнее, очевидно, означает неустойчивость в движении. В нашем случае первое слияние мод происходит при $dQ^e \approx 0,0017$, следующее сращивание высших мод происходит при $dQ^e \approx 0,0045$ и т. д.

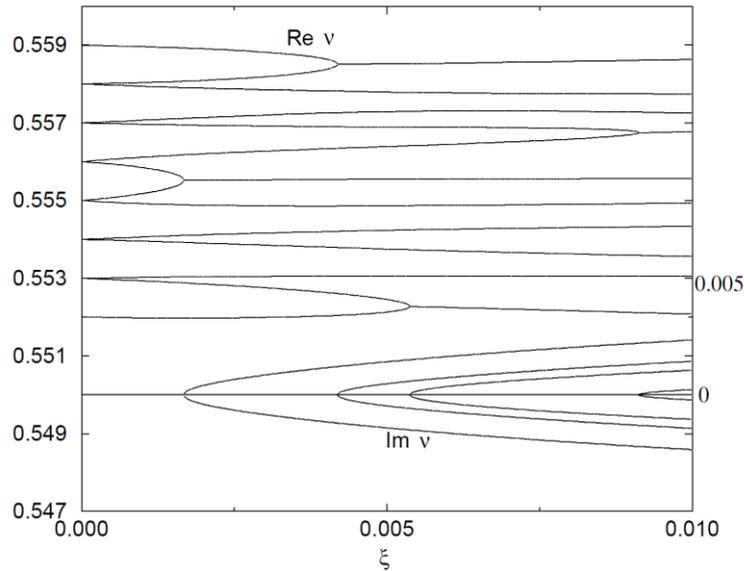


Рисунок 2.3 — Собственные частоты мод колебаний антипротонного пучка в зависимости от сдвига бетатронной частоты электронным пучком dQ^e (горизонтальная ось). Вертикальная шкала слева — для дробной реальной части $\text{Re} Q$ (верхняя серия линий), а правая шкала — для мнимой части $\text{Im} Q$ (нижняя серия линий)[114]

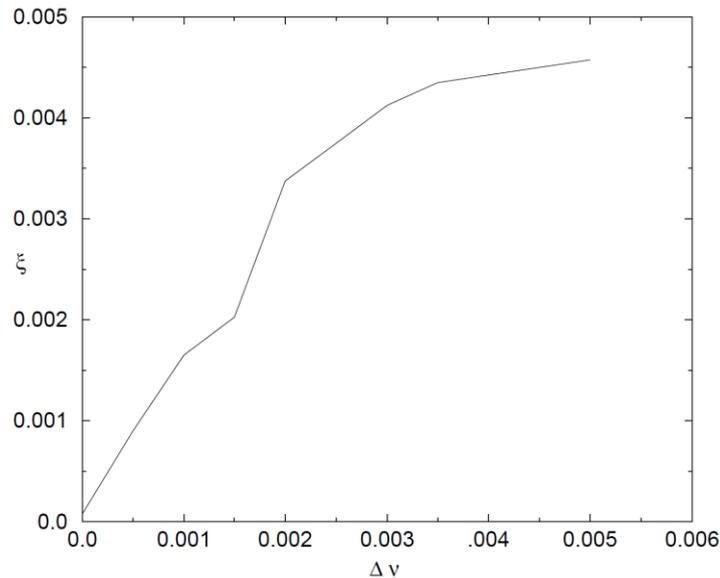


Рисунок 2.4 — Порог по сдвигу антипротонной частоты dQ^e за счет электронного пучка (вертикальная ось) в зависимости от разности частот антипротонной горизонтальной и вертикальной частот $\Delta \nu = |Q_x - Q_y| / Q_s$. $B = 1$ Тл, $Q_s = 0,001$, $N_a = 6 \times 10^{10}$ [73]

Рисунок 2.4 показывает порог по dQ^e для слияния мод в зависимости от отстройки от диагонали в единицах синхротронной частоты $\Delta\nu = |Q_x - Q_y|/Q_s$ для вертикальной частоты, равной 0,555. Порог растет линейно до $\Delta\nu \sim 2-2,5$, а затем зависимость приблизительно пропорциональна $\Delta\nu^{1/2}$ — в хорошем согласии с двух-модовой моделью. Обратим внимание, что для полного учета быстрых колеблющихся wake-fields потребовалось бы принять во внимание гораздо большее количество мод $\sim k\sigma_s \approx 30-100$ [73].

Численное моделирование ТМСИ, вызываемой электронным пучком. Трехмерное численное моделирование всех этих эффектов описано в работе [114]. Круглый гауссов пучок антипротонов ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma_a$) представлялся большим числом макрочастиц (как правило, в диапазоне от $M = 128$ до 2048). Частицы имеют одинаковые заряды $e\Delta N_a = eN_a/M$. Как прямые, так и «косые» wake-fields принимаются во внимание при этом численном моделировании. Моделирование показывает, что, хотя движение антипротонного пучка, по существу, двумерное (так как поля отклика проявляются в обеих плоскостях), неустойчивость начинается в той плоскости, где исходная частота ближе к полужелтому значению $Q = 1/2$, например, в горизонтальной плоскости для кольца Tevatron. На Рисунке 2.5 приведены результаты численного моделирования зависимости порогового магнитного поля B_{thr} от параметра dQ^e для антипротонного сгустка с $N_a = (1,6,10) \times 10^{10}$, см. нижнюю, среднюю и верхнюю линии соответственно. Можно видеть, что поле примерно пропорционально dQ^e и N_a в соответствии с теоретической формулой (2.34). Было установлено, что зависимость порога от синхротронной частоты также хорошо согласуется с теорией, т. е. $B_{\text{thr}} \sim Q_s^{1/2}$.

Для того, чтобы оценить важность осциллирующей части в уравнении (2.32) аналогичные расчеты проведены и без постоянной части «косого» поля, то есть, с $W_d(s) = W \sin(ks)$ и $W_s(s) = W \cos(ks)$. Установлено, что в этом случае достаточно примерно в 5 раз меньшего поля соленоида для обеспечения стабильности. Это подтверждает решающую роль постоянной части «косого» wake-field, что и использовалось в качестве основного предположения в модели слияния двух мод.

Порог ТМСИ чувствительно зависит от рабочей точки Q_x, Q_y . На Рисунке 2.6 представлены результаты сканирования по горизонтальной частоте Q_x от 0,52 до 0,63 (вертикальная частота постоянно поддерживается на $Q_y = 0,575$). В непосредственной близости от линии резонанса связи $|Q_x - Q_y| < 15Q_s$, пороговое магнитное поле ведет себя примерно

как $\sim 1/|Q_x - Q_y|^\kappa$, где $2/5 < \kappa < 1/2$. Вдали от резонанса $\kappa \approx 1/5$. Порог также растет при приближении к полупроцелому резонансу $Q_x \rightarrow 0,5$. Для сравнения моделирования с моделью двух мод, можно представить B_{thr} в форме, аналогичной (2.34):

$$B_{\text{thr}} \approx 0,95 \frac{eN_a dQ^c}{\sigma_a^2 \sqrt{|Q_x - Q_y| \cdot Q_s}}, \quad (2.35)$$

см. также пунктир на Рисунке 2.6.

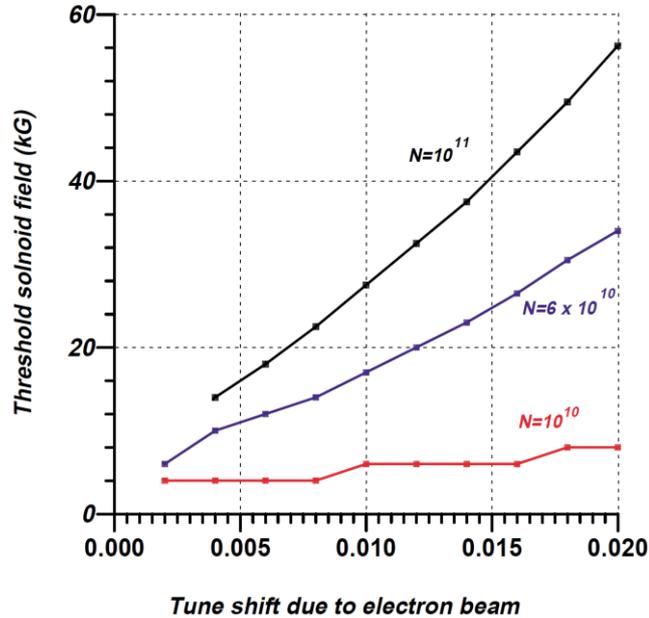


Рисунок 2.5 — Нижний порог поля соленоида B_{thr} , нужного для стабилизации пучков, в зависимости от сдвига частоты из-за ЭЛ dQ^c при различных интенсивностях сгустка $N_a = (1, 6, 10) \times 10^{10}$. $Q_x = 0,585$, $Q_y = 0,575$, $Q_s = 0,0012$, $\sigma_a = 0,7$ мм [114]

Некоторые различия в численных факторах в уравнениях (2.35) и (2.34) обусловлены тем, что (а) сила воздействия гауссова пучка отличается от круглого пучка с постоянной плотностью, как в уравнении (2.29) и σ_a используется вместо a ; (б) колебательные части сил (wake-fields) принимаются во внимание при численном моделировании, в отличие от модели двух мод. Тем не менее, есть очень хорошее количественное согласие с результатами много-модового анализа, представленного на Рисунке 2.4.

Ни двухмодовая теория, ни многомодового анализ не учитывают разброс частот в антипротонном сгустке, который подавляет неустойчивость из-за затухания Ландау [118]. ТМСИ может быть дополнительно подавлена, если электронный пучок имеет радиус, больший чем радиус пучка антипротонов, $a > \sigma_{a,p}$. Как показано в работе [114], функция W_s

уменьшается с радиусом пучка электронов, как $W_s \sim n_e/a^2$; то есть в два раза более широкий электронный пучок будет приводить к 4 раза меньшим требуемым магнитным полям для того же dQ^e .

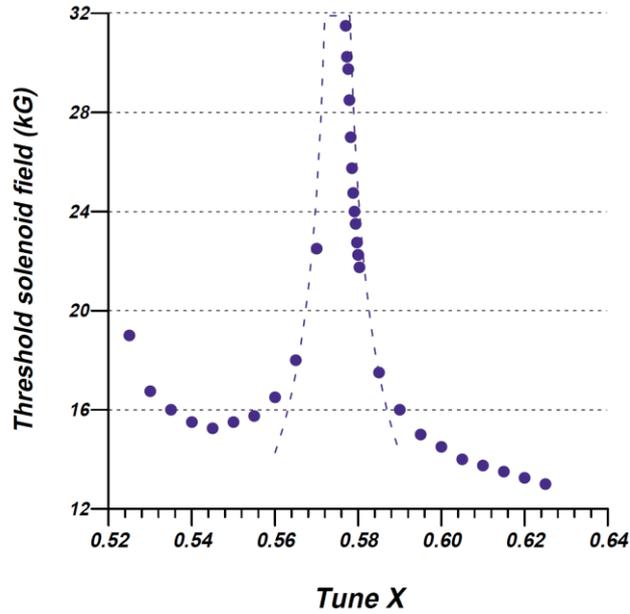


Рисунок 2.6 — Зависимость порогового магнитного поля от горизонтальной частоты Q_x . Пунктирная линия соответствует $B_{\text{thr}} \sim 1/|Q_x - Q_y|^{1/2}$, $Q_y = 0,575$, $Q_s = 0,001$, $dQ^e = -0,01$, $N_a = 6 \times 10^{10}$, $\sigma_a = 0,7$ [114]

2.2.2.4 Действие на второй пучок

Протон-антипротонные коллайдеры предоставляют уникальную возможность иметь протоны и антипротоны в той же магнитной системе и в той же вакуумной камере, как это было в ускорителе Tevatron. В этом случае электронная линза, воздействующая, скажем, на антипротоны, может потенциально влиять и на пучок протонов. Будем считать, что направление распространения электронов противоположно скорости антипротонов (т. е. они сталкиваются). Пучок протонов циркулирующий в противоположном направлении в той же вакуумной камере, также может эффективно взаимодействовать с электронным током. Если орбиты пучков протонов и антипротонов не разделены, то положительный сдвиг частоты протонов из-за ЭЛ будет:

$$dQ_p^e \approx \frac{\beta_z N_e r_p (1 - \beta_e)}{2\pi a_c^2 \gamma_p} = -dQ_a^e \frac{1 - \beta_e}{1 + \beta_e}, \quad (2.36)$$

где $\beta_z = \beta_{x,y}$ — бета-функции в месте ЭЛ, $N_e = J_e L / \beta_e c$ — общее число электронов на орбите протонов и антипротонов, сравните с уравнением (1.20). Если $\beta_e \ll 1$, то dQ_p^e не слишком сильно отличаются от $dQ_a^e \sim 0,01$, что может быть нетерпимо. Но обычно, для решения очень сходных проблем из-за взаимодействия протонов и антипротонов их орбиты хорошо разделены везде, кроме двух мест встречи. Соответственно, и с электронными линзами, установленными вдали от основных мест встречи, влияние на пучок протонов — предполагая, что электронного пучок нацелен на антипротоны — сведено к минимуму:

$$dQ_p^e \approx -2 \frac{dQ_a^e}{(d/a_e)^2} \frac{1 - \beta_e}{1 + \beta_e}, \quad (2.37)$$

где d — разведение протонов и электронного пучка. Например, разделение орбиты в 7 мм от электронного пучка диаметром 1 мм дает уменьшение dQ_p^e примерно в 25 раз по сравнению с dQ_a^e . В Tevatron этого было вполне достаточно, чтобы не видеть никакого заметного влияния на динамику протонов (или, наоборот, антипротонов, если электронная линза была направлена на пучок протонов), но в более сложных случаях можно дополнительно уменьшить этот эффект, если производить модуляцию тока электронов, так что он воздействует только на один пучок, не затрагивая другой.

2.2.2.5 Флуктуации электронного тока

Флуктуации электронного тока от оборота к обороту ведут к переменным во времени квадрупольным ударам, которые приводят к росту поперечного эмиттанса (анти)протонного пучка. Темп роста эмиттанса из-за флуктуаций градиента электроннои линзы δG длиной L определяется формулой [119]:

$$\frac{d\varepsilon_z}{dt} = f_0^2 \frac{\varepsilon_z}{16} \left(\frac{eL\beta_z}{Pc} \right)^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_{\delta G}(f_0 |2Q_z - n|), \quad (2.38)$$

где z означает x или y , f_0 — частота обращения в кольце, β_z — бета-функция в месте расположения ЭЛ, P — антипротонный импульс, Q_z — бетатронная частота (деленная на f_0), и $S_{\delta G}(f)$ — спектральная плотность мощности (СПМ) флуктуаций градиента. Можно видеть, что только некоторые конкретные частоты способствуют росту эмиттанса, а самая низкая из них $(2Q_z - 1)f_0$, или около 7 кГц для Tevatron. Если предположить, что вариации

электронного тока — это «белый шум» с постоянной СПМ $S_{\delta G}$, то среднеквадратичное значение пульсации δG относится к СПМ как:

$$\delta G^2 = \frac{1}{2} f_0 S_{\delta G}. \quad (2.39)$$

Эффективный градиент G электронной линзы связан со сдвигом частоты как $dQ_z^e = (\beta_z/4\pi)(eGL/Pc)$ и, следовательно, линейно растет с электронным током. Комбинируя уравнения (2.38) и (2.39) получим:

$$\frac{d\varepsilon_z}{dt} = 2\pi^2 f_0 \varepsilon_z (dQ_z^e)^2 \left(\frac{\delta J_e}{J_e} \right)^2, \quad (2.40)$$

где $(\delta J_e/J_e)$ — среднеквадратичная амплитуда флуктуаций. Из (2.40) для роста эмиттанса имеем:

$$\varepsilon_z = \varepsilon_{0z} \exp(t/\tau_z^e) \quad (2.41)$$

с характеристическим временем

$$\tau_z^e = \frac{1}{4\pi^2 f_0 (dQ_z^e)^2 \left(\frac{\delta J_e}{J_e} \right)^2}. \quad (2.42)$$

Для параметров Tevatron $f_0 = 48$ кГц и $dQ_z^e = 0,01$ надо иметь $(\delta J_e/J_e) < 0,5 \times 10^{-3}$, чтобы получить приемлемое время роста эмиттанса в 10 часов.

2.2.2.6 Поперечное движение электронов

Поперечное движение электронного пучка может также привести к прямому росту (анти)протонного эмиттанса. Действительно, если смещение электронного пучка равно δX , то дипольный удар на антипротоны будет $\delta\theta = \delta X/F$, где $F = Pc/(eGL)$ — фокусное расстояние ЭЛ. Результирующие (анти)протонные бетатронные колебаний через некоторое время декогеренции приводят к росту (анти)протонного эмиттанса. Нормализованный эмиттанс растет линейно во времени и темп его роста равен [120]:

$$\frac{d\varepsilon_z}{dt} = \frac{\gamma_p f_0^2}{4} \sum_{\text{sources}} \frac{\beta_z}{F^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_{\delta X}(f_0 | Q_z - n |). \quad (2.43)$$

Самая низкая опасная частота $|Q_z - n| f_0$ равна бетатронной, около 20 кГц в Tevatron. Используя те же преобразования, что и выше, получаем для роста эмиттанса:

$$\frac{d\varepsilon_z}{dt} = 2\pi^2 \gamma_p f_0 \cdot \delta X \cdot \frac{(dQ_z^e)^2}{\beta_z}, \quad (2.44)$$

где теперь δX — это амплитуды колебаний пучка электронов. Если ограничить темпы роста эмиттанса значением $2,5 \pi$ мм·град/час, то для ЭЛ параметра $dQ^e = 0,01$ получаем требование на среднеквадратичную стабильность положения электронного пучка $\delta X < 0,14$ мкм. Это на несколько порядков больше, чем колебания квадрупольей в Tevatron на высоких частотах [17]. Если электронный и (анти)протонный пучки не точно установлены по отношению друг к другу, а смещены на ΔX , то пульсации тока электронов на бетатронных частотах тоже может привести к росту поперечного эмиттанса. Допустимое значение может быть легко оценено как:

$$\frac{\Delta J}{J} \Delta X \approx \delta X. \quad (2.45)$$

Допустимое отклонение зависит от прямолинейности электронного пучка в области взаимодействия, которая определяется качеством поля в соленоиде. При $\Delta X \sim 0,15$ мм получаем допустимые пульсации тока $(\delta J_e / J_e) < 1,1 \times 10^{-3}$.

2.2.2.7 Качество поля в соленоиде

Сильное магнитное поле соленоида B порядка нескольких Тл в прямом участке электронной линзы гарантирует, что электроны выполняют очень небольшие, но быстрые ларморовские колебания вокруг силовых линий магнитного поля. Поэтому отклонения вектора магнитного поля \mathbf{B} от прямой линии приведет к нецентральному столкновению антипротонов и электронного пучка. В случае электронной линзы для нелинейной компенсации эффектов встречи это может привести к появлению нежелательных нелинейных компонент электромагнитных сил. Для того, чтобы избежать этого эффекта необходимо иметь силовые линии отклоняющимися от прямой антипротонной орбиты не более, чем на малую часть поперечного размера пучка (анти)протонов, который составляет порядка 1 мм в арках Tevatron. Для прямолинейности, эквивалентной $\Delta X \sim 0,2$ мм, поперечная составляющая поля должна быть меньше, чем

$$\frac{\Delta B_{\perp}}{B} \sim \frac{\Delta X}{L} \sim \frac{0,2 \text{ мм}}{2 \text{ м}} = 10^{-4}. \quad (2.46)$$

Это сопоставимо с требованием на качество магнитного поля в устройствах электронного охлаждения (кулерах).

2.3 Практическая реализация электронных линз для коллайдера Tevatron

В этом разделе мы подробно рассмотрим основные технологии и методы, реализованные в электронных линзах, построенных для протон-антипротонного коллайдера Tevatron. Здесь, в течение 2001–2011 гг они были использованы для компенсации лобового и паразитных эффектов встречи, а также для продольной и поперечной коллимации пучка. Для справки — спустя несколько лет, в 2013–2014 гг, электронные линзы установлены для компенсации эффектов встречи лоб-в-лоб в протон-протонном коллайдере RHIC. Системы Tevatron и RHIC имеют много общих черт, см. Рисунок 2.7. Основные соответствующие параметры коллайдеров и линз приведены в Таблице 2.2. Описание технических систем электронных линз в основном следует работам [74, 121, 83].

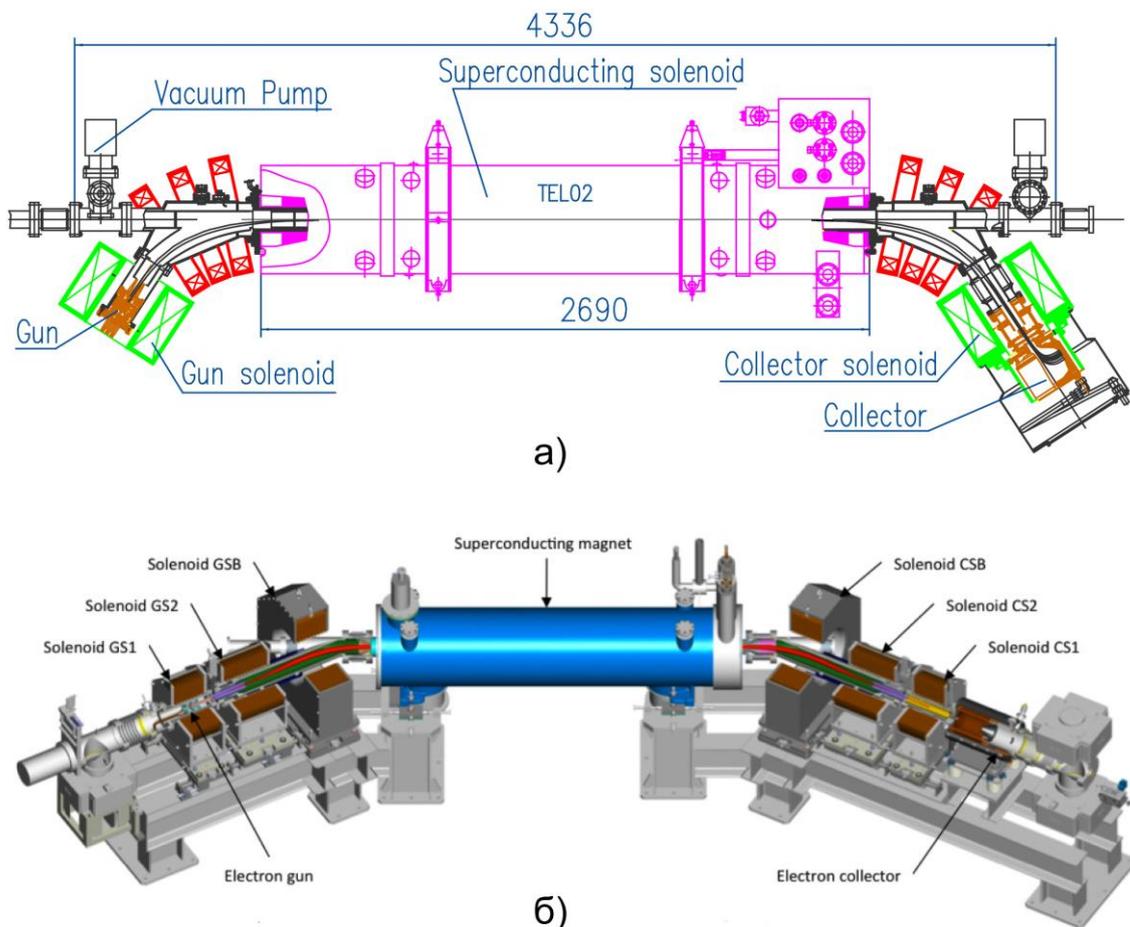


Рисунок 2.7 — а) Общая схема ЭЛ-2 (TEL-2), установленной в секторе A11 Tevatron, вид сверху [74]; б) Электронная линза RHIC [83]. В обоих случаях электроны движутся слева направо и взаимодействуют внутри сверхпроводящего соленоида с антипротонами в Tevatron или протонами в RHIC, которые движутся в противоположном направлении, или с протонами в Tevatron, которые движутся в том же направлении

Таблица 2.2 — Основные параметры коллайдеров Tevatron, RHIC и их электронных линз

Параметр	Символ	Значение		Единицы
<i>Электронные линзы</i>		<i>TEL</i>	<i>RHIC EL</i>	
Энергия электронов (раб./макс.)	U_e	5/10	9,5	кВ
Ток электронов (раб./макс.)	J_e	0,6/3	0,9	А
Поле основного соленоида	B_m	3,1/6,5	5,0	Тл
Поле пушечного соленоида	B_g	0,29	0,3	Тл
Размер пучка в оси соленоида	a_e	2,3	0,3 (rms)	мм
Радиус катода	a_c	7,5	7,5	мм
Частота импульсов тока	T_0	21	13	мкс
Длит. импульсов тока «0-to-0»	T_e	0,6	~0,4	мкс
Длина взаимодействия	L_e	2,0	2,1	мм
Макс. сдвиг бетатр. частоты	$dQ_{a,p}^e$	0,009	+0,012	
<i>Коллайдер</i>		<i>Tevatron</i>	<i>RHIC</i>	
Периметр	C	6,28	3,83	км
Энергия (анти)протонов	E	980	250	ГэВ
Протонов в сгустке	N_p	270	250	10^9
Антипротонов в сгустке	N_a	50–100	–	10^9
Число сгустков	N_B	36	111	
Расстояние между сгустками	T_B	396	108	нс
Эмиттанс протонов (норм. ср.кв.)	ε_p	$\approx 2,8$	$\approx 2,5$	мкм
Эмиттанс антипротонов	ε_a	$\approx 1,4$	–	мкм
Пиковая светимость	L_0	4,3	2,5	$10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Бета-функции 1 ^я ЭЛ (A11 TEL)	$\beta_{y,x}$	150/68	10/10	м
Бета-функции 2 ^я ЭЛ (F48 TEL)	$\beta_{y,x}$	29/104	10/10	м
Сдвиг частоты протонов (per IP)	ξ^p	0,010	0,012	
Сдвиг антипротонов (per IP)	ξ^a	0,014	–	
Число мест встречи (IPs)	N_{IP}	2	2	
Паразит. сдвиг частоты протонов	ΔQ^p	0,003	–	
Паразит. сдвиг частоты антипротонов	ΔQ^a	0,006	–	

Для Tevatron были построены две электронных линз (Tevatron Electron Lenses, TEL-1 и TEL-2) и установлены в двух разных местах кольца Tevatron, F48 и A11, в 2001 и 2004 годах, соответственно. Рисунок 2.7(а) изображает общую компоновку TEL-2. Электронный пучок генерируется в термоэлектронной пушке, погруженной в соленоидальное магнитное поле. Сильно замагниченные электроны ускоряются до энергии 5–10 кВ и следуют вдоль линии магнитного поля в основной сверхпроводящий соленоид, где и происходит взаимодействие со сгустками протонов / антипротонов высокой энергии. В то время, как высокоэнергичные частицы продолжают двигаться по орбите коллайдера, низкоэнергетические

электроны, выходящие из основного соленоида, направляются в коллектор. Линзы TEL-1 и TEL-2 были использованы в трех режимах работы: а) для компенсации эффектов встречи пучков [42, 75]; б) для удаления незахваченных частиц из промежутков между сгустками (bunch trains) [78], а также в) для поперечной коллимации полыми электронными пучками [80]. Были обнаружены три условия, имеющие решающее значение для успешной компенсации эффектов встречи электронными линзами: а) электронный пучок должен быть точно нацелен в поперечном направлении на протонный (антипротонный) пучок, с точностью 0,2–0,5 мм, по всей длине взаимодействия около 2 м; б) флуктуации тока электронов должны составлять менее одного процента, а флуктуации времени прихода должны быть в пределах одной наносекунды, чтобы минимизировать рост эмиттанса пучков высоких энергий; в) поперечный профиль плотности тока электронов должен иметь определенную форму, в зависимости от применения. Например, распределение с плоским верхом и гладкие края необходимо для компенсации паразитных эффектов встречи дальнего действия, полный пучок необходим для поперечной коллимации.

2.3.1 Магнитная и криогенная системы

Основные требования к магнитной системе электронной линзы сформулированы в разделе 2.2. Кроме того, что она используется для транспортировки электронов от катода к коллектору, магнитная система должна быть способна менять — с помощью адиабатического магнитного сжатия — размер электронного пучка в области взаимодействия, и обеспечивать точное позиционирование электронного пучка на высокоэнергичные пучки на выбор. Рассмотрим магнитную систему TEL. Три соленоида в TEL ориентированы, как показано на Рисунке 2.7. Пушечный соленоид расположен под углом к орбите Tevatron, главный сверхпроводящий (СП) соленоид окружает вакуумную камеру, а расположение коллекторного соленоида симметрично пушечному. Геометрический центр вакуумной камеры Tevatron точно совмещен с магнитной осью (в центре) основного соленоида. Электроны, проходящие из электронной пушки, следуют магнитным силовым линиям, изогнутым в горизонтальной плоскости. Соленоиды были изготовлены в Институте физики высоких энергий в Протвино, в России и испытаны в Fermilab. Технические подробности конструкции магнита и моделирования магнитного поля можно найти в работах [122, 123].

2.3.1.1 Основной СП и теплые соленоиды

Поперечное сечение главного соленоида TEL показано на Рисунке 2.8. Он способен достичь максимального поля 6,5 Тл при 1780 А и температуре жидкого гелия 4,6–5,3 К. Основной соленоид не содержит замкнутого контура тока; при подаче напряжения, ток течет через его токопроводы за счет внешних источников питания. Основным электромагнит использует NbTi кабель, переплетенный с медным проводом (отношение Cu / NbTi 1,38), рассчитанный на 550 А при температуре 4,2 К; он имеет поперечное сечение 1,4 мм на 4,64 мм. Кабель обертывают полиамидной пленкой толщиной 0,03 мм с перекрытием 1/3. Основная катушка СП намотана на стальной трубе из нержавеющей стали диаметром 151,4 мм и толщиной 4 мм; изоляцией служили три слоя полиамидной пленки. Низкоуглеродная стальная обечайка толщиной 4,85 см, обернутая поверх катушек, повышает напряженность поля и сохраняет линии поля сжатыми вблизи концов соленоида, улучшает однородность по всей длине участка взаимодействия и уменьшает паразитные поля. Соленоид предназначен для работы при максимальном поле 6,5 Тл, и он успешно достиг 6,7 Тл при первом квенче, но его номинальное рабочее поле обычно было 3,0–3,5 Тл.

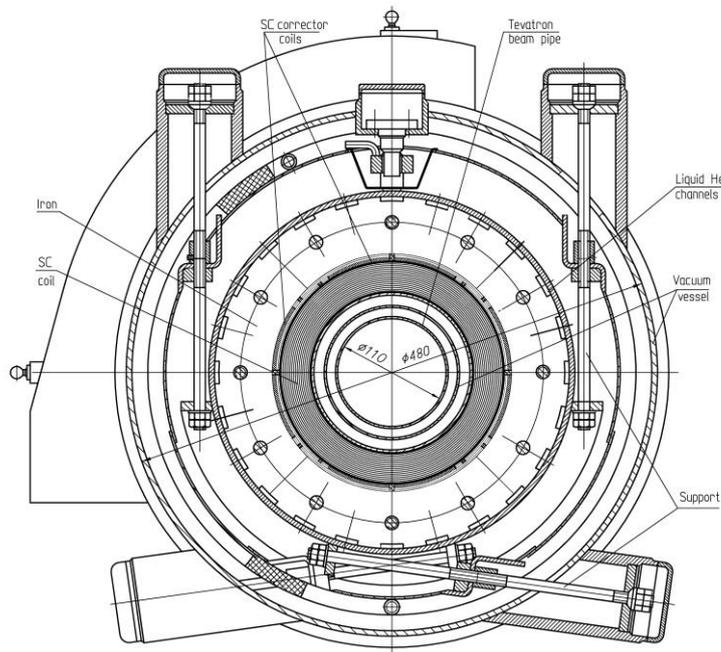


Рисунок 2.8 — Поперечное сечение основного СП соленоида TEL [74]

Пушечный и коллекторные соленоиды используют охлаждаемые водой медные обмотки, которые генерируют максимальное поле около 0,4 Тл на оси при максимальном токе 340 А. Сопротивление и индуктивность 391 витков провода составляет примерно 0,19 Ом и

18 мГн. Отверстие каждого магнита имеет диаметр около 24,0 см и длину 30,0 см, что достаточно, чтобы вместить электронную пушку и входной порт коллектора. Существует небольшая разница между дизайном пушечного и коллекторного соленоидов — коллекторный имеет дополнительную железную пластину на задней части, что уменьшает напряженность поля вне соленоида (в области самого коллектора). Корректоры формы и положения электронного пучка установлены внутри каждого из теплых электромагнитов. Корректор состоит из четырех катушек, которые могут быть коммутируемы либо в виде квадрупольного или как два диполя (по вертикали и по горизонтали). Каждая катушка имеет форму слоя с внешним углом 40.04° , 11,2 см внутреннего радиуса и толщиной 0,9 см. Длина катушки равна 30 см. Катушки намотаны 1 мм медной проволокой и имеют 620 витков каждая. В конфигурации диполя, поле равно 19 Гс/А; квадрупольное поле равно 6 Гс/см/А. Максимальный ток в этих катушках не превышает 5 А. В штатном режиме, эти корректирующие катушки в пушечном и коллекторном соленоиде редко используются.

Оси пушечного и коллекторного соленоидов в самой первой электронной линзе TEL-1 были перпендикулярны к оси основного СП соленоида. Опыт работы с такой конфигурацией показал, что проводка электронного пучка может быть обеспечена только в пределах ограниченного диапазона отношения поля основного соленоида с полем в пушечном и коллекторном соленоиде $B_{\text{main}}/B_{\text{gun}} \approx 10-20$ [125]. За пределами этого диапазона, электронный пучок не укладывался в апертуру электродов в поворотной секции TEL-1. Кроме того, существует значительное — несколько мм — вертикальное смещение электронного пучка за счет эффекта дрейфа $\mathbf{B} \times \nabla B$ в секции изгиба, которое масштабируется как:

$$dy(z) = \int_s \frac{2U_e}{e\beta_e B(z)R(z)} dz, \quad (2.47)$$

где z — координата вдоль траектории электрона, U_e — кинетическая энергия электронного пучка, $B(z)$ и $R(z)$ магнитное поле и радиус кривизны линии магнитного поля. Вторая электронная линза (TEL-2) была разработана так, чтобы значительно увеличить как $B(z)$ и $R(z)$ в повороте, уменьшить дрейф $dy(z)$ в 4–5 раз и позволить более широкий диапазон соотношений $B_{\text{main}}/B_{\text{gun}}$. Для этого, оси пушки и коллектора соленоидов (идентичные тем, которые использовались в TEL-1) были установлены под углом 57° относительно главной оси соленоида, и три дополнительных коротких катушки были добавлены в каждом повороте, как показано на Рисунке 2.9. Каждая из трех новых катушек давала около 420 Гс магнитного поля в ее центре. Все катушки были соединены последовательно с теплыми соленоидами. В результате, минимальное магнитное поле в поворотах было увеличено с 0,08 Тл

до 0,13–0,18 Тл. Размер электронного пучка в области изгиба уменьшается как $a_e(z) = a_{\text{cathode}} (B_{\text{main}}/B(z))^{1/2}$. Таким образом, отношение $B_{\text{main}}/B_{\text{gun}}$ теперь можно варьировать в гораздо более широком диапазоне, что повышает возможности регулировки размера электронного пучка в области взаимодействия. Например, для $B_{\text{gun}} = B_{\text{collector}} = 0,3$ Тл электронный пучок может пройти в главный соленоид с $B_{\text{main}} = 0,3–6,5$ Тл в TEL-2, тогда как в TEL-1 допустимое поле СП соленоида было всего лишь от 2,7 Тл до 5,5 Тл.

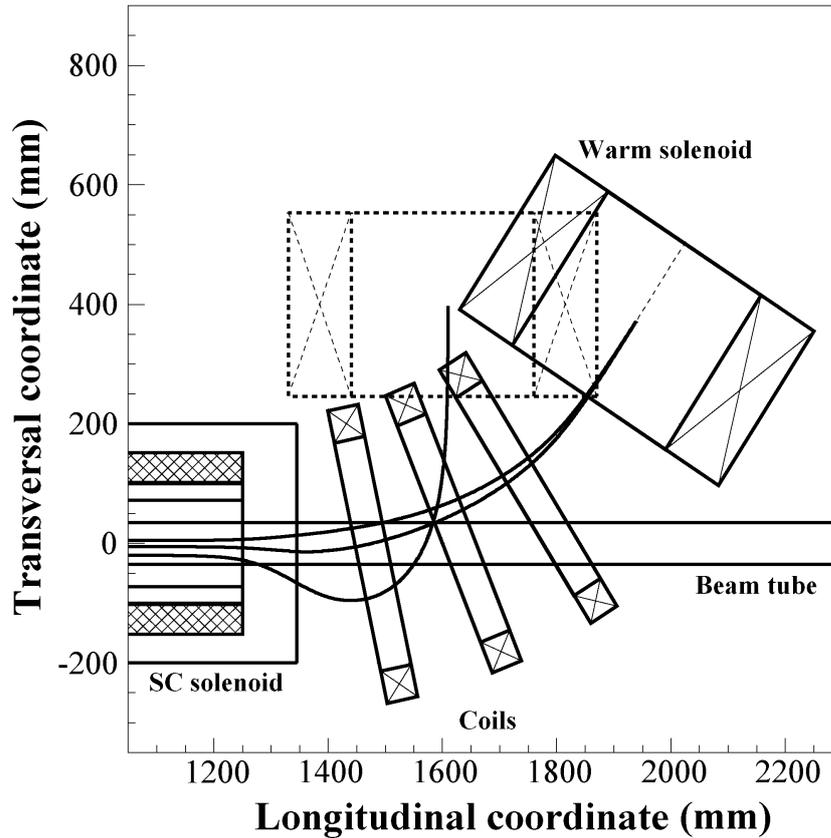


Рисунок 2.9 — Моделирование силовых линий магнитного поля в изгибающих участках TEL-1 и TEL-2 программой MULTIC [124]. Размещение пушечного соленоида TEL-1 показано пунктирными линиями; для TEL-2 — сплошными линиями [74]

2.3.1.2 Корректирующие магниты

Регулировка траектории электронов TEL внутри основного соленоида по отношению к прямой (анти)протонной орбите необходима в четырех степенях свободы: по положению и углам в горизонтальном и вертикальном направлениях. Шесть сверхпроводящих дипольных корректоров используются для этого. Два из них (горизонтальный и вертикальный) расположены на входном конце основного СП соленоида; их цель состоит в том, чтобы

регулировать поперечное положение пучка электронов. Два других корректора меняют угол электронного пучка по всей длине взаимодействия таким образом, чтобы пучок электронов совпадал с (анти)протонной орбитой, как изображено на Рисунке 2.10. Датчики положения пучка (ДПП) (описаны ниже) установлены до и после длинных корректоров для подтверждения того, что два вида частиц (электроны и антипротоны или электроны и протоны) находятся в одинаковых поперечных положениях. Электронный пучок может идти как угодно, но он должен быть в состоянии пройти в коллектор. Для достижения этой цели, третий набор корректоров расположен после длинных корректоров для того, чтобы направить электроны обратно в положение, при котором они будут успешно попадать в коллектор. Токи в этих корректорах, идентичных первым коротким катушкам, обычно изменяются одновременно с теми и с токами в длинных корректорах, но в противоположном направлении; в этом смысле, что они «отменяют» изменения, сделанные другими корректорами.

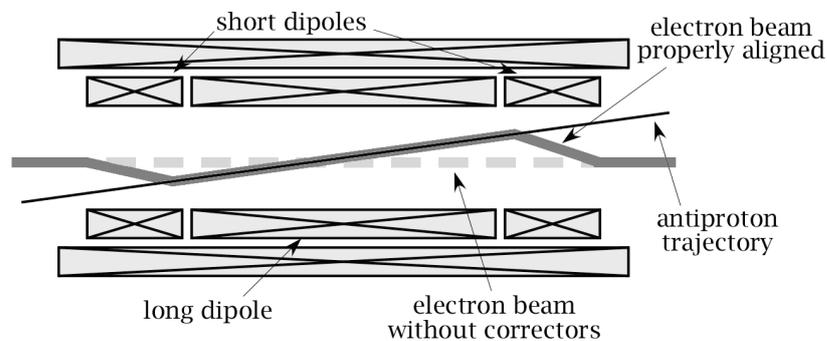


Рисунок 2.10 — Схема размещения и действия дипольных корректоров (поперечный масштаб преувеличен). Без токов в корректорах, электронный пучок будет следовать пунктирной траектории в главном соленоиде. С помощью корректоров, электронный пучок может эффективно совмещаться с (анти)протонным пучком [74]

Эти дипольные корректоры расположены на внешней поверхности катушки СП соленоида, как показано на Рисунке 2.10. Четыре пары длинных катушек длиной 250 мм образуют короткие вертикальные и горизонтальные диполи на каждом конце соленоида. Две пары 2 м катушек расположены в центральной области СП соленоида. Все диполи намотаны кабелем, скрученным из 8 проволок диаметром 0,3 мм. Провод имеет критический ток 50 А при 4,2 К и 5 Тл и соотношение Cu/SC 1,5. Размеры кабеля $0,45 \times 1,48 \text{ мм}^2$. Кабель обертывают полиамидной пленкой толщиной 0,03 мм с перекрытием 1/3. Центральные диполи имеют один слой кабеля; боковые диполи состоят из двух слоев. Конкретное местоположение каждого из этих корректоров приведено на Рисунке 2.11. Пунктирная линия иллюстрирует поле основного соленоида на оси в зависимости от продольного положения. Поле имеет широкий максимум почти от -100 см до $+100 \text{ см}$ и быстро спадает почти до нуля при -150 см и $+150 \text{ см}$. Сплошные линии на Рисунке 2.11 представляют измеренные поля каждого набора дипольных корректоров. Коротким корректорам соответствуют пики около

–115 см, длинные корректора простираются от –75 см до +75 см, далее — короткие пики корректора на +115 см. Так как ток каждого корректора и основного СП соленоида могут быть произвольно установлены, их величины все нормализованы на 1,0 на Рисунке 2.11. В реальных измерениях, ток в СП соленоиде был установлен на 6,5 Тл, короткие корректоры были установлены на 0,8 Тл, а длинные корректоры — на 0,2 Тл. Существенной разницы между горизонтальными и вертикальными корректорами не было.

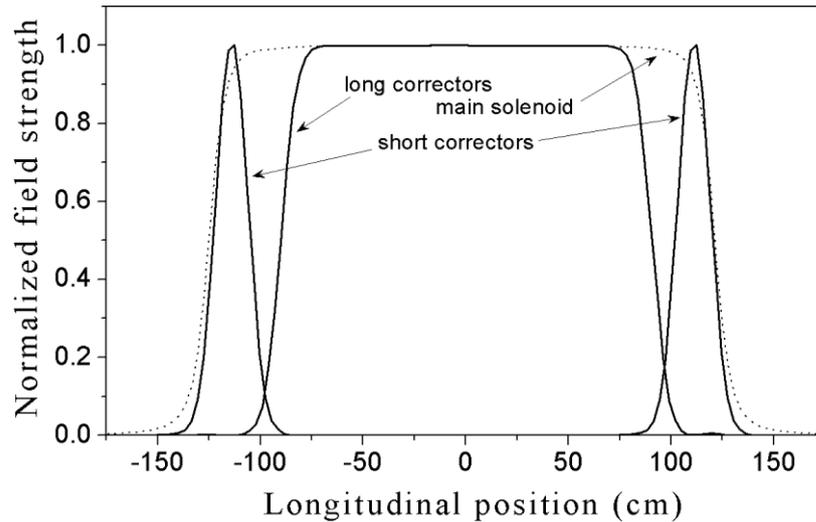


Рисунок 2.11 — Нормализованное поле дипольных корректоров ($B_{x,y}/B_{\max}$) внутри основного соленоида (поле которого дано пунктирной линией). Продольное положение отсчитывается от геометрического центра основного соленоида. Максимальное магнитное поле в коротких корректорах 0,8 Тл; 0,2 Тл — в длинных корректорах и 6,5 Тл — в главном СП соленоиде [74]

Сильно замагниченные электроны движутся по спирали вокруг силовых линий соленоида. Дипольные корректоры добавляют лишь небольшое возмущение в номинально продольное поле соленоида. Векторное поле корректоров добавляется к полю основного соленоида. Так как первое является поперечным, а второе представляет собой однородное продольное поле, то чистым результатом является поле, которое повернуто на угол, представленный суммой двух векторов. Электронный пучок, следуя линиям поля, отслеживает результирующее поле. За областью корректора, силовые линии, и электронный пучок снова текут в продольном направлении, но с этой новой позиции. Общее отклонение по горизонтали dx может быть получено из:

$$dx = \int_s \frac{B_{\text{horizontal}}(z)}{B_{\text{main}}(z)} dz, \quad (2.48)$$

где два значения напряженности полей являются функциями продольного положения, а интеграл охватывает соответствующую длину, показанную на Рисунке 2.11. Аналогичное вы-

ражение можно записать для вертикального корректора, предполагая, что используется соответствующее поле корректора. Сила коротких корректоров в единицах (Тл·мм/А), т. е. $dx \times B_{\text{main}}$ на единицу тока, составляет около 0,6 Тл·мм/А. Сила длинных корректоров составляет около 3,6 Тл·мм/А. Разделив это на поле основного соленоида получим действительное поперечное смещение для известного тока. Например, короткие катушки при токе 200 А могут перемещать электронный пучок на 40 мм в поле 3 Тл основного соленоида, а длинные катушки способны отклонять траекторию в главном соленоиде на 30 мрад, при токе 50 А. Специальные измерения отклонения электронного пучка с использованием показаний ДПП подтвердили эти калибровки.

2.3.1.3 Криогеника и защита от квенча

Все сверхпроводящие катушки основного соленоида погружаются в жидкий гелий и общий вес этой холодной массы составляет 1350 кг. Из-за эффектов гистерезиса и вихревых токов в стали небольшое количество тепла генерируется всякий раз, когда ток в сверхпроводнике меняется, поэтому существует ограничение максимальной скорости подъема тока в 10 А/с. На практике поле в главном соленоиде меняется редко и обычные скорости — менее 4 А/сек. Суммарная статическая тепловая нагрузка на гелий составляет 12 Вт и 25 Вт на азотный теплозащитный экран криостата. Криостат TEL является частью системы охлаждения магнитов Tevatron, которая обеспечивает 24 г/с жидкого гелия. Маржа температуры магнита равна 0,6 К при гелиевой температуре 4,6 К.

В редких случаях происходит квенч главного магнита TEL либо по своей собственной причине, либо в ответ на квенчи в других СП магнитах Tevatron. Это происходит редко — около десятка раз за более чем 10 лет эксплуатации — и в принципе, большой проблемой не является. Тем не менее, поле основного соленоида может содержать до 1 МДж энергии, и эта энергия высвобождается в течение всего двух секунд во время квенча. Ток в каждой СП катушке идет из внешних источников питания, что позволяет быстро обнаружить квенч и резко сбросить большую часть этой энергии во внешние поглотители. Моделирование показывает, что примерно 90 % от общей энергии поглощается во внешних резистивных нагрузках, а остальные 10 % рассеиваются в самом соленоиде. В этих моделях, температура в самой горячей точке в СП катушке возрастает до приблизительно 270 К.

Дипольные корректоры может содержать только до 1,3 кДж энергии, и рассеивание этой энергии внутри магнита не вызывает тревогу. Тем не менее, выделение тепла в одном

месте может привести к квенчу главного соленоида. Таким образом, корректоры также подключены к цепям защиты и внешним нагрузкам.

Каждый монитор квенча был первоначально разработан для наблюдения напряжения на катушке магнита и производной по времени тока, которые сравниваются с нужным предельным напряжением:

$$\left| L_{\text{magnet}} \frac{dI}{dt} - V(t) \right| < V_{\text{limit}}, \quad (2.49)$$

где L_{magnet} — индуктивность магнита. Если разница превышает $V_{\text{limit}} = 1$ В, то предполагается, что начался квенч и посылается сигнал на переключатели высокого тока IGBT, чтобы отсоединить катушку от источника питания и дать сбросить ток катушки в резистивную нагрузку. Механические выключатели тока были установлены последовательно с твердотельными переключателями для надежности. Тем не менее, индуктивность большого соленоида 0,5 Гн, как правило, не является постоянной при низких частотах (1–10 Гц), из-за эффектов насыщения и вихревых токов в железе. Чрезмерно упрощенная модель формулы (2.49) приводила к случайным ложным обнаружениям квенча. Более сложные модели, использующие эффекты высших порядков как по $V(t)$, так и по $I(t)$, были приняты для работы. Монитор защиты от квенча, таким образом смотрит на соотношение:

$$\left| L_{\text{magnet}} \left(\frac{dI}{dt} + \kappa_1 \frac{d^2 I}{dt^2} \right) - \left(V(t) + \kappa_2 \frac{dV}{dt} \right) \right| < V_{\text{limit}}. \quad (2.50)$$

Добавление дополнительных слагаемых в формуле (2.50) дает возможность лучше имитировать физическое поведение магнитов в широком диапазоне частот и резко уменьшить количество ложных обнаружений квенча.

Блоки питания для каждого из соленоидов и корректоров должны быть в состоянии выработать полный ток каждого магнита. Основной соленоид в нормальном режиме работы требует 1 кА; большие MCM500 кабели переносят этот ток на 60 метров от источника питания (находится в надземной галерее) до самого соленоида, расположенного в туннеле Tevatron. Короткие дипольные корректоры используют около 200 А, в то время как длинные корректоры используют источники в 50 А. Так как полярность корректоров требуется менять, выход каждого источника питания подается через коробку с реверсивным переключателем. Все настройки выполняются удаленно с помощью компьютерного управления. Схемы реверсивных переключателей автоматически обрабатывают прохождение тока через нуль и правильно переключают полярность. С помощью этой функции сканирование электронного пучка в поперечном направлении было довольно простым.

2.3.1.4 Прямызна линий поля

Если есть какие-либо существенные отклонения магнитных силовых линий от прямой линии (анти)протонной траектории, то электронный пучок, который следует по силовым линиям поля, не будет взаимодействовать правильно с (анти)протонами. Выше мы показали необходимость прямолинейности поля в пределах 0,2 мм, т. е. небольшой доли от средне-квадратичного размера (анти)протонного пучка $\sigma = 0,5 - 0,7$ мм, при радиусе электронного пучка $a_e = 1,5 - 2$ мм в TEL.

Магниты электронной линзы были разработаны и построены, чтобы быть прямыми и однородными в пределах спецификации, которая позже была подтверждена в специальных измерениях магнитных силовых линий. Этот метод измерения показан на Рисунке 2.12. Небольшой железный стержень был подвешен в немагнитном карданном подвесе с сапфиром малого трения и установлен на тележке. Тележку тащили через соленоид, и поле соленоида намагничивало стержень, выстраивая его вдоль силовых линий (намагниченный ферромагнетик чувствует крутящий момент $\mathbf{M} \times \mathbf{V}$, пытающейся выровнять его вдоль силовых линий).

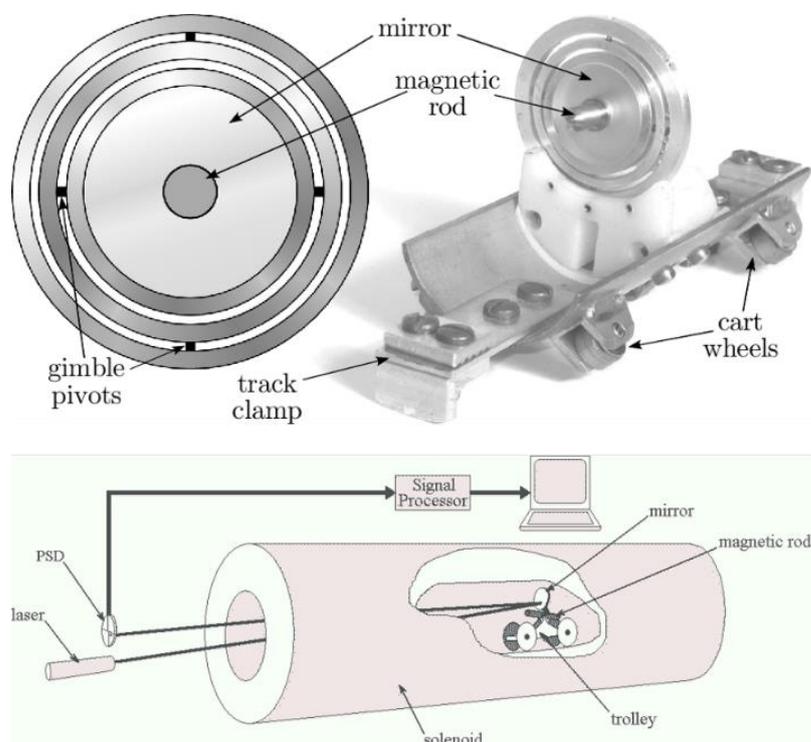


Рисунок 2.12 — (вверху) Магнитное зеркало и тележка. Зеркало в оправе имеет только 2,54 см в диаметре и легко вращается. Тележка ходит внутри алюминиевой трубы, временно помещенной в апертуру соленоида; (внизу) иллюстрация метода, используемого для измерения прямолинейности магнитного поля линии в главном соленоиде [74]

Небольшое зеркало, которое прикреплялось перпендикулярно по отношению к стержню (на самом деле, окружающее стержень) отражает лазерный луч, посланный с одного конца соленоида. Отраженный лазерный луч (возвращение в два раза превышает угол магнитного стержня) попадает на двумерный световой позиционно-чувствительный детектор (ПЧД). Этот ПЧД имеет электронику обработки сигнала и выдает (X, Y) координаты падающего светового пятна. Таким образом, можно было наблюдать углы $\theta_{x,y} = B_{x,y}/B_{\text{main}}$ порядка нескольких микрорадиан. Координаты линии поля (x, y) затем рассчитываются просто как:

$$(x, y) = \int_z \theta_{x,y} dz. \quad (2.51)$$

Силовые линии в центре соленоида, показаны на Рисунке 2.13. В ± 100 см от области взаимодействия, поле не отклоняется более, чем на 200 мкм в горизонтальном направлении, и только на 45 мкм в вертикальном. Среднеквадратичные отклонения магнитных линий: 15 мкм в вертикальной плоскости и 50 мкм в горизонтальной. Поэтому электронный пучок TEL способен окружить антипротонный по всей длине соленоида. Изменения положения силовых линий при изменении поля СП соленоида не превышают 20 мкм. Силовые линии поля соленоида, находящиеся на расстоянии ± 1 мм друг от друга остаются параллельными в пределах ± 6 мкм [126].

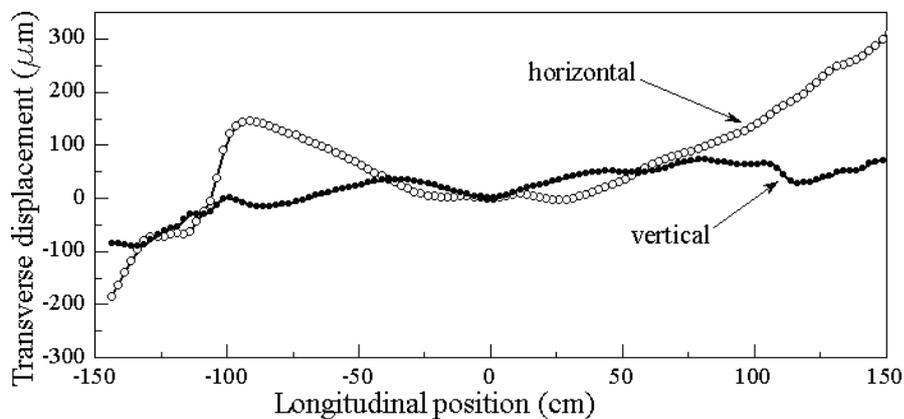


Рисунок 2.13 — Измеренные вертикальные и горизонтальные линии поля в главном соленоиде TEL-1 при 4 Тл [74]

2.3.1.5 Магнитная система ЭЛ в RHIC

Магнитная система электронных линз RHIC хотя и похожа на TEL, но имеет некоторые отличия. Ее основной сверхпроводящий соленоид также имеет теплую апертуру (154 мм ID) с рабочим полем до 6 Тл. Криостат, 2,8 м длиной, включает в себя 17 магнитов помимо

основной катушки: две катушки для краевого поля, две анти-краевых катушки, 5 вертикальных и 5 горизонтальных дипольных корректоров, чтобы гарантировать прямолинейность основного поля, и два угловых дипольных корректора позиционирования пучка, все работают при 4,2 К, см. Рисунок 2.14. Катушки краевого поля на обоих концах включены, чтобы обеспечить поле $>0,3$ Тл в повороте между сверхпроводящим магнитом и теплыми транспортными соленоидами (см. Рисунок 2.7). Для достижения желаемой однородности поля по всему диапазону напряженности поля, анти-краевые катушки размещены рядом с краевыми. Все эти катушки на обоих концах магнита запитаны независимо друг от друга, чтобы избежать формирования «магнитной бутылки» в случае с низким основным полем соленоида, которая может привести к накоплению электронов обратного рассеяния.

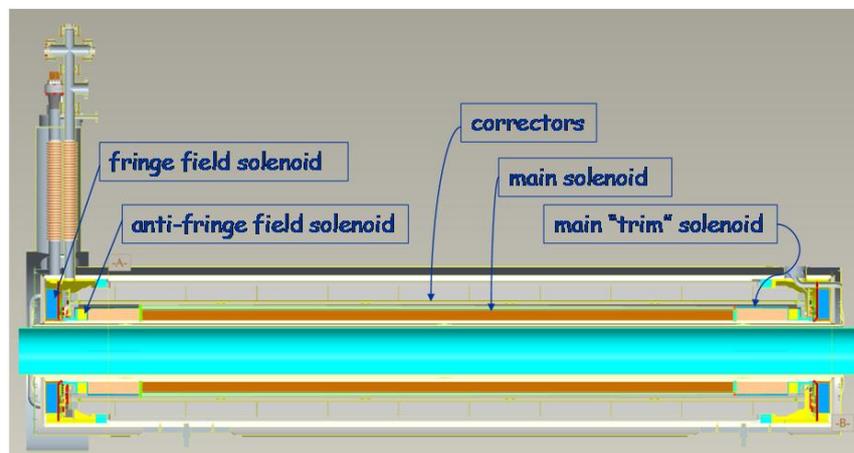


Рисунок 2.14 — Криостат электронной линзы RHIC содержит главный сверхпроводящий соленоид, короткие краевые соленоиды, а также ряд корректоров прямолинейности и углов [121]

Пять коротких (0,5 м) дипольных корректоров — как по горизонтали, так и по вертикали — установлены для корректировки поля соленоида до прямолинейности ± 50 мкм. Прямолинейность электромагнитных силовых линий имеет жесткие допуски (± 50 мкм в диапазоне ± 800 мм), чтобы обеспечить хорошее перекрытие адронного и электронного пучков. Система измерения «магнитная стрелка и зеркало», аналогичная той, что используется для TEL, показала, что даже без CG корректоров силовые линии являются достаточно прямыми, так что не было необходимости ни в каких дальнейших коррекциях, см. Рисунок 2.15.

Два 2,5-метровых дипольных корректора (по одному для каждой поперечной плоскости) управляют углом электронного пучка внутри главного магнита на ± 1 мрад при максимальном поле 6 Тл. Позиционирование электронов на протонах обеспечивается горизонтальной и вертикальной катушками в теплых соленоидах GS2 и CS2 0,45 Тл, которые могут перемещать электронный пучок в главном соленоиде на ± 5 мм.

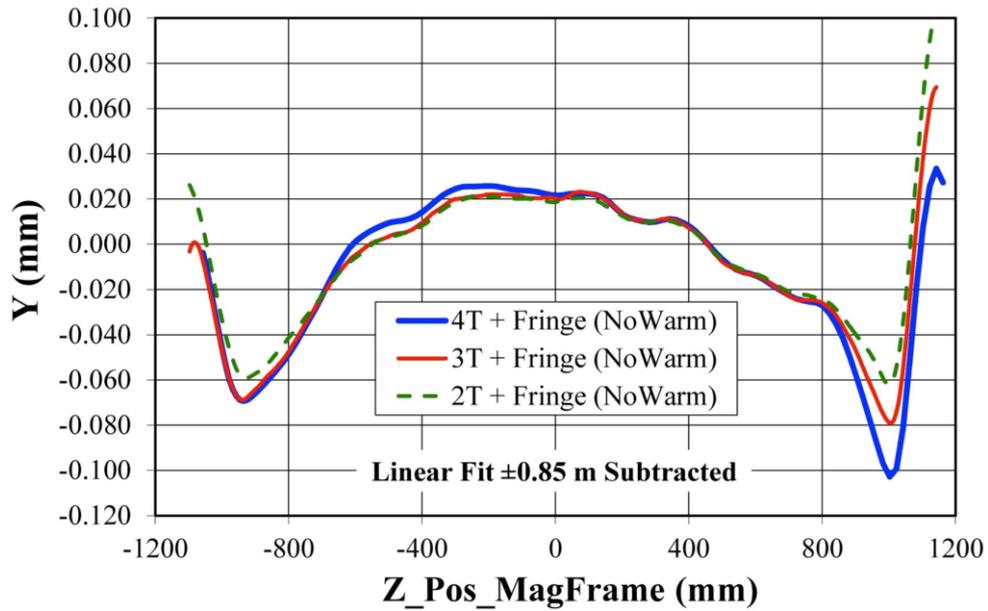


Рисунок 2.15 — Вертикальное измерение прямолинейность линии поля соленоида в главном 6 Тл соленоиде электронной линзы RHIC. Для сравнения, размер пучка протонов при 250 ГэВ — около 300 мкм [83]

2.3.2 Система Электронного Пучка

2.3.2.1 Электронные пушки

Магнитная система TEL позволяет адиабатическое магнитное сжатие площади поперечного сечения пучка электронов на коэффициент $(a_c/a_e)^2 = B_{\text{main}}/B_{\text{gun}} \approx 10$. Для того, чтобы иметь электронный пучок радиусом a_e в несколько раз больше среднеквадратичного размер пучка протонов σ в TEL, радиус катода должен быть $a_c = 5-10$ мм. Требование на быстрые изменения тока для компенсации паразитных пучок-пучковых взаимодействий в Tavatron требует модуляции тока электронной линзы с характерным временем около 0,5–1 мкс. Высокая плотность тока, быстрая модуляция и требование гладкого профиля плотности тока привело к выбору электронной пушки с выпуклым катодом, что дает более высокий первеанс и модуляцию тока анодным напряжением (то есть, без сетки). В ходе экспериментальных исследований пучка и эксплуатации TEL-1 и TEL-2 потребовалось иметь несколько разных профилей тока электронов: а) прямоугольное распределения для одинакового сдвига частот для всех частиц высоких энергий, проходящих через электронный пучок — этот профиль имеет недостаток сильного нелинейного воздействия за пределами границ электронного пучка; б) в форме колокола (близко к распределению Гаусса) —

оно обладает более слабыми нелинейностями, но меньшим размером пучка; в) распределение «гладкий край и плоская вершина» (SEFT) сочетает в себе преимущества обоих ранее упомянутых распределений; г) полое (трубчатое) распределение электронов пучка для поперечной коллимации.

Соответственно, были разработаны четыре электронные пушки для TEL. Одной из наиболее важных характеристик электронной пушки, работающей на пределе пространственного заряда является ее первеанс P :

$$P = J / U_a^{3/2}, \quad (2.52)$$

где J — ток, а U_a — потенциал анода по отношению к катоду. Для пушек с плоскими или вогнутыми катодами неоднородность плотности тока становится большой, когда первеанс превышает значение $1-2 \text{ mA/V}^{3/2}$. В том случае, когда пушка погружена в сильное продольное магнитное поле, первеанс может быть увеличен путем использования выпуклого катода [104].

Электронные пушки были смоделированы и оптимизированы с помощью программы UltraSAM [127], чтобы иметь желаемое распределение плотности тока и высокой первеанс. Геометрия трех пушек показаны на Рисунке 2.16 вместе с распределением электрического поля вдоль оси пучка (пушки обладают осевой симметрией) и траекториями электронов. Пушки используют сферические катоды с углом открытия ± 45 градусов. Прикатодный электрод («управляющий электрод») устанавливается вокруг катода пушки (Рисунок 2.16(а)) для манипулирования распределением плотности тока пучка. Управляющие электроды различной геометрии устанавливаются для той же цели между катодом и анодом в «гауссовой» пушке и вокруг катода в пушках SEFT (Рисунок 2.16(б) и Рисунок 2.16(в)). Управляющие электроды в двух последних пушках обычно находятся на потенциале катода.

Механически, все три пушки выглядят одинаково, как показано на Рисунке 2.17(а). Они собираются на вакуумном фланце диаметром 171,5 мм ($6\frac{3}{4}$ дюйма) из нержавеющей стали и используют керамические кольца в качестве изоляторов между электродами. Пушки используют сферические выпуклые диспенсерные катоды Heatwave Labs (Watsonville, CA) диаметром не менее 10 или 15 мм. Вольфрамовые катоды импрегнированы барием и работают при температурах 950–1200 °C. Они оснащены Mo-Re гильзами и молибденовым монтажным фланцем и имеют внутреннюю нить накала нагревателя (бифилярный вариант, один провод нагревателя внутренне заземлен). Прикатодные электроды выполнены из молибдена, управляющие электроды и аноды изготовлены из бескислородной меди.

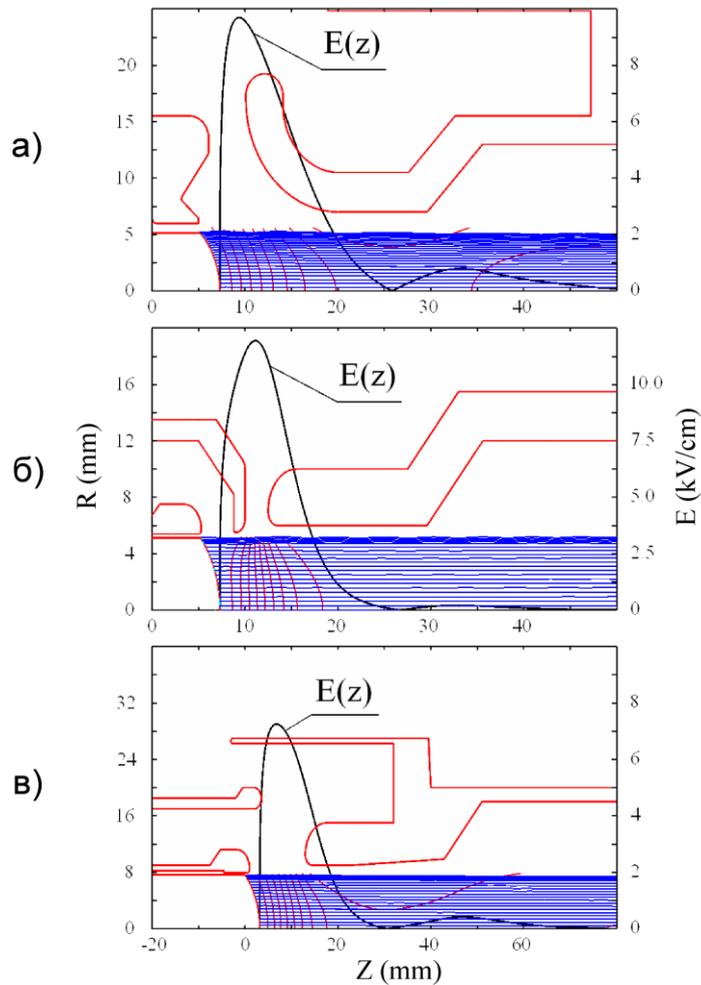


Рисунок 2.16 — Пушечная геометрия и результаты моделирования программой UltraSAM электрического поля для TEL: а) пушка с «прямым профилем»; б) гауссова пушка; в) SEFT пушки [42]

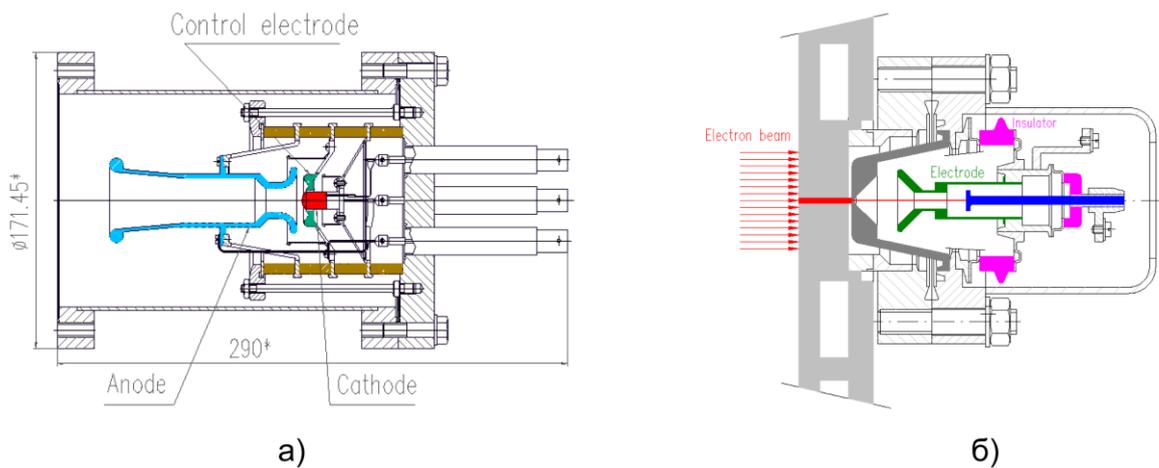


Рисунок 2.17 — а) Механическая конструкция пушки TEL с «прямоугольным профилем»; б) Устройство коллектора с малым отверстием для измерения профиля пучка на испытательном стенде [42]

Характеристики пушек были измерены на испытательном стенде, используемом в Fermilab для создания прототипов элементов TEL [128]. Испытательный стенд состоит из

пушки, погруженной в продольное магнитное поле $B_{\text{gun}} = 0,1 - 0,2$ Тл соленоида, трубки дрейфа с диагностикой, помещенные внутри 0,4 Тл 2-метрового главного соленоида и коллектора, также находящегося внутри отдельного соленоида. Коллектор снабжен анализатором пучка, показанного на Рисунке 2.17(б). Небольшое отверстие диаметром 0,2 мм в основании коллектора позволяет вырезать узкую часть электронного пучка, которая проходит через тормозящий электрод и поглощается анализатором коллектора. Для измерения поперечного распределения плотности тока, пучок перемещается через отверстие с помощью дипольных катушек, установленных внутри основного соленоида, и ток анализатора коллектора записывается как функция от поперечного положения пучка.

За исключением высокого первеанса, пушки TEL не сильно отличаются от пушек с плоским катодом. Токи пучка следуют закону «3/2» с хорошей точностью (Рисунок 2.18) с первеансом $5,3 \text{ mA/V}^{3/2}$, $4,3 \text{ mA/V}^{3/2}$, $1,8 \text{ mA/V}^{3/2}$ для, соответственно, пушек с распределением с «плоской вершиной», SEFT и «гауссовой». Для предотвращения тепловых проблем на коллекторе, суммарный ток и профильные измерения проводились в режиме постоянного тока при токах ниже 0,5–1 А. Пушечные характеристики при более высоких токах исследовались в импульсном режиме с длительностью импульса 0,2–4 мкс. Никакого значительного отклонения от результатов измерений с постоянным током обнаружено не было.

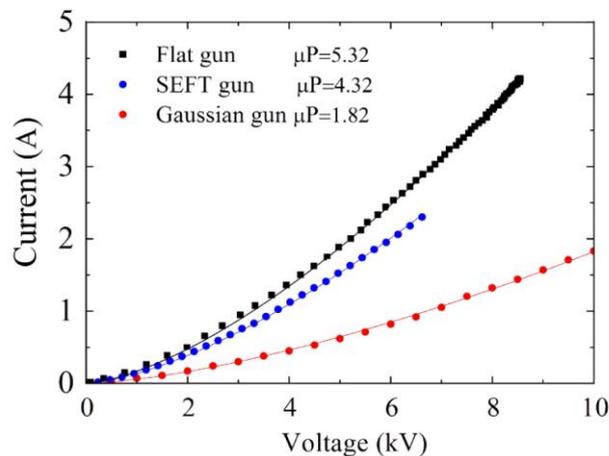


Рисунок 2.18 — Вольт-амперные характеристики трех электронных пушек для TEL, сплошные линии расчеты согласно закону Чайлда-Ленгмюра $P = I/U_a^{3/2}$ [42]

Пример 2D профиля электронного распределения тока от пушки SEFT показан на Рисунке 2.19(a). Вариации плотности тока — менее чем 10 % на 90 % от диаметра пучка. Измеряемые и вычисляемые одномерные профили электронных пучков из всех трех пушек представлены на Рисунке 2.19(б). Существует хорошее согласие между предсказанными и наблюдаемыми плотностями тока на большей части площади пучка за исключением самого края.

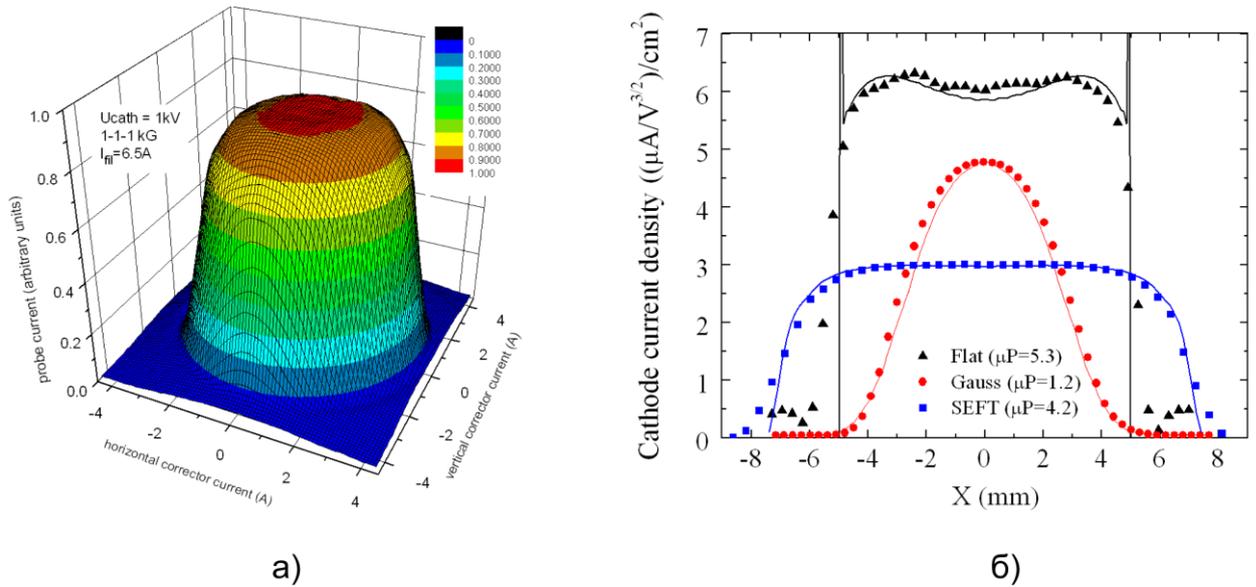


Рисунок 2.19 — а) Двухмерное распределение плотности электронного тока пучка из пушки SEFT; б) Одномерные распределения плотности электронного тока пучка для трех пушек, сплошные линии представляют результаты моделирования UltraSAM. Во всех случаях напряжение на управляющем электроде был равным напряжению катода [42]

Эмиссия электронов с краев катода сильно зависит от точности механического выравнивания прикатодного или управляющего электродов относительно катода. На Рисунке 2.20 показаны 1D профили в зависимости от напряжения на управляющем электроде плоской пушки в случае, когда последний был (непреднамеренно) установлен немного дальше от анода, чем катод. Кромочные пики в профиле плотности тока показывают, и компьютерное моделирование это подтверждает, что причиной является выступ излучающей поверхности катода на 0,4 мм по отношению к расчетному оптимальному положению прикатодного электрода. Сдвиг произошел либо из-за неопределенности в тепловом расширении катода, либо механической ошибки. Небольшая асимметрия тока распределения, видная на Рисунке 2.20, скорее всего из-за наличия некоторой несоосности. Прикладывание отрицательных напряжений на прикатодный электрод (относительно катодного потенциала) приводило к подавлению эмиссии электронов на краю и ко все более сужающемуся (почти колоколообразной формы) профилю, как это показано на Рисунке 2.20. Интегральные коэффициенты уменьшения тока для пушки SEFT и «прямоугольной» пушки показаны на Рисунке 2.21 как функции управляющего (отрицательного) напряжения профилирующего электрода $U_{пр}$, нормированного на (положительную) разность напряжения между анодом и катодом $U_{ас}$.

Суммарная мощность нагрева, требуемого для поддержания катода при рабочей температуре 1000–1100 °С составляет около 35–45 Вт для катода диаметром 10 мм (используется в «плоской» и «гауссовой» пушках) и около 60–70 Вт для катода диаметром 15 мм в

пушке SEFT (Таблица 2.3). Для первоначальной активации катода, мощность увеличивается на 30–50 % в течение короткого периода времени, пока катод не начнет генерировать достаточный ток, чтобы следовать закону Чайлда-Ленгмюра (уравнение (2.52)). Особое внимание уделяется для тому, чтобы иметь достаточно хороший вакуум (лучше, чем 10^{-8} торр) в области пушки, чтобы не отравить катод, что иначе может привести к уменьшению срока службы катода. С учетом всех этих мер предосторожности, катоды пушек, установленных в TEL-1, 2 работали в течение нескольких лет без существенного ухудшения качества. Если пушка подвергается воздействию воздуха при высоких температурах катода, катод разрушается (вольфрам окисляется, создавая слой с высокой работой выхода) и обычно требуется его замена.

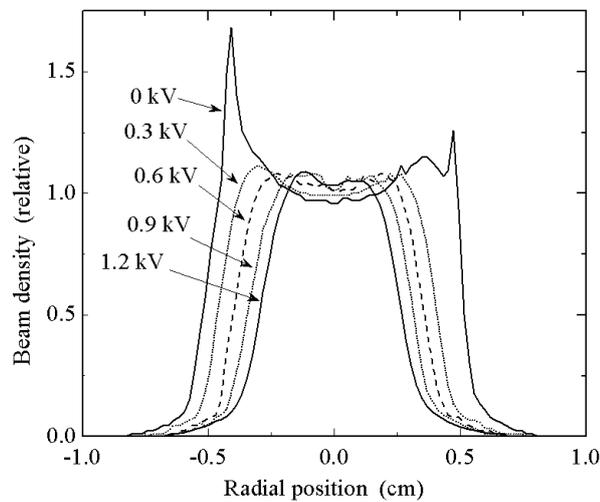


Рисунок 2.20 — Профиль плотности тока электронов из «плоской» пушки при различных напряжениях U_{pr} на прикатодном электроде. Анодно-катодное напряжение $U_{ac} = 3$ кВ и магнитное поле во всех соленоидах 2 кГс [42]

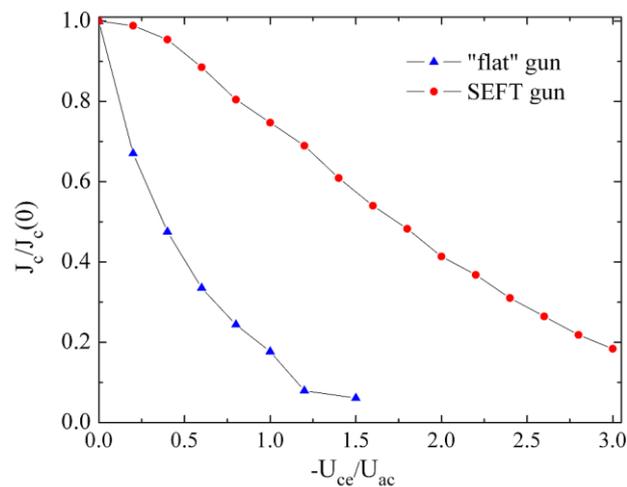


Рисунок 2.21 — Суммарный ток «плоской» и SEFT пушек как функция управляющего (отрицательного) напряжения профилирующего электрода U_{pr} , нормированного на (положительную) разность напряжения между анодом и катодом U_{ac} [42]

Таблица 2.3 — Основные параметры электронных пушек TEL

Параметр	<i>Пушка</i>	<i>Пушка</i>	<i>Пушка</i>	<i>Пушка</i>	
	<i>№1</i>	<i>№2</i>	<i>№3</i>	<i>№4</i>	
Диаметр катода	10	10	15	15	мм
Профиль тока	прямоуг.	гауссов	SEFT	полый	
Первеанс	5,9	1,7	4,2	3,1	мкА/В ^{3/2}
Макс. плотность тока	6,3	4,8	3,0	2,8	мкА/В ^{3/2} /см ²
Напряжение на прикатодном электроде для отсечки тока	2,5	3	3,5	–	$U_{\text{control}}/U_{\text{anode}}$
Мощность ИП катода	35–45	35–45	60–70	60–70	Вт
В поле на катоде	1–4	1–4	1–4	1–4	кГц

Наш опыт создания пушек для ЭЛ использован и в конструкции электронной пушки для RHIC с поперечным профилем, близким к гауссовому, см. Рисунок 2.22 [121]. Радиус ее катода 4,1 мм дает гауссов профиль с размерами 2,8 среднеквадратичного размера пучка: первеанс $1,0 \text{ мА/В}^{3/2}$, что дает суммарный ток 1 А при 10 кВ; плотность тока электронного пучка на его радиальной периферии может быть изменена с помощью управляющего электрода, в то время как общая форма профиля пучка остается гауссовой. Катоды (LB₆ и IrSe) были произведены в ИЯФ СОРАН (Новосибирск). При номинальной плотности тока 12 А/см^2 , IrSe был выбран в качестве материала катода для повышения срока службы (более 10000 ч). Пушка и коллектор прогреваются до $250 \text{ }^\circ\text{C}$, 10^{-10} мм рт. ст.

Пушка с 15 мм (диаметр) катодом для получения полого электронного пучка была сконструирована, построена и установлена в одной из электронных линз в Tevatron с целью демонстрации поперечной коллимации пучка [80]. Требовалось отсутствие электронов внутри трубки тока, так что пушка базировалась на импрегнируемом вольфрамовом катоде с выпуклой поверхностью и с просверленным на его оси отверстием диаметром 9 мм. Максимальный ток этой пушки составлял 1,1 А при напряжении 5 кВ. Профиль плотности тока измеряли сканированием положения на испытательном стенде где имелась маленькое отверстие в коллекторе. Результаты измерений приведены на Рисунке 2.23. Электронный ток пушки был импульсным и мог быть синхронизирован с практически любым сгустком или группой сгустков в Tevatron [129].

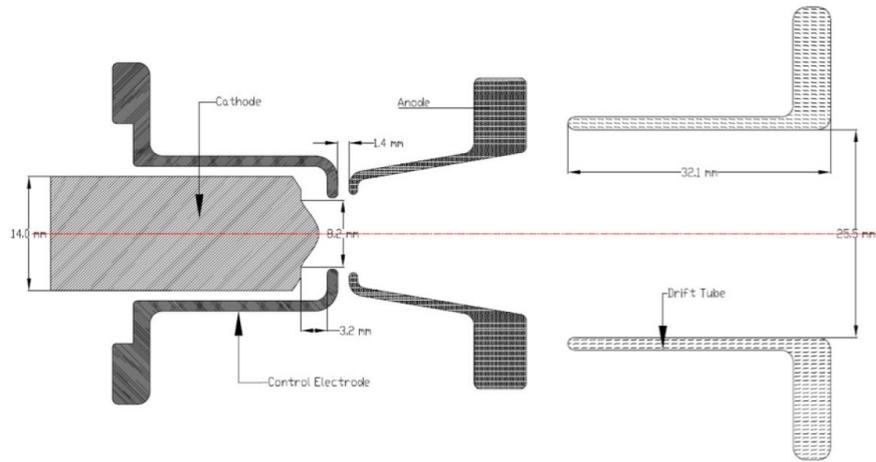


Рисунок 2.22 — Схема электронной пушки для электронной линзы RHIC [121]

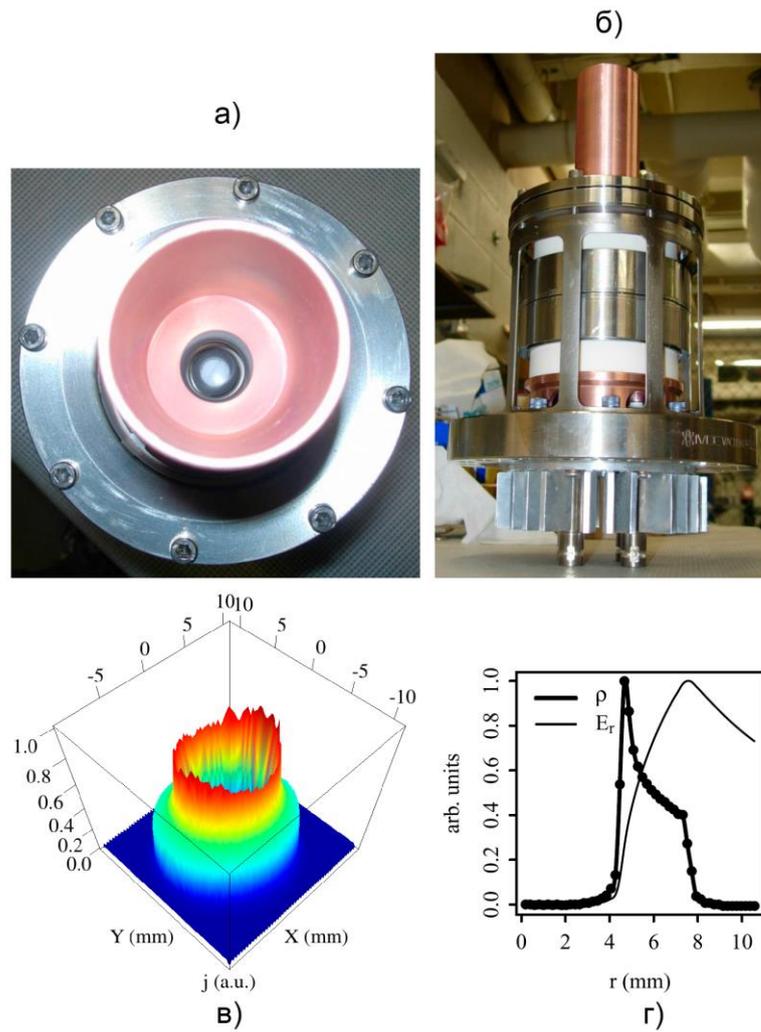


Рисунок 2.23 — Электронная пушка с полым (трубчатым) пучком: а) вид сверху; б) вид сбоку; в) измеренный профиль плотности тока; г) измеренная плотность заряда $\rho(r)$ и вычисленное радиальное электрическое поле $E_r(r)$ [80]

2.3.2.2 Коллектор электронного тока

На Рисунке 2.24 показан коллектор электронного пучка TEL вместе с траекториями расширяющегося электронного пучка. Расширение пучка дает два преимущества, одним из которых является распределение тепловой нагрузки на большей площади, а другим — уменьшение выхода вторичных электронов из коллектора.

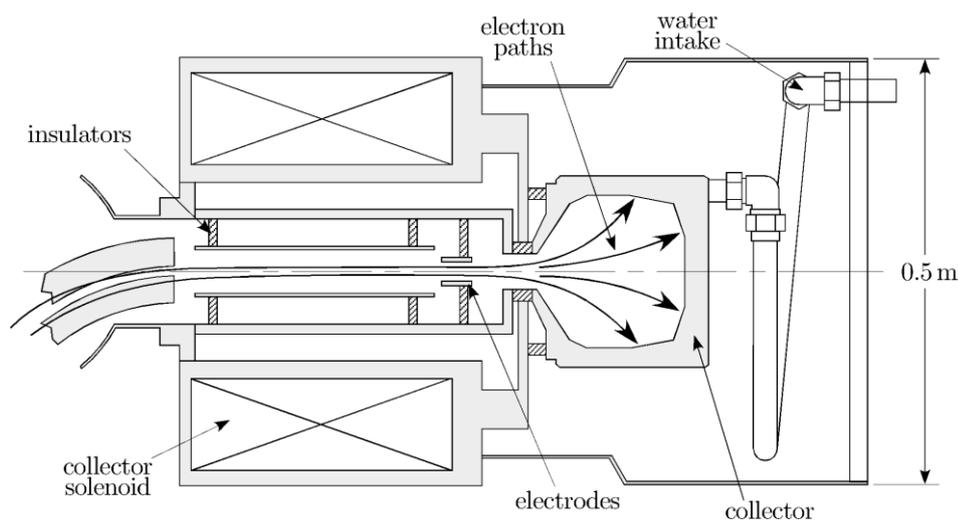


Рисунок 2.24 — Эскиз поперечного сечения коллектора. Сам коллектор представляет собой водоохлаждаемый медный объем, который находится вне соленоида. Это позволяет расширить электронный пучок, распределить тепловую нагрузку и уменьшить производство вторичных электронов [42]

Если TEL работает на полную мощность пучка (3–5 А при 10 кВ) то концентрированный нагрев в одном месте может расплавить медь коллектора. Чтобы избежать этого, магнитное поле конфигурируется так, чтобы силовые линии в коллекторном соленоиде расходились и электроны, следуя линиям поля, поглощались на гораздо большей площади медного коллектора. Вода охлаждения поступает в коллектор, где проходит через каналы внутри меди и снимает до 50 кВт тепла. Другой серьезной проблемой является производство вторичных электронов после того, как энергичный первичный электрон ударяется о поверхность. Вторичные электроны, проникающие обратно в основной соленоид, могут отрицательно взаимодействовать с первичным электронным пучком, создавая пучковую неустойчивость, даже если они замагничены [111].

В конструкция коллектора этот вопрос решен путем использования принципа «магнитной бутылки» — только электрон с достаточно малой поперечной скоростью может перемещаться из области с низким магнитным полем $B(0)$ в более высокое поле $B(z)$:

$$v_{\perp}^2 < \frac{v_{\parallel}^2}{\left(\frac{B(s)}{B(0)} - 1\right)} \quad (2.53)$$

Электрон должен родиться с достаточно большим продольным импульсом для преодоления магнитного сжатия; если электрон не имеет достаточного импульса, то он возвратится обратно к поверхности коллектора. Поверхность коллектора TEL имеет остаточное поле порядка $B(0) \approx 0,01$ Тл, в то время как поле коллекторного соленоида 0,38 Тл, следовательно, продольный импульс вылетающего электрона должен быть более чем в шесть раз больше поперечного. Если электроны испускаются с поверхности коллектора равномерно по всем телесным углам, только 1,2 % электронов отвечают этому условию. Что еще более важно, число электронов, которое может пройти весь путь еще и через поле 3,5 Тл основного соленоида составляет 0,14 %. Экспериментально, путем сравнения токов катода и коллекторного тока (см. в следующем разделе), мы установили, что при нормальных условиях эксплуатации коллектор способен удерживать по меньшей мере 99,7 % падающего пучка электронов. Коллектор электрически изолирован от остальной части системы. Ток электронного пучка поглощается коллектором и возвращается через источник питания под плавающим потенциалом в катод (это подробно описано в следующем разделе). Напряжение питания положительно и регулируется. Таким образом, электроны рождаются при отрицательном потенциале катода и ускоряются анодом и в вакуумной трубке, но по мере приближения к коллектору они замедляются до потенциала несколько более положительного, чем катодный. Одним из преимуществ этой схемы рекуперации является то, что тепловая нагрузка, генерируемая падающим пучком, непосредственно связана с его кинетической энергией по отношению к коллектору: например, 10 кэВ электроны, падая на коллектор под потенциалом -6 кВ имеют энергию только 4 кэВ. Когда TEL работает при максимальной мощности пучка, полная мощность в коллекторе может быть весьма значительной, и пониженная разность потенциалов является очень полезной.

Испытание коллектора заключается в установке его напряжения почти равным катодному и измерении тока, который он принимает. Данные этого эксперимента показаны на Рисунке 2.25. При нулевой разности напряжения, только четверти пучка удается достичь поверхности коллектора. Тем не менее, по мере увеличения напряжения, величина тока коллектора достигает катодного. По разнице напряжений 1 кВ, весь ток поглощается в коллекторе.

Используя эти данные, перванс коллектора может быть оценен, как $9,2-13,6 \mu P$. Коллектор никогда не ограничивал работу TEL, так как его напряжение всегда может быть

увеличено при необходимости. Чаще всего, напряжение на коллекторе установлено примерно на 2–5 кВ выше напряжения катода. Два электрода, которые в первую очередь были использованы для контроля прохода пучка в коллектор, также показаны на Рисунке 2.24. Например, «скребущий (scrapet)» электрод, ближе всего к коллектору, имеет свой собственный монитор тока, и, если он показывает что-то отличное от нуля, то пучок TEL, по меньшей мере, частично попадает в него. Регулировка траектории пучка магнитными корректорами ведется таким образом, чтобы устранить этот сигнал и обеспечить оптимальную производительность TEL.

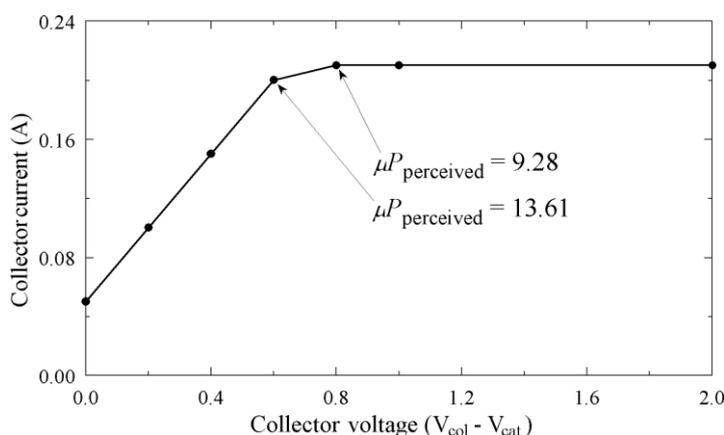


Рисунок 2.25 — Измерение акцептанса коллектора. По мере того, как напряжение коллектора становится выше напряжения катода, весь ток поглощается в коллекторе [42]

Аналогичным образом, конструкция коллектора для электронной линзы RHIC [130] была продиктована в первую очередь требованиями к получению сверхвысокого вакуума в коллайдера, что требует перехвата вторичных электронов внутри коллектора. Коллектор расширяет мощность электронов порядка 10 Вт/см^2 на внутренней цилиндрической поверхности, которая охлаждается водой снаружи (см. Рисунок 2.26). Максимальная температура на внутренней поверхности оболочки составляет около $100 \text{ }^\circ\text{C}$, то есть, вполне приемлемо для материала (медь) и для условий сверхвысокого вакуума в RHIC.

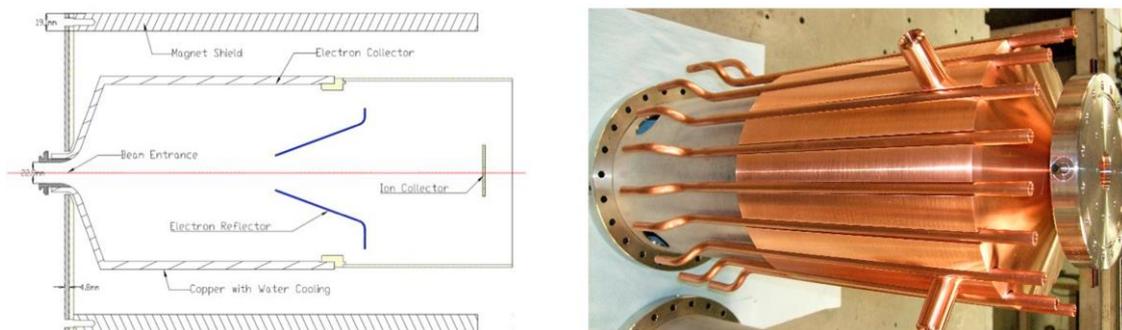


Рисунок 2.26 — Коллектора электронной линзы RHIC: чертеж (слева) и фото (справа) [121]

2.3.2.3 Электрическая схема

Пучок электронов с рециркуляцией мощности может быть сгенерирован с помощью простой схемы, показанной на Рисунке 2.27. В этом случае источнику питания катода не требуется производить какой-либо ток, кроме потерь. Ток пучка течет через коллекторный источник питания, а напряжение, которое должно поддерживать этот ток может быть значительно меньше катодного. Анодный модулятор формирует короткие положительные импульсы напряжения, но не переносит никакого постоянного тока (см. обсуждение в следующей главе).

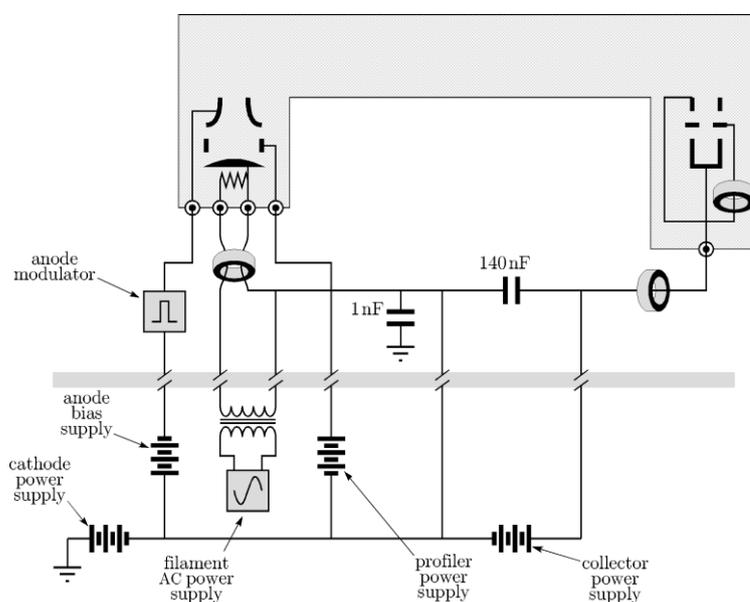


Рисунок 2.27 — Электрическая схема TEL. Затененная линия представляет расстояние около 60 м между туннелем Tevatron и галереями, где расположена электроника [42]

Туннель Tevatron, из-за излучения радиации во время работы, имеет очень ограниченный доступ и является неподходящим местом для твердотельного электронного оборудования. Таким образом, источники питания должны быть расположены над туннелем, и соединены с TEL кабелями более 60 м в длину. Для большинства этих кабелей высокого напряжения используется экранированный коаксиальный кабель (RG-213) с импедансом 50 Ом. Накаливание катода идет переменным током 60 Гц, который электрически изолирован через трансформатор высокого напряжения. Это позволяет первичной обмотке быть на потенциале земли, и только вторичной находиться на катодном напряжении. Электронный ток с катода измеряется с высокой точностью коммерческим трансформатором тока, который окружает провод, идущий к катоду (сопротивление 50 Ом для снижения проблем распространения и отражения на длинных расстояниях). Малые времена нарастания 1–2 нс и токи в несколько мА прекрасно детектируются в такой схеме.

Для того чтобы подтвердить, что электронный пучок попадает на коллектор без потерь, другой трансформатор тока контролирует ток из коллектора в рециркуляционный конденсатор. Третий трансформатор тока сообщает ток на scarp electrode — самом узком месте системы — и служит самым простым способом отрегулировать напряженности поля для того, чтобы направить весь пучок в коллектор. С точностью до задержки, ток коллектора должен быть идентичным катодному току. Но при импульсной работе с электронным током нескольких сотен мА и выше, пиковый ток коллектора несколько меньше, чем у катодного тока из-за удлинения электронного импульса из-за собственного пространственного заряда. Электрическая схема электронных линз RHIC очень похожа на схему ЭЛ в Tevatron [121].

2.3.2.4 Модуляция электронного пучка

Эффекты встречи являются уникальными для каждого протонного или антипротонного сгустка в Tevatron, и, соответственно, их компенсация требует варьировать электронные токи, подготовленные для каждого сгустка. Всего есть 1113 ВЧ сепаратрисы вдоль орбиты Tevatron (частота ВЧ — 53 МГц, частота обращения — 47,7 кГц), но только 36 из них заселены протонными сгустками и 36 антипротонными сгустками. Для каждого типа частиц, заселенные сепаратрисы расположены в трех цепочках (bunch trains) по двенадцать сгустков в каждой. Общая длина каждой цепочки составляет около 4,5 мкс. Расстояние между ними — 2,6 мкс, расстояние между сгустками — 396 нс. Длина взаимодействия в TEL составляет около 2-х метров, что эквивалентно 33 нс времени прохождения для электронов 10 кВ ($\beta_e = 0,2$). (Анти)протонный пучок входит в пространство взаимодействия линзы, когда она уже заполнена электронами. (Анти)протонам с $\beta = 1$ требуется всего 6 нс, чтобы пройти через TEL. После того как последняя частица сгустка (анти)протонов оставляет пространство взаимодействия, можно отключить электронную пушку. Принимая во внимание также длину (анти)протонного пучка — около 10 нс — минимальная плоская вершина импульса напряжения пушки TEL составляет около 50 нс. В Tevatron все пучки проходят через одну и ту же вакуумную камеру и, в идеале, для того, чтобы TEL действовала на только один тип частиц, общая длительность импульса электронов должна быть ограничена до менее чем 400 нс. Структура протонного и антипротонного пучков в Tevatron, а также требуемые временные параметры импульса электронного тока в TEL приведены на Рисунке 2.28. Помимо импульсов электронного тока, нужных для компенсации паразитных

эффектов встречи, дополнительные импульсы электронов требуются в промежутках между цепочками сгустков (не показаны на рисунке) для удаления частиц пучка, незахваченных системой ВЧ. Таким образом, система в идеале должна производить 39 импульсов в течение каждого периода обращения частиц в Tevatron (каждые 21 мкс). Требуемая электронная модуляция тока может легко быть достигнута с помощью сеточной пушки, но такой способ неприемлем для TEL, так при этом сетка разрушает тщательно подготовленное распределение плотности тока электронов, образующееся на катоде. Таким образом, модуляция должна осуществляться путем изменения полного анодного напряжения 5–10 кВ, и это приводит к чрезвычайно высоким требованиям к пушечному высоковольтному модулятору TEL. Эти требования были значительно облегчены следующими тремя соображениями: а) протонные и антипротонные пучки пространственно разделены на 8–10 мм в тех местах, где установлены TEL, и было обнаружено, что электронная линза, нацеленная на один из пучков производит очень малое воздействие на другой, таким образом общая длина требуемого электронного импульса может быть увеличена до 800 нс (чтобы вписываться во время между тремя соседними сгустками одного и того же вида); б) всего лишь несколько (3–6) сгустков протонов сильно страдают от эффектов встречи и нуждаются в немедленной компенсации электронными линзами и, следовательно, необходимы лишь несколько электронных импульсов на оборот; в) наконец, было установлено, что функции двух TEL могут быть разделены: одна из них может быть использована для очистки незахваченного ВЧ пучка в промежутках между цепочками сгустков, в то время как другая может компенсировать эффекты встречи, таким образом необходимость генерировать одновременно много разно-целевых электронных импульсов отпадает.

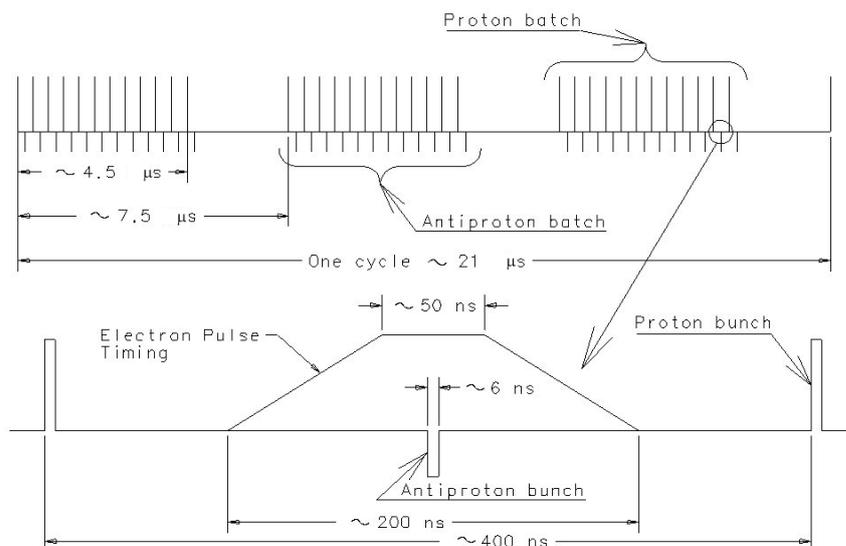


Рисунок 2.28 — Структура пучков в Tevatron и требуемая структура электронного импульса TEL [42]

Были разработаны и испытаны несколько различных типов высоковольтных анодных модуляторов для TEL [131–134]. Наиболее подходящими для работы электронной линзы в Tevatron были модуляторы на основе усилителей на ВЧ-лампах [131] и генераторы Маркса [133]. Первый тип модулятора использует выходной сигнал от анода сеточного тетрода. Анод лампы подсоединен к источнику анодного постоянного напряжения +10 кВ через резистор 1500 Ом. Затем модуляция напряжения переменного тока на аноде тетрода через два керамических конденсатора по 1000 пФ поступает на анод электронной пушки. Этот модулятор имеет то преимущество, что он не подвержен радиационным повреждениям и может быть установлен в непосредственной близости от пучков Tevatron. В этом модуляторе используется тетрод CPI/EIMAC 4cw25000B с водяным охлаждением и с максимальной рассеиваемой мощностью 25 кВт. На его анод подается напряжение 10 кВ от источника питания постоянного тока Hipotronics 16 А. Дополнительный LC-фильтр (1,5 Гн, 20 мкФ) добавляли к выходу питания Hipotronics для уменьшения пульсации до уровня, менее чем 1/10000. Основной резистор в анодной цепи тетрода имеет сопротивление 1500 Ом, 250 кВт, с водяным охлаждением. Сетка тетрода запитывается импульсами от IGBT ключа. Для компенсации одного пучка протонов или антипротонов, тетрод обычно работает при напряжении экрана 500 В и напряжения сетки по постоянному току 0 В. Сетка тетрода получает отрицательный импульс напряжения от IGBT-ключа, уменьшая ток, протекающий через тетрод. Положительный импульс на аноде идет через два параллельных 1000 пФ керамических конденсатора и через короткий кабель (0,6 м, 50 Ом, RG213) к аноду электронной пушки. Так как анод пушки должен быть заряжен через резистор 1500 Ом, время нарастания ограничивается суммой емкости анод-экран тетрода (в 35 пФ), емкости кабеля, соединяющего модулятор и пушку (60 пФ), и емкости анода на землю (60 пФ). Типичные времена нарастания и спада импульса ≈ 300 нс, а общая длительность импульса от такого модулятора — 800–1200 нс [131]. Амплитудная стабильность от импульса к импульсу в 0,02 % была достигнута за счет подачи сигнала компенсации на сетку тетраде для уменьшения пульсаций на выходе модулятора на частотах линии электропередачи 60 Гц. Этот модулятор использовался в TEL-1 с 2001 года.

Во второй TEL использовался твердотельный генератор Маркса. Он давал на нагрузку 60 пФ, 600 нс импульсами до 6 кВ с частотой следования 47,7 кГц и с временем нарастания и спада около 150 нс. Генератор состоит из заряжаемых через катушки индуктивности батарей конденсаторов и использует переключатели, обычно твердотельные IGBT ключи. Компания Stangenes Industries построила этот модулятор из 12 секции, по 1,2 кВ каждая, т. е. с максимальной амплитудой суммарного импульса 14 кВ [134].

Одним из основных вопросов были чрезмерные потери при переключении в IGBT при частотах импульсов приблизительно 50 кГц. Тепловые проблемы ограничивали это устройство с воздушным охлаждением на уровне 6 кВ на 50 кГц. Генератор Маркса был разработан на нагрузку 60 пФ, поэтому он должен быть установлен в непосредственной близости к пушечному анодному разъему, чтобы избежать дополнительной емкости длинного соединительного кабеля (см. Рисунок 2.29).

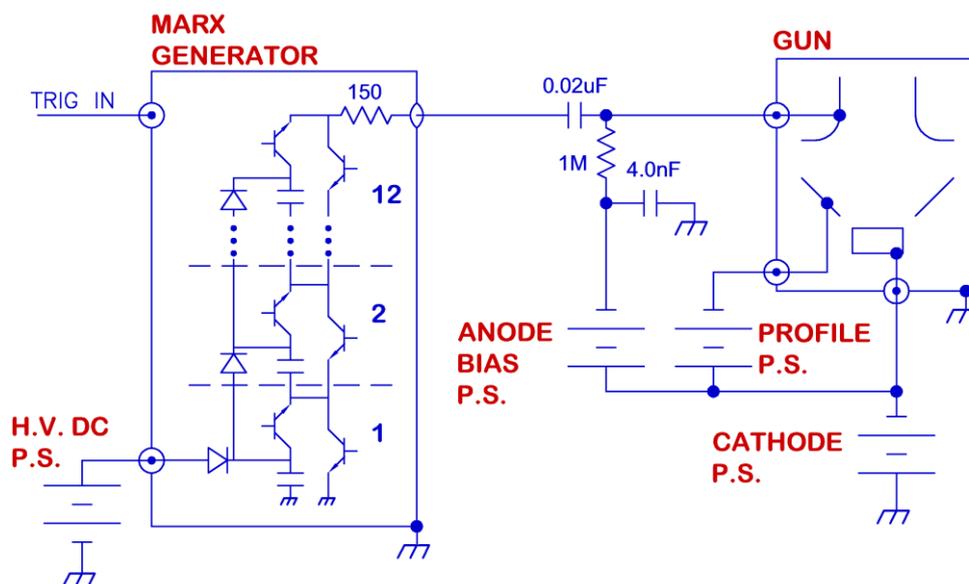


Рисунок 2.29 — Система модуляции тока электронной линзы генератором Маркса. Показаны катод, управляющий электрод (profiler) и анод электронной пушки [42]

TEL-2 находится в туннеле Tevatron, в нескольких метрах от места сброса пучков коллайдера. Это, возможно, самое худшее расположение в туннеле для твердотельного оборудования, которое не является радиационно защищенным. Изначально генератор Маркса перестал функционировать менее чем через неделю эксплуатации в Tevatron, и мы обнаружили, что он стал радиоактивным (класс I), когда мы вынули его из туннеля. Тем не менее, после охлаждения в течение нескольких дней, он снова начал работать. Успешная работа в тоннеле была достигнута после установки сначала двух футов стального экрана, затем были добавлены еще четыре фута — и устройство непрерывно работало в течение года.

Рисунок 2.30 показывает выходное напряжение генератора Маркса и электронный ток пучка TEL-2 с импульсом 520 нс. При выходном напряжении импульса 4,2 кВ и анодном напряжении смещения 200 В электронный пиковый ток достигал 1 А, что согласуется с первансом пушки SEFT.

Генератор Маркса второго поколения с водяным охлаждением IGBT с 12 различными уровнями напряжения (в течение одного цикла) был разработан в конце работы Tevatron на

основе схемы суммирования на импульсном трансформаторе [135]. Он был в состоянии работать при более высоких напряжениях со скоростью повторения 150 кГц.

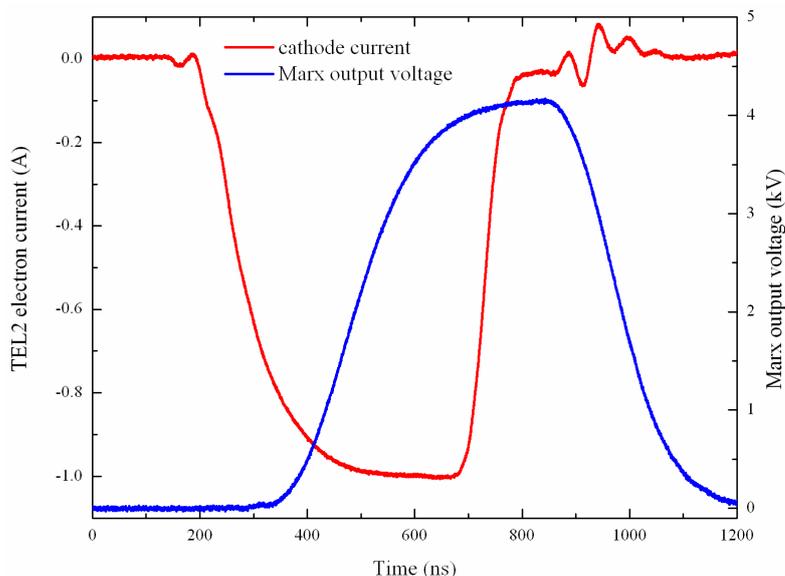


Рисунок 2.30 — Выходное напряжение генератора Маркса и электронный ток пучка TEL-2 [42]

2.3.3 Система диагностики и другие подсистемы

Вакуумная камера ЭЛ имеет постоянный внутренний диаметр почти по всей длине пути электронного пучка. Внутренний диаметр трубы в основном соленоиде равен физической апертуре Tevatron, см. пунктирную линию на Рисунке 2.31. Описанная окружность радиуса 35 мм соответствует внутренней поверхности трубы по всей длине TEL. Вакуумные компоненты TEL были сертифицированы в соответствии со стандартными требованиями вакуумных систем Tevatron, включая очистку и вакуумный прогрев с помощью нагревателя внутри системы. Три ионных насоса 75 л/с и один TSP были установлены для поддержания сверхвысокого вакуума — в рабочих условиях в диапазоне от $8 \cdot 10^{-10}$ до $3 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст., что сопоставимо с давлением газа в близлежащих участках Tevatron. Вакуумные шиберы установлены на обоих концах, чтобы отделить система от вакуума Tevatron для выполнения технического обслуживания при необходимости.

Все элементы TEL в области взаимодействия имеют один и тот же внутренний диаметр 70 мм, что и соседняя вакуумная труба, с тем чтобы свести к минимуму импеданс машины. На Рисунке 2.32 показаны многочисленные электроды, нужные для диагностики и измерения электронного пучка и антипротонных и протонных пучков. Каждый из этих электродов электрически изолирован от заземленной вакуумной трубы и подключается,

через вакуумные вводы и коаксиальные кабели, идущие из туннеля Tevatron, к электронике. Две вилки с механическим приводом в центре TEL держат тонкие нити для измерения профиля пучков. Одна ориентирована вертикально, а другая — в горизонтальном направлении, каждая длиной 15 мм и диаметром 0,1 мм. Дистанционно управляемые моторы могут вводить каждую вилку в середину пучковой трубки, где проходит электронный пучок. Регулируемый корректорами, пучок может двигаться поперек проволоочки вилки, и перехваченный заряд протекает в сигнальные провода для измерения. Величина тока в зависимости от положения пучка дает данные, которые могут быть преобразованы в профиль плотности тока с использованием преобразования Абеля (подробности и полученные профили см. в [136]). Вилки всегда паркуются за пределами пучковой апертуры при наличии протонов в Tevatron. TEL-2 не имеет этих вилок, поскольку мы были более уверены в получении нужных профилей тока электронов.

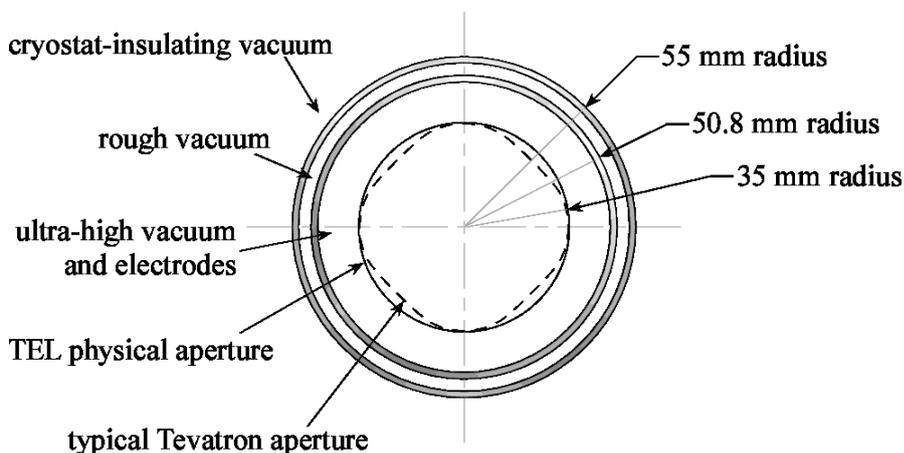


Рисунок 2.31 — Сечение вакуумной трубы в электронной линзе TEL [42]

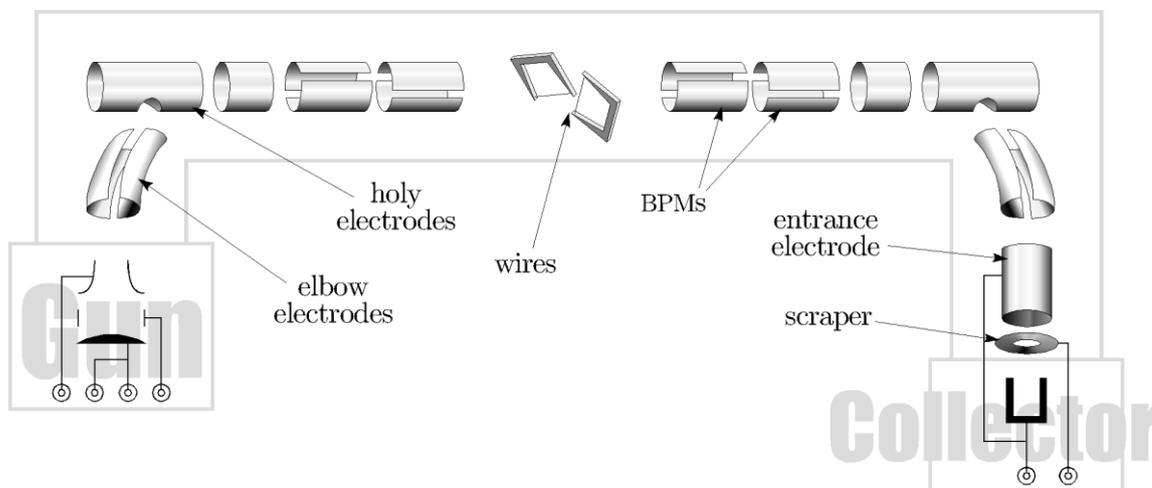


Рисунок 2.32 — Электроды в TEL (не в масштабе) [42]

«Локтевые» электроды изогнуты вдоль пути электронного пучка и в нормальном режиме работы TEL электроды заземлены. «Дырявые» электроды представляют собой просто цилиндрические электроды, которые имеют отверстие с одной стороны. Электронный пучок проходит через это отверстие, когда входит и выходит из области орбиты (анти)протонов.

TEL оснащены четырьмя мониторами положения пучка (пикап-электроды, ДПП): по одному по вертикали и горизонтали, в начале и в конце основного соленоида. На Рисунке 2.33 показаны напряжения на одной из пластин ДПП во время прохождения электронного импульса и нескольких протонных и антипротонных сгустков.

$$x = k \frac{V_A - V_B}{V_A + V_B}, \quad (2.54)$$

где x — отклонение, $V_{A,B}$ — напряжения на электродах, а $k = 33$ мм — эмпирическая константа геометрии. Для уменьшения шума V_i рассчитывались, как интеграл профиля заряда сгустка, который, в свою очередь, является интегралом сигнала дублета, наведенного при прохождении пучка [137]. Каждый 20 см ДПП измеряет положение пучка только в одном измерении и только в одном продольном положении. Поэтому пара ДПП необходима на входном конце основного соленоида для того, чтобы определять горизонтальные и вертикальные координаты, а другая пара ДПП необходима в конце TEL. Сигналы оцифровываются осциллографом Tektronix TDS520 и программа LabVIEW вычисляет координаты — одновременно для всех трех пучков. Измерения за сотню оборотов дают достаточно хорошую статистическую погрешность измерения положения $\approx 10-20$ мкм от минимума до максимума.

Пикап-электроды в TEL-1 являются цилиндрами, разрезанными по диагонали — для линейности. Тем не менее, неприемлемо большое расхождение в 1–1,5 мм наблюдается при измерении очень разных по длительности импульсов (короткие протонные ~ 10 нс и около 1 мкс импульсы электронов [125]). Основными источниками являются емкости между двумя пластинами, различные паразитные емкости на землю, и кросс-емкости между парой электродов, которые приводят к существенным различиям импедансов ДПП для сигналов электронного и протонного пучков. Соответственно, электронная следующая линза, TEL-2, была оснащена новым типом ДПП с четырьмя пластинами, разделенными заземленными полосками (с целью уменьшения емкостей от пластины к пластине). Вместе с новым алгоритмом обработки сигналов, который использует 5–20 МГц полосовой фильтр Хеннинга для обоих сигналов электронов и протонов, частотная зависимость была уменьшена до приемлемого уровня менее 0,2 мм [137, 138].

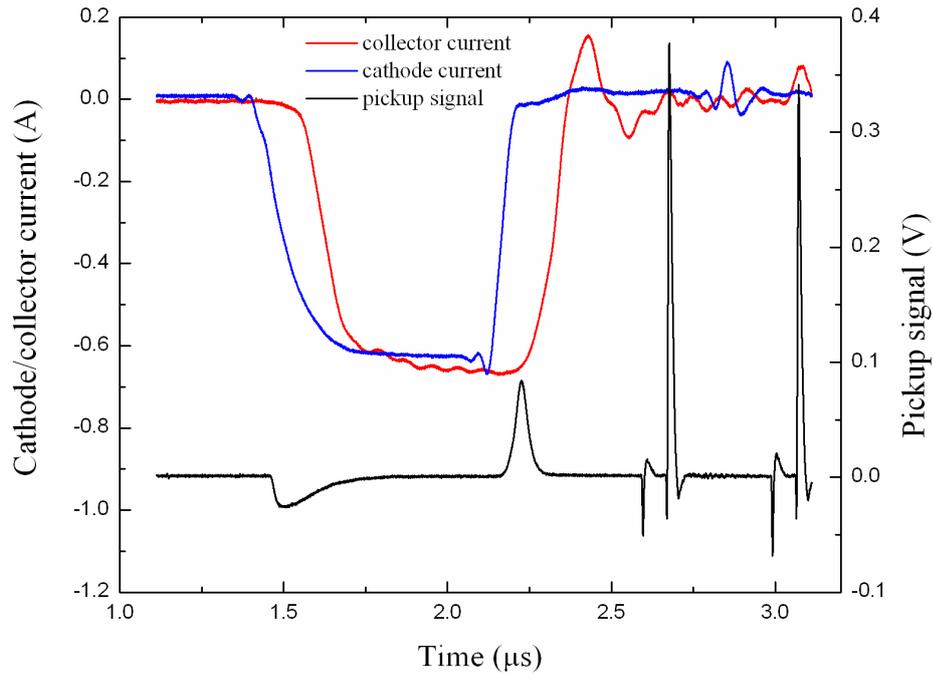


Рисунок 2.33 — Сигнал с пикап электрода (черный) с изображением электронного импульса, двух протонных (положительные пики) и двух антипротонных пучков (отрицательные пики). Ширина полосы — 20 МГц. Катодный (синий) и коллекторный (красный) токи измеряются с помощью трансформатора тока [42]

Для того, чтобы уменьшить шум в системе, особое внимание было уделено кабелям линии от пластин до осциллографа. Все 50-омные кабели внутри вакуумной камеры и снаружи правильно заземлялись, экранировались, и отделялись от импульсных сигналов большой мощности, таких как импульсы анодного модулятора. Это помогло предотвратить существенное загрязнение сигналов низкого уровня мощными переходными процессами. В течение нескольких лет работы, много усилий было вложено в уменьшение флуктуаций электронного пучка и шумов. Например, колебания в токе уменьшены до менее, чем одного процента, с тем чтобы свести к минимуму рост эмиттансов (анти)протонов с энергией 980 ГэВ. Соответственно, катодный и анодный источники питания стабилизировались за счет фильтрации гармоник линии электропередачи и 15 Гц (частота работы цикла синхротрона Booster 8 ГэВ). Неустойчивость синхронизации электронного импульса более чем 1 нс тоже приводит к значительной деградации сгустков Tevatron, взаимодействующих с электронным импульсом. Путем замены генератора электронного импульса и карты задержки нам удалось уменьшить дрожание до менее 1 нс и получить очень хорошие времена жизни протонов.

Вообще, при работе TEL очень широко использовался и весь спектр пучковой диагностики Tevatron [46].

2.3.3.1 Датчик перекрытия пучков в RHIC

Интересный метод контроля за перекрытием электронных и протонных пучков разработан в ЭЛ в RHIC. Монитор основан на обнаружении обратных рассеянных электронов высокой энергии, которые возвращаются из области взаимодействия обратно к катоду электронной пушки. Из-за больших углов рассеяния, электроны возвращаются с очень большими смещениями, что позволяет относительно легко обнаружить их на сцинтилляторе, помещенном вблизи катода и ФЭУ, см. Рисунок 2.34. Сигнал ФЭУ меняется, когда позиции и углы электронного пучка изменяются дипольными корректорами. Максимум сигнала указывает на наиболее оптимальное перекрытие пучков.

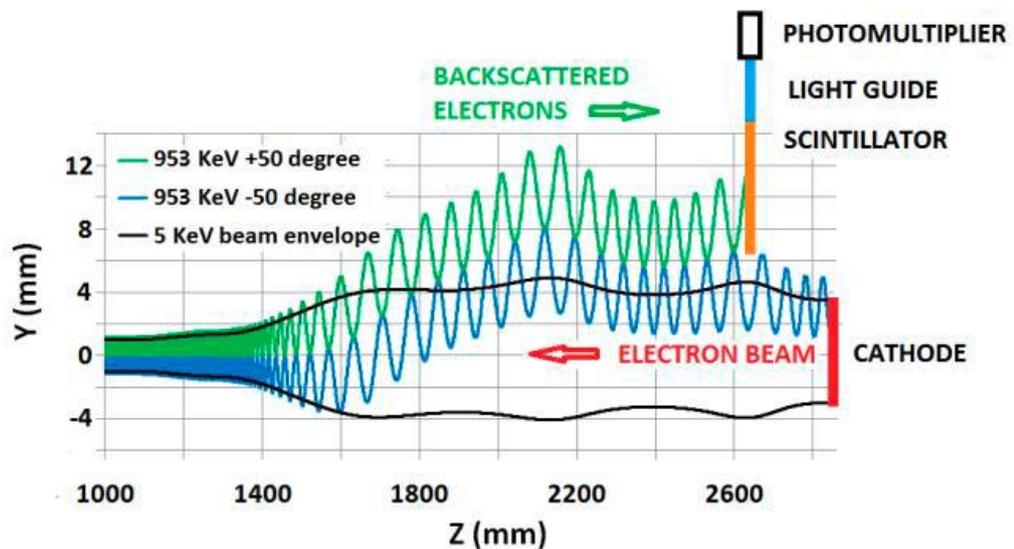


Рисунок 2.34 — Монитор перекрытия пучков в ЭЛ RHIC с помощью отраженных электронов: показаны две моделируемые траектории электронов обратного рассеяния, прибывающих в пушку выше первичного пучка электронов [139]

Глава 3. Электронные линзы для компенсации эффектов встречи

Мы начинаем главу о практическом применении электронных линз для компенсации эффектов встречи изложением экспериментальных исследований и успешной экспериментальной демонстрации компенсации паразитных эффектов встречи (КПЭВ) с помощью электронных линз в ускорителе Tevatron. Затем будут представлены исследования компенсации лобовых столкновений (КЛЭВ) в Tevatron. В конце главы мы обсудим практические аспекты компенсации пучка с электронными линзами в LHC и RHIC.

3.1 Компенсация паразитных эффектов встречи

3.1.1 Требования для эффективной компенсации паразитных эффектов встречи (взаимодействия разведенных пучков) в Tevatron

Взаимодействие пучков протонов и антипротонов в Tevatron происходит в двух местах лобовых столкновений, расположенных в секторах B0 и D0, и в 70 паразитных местах встречи, где орбиты пучков, как правило, разделены примерно на десяток их среднеквадратичных размеров. В целом, эффекты встречи в ускорителе Tevatron характеризуются сложной смесью последствий дальнего действия и лобового взаимодействия, параметры сдвига частоты из-за встречи лоб-в-лоб $\xi^p = 0,020$ — для протонов и $\xi^a = 0,028$ — для антипротонов, дополнительные сдвиги из-за ПЭВ $\Delta Q^p = 0,003$ и $\Delta Q^a = 0,006$, соответственно, а также проявляются существенные различия в динамике отдельных сгустков. Рисунок 1.9 отображает частоты частицы с амплитудами до 6σ на резонансной плоскости в начале захода с высокой светимостью. Частицы в центре имеют частоты вблизи кончиков «галстуков», приведенных для всех 36 протонных и 36 антипротонных пучков. Наиболее вредные эффекты возникают, когда частоты частиц приближаются к резонансным. Например, наблюдается рост эмитанса пучка вблизи резонансов пятого порядка (определяемых, как $nQ_x + mQ_y = 5$, например, $Q_{x,y} = 3/5 = 0,6$) или быстрые потери частиц гало вблизи резонансов двенадцатого порядка (например, $Q_{x,y} = 7/12 \approx 0,583$). В целом, эффекты встречи на всех этапах рабочего цикла Tevatron ведут к потере около 10–15 % в интегральной свети-

мости для хорошо настроенной машины, но могут достигать и 20–30 % в случае неоптимальной работы — см. обзоры эффектов встречи в Tevatron в работах [37, 33]. Инжекция пучка в Tevatron диктует структуру пучков — каждый содержит три эшелона (цепочки) по 12 сгустков, отделенных друг от друга на 396 нс с промежутками 2,6 мкс для инжекции между цепочками. Как результат, трехкратная симметрия, как и ожидалось [140], наблюдалась [140, 37] в изменении орбит антипротонных сгустков (варьируются примерно на 40 мкм по цепочке), в разбросе частот $\sim 0,006$ по сгусткам и в разбросе хроматизма порядка 6 единиц в $Q' = dQ/(dp/p)$. Аналогичные, но меньшие эффекты наблюдаются и в протонных пучках. Наиболее глубоко эти различия наблюдаются в пучках, близких к промежуткам инжекции, т. е. в первом и последнем сгустках в каждой цепочке. Легко видеть, что эти сгустки сталкиваются только с одним сгустком встречного пучка в паразитарных точках взаимодействия, ближайших к основным местам встречи, в то время, как все остальные сгустки испытывают по два таких паразитных столкновения. Такое «отсутствующее» паразитное столкновение происходит, как правило, в местах, где пучки очень близки друг к другу, так что получающиеся эффекты достаточно сильны. Ожидалось, что такая разница может привести к очень быстрой потере частиц из сгустков на концах цепочки, так что через некоторое время эти сгустки исчезают, а затем следующие сгустки становятся «выпадающими», так что и они умирают в свою очередь, и так далее. Поэтому, это явление получило название «Распан эффект» [141]. Но не только сгустки на концах цепочек, но и на самом деле каждый сгусток в каждом пучке имеет уникальный набор паразитных столкновений и, следовательно, динамику. Бетатронные частоты Q_x, Q_y являются одним из наиболее важных параметров для динамики пучков в ускорителях, и они могут быть уравнены и правильно отрегулированы к наиболее оптимальным значениям с помощью электронных линз с модулированными электронными токами. Действительно, круглый электронный пучок с постоянной плотностью тока и полным током J_e , радиуса a_e , взаимодействуя с, например, антипротонами на длине L_e , будет производить сдвиг частоты:

$$dQ_z^e = -\frac{\beta_z}{2\pi} \frac{(1 + \beta_e) J_e L_e r_p}{e \beta_e \gamma_a c a_e^2}, \quad (3.1)$$

где z означает x или y — это слегка модифицированное уравнение (1.20). Если радиус электронного пучка a_e в несколько раз превышает размер антипротонного сгустка, то большинство антипротонов в этом сгустке имеют одинаковые сдвиги частот, и меняя электронный ток во времени можно скомпенсировать разброс частот от сгустка к сгустку. Уравнение

(3.1) показывает, что и горизонтальный и вертикальный сдвиги частот из-за лобового столкновения с электронами имеют одинаковый (отрицательный) знак. В отличие от этого, паразитное взаимодействие протонов и антипротонов смещает горизонтальные и вертикальные частоты в противоположных направлениях $\Delta Q_x^a = -\Delta Q_y^a$. Полученный межсгустковый разброс по линии $\Delta Q_x^a + \Delta Q_y^a$ в несколько раз больше чем разброс по $\Delta Q_x^a - \Delta Q_y^a$, как показано на Рисунке 1.9.

Очевидно, что две электронные линзы — одна в месте с горизонтальной бета-функцией большей, чем вертикальная $\beta_x \square \beta_y$, а другая в месте с $\beta_y \square \beta_x$ — вместе могут компенсировать любой разброс и уравнивать обе вертикальные и горизонтальные частоты одновременно. Первая из них будет производить больший сдвиг горизонтальной частоты, а вторая — вертикальной. Именно так и расположены две электронные линзы в Tevatron (TEL) в секторах F48 и A11: первая, TEL-1, установлена в секторе F48, где горизонтальная бета-функция $\beta_x = 104$ м много больше вертикальной бета-функции $\beta_y = 29$ м и, соответственно, в основном влияет на горизонтальные частоты; в то время как TEL-2 поместили в секторе A11, где $\beta_y = 150$ м и $\beta_x = 68$ м, таким образом она влияет на вертикальную частоту сильнее. Следует отметить, что электронные пучки имеют круглую форму в обеих ЭЛ.

Теперь, если обозначить токи в двух электронных линзах как $J_1(t)$ и $J_2(t)$, то суммарный сдвиг частот частицы от двух ЭЛ равен:

$$dQ_z^e(t) = \beta_{1,z} J_1(t) C_1 + \beta_{2,z} J_2(t) C_2, \quad C_{1,2} = -\frac{(1 + \beta_e) L_e r_p}{2\pi e \beta_e \gamma_a c a_{1,2}^2}. \quad (3.2)$$

Полная КПЭВ требует решения двух линейных уравнений $dQ_z^e = -\Delta Q_z^a(i)$, где i — номер сгустка и, следовательно, $t = i \times t_0$. Требуемые токи $J_1(t)$ и $J_2(t)$ вычислены для ожидаемой работы Tevatron при параметрах Collider-Run II и показаны на Рисунке 3.1 [98(4)]. Форма этих токов должна периодически повторяться с периодом обращения Tevatron около 21 мкс. В результате применения этих токов в ЭЛ будет то, что все частоты частиц всех сгустков станут одинаковыми и могут теперь перестраиваться одновременно обычными методами коррекции частот коллайдера.

Таким образом, две электронные линзы с пучками шире, чем среднеквадратичные размеры (анти)протонного пучка и с приблизительно равномерным поперечным распределением и с токами, правильным образом меняющимися во времени для каждого отдельного сгустка могут компенсировать межсгустковый разброс частот и улучшить динамику пучков

высоких энергий (потери, время жизни и т. д.). Это и есть цель КПЭВ (или «линейной» компенсации, т. к. радиальные электронные силы объемного заряда электронов в этом случае почти линейно зависят от радиуса).

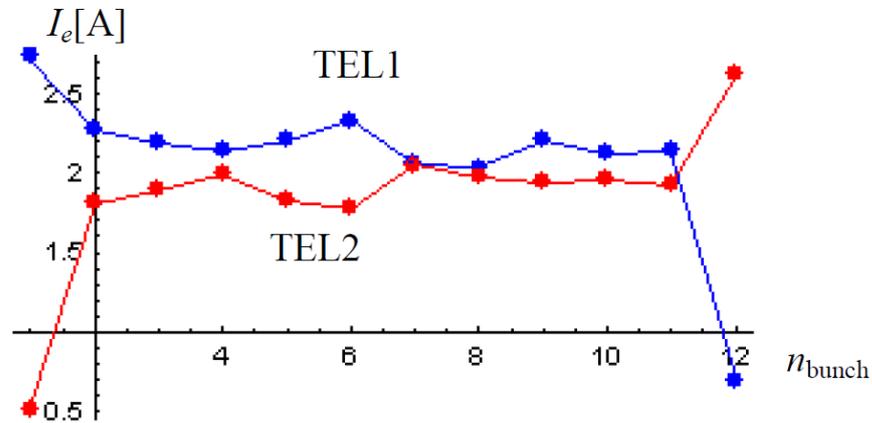


Рисунок 3.1 — Токи в двух электронных линзах, нужные для компенсации разброса частот между сгустками в пучке антипротонов Tevatron, см. текст

Помимо этой основной цели, существует целый ряд тонких вопросов практической реализации метода КПЭВ, которые были исследованы численно программой LIFETRAC, например: оптимальный размер и распределение тока электронного пучка и, прямолинейность электронного пучка, допустимые ошибки нацеливания электронного и (анти)протонного пучков, время сведения электронного и (анти)протонного пучков, воздействие шумов в электронном пучке, и действие на другой (протонный) пучок. Основные результаты этих исследований [98(2)]:

1. значимый положительный эффект компенсации сдвига частоты с помощью электронных линз был подтвержден при моделировании, см. Рисунок 3.2 из [98(2)];
2. минимально допустимое отношение радиуса пучка электронов к среднеквадратичному размеру антипротонного пучка должно быть около 3, во избежание роста «хвостов» с большими бетатронными амплитудами;
3. приемлемая несоосность электронов и антипротонов, зависит от радиуса электронного пучка и составляет приблизительно 0,1–0,5 мм;
4. рост антипротонного эмиттанса из-за шумов электронного пучка, был найден в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями, см. Главу 2;
5. разделение между антипротонным и протонным пучками в предлагаемых местах TEL вполне приемлемо, и ожидаемые эффекты TEL на пучок протонов будут малы, если электроны нацелены на антипротоны.

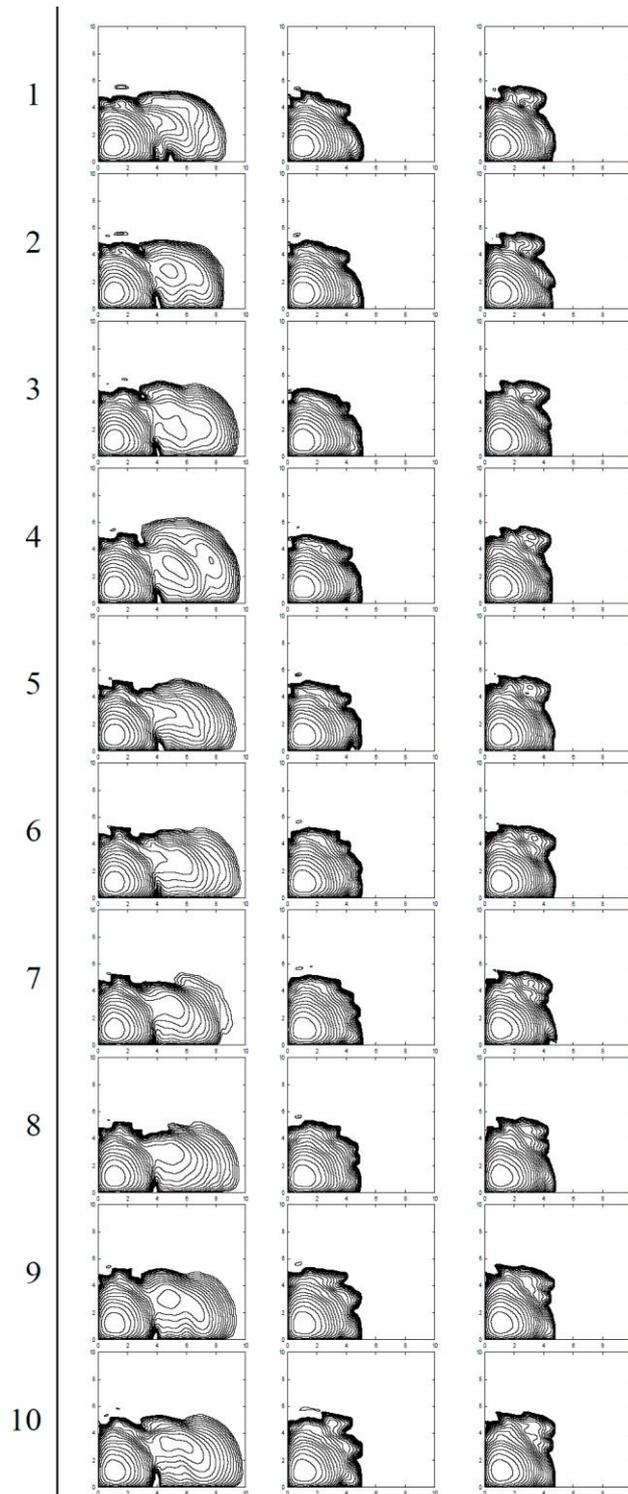


Рисунок 3.2 — Динамика распределения антипротонов в пространстве нормированных амплитуд бетатронных колебаний A_x и A_y . Каждая строка представляет собой последовательный шаг в моделировании (10 шагов по 300000 оборотов, каждый шаг соответствует примерно 6 с реального времени в Tevatron) программой LIFETRAC [98(2)]. Отчетливо видно, как высокие амплитуды хвостов растут в «неоптимальной» рабочей точке Q_x, Q_y (левая колонка), по сравнению с «оптимальной» (колонка в центре) и как ТЕР-индуцированный сдвиг бетатронной частоты обратно в рабочую точку Q_x, Q_y значительно улучшает ситуацию (правая колонка). Расстояние между последовательными контурными линиями в распределениях равно \sqrt{e}

3.1.2 Первые исследования воздействия электронных линз

В серии первых пучковых экспериментов с электронными линзами для характеристики измерялись зависимости бетатронных частот протонов от тока электронного пучка, его энергии и положения. Также оценивались эффекты, возникающие из-за дефектов и шумов электронного пучка, а также влияния профиля плотности тока электронов на потери пучка в Tevatron. Форма распределения плотности тока электронов определяется электронной пушкой (геометрией ее электродов и напряжениями). Использовались три типа электронных пушек: с плоской вершиной, гауссова, и со сглаженными краями (SEFT), см. Рисунок 2.19. Ниже мы будем всегда особо отмечать, какая конкретно пушка использовалась в экспериментах. На Рисунке 3.3 схематически изображены все три пучка — электронный (зеленый), протонный (синий) и антипротонный (красный) — внутри TEL-1 в конфигурации, когда электроны расположены на протонном пучке. Обозначены относительные размеры эллипсов 1σ , 2σ и 3σ для протонов и антипротонов с энергией 980 ГэВ, равно как и размер электронного пучка из пушки SEFT.

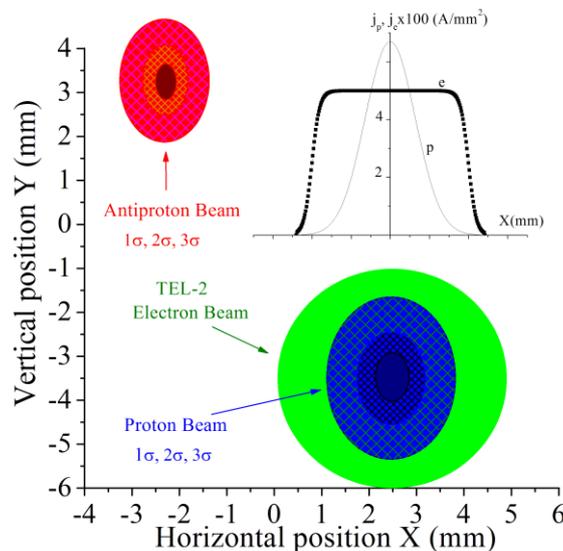


Рисунок 3.3 — Схема поперечного нацеливания пучка электронов относительно протонов и антипротонов [42]

3.1.2.1 Изучение сдвигов бетатронных частот

В первой серии исследований были измерены и сравнены с теоретическим предсказанием (3.1) сдвиги бетатронных частот в Tevatron, вызванные использованием TEL-1, TEL-2.

В Tevatron для измерения бетатронных частот протонов и антипротонов использовались детекторы Шоттки 21 МГц и 1,7 ГГц [46]. На 21 МГц вертикальные и горизонтальные детекторы Шоттки имеют очень хорошее разрешение частот, но не являются направленными (не различают протоны и антипротоны) и не позволяют измерять частоты отдельных сгустков. 1,7 ГГц детекторы менее точны, но они имеют широкую частотную полосу, что позволяет производить измерение частот отдельных сгустков, и при этом они являются направленными, т. е. сигналы протонов и антипротонов измеряются отдельно. На Рисунке 3.4 представлены спектры Шоттки 21 МГц во время одного из исследований с TEL-1: только три сгустка протонов циркулировали в Tevatron (без антипротонов), и электронный импульс действовал только на один из трех сгустков. Серия синхробетатронных боковых полос, с периодичностью равной синхротронной частоте $Q_s \approx 0,0007$, слева соответствует сигналу от двух пучков, не тронутых TEL-1, и их центральная линия (выделена маркером) указывает дробную часть горизонтальной частоты $Q_x = 0,5795$. Аналогичная серия линий справа принадлежит сгустку протонов под действием TEL-1, она сдвинута на $dQ_x = 0,0082$ относительно $Q_x = 0,5877$. Форма спектров Шоттки зависит от интенсивности протонов, хроматизма машины, настройки рабочей точки и т. д. Типичная ошибка измерения частоты детектором на 21 МГц оценивается приблизительно $dQ \approx \pm 0,0002$.

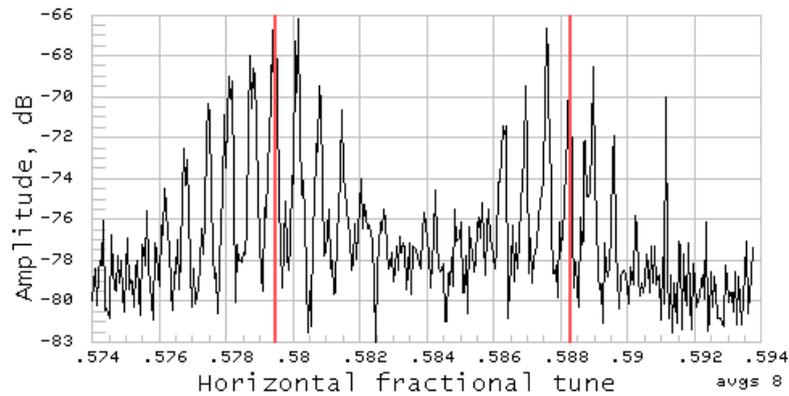


Рисунок 3.4 — спектр 21 МГц горизонтального детектора Шоттки для 980 ГэВ протонных сгустков в Tevatron, когда один из них сдвинут вправо по частоте TEL-1 (электронный ток $J_e = 2,6$ А, энергия электронов $U_e = 6$ кВ, электронная пушка с прямоугольным профилем тока) [42]

После правильной синхронизации электронов для достижения максимального эффекта, была изучена зависимость dQ_x от пикового тока электронов [42], см. результаты на Рисунке 3.5 по сравнению с теорией — уравнение (3.1). Теоретическая зависимость носит нелинейный характер, так как энергия электронов внутри вакуумной трубы (и, таким образом, β_e) уменьшается с ростом тока из-за пространственного заряда электронов

$U_e = U_c - gQ_{SC}$, где g является фактором, зависящим от геометрии камеры и пучка. На Рисунке 3.5(а), приведены данные по сдвигу частоты, измеренной 21 МГц детектором Шоттки для четырех выбранных экспериментов с TEL-1. Напряжение на катоде TEL было -7.5 кВ в опытах №4 и №14, -8 кВ в эксперименте №18 и -4.7 кВ в эксперименте №25. Эта разница является причиной значительного изменения наклонов на Рисунке 3.5(а). Эксперимент №4 является одним из самых ранних с TEL-1 после того, как ЭЛ была установлен в Tevatron, и большое расхождение между измеренным сдвигом и теоретическим предсказанием было из-за недостаточно хорошего нацеливания (смотри также обсуждение ниже). В остальных трех экспериментах согласованность больше и максимальное расхождение с теорией не превышает $\sim 20\%$ при токе 2 А.

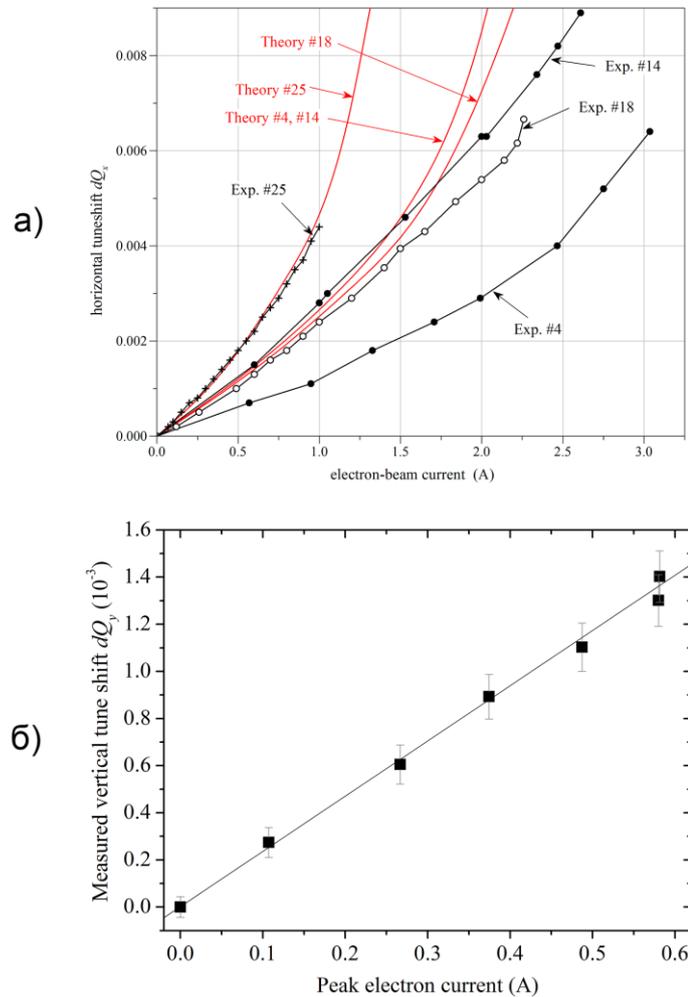


Рисунок 3.5 — Сдвиги бетатронных частот протонов 980 ГэВ с помощью электронных линз: а) горизонтальный сдвиг от электронного тока в TEL-1, в нескольких отдельных экспериментах (электронная пушка с прямоугольным профилем тока); б) вертикальный сдвиг от электронного тока в TEL-2 (пушка SEFT). Сплошные линии — теоретические предсказания по формуле (3.1) [42]

Нужно отметить, что есть и систематические ошибки в ряде параметров, используемых при численных вычислениях по формуле (3.1). Например, a_c^2 известно только в пределах $\pm 10\%$, эффективная длина L_e зависит от точности нацеливания и может изменяться в пределах $\pm 10\%$, а калибровка электронного тока дает около $\pm 5\%$ погрешности [142]. Рисунок 3.5(б) представляет сдвиг вертикальной бетатронной частоты, индуцированный электронным током TEL-2 из пушки SEFT. Видно отличное согласие между измерением и теорией. Зависимость сдвига бетатронной частоты от энергии электронов также согласуется с теоретическими предсказаниями — соответствующие результаты при различных напряжениях катода от -6 до -13 кВ представлены на Рисунке 3.6. Поскольку общий ток пучка электронов поддерживался постоянным, полный электронный пространственный заряд Q_{sc} рос при меньших значениях U_c , вызывая соответственно больший сдвиг частоты.

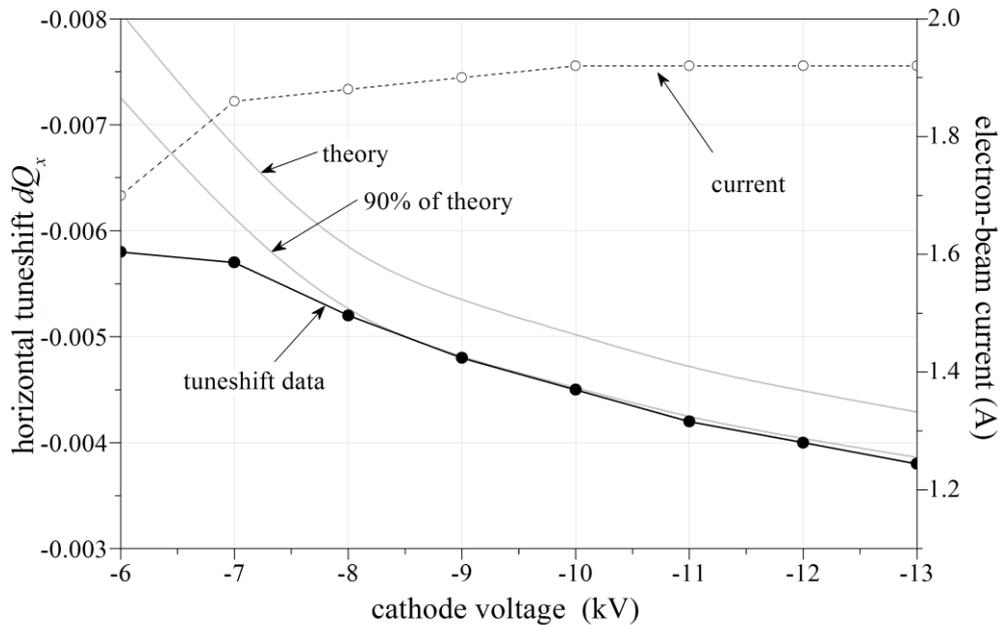


Рисунок 3.6 — Сдвиг горизонтальной бетатронной частоты 980 ГэВ протонов, индуцированный TEL-1, в зависимости от энергии электронов (электронная пушка с прямоугольным профилем тока) [42]

Рисунок 3.7 показывает, как сдвиги протонных частот зависят от времени задержки между импульсом электронного тока 2 А и приходом сгустка протонов. С небольшой поправкой на время распространения пучка электронов вдоль области взаимодействия TEL (~50 нс), сдвиг частот повторяет форму электронного импульса. Видно, что электронный импульс достаточно короткий, чтобы создавать сдвиг частоты того или иного сгустка протонов, не касаясь соседа, находящегося в 396 нс от него. Это было чрезвычайно полезно в

течение всех исследований с TEL, так как это позволило нам изменять параметры ЭЛ, затрагивающей только один сгусток из 36, циркулирующих в машине. Как видно на Рисунке 3.7, сдвиг горизонтальной частоты примерно в четыре раза больше вертикальной $dQ_x^e/dQ_y^e = 0,0037/0,0008 = 4,6$, что близко к ожидаемому из соотношения бета-функций $\beta_x/\beta_y = 101/28 = 3,6$.

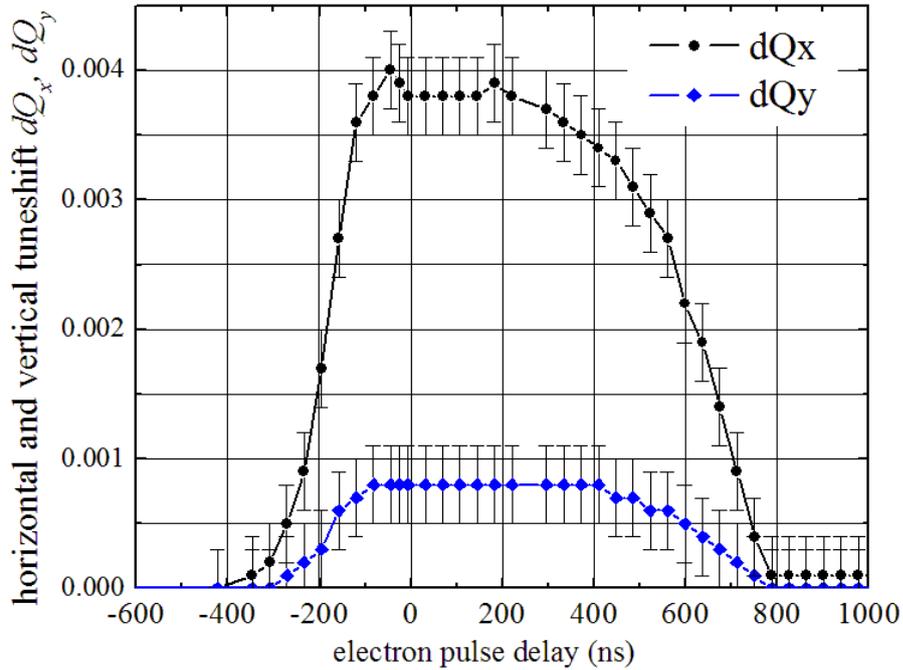


Рисунок 3.7 — Сдвиг бетатронной частоты 980 ГэВ протонов, индуцированный TEL-1, — вертикальной (синяя линия) и горизонтальной (черная) — в зависимости от времени задержки в импульсе электронов 800 нс с $J_e = 1,96$ А, $U_c = 6,0$ кВ (электронная пушка с прямоугольным профилем тока) [42]

До тех пор, пока пучок протонов проходит внутри более широкого пучка электронов, сдвиг частоты протонов не сильно зависит от положения электронного пучка, d_x, d_y ; например, в случае 1 А электронного пучка, $dQ_x^e(d_x, d_y) \approx dQ_{\max} = 0,0083$ при смещении $|d_{x,y}| < 2$ мм, как показано на Рисунке 3.8. Тем не менее, если расстояние между центрами двух пучков превышает радиус a_e электронного пучка, то можно ожидать, $dQ_x^e(d_x, d_y = 0) \approx -dQ_{\max}/(d_x/a_e)^2$, $|d_x| > a_e$ и $dQ_y^e(d_x = 0, d_y) \approx +dQ_{\max}/(d_y/a_e)^2$, $|d_y| > a_e$. Такое изменение знака частоты отчетливо видно на Рисунке 3.8.

Подводя итог, экспериментально наблюдаемые сдвиги бетатронных частот 980 ГэВ протонов и антипротонов, вызываемые TEL, неплохо согласуются с теоретическими предсказаниями уравнения (3.1).

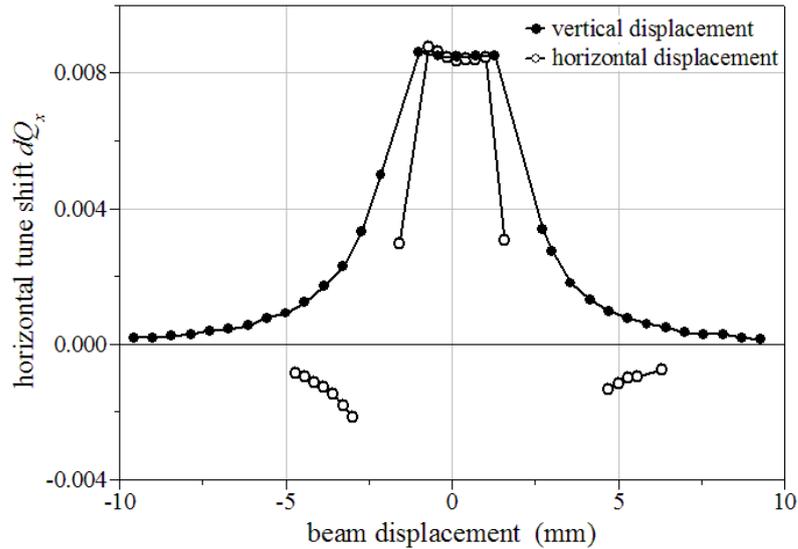


Рисунок 3.8 — Сдвиг бетатронной частоты 980 ГэВ протонов, индуцированный TEL-1, — вертикальной (черные точки) и горизонтальной (кружки) — в зависимости от горизонтального смещения пучка электронов с $J_e = 1$ А, $U_c = 6,0$ кВ (электронная пушка с прямоугольным профилем тока) [42]

3.1.2.2 Изучение влияния флуктуаций электронного пучка

Флуктуации в электронном пучке могут приводить к ряду явлений в пучках высокой энергии: а) вариации от оборота к обороту электронного тока и поперечного положения электронного пучка ведут к росту поперечного эмиттанса — см. теорию в Главе 2, которая предсказывает значительный эффект, если среднеквадратичные флуктуации тока δJ превышают (3–10) мА или если флуктуации положения δX в пучке с током в Ампер больше, чем 0,2 мкм; б) подобные же эффекты из-за флуктуаций временной синхронизации электронного импульса, если импульс не имеет плоской вершины; в) низкочастотные вариации параметров могут привести к вариациям в орбите или частоте и, как результат, к быстрой динамической диффузии. Высокочастотные флуктуации тока ЭЛ, измеренные непосредственно с сигналов ДПП TEL-1 с использованием 15 битного АЦП с сегментированной памятью, составили $(\delta J/J) \sim (4-10) \times 10^{-4}$ для импульсов тока $J \approx 0,3-0,5$ А. Верхний предел на стабильность положения пучка можно оценить, как ~ 10 мкм [143].

Для наблюдения эффекта флуктуаций на рост эмиттанса антипротонов их амплитуду надо было намеренно увеличить, и для этого высоковольтный модулятор электронной пушки был модифицирован для генерации импульса случайной амплитуды (модулированного с помощью генератора шума). При разных уровнях шума, эмиттанс 980 ГэВ антипро-

тонного пучка наблюдался достаточно долго, чтобы надежно зафиксировать рост с помощью мониторов размера пучка — «летающие проволочки» («flying wires») [46]. Рисунок 3.9 показывает, что увеличение роста эмиттанса — как и следовало ожидать из теории — растет, как квадрат амплитуды флуктуаций. Высокоинтенсивные пучки протонов и антипротонов в Tevatron без TEL имеют типичный рост эмиттанса 0,04–0,2 π мм·мрад/ч. Если TEL разрешается только увеличить рост эмиттанса не более, чем на 0,01 π мм·мрад/ч, то, в соответствии с измеренной зависимостью на Рисунке 3.9, это соответствует максимальным флуктуациям тока примерно 3 мА (от пика до пика).

Другим источником колебаний является временные флуктуации — джиттер. Было отмечено, что джиттер около 10 нс от пика до пика (из-за неустойчивости электроники синхронизации) приводит к детектируемому росту эмиттанса и к существенному увеличению мощности сигнала детектора Шоттки 21 МГц. Этот эффект был особенно велик на склонах электронного импульса, где производная электронного тока dJ_e/dt велика. Устранение источника нестабильности и использование оптических кабелей для синхронизации импульсов TEL относительно ВЧ Tevatron позволило нам уменьшить джиттер до менее чем 1 нс и довести соответствующий рост эмиттанса до совершенно незначительного уровня. В номинальном режиме работы TEL, без генератора шума, с низкочастотными изменениями тока порядка 5 мА, а также с уменьшенным джиттером мы не наблюдали дополнительный рост эмиттанса в пределах разрешения наших мониторов размера пучка $(d\varepsilon/dt)_{\text{rms}} \sim 0,02 \pi$ мкм/час.

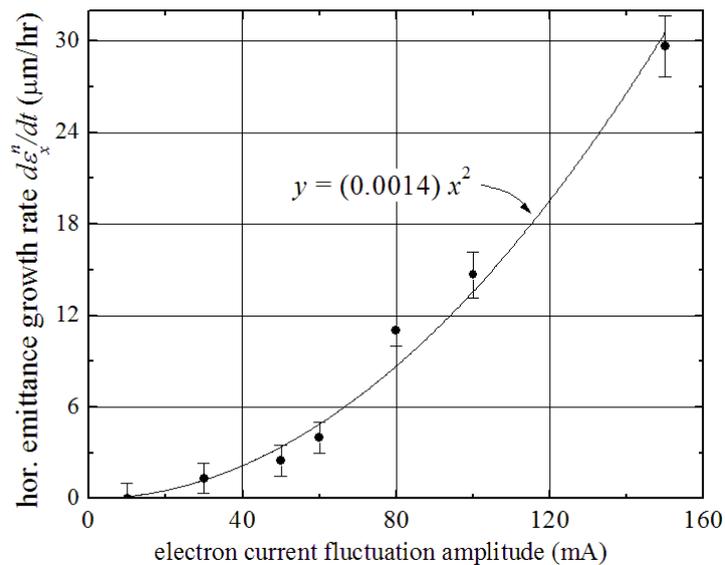


Рисунок 3.9 — Скорость роста горизонтального эмиттанса 980 ГэВ пучка антипротонов в зависимости от амплитуды колебаний электронного тока TEL-1 (электронная пушка с прямоугольным профилем тока) [42]

Мониторинг мощности сигнала 21 МГц Шоттки полезен для изучения влияния смещения электронного пучка. На Рисунке 3.10 представлена зависимость мощности Шоттки от положения пучка TEL-2 по вертикали (электронный пучок идеально выставлен по пучку протонов по горизонтали). Дополнительный шум электронного тока примерно 50 мА от пика до пика ввели для того, чтобы сделать эффект более заметным. Исследование было проведено в конце захода no.5152 в Tevatron, при наличии и протонов и антипротонов. Можно видеть, что мощность Шоттки возрастает с увеличением расстояния между центрами электронов и пучка протонов — примерно, как $P \sim E_y^2$, где электрическое поле вследствие пространственного заряда электронов дается формулой (1.19). Асимметрию измеренной мощности относительно вертикального положения можно объяснить влиянием TEL-2 на пучок антипротонов — его позиция обозначается красным овалом на Рисунке 3.10; см. также Рисунок 3.3 для справки (обратите внимание, что монитор Шоттки 21 МГц не является направленным и измеряет поперечную мощность сигнала Шоттки, вызванного как протонами, так и антипротонами, циркулирующими в машине).

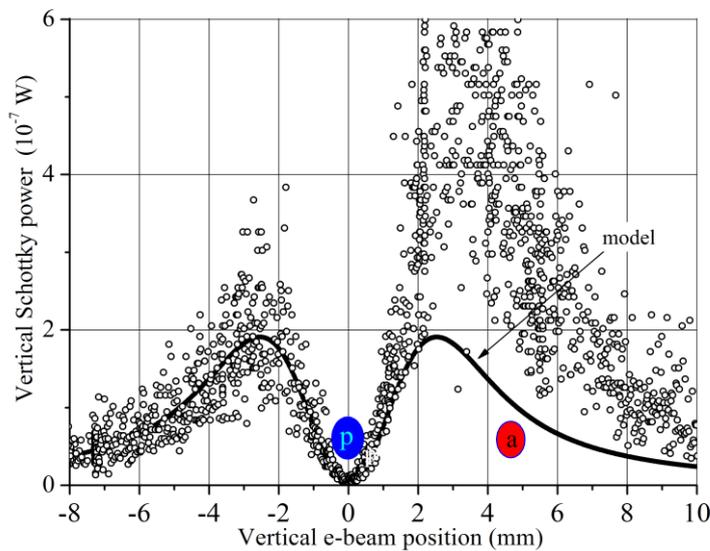


Рисунок 3.10 — Вертикальная мощность Шоттки в зависимости от вертикального положения электронного пучка в TEL-2. Амплитуда флуктуаций электронного тока около $\delta J_e = 50$ мА от пика до пика (электронная пушка SEFT) [42]

Умышленное поперечное возбуждение орбиты протонов электронным пучком можно использовать для выставки электронного пучка. Идея похожа на метод «К-модуляции» в накопителях [144]: изменение электронного тока в электронной линзе приводит к изменению в орбите пучка протонов по кольцу, если пучок электронов установлен не по центру. Рисунок 3.11 показывает среднеквадратичную амплитуду вертикальных колебаний орбиты протонов в ДПП, расположенном в секторе A0, в зависимости от вертикального смещения электронного пучка TEL-1 в секторе F48. Ток электронов модулировался на частоте 107 Гц,

как $J_e [A] = 1,02 + 0,18 \sin(2\pi t \cdot 107 \text{ Гц})$. Отклик орбиты протонов на это становится равным 0, если пучок протонов проходит через центр пучка электронов. Максимальная амплитуда отклика орбиты на частоте 107 Гц составляет около нескольких микрометров. Расстояние в 7 мм между двумя пиками отражает эффективный диаметр распределения тока электронов, и, таким образом, указывает на некоторое угловое смещение электронного пучка, так как он больше номинального диаметра электронного пучка, равного $\approx 3,5$ мм. Поэтому, подстройка с помощью такого метода сосредоточена не только на поиске минимального отклика орбиты, но и на получение ситуации, когда два максимума находятся ближе друг к другу.

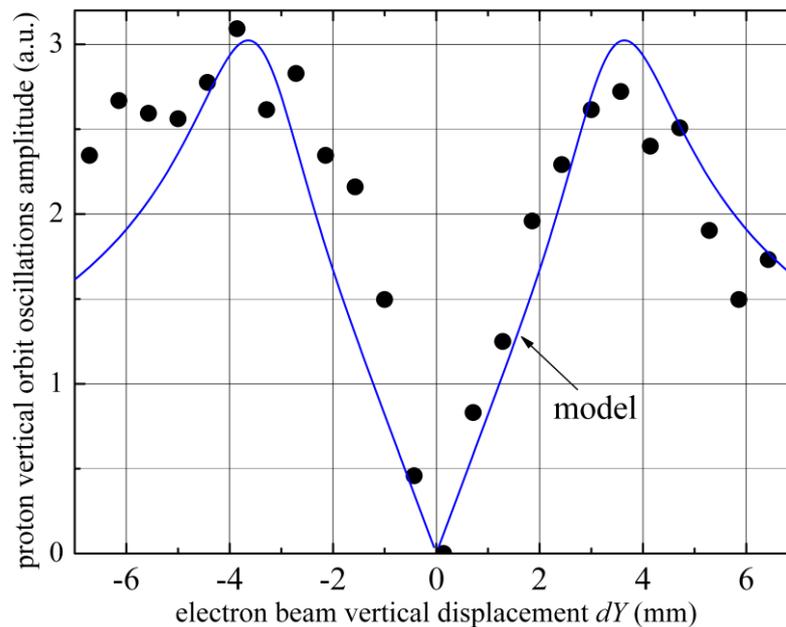


Рисунок 3.11 — Сканирование положения пучка TEL-1 с K -модуляцией (электронная пушка с плоским профилем тока) [42]

Еще одним признаком хорошей выставки (центровки) электронного пучка является наблюдение продольных волн пространственного заряда в электронном пучке, вызванных протонными сгустками. Рисунок 3.12 представляет запись сигнала с ДПП TEL-2 (пикап-электрод) и импульсы электронного тока, измеренные на катоде и на коллекторе. Сигнал импульса тока электронов в коллекторе имеет дополнительные волны (примерно при 0 нс) за счет взаимодействия с протонами. Амплитуда такой волны составляет около 5 % от максимального полного тока электронов. Любое значительное разделение электронов и протонов в несколько мм в поперечном направлении, или рассинхронизации электронного импульса от протонного сгустка приводит к исчезновению волн, и форма сигнала в коллекторе становится похожей на ток с катода. Подробный теоретический анализ и экспериментальные исследования этих волн даны в работе [145].

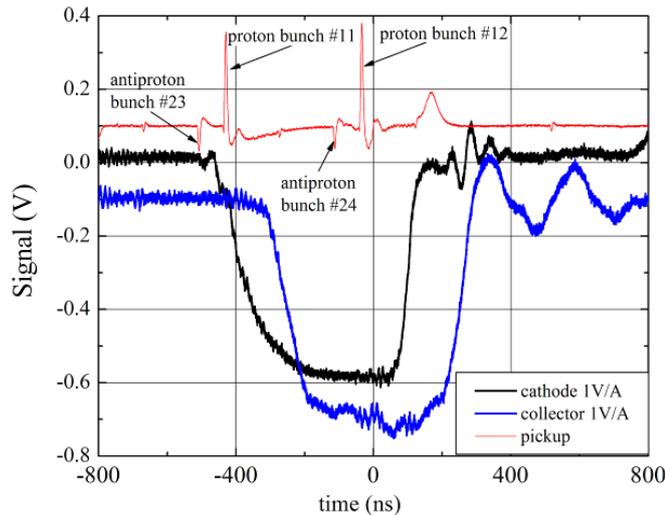


Рисунок 3.12 — Продольные волны в пучке электронов TEL-2, возбужденные взаимодействием со сгустком протонов: красная линия — сигнал с пикап-электрода TEL-2, черная — электронный ток, измеренный на катоде электронной пушки SEFT, синяя — электронный ток, измеренный в коллекторе [42]

3.1.2.3 Влияние профиля электронного пучка на время жизни пучков в Tevatron

Как правило, время жизни сгустков (анти)протонов в Tevatron без столкновений с протонами и без TEL составляет порядка 200–600 ч. Несколько механизмов способствуют постепенному росту эмиттанса пучков около 0,04–0,2 π мм·мрад/ч: рассеяние на остаточном газе, рассеяние внутри пучка, а также вибрации магнитов [33]. По мере увеличения размеров пучка, частицы постепенно диффундируют, приобретают большие амплитуды колебаний, пока они окончательно не сталкиваются с какой-нибудь ограничивающей апертурой, как правило — это один из множества коллиматоров Tevatron. Как показано в работе [37], и, как будет рассмотрено ниже, взаимодействие пучка Tevatron либо с электронным пучком, либо с противоположным высокоэнергетическим пучком может привести к существенному уменьшению времени жизни.

Первоначально планировалось сформировать электронный пучок достаточно широким, чтобы охватить все протоны или антипротоны в пучках высокой энергии и думалось, что большой размер будет полезным для поддержания низких потерь частиц. Однако в действительности всегда существуют частицы с амплитудами вне поперечного сечения электронного пучка. Для таких частиц с амплитудами колебаний больше размера электронного пучка, электрическое поле пространственного заряда электронов больше не линейная функция координаты и эти нелинейности могут существенно изменить динамику частиц в зависимости от распределения электронов. Как было экспериментально установлено, в худшем

случае электронного пучка с прямоугольным профилем плотности тока, резкие края пучка действуют в качестве «мягкого» коллиматора и частицы, проходящие через них, медленно дрейфуют из сгустка, пока в конце концов они не попадают в коллиматоры.

Удобным способом измерить этот эффект было наблюдение, как TEL «срезает» прочь частицы с большими амплитудами. На Рисунке 3.13 изображено, как TEL-1 удалял внешние частицы в течении более ста минут. В течении первых 45 минут ток TEL первоначально был 1 А. После десятиминутной передышки, ток был увеличен до 2 А. Примерно на 85 минуте, TEL-1 был целенаправленно сдвинут, чтобы наблюдать рост размеров сгустка. Показаны горизонтальные и вертикальные размеры пучка протонов, измеренные много раз в течение этого процесса. Также показан продольный размер сгустка. Открытые кружки показывают интенсивность сгустка во время этого процесса. Можно видеть быстрое начальное снижение размеров, но примерно через десять минут, скорость снижения значительно падает; это говорит о том, что частицы большой амплитуды были удалены, а ядро протонов остается стабильным внутри электронного пучка. Кроме того, увеличение тока TEL-1 до 2 А, как ожидалось, ухудшает время жизни пучка большого размера, но меньшего размера пучок хорошо сохранился в течении оставшегося времени пока электронный пучок TEL-1 был по центру протонного пучка. Скорость уменьшения интенсивности протонов также значительно снижается после короткого промежутка времени быстрых потерь, а когда электронный ток удваивается, то эта скорость распада практически остается без изменений. В самом конце, последние 10 минут, электронный пучок переместили в поперечном направлении таким образом, что протоны перехватываются краем электронного пучка. Как и следовало ожидать, частицы внезапно испытывают крайне нелинейные силы, вызывающие рост эмиттанса и значительную потерю интенсивности.

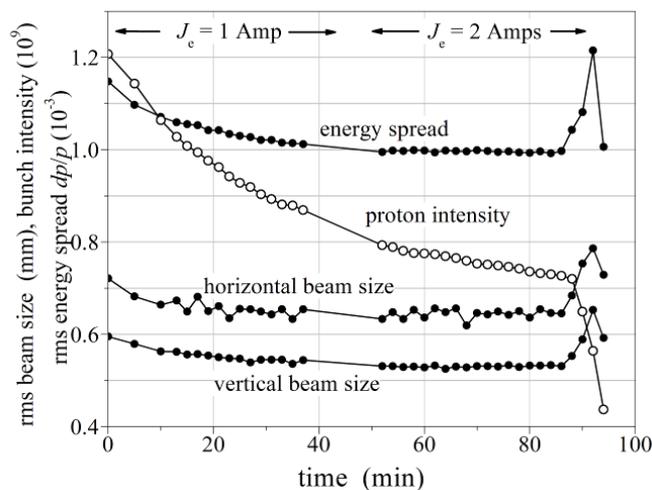


Рисунок 3.13 — Коллимация протонов из-за взаимодействия с электронным пучком TEL-1 с прямоугольным распределением плотности электронного тока [42]

На Рисунке 3.14 представлены результаты эксперимента, в котором скорость протонных потерь, измеренная с помощью мониторов детектора CDF, измерялась в зависимости от тока TEL с прямоугольным распределением плотности электронного тока (напряжение катода 10 кВ). Потери варьировались от около 250 Гц при малых токах до 1 кГц при самых высоких токах. При нулевом токе, средняя скорость потерь составляла приблизительно 230 Гц. Данные потери можно пересчитать во время жизни $\tau = -kN/(dN/dt)$, где N — общее число частиц, а (dN/dt) — скорость счета мониторов потерь в CDF. Константа k определялась из калибровочного измерения [146]. Максимальный ток в этом эксперименте был около $J_e = 0,75$ А и соответствующий сдвиг протонной частоты около $dQ_x = 0,0022$. Несмотря на небольшой сдвиг, продолжительность времени жизни протонов была менее 50 часов, что значительно меньше, чем типичное 175-часовое время без вмешательства. В конкретное время эксперимента было невозможно гарантировать, что электронный пучок идеально центрирован на орбиту протонов, а регулировки положения пучка не дали никаких улучшений во времени жизни. Надо отметить, что это одна из важных сложностей работы с протонами — мало того, что все изменения медленные, а измерения, соответственно, длинные, так еще и любые неисправности и неточности могут привести к раздуванию (увеличению размера) пучка и последующему плохому времени жизни, высоким потерям и прочее. Сплошная линия на Рисунке 3.14 представляет собой подгонку $\tau^{-1}[1/\text{ч}] = 1/150 + J_e^2/30$. В этом эксперименте радиус электрона был 1,6 мм, а размер пучка протонов в месте расположения TEL-1 составлял около 0,8 мм по горизонтали, что соответствует среднеквадратичному нормализованному эмиттансу около 5π мм·мрад.

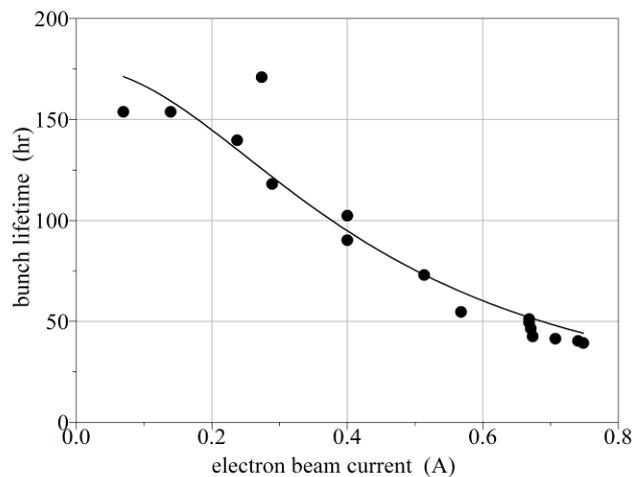


Рисунок 3.14 — Зависимость времени жизни интенсивности сгустка протонов от тока TEL-1 с прямоугольным распределением плотности электронного тока [42]

Приведенные выше примеры и неудовлетворительно низкое время жизни пучка в ранних экспериментах по КПЭВ, убедили нас в том, что острые края распределения тока электронов вносят серьезные ограничения на работу TEL-1. Была разработана и установлена гауссова пушка с гораздо более гладкими краями, так что частицы при больших бетатронных амплитудах не чувствовали сильных нелинейных полей пространственного заряда. Рисунок 2.19 сравнивает профили плотности для обеих пушек. Для того, чтобы количественно оценить различия между этими двумя пушками, проводили сканирование рабочих точек (Q_x, Q_y) с каждой из них. В этом тесте в Tevatron горизонтальные и вертикальные частоты регулировались независимо друг от друга так, чтобы покрыть промежуток в частотах Q_x и Q_y приблизительно в 0,020 с шагом 0,002. (т. е., квадрат 10×10). Скорость потерь измерялись и пересчитывались во время жизни, см. график на Рисунке 3.15.

Для упрощения интерпретации результатов, оба раза токи ЭЛ были установлены таким образом, чтобы горизонтальный сдвиг был $dQ_x^e = 0,004$, а вертикальный $dQ_y^e = 0,0013$. После каждого шага изменения частоты коллайдера давался короткий промежуток времени, необходимый для стабилизации уровня потерь, на основе которого и вычислялось время жизни, как указано выше. Результаты отражены на Рисунке 3.15. Заштрихованная шкала на правой стороне сканов указывает время жизни интенсивности в часах. Линии контура рисуются кратными 20 часам. Видны существенные различия между пучками электронов с прямоугольным профилем и гауссовым — с первым обычно получаются плохие времена жизни, часто менее десяти часов, так как электронный пучок с острыми краями негативно влияет на протоны. Только в маленькой области вблизи главной диагонали $Q_x = Q_y$ наблюдаются относительно низкие потери и хорошее время жизни до семидесяти часов.

Второе сканирование, на Рисунке 3.15(б), показывает кардинальное увеличение времени жизни до примерно 130 часов с гауссовой пушкой — в лучших рабочих точках почти неотличимое от времени жизни сгустка без TEL-1. Можно видеть и значительно расширение области со временем жизни более двадцати часов. Тот факт, что самые высокие времена жизни почти такие же, как для невозмущенного сгустка протонов, укрепляет идею, что нет никаких опасных нелинейных сил на краю электронного пучка и протоны остаются стабильными и при больших амплитудах.

Значительное улучшение времени жизни частиц благодаря использованию гауссовой электронной пушки имело решающее значение для первого наблюдения успешной компенсации лобовых эффектов встречи в антипротонах (см. раздел 3.2.2).

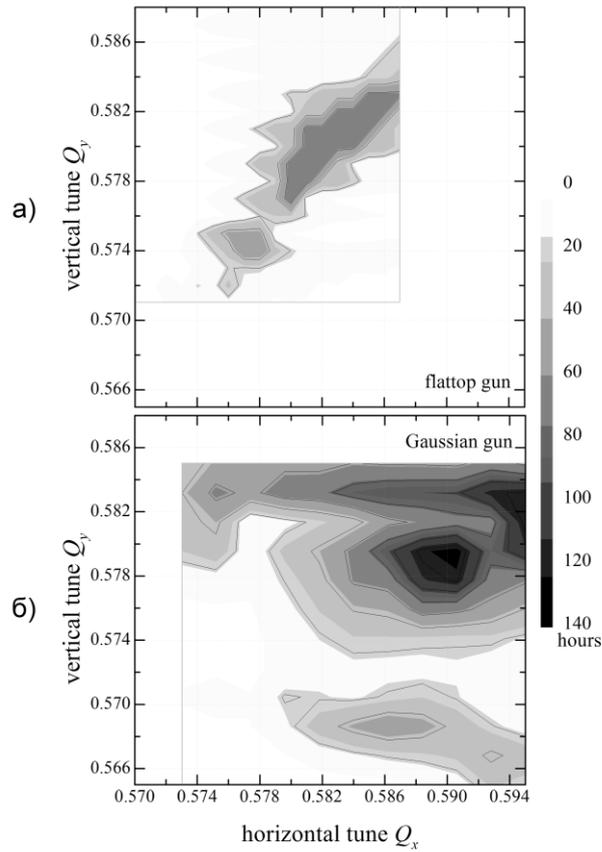


Рисунок 3.15 — Контурные линии времен жизни протонов при сканировании по области рабочих частот Tevatron (частот вертикальных и горизонтальных бетатронных колебаний): а) со сдвигом от TEL-1 с электронной пушкой с прямоугольным распределением тока; б) с $dQ_x^e = 0,004$ от TEL-1 с гауссовой электронной пушкой [42]

3.1.3 Успешная компенсация паразитных эффектов встречи в Tevatron — улучшение времени жизни пучков и светимости

В целом, эффекты встречи в Tevatron характеризуются сдвигами частот при лобовом столкновении $\xi^p = 0,020$ и $\xi^a = 0,028$ для протонов и антипротонов соответственно, и в дополнение к ним, разбросом частот от сгустка к сгустку из-за паразитных взаимодействий разведенных пучков $\Delta Q^p = 0,003$ и $\Delta Q^a = 0,006$ соответственно, приводящим к существенным отличиям в динамике отдельных сгустков [37]. Как обсуждалось в Главе 1, наиболее опасные эффекты возникают, когда резонансы частиц приближаются к резонансам пятого или двенадцатого порядков. В целом, ПЭВ и ЛЭВ на всех этапах цикла работы Tevatron приводят к потере около 10–15 % в интегральной светимости для хорошо настроенной машины, но могут достигать и 20–30 % [37, 33].

В 2004–2006 годах, как результат предварительных исследований TEL, описанных выше, были введены четыре очень важные изменения в работу Tevatron и TEL, и эти изменения позволили регулярно, повторяемым образом и вполне успешно применять электронные линзы для компенсации ПЭВ. Во-первых, была установлена и введена в эксплуатацию система стабилизации орбит Tevatron [147], так что типичные изменения от захода к заходу, а также низкочастотные дрейфы орбиты стали менее 0,1 мм (высокочастотные вибрации орбиты остались, но они были не очень значительны — около 0,02–0,04 мм от пика до пика). Во-вторых, новая методика обработки сигнала была имплементирована для датчиков положения пучков TEL, что позволило снизить зависимость положения от частоты сигнала от 0,5–1,5 мм до около 0,1 мм [138]. В-третьих, вторая ЭЛ была построена и установлена в секторе A11 Tevatron, что позволило проводить исследования по КПЭВ и КЛЭВ очень часто — в конечном счете, в каждом заходе — с одной из линз, а другая линза всегда работала, как продольный коллиматор (очистки DC пучка — стандартная функция TEL с начала Collider-Run II, см. раздел 4.2 ниже и работу [78]). И последнее, электронные пушки со «сглаженным краем» распределения тока (SEFT) были разработаны, изготовлены и установлены в обеих TEL-1 и TEL-2. Все результаты, представленные в этой главе получены с электронными пушками SEFT. После ввода в эксплуатацию всех этих функций и достижения стабильной работы было получено значительное улучшение времени жизни пучка протонов под действием электронных линз, см. работу [75].

Значительный процент естественной убыли протонов из-за их взаимодействия с антипротонным пучком, как в основных, так и в многочисленных паразитных местах встречи является одним из наиболее пагубных эффектов в Tevatron [37]. Этот эффект особенно велик в начале заходов, где общий сдвиг частоты из-за ЛЭВ в двух местах (B0 и D0) может достигать значений +0,020. Рисунок 3.16(a) показывает типичное распределение скорости потери протонов в начале захода. Сгустки под номером 12, 24 и 36 в конце каждой цепочки сгустков, как правило, теряют около 9 % от их интенсивности в час, в то время как другие сгустки теряют только от 4 % до 6 % в час. Эти потери являются очень важной частью общей скорости распада светимости — примерно 20 % в час (опять же, в начале заходов с высокой светимостью). Потери из-за неупругих протон-антипротонных взаимодействий $dN_p/dt = \sigma_{\text{int}} L$ при $\sigma_{\text{int}} = 0,07$ бн невелики (1–1,5 %/ч) по сравнению с общими потерями. Потери из-за неупругого взаимодействия с остаточным вакуумом составляет менее 0,3 %/ч.

Главным источником протонных потерь является взаимодействие с антипротонами. Такой вывод подтверждается также Рисунком 3.16(a), который показывает большой разброс между сгустками в скоростях потерь протонов внутри каждой цепочки сгустков (ввиду

3-кратной симметрии, очень похожие значения наблюдаются для эквивалентных сгустков, например, для сгустков с номерами 12, 24, и 36). Напротив, потери интенсивности антипротонов dN_a/dt примерно одинаковы для всех сгустков — см. Рисунок 3.16(б) — так как они в основном выгорают за счет столкновений и не определяются ЛЭВ или ПЭВ.

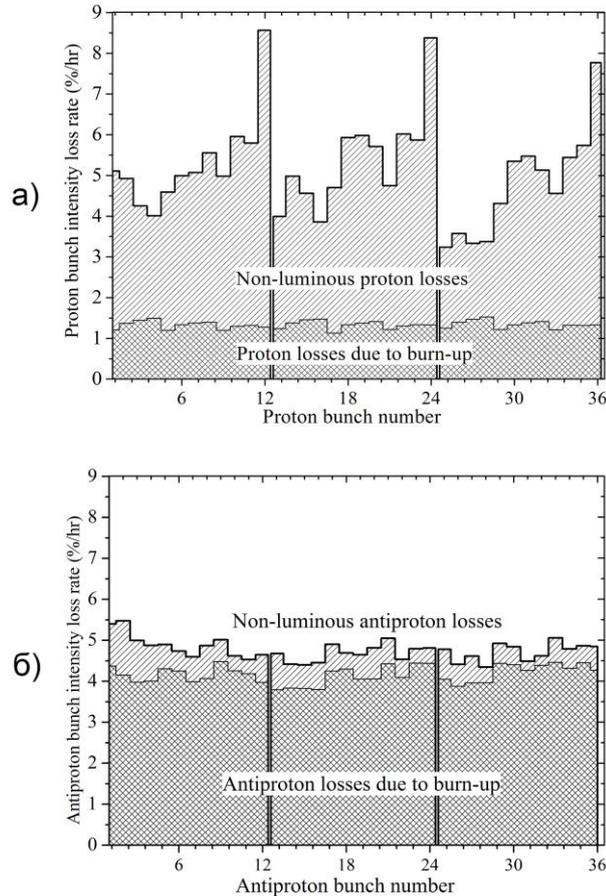


Рисунок 3.16 — а) Скорости потери интенсивности протонных сгустков; б) Скорости потери интенсивности антипротонных сгустков в начале захода по.5155, 30 декабря 2006 года, с начальной светимостью $L = 250 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [75, 42]

Примечательным на Рисунке 3.16 является, в частности, высокий уровень потерь для сгустков 12, 24, 36, и это связано с распределением частот бетатронных колебаний вдоль цепочки сгустков. Сгустки в конце цепочек имеют свои вертикальные бетатронные частоты ближе к резонансам $7/12 \approx 0,583$ — см. Рисунок 3.17 — и, следовательно, более высокие потери. Средняя частота для Tevatron — Q_y около 0,588–0,589 — лежит чуть выше этого резонанса, и сгустки в конце каждой цепочки, чьи вертикальные частоты ниже на $\Delta Q_y = -(0,002 - 0,003)$ в связи с уникальным набором дальних взаимодействия, подвержены более сильным ПЭВ. Средние значения Q_x, Q_y в коллайдере тщательно оптимизиро-

ваны, чтобы минимизировать общие потери интенсивности и светимости. Например, увеличение средней вертикальной частоты квадрупольными корректорами не представляется возможным, поскольку оно, как правило, приводит к увеличению потерь и росту эмиттанса при опасной близости к резонансу $3/5 = 0,600$ (см. Рисунок 1.9).

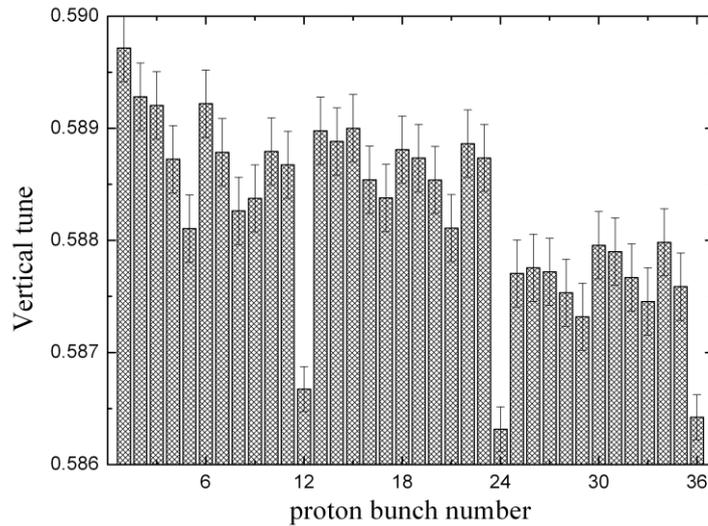


Рисунок 3.17 — Частоты протонных сгустков, измеренных с помощью Digital Tune Monitor [73] в начале захода 5301 (март 3, 2007) с начальной светимостью $L = 203 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [42]

Электронный пучок TEL-2 фокусирует протоны и, таким образом, дает положительный вертикальный сдвиг частот пропорциональный электронному току для сгустков протонов, на которые TEL-2 действует — как показано на Рисунке 3.5 — и, следовательно, он должен уменьшить потери. Предварительное нацеливание электронного пучка было сделано, опираясь на систему измерения положения пучка TEL. Тем не менее, дополнительная тонкая настройка, как правило, необходима для достижения наилучшей компенсации. Измерения скорости потери протонов в зависимости от положения электронного пучка были выполнены в самом конце захода, когда обычно не происходит никаких особенных потерь частиц. Такой подход позволил нам определить оптимальное положение электронного пучка. Поскольку орбита Tevatron сохраняется стабильной с помощью системы обратной связи в пределах 100 мкм, значения прошлого захода могут быть использованы и в других заходах, если только не вводятся какие-либо изменения оптики.

В одном из самых первых демонстрационных экспериментов по КПЭВ [75], электронный импульс тока TEL-2 был настроен на P12 (протонный сгусток 12), не затрагивая другие сгустки. Рисунок 3.18 показывает, что, когда ток TEL был увеличен до 0,3 А, время жизни $\tau = N_p / (dN_p / dt)$ P12 поднялось от начального значения $8,75 \pm 0,1$ часа до $17,4 \pm 0,1$ ч (другими словами, коэффициент потерь $1/\tau$ улучшился в два раза с примерно 11,4 %/ч до около

5,7 %/ч). В то же время, время жизни сгустка P24, эквивалентного сгустка в другой цепочке сгустков, остается на том же низком уровне и существенно не изменилось (сначала $\tau = 8,66$ часов, потом несколько улучшилось до 10 часов по естественным причинам, см. обсуждение ниже). TEL был оставлен на P12 в течение первых 1,5 часов захода и спад интенсивности этого конкретного сгустка был одним из самых низких среди всех 36 протонных сгустков — как показано на Рисунке 3.18(б), который представляет уровни потерь, за вычетом распада из-за светимости $(dN_p/N_p)_{NL}/dt = (dN_p/N_p)_{total}/dt - \sigma_{int}L/N_p$. Следует отметить, что сдвиг частоты протонов по вертикали при таком умеренном токе электронов $J_e = 0,3$ А составляет около $dQ_y^e = +0,0007$ (как можно видеть на Рисунке 3.5(б), и это не является достаточным для P12, чтобы достичь средней частоты $dQ_y^e < |\Delta Q_y| \approx 0,002$. Таким образом, TEL-индуцированный сдвиг не может рассматриваться в качестве единственного механизма, ответственного за значительное улучшение жизни в этом эксперименте.

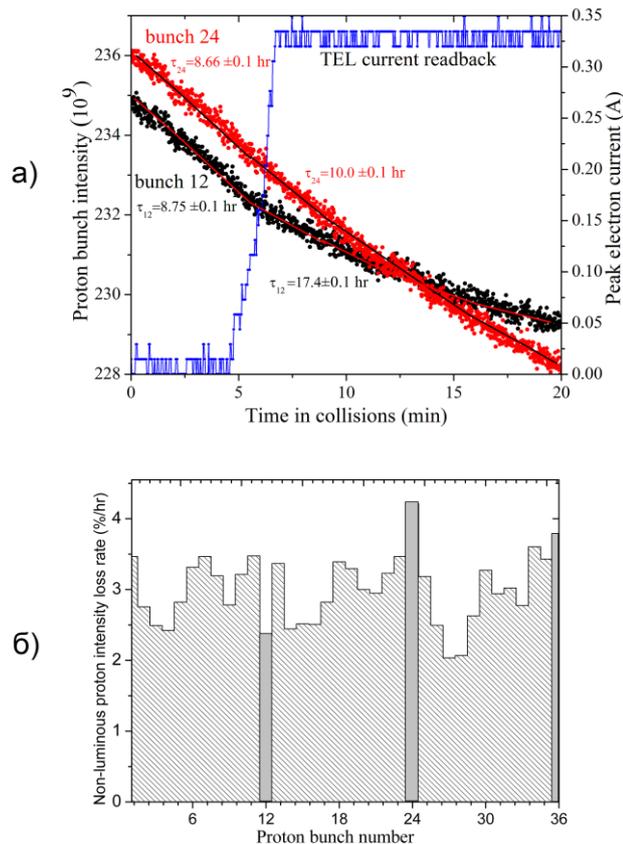


Рисунок 3.18 — а) Скорости уменьшения интенсивности сгустка протонов номер 12 под действием TEL-2 и контрольного сгустка 24 в начале захода по.5123 с исходной светимостью $L = 197 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Синяя линия показывает измеренный пиковый ток TEL-2; б) Средние скорости потери интенсивности сгустков в первые 1,5 часа захода за вычетом распадов частиц из-за светимости [75, 42]

Для того, чтобы изучить более детальные эффекты электронной линзы, была проведена другая серия исследований по КПЭВ в заходе по.5183 с одной из самых высоких светимостей коллайдера Tevatron, в котором TEL-2 работала в режиме постоянного тока с $J_e = 0,3$ А, обеспечивая тот же эффект на все протонные сгустки в пучке, и которая регулярно выключалась и включалась. Когда TEL-2 была включена в самом начале захода (store), она улучшила время жизни интенсивности всех сгустков, как это представлено на Рисунке 3.19. При этом самое большое улучшение $R = 2,2$, определяемое как отношение времени жизни протонов с TEL и без нее, наблюдалось для сгустков P12, P24 и P36, как и ожидалось. Позже в заходе ток TEL-2 регулярно выключался в течение приблизительно 20 минут, а затем, с помощью магнитных корректоров, вводилось эквивалентное изменение вертикальной бетатронной частоты $dQ_y^e = +0,0008$ и время жизни интенсивности пучка измерялось в течение 20–30 минут. После этого, корректоры выключались на 20–30 минут для «эталонного» измерения времени жизни, за которым следовало еще $\frac{1}{2}$ часа работы TEL-2, и так далее. Рисунок 3.20 показывает общее время жизни интенсивности протонов, измеренные для каждого из этих интервалов. Можно видеть, что время жизни пучка улучшается каждый раз, когда включены либо TEL-2, либо корректоры частоты. Тем не менее, после 5 часов времени, TEL-2 по-прежнему приводила к улучшению времени жизни в то время, как в коррекция бетатронной частоты стала даже ухудшать время жизни по отношению к невозмущенным базовым периодам времени (черные полосы на Рисунке 3.20).

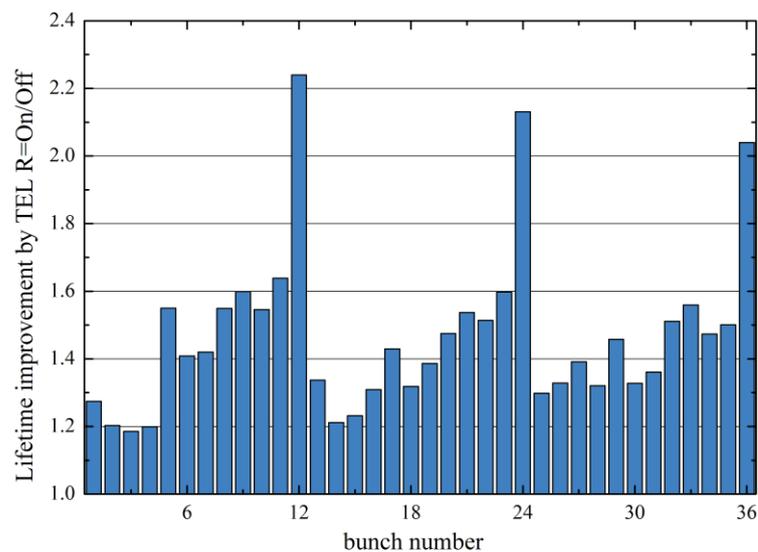


Рисунок 3.19 — Улучшение времени жизни сгустков протонов из-за TEL-2 (DC режим) в начале захода по.5183 с начальной светимостью $L = 253 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [42]

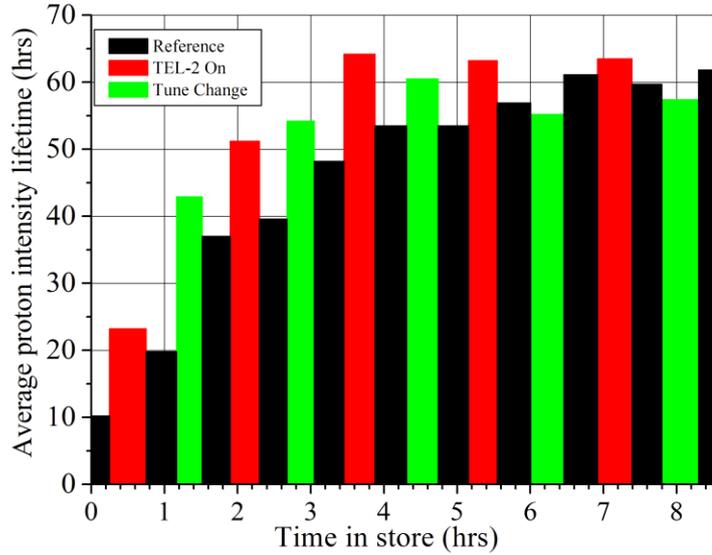


Рисунок 3.20 — Среднее время жизни интенсивности протонов $dt/(dN_p/N_p)_{total}$ в заходе №5183, когда повторялась следующая последовательность действий: TEL-2 включалась на протоны с 0,3 А постоянного тока электронов (красные столбики), а затем выключалась для калибровки (черные столбики), потом протонная вертикальная бетатронная частота сдвигалась вверх на 0,0008 квадрупольными корректорами (зеленые столбики) и корректоры, наконец, снова отключались (черные столбики) [42]

Помимо значительного сокращения темпов потери интенсивности протонов, время жизни светимости $\tau_L = L/(dL/dt)$ тоже было улучшено. Рисунок 3.21(а) сравнивает изменения времени жизни комбинированной светимости для трех сгустков 12, 24 и 36 из-за TEL-2, которая на них работала, и из-за коррекции частоты в том же заходе по.5183. Высота каждого столбика равна [42]:

$$R_L = \frac{2\tau_L(\text{with TEL or } dQ_y \text{ change})}{\tau_L(\text{ref. period before the change}) + \tau_L(\text{ref. period after the change})}. \quad (3.3)$$

Улучшение время жизни светимости из-за TEL-2 составляет около 12 % в начале захода. Позже в заходе эффект улучшения от TEL-2 был несколько больше, чем эффект эквивалентной глобальной коррекции частоты dQ_y . Эволюция средних частот протонов и антипротонов показана на Рисунке 3.21(б).

TEL-индуцированные улучшения во времени жизни светимости равны примерно 10 %, что на первый взгляд значительно меньше соответствующих изменений во времени жизни интенсивности протонов (примерно в 2 раза). Это связано с тем, что уменьшение светимости главным образом определяется другими факторами, самым сильным из которых является рост эмиттансов протонов и антипротонов за счет рассеяния внутри пучка и распада антипротонной интенсивности из-за «выжигания» светимостью. Как правило, эти факторы в сочетании приводят к уменьшению светимости примерно, как [37, 33]:

$$L(t) = \frac{L_0}{1+t/\tau_L}, \quad (3.4)$$

так что общая интегральная светимость за заход пропорциональна произведению исходной светимости и времени жизни светимости $L_0\tau_L \ln(1+T/\tau_L)$, где T обозначает продолжительность захода. Таким образом, улучшение на 10 % во времени жизни светимости τ_L из-за TEL-2 приводит к пропорциональному увеличению интегральной светимости.

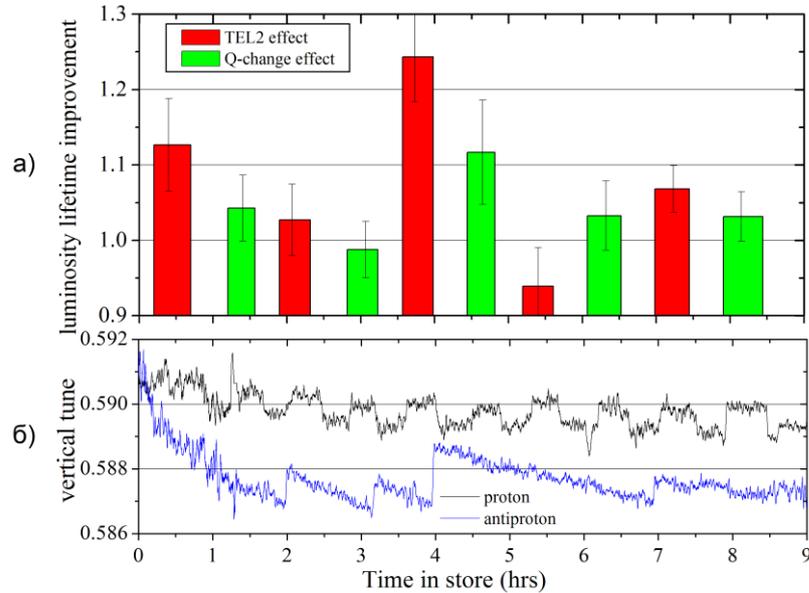


Рисунок 3.21 а) Улучшение времени жизни светимости из-за TEL-2 и подстройки корректорами частоты в заходе по.5183; б) Средние вертикальные частоты сгустков протонов и антипротонов, измеренные с помощью детекторов Шоттки 1,7 ГГц [42]

Как правило, время жизни протона, для которого определяющими являются ПЭВ, постепенно улучшается со временем в заходе на светимость и достигает около 50–100 часов после 6–8 часов столкновений. Это связано с уменьшением интенсивности антипротонов и увеличением антипротонного эмиттанса, что способствует уменьшению протонного параметра ξ^p . В заходе 5119, эволюция во времени эффективности компенсации была изучена многократным включением TEL-2 на одном сгустке P12 и выключением каждые полчаса в течение 16 часов. Относительное улучшение времени жизни интенсивности R представлено на Рисунке 3.22 из работы [75]. Первые две точки соответствуют $J_e = 0,6$ А, последующие точки были взяты при $J_e = 0,3$ А для наблюдения зависимости эффекта компенсации от электронного тока. Изменение тока привело к снижению относительного улучшения от $R = 2,03$ до $R = 1,4$. Постепенное снижение относительного улучшения времени жизни видно до десяти часов, когда отношение достигло 1,0 (т. е., нет улучшения). В этот момент,

ПЭВ стали очень малы, и соответственно, стало нечего компенсировать. Подобные эксперименты в ряде других заходов с начальными светимостями в диапазоне от $1,5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до $2,5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ подтвердили эти результаты.

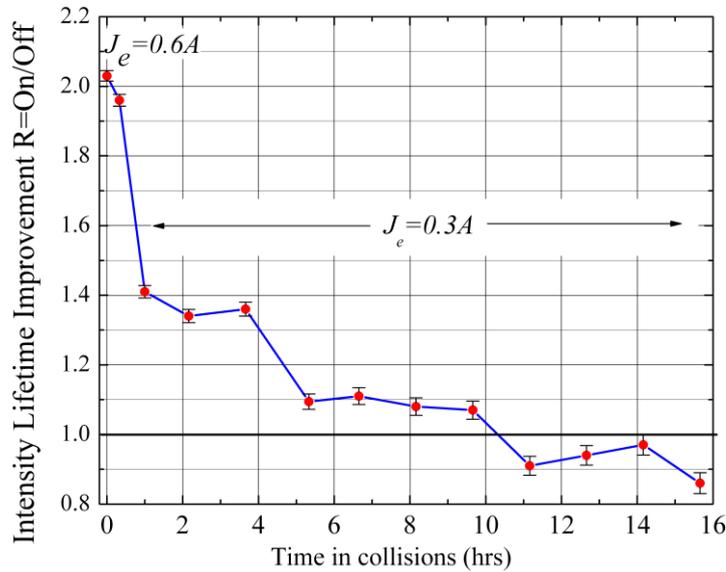


Рисунок 3.22 — Относительное улучшение времени жизни протонного сгустка № 12 TEL индуцированных TEL-2 в зависимости от времени в заходе 12 декабря 2006, с начальной светимостью $L = 159 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [75]

Сопоставимые улучшения времени жизни интенсивности протонов (до 40 %) были отмечены и в экспериментах, проведенных с TEL-1. Различие только в конструкции между этими двумя линзами — поворачивающая секция TEL-1 имеет угол 90 градусов между пушечным соленоидом и главным соленоидом, в то время как этот угол составляет 57 градусов для TEL-2. TEL-1 установлена в месте с большой горизонтальной бета-функцией и в основном дает сдвиг горизонтальной (протонной) частоты. Поскольку протонные горизонтальные частоты ниже всего для сгустков в начале цепочки, P1, P13 и P25 на $\Delta Q_x \approx -(0,002 - 0,003)$ [137], то действие TEL-1 проявляется более всего на них. Снижение средних скоростей потерь протонов из-за электронных линз можно легко увидеть и с помощью счетчиков локальных потерь гало, установленных в детекторах D0 и CDF, которые ведут индивидуальный счет для каждого сгустка. На Рисунке 3.23 показана зависимость скорости потерь протонов D0 от электронного тока TEL-1. В этом эксперименте TEL-1 действовала на P13, который имеет самую низкую горизонтальную частоту. Сгусток P14, на который не действовала TEL-1, был выбран в качестве контрольного, так как его поведение с точки зрения гало и времени жизни было очень похоже на P13 без TEL. Скорость потерь P13 снизилась примерно на 35 % при электронном токе 0,6 А, в то время, как скорость потерь P14 осталась без изменений. Примерно каждые 12 мин электронный ток отключали и

скорость потерь P13 возвращалась к исходному уровню. Снижение потерь было повторено несколько раз в течение следующих 4 часов в этом заходе, и было подтверждено еще в нескольких заходах.

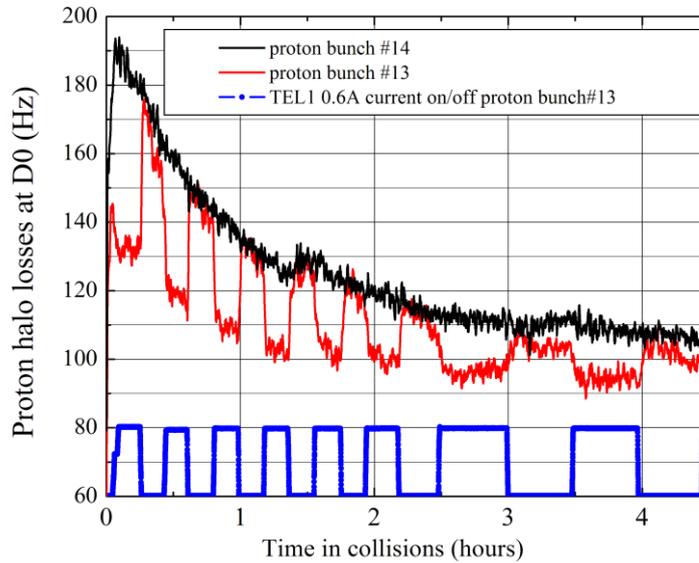


Рисунок 3.23 — Скорости счета монитора протонных потерь D0: черная линия — для контрольного сгустка 14, красная — для сгустка 13 под действием TEL-1 (первые 4 часа в заходе по.5352 $L = 197 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) [42]

Также была изучена зависимость снижения потерь частиц от положения электронного пучка по отношению к положению пучка протонов. Рисунок 3.24 показывает, что если электронный пучок смещается от орбиты протонов более чем на 4 мм, то исчезает положительный эффект TEL-1 на скорость счета потерь протонов гало в детекторе D0.

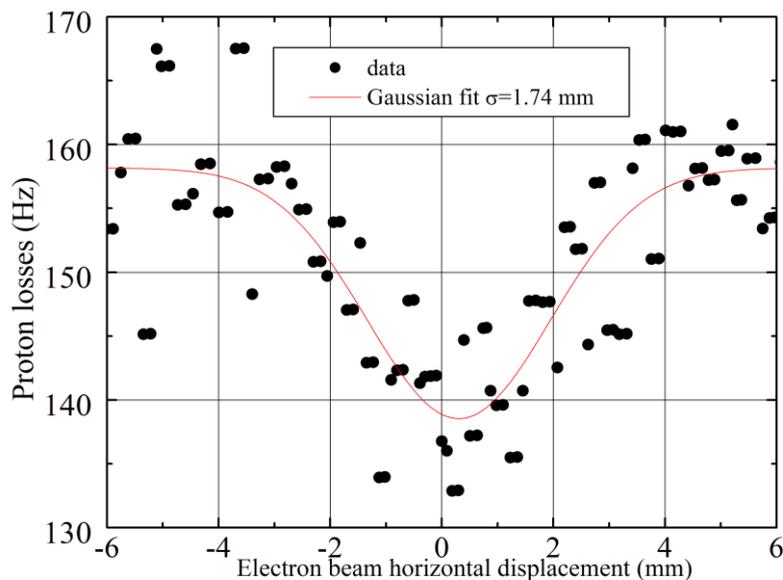


Рисунок 3.24 — Скорость счета потерь протонов, измеренная на детекторе D0, в зависимости от горизонтального перемещения электронного пучка в TEL-1 [42]

Можно подвести итоги пионерских исследований компенсации паразитных эффектов встречи с электронными линзами в Tevatron следующим образом:

а) основным результатом работы является разработка электронных линз, демонстрация их совместимости с работой сверхпроводящего адронного коллайдера и экспериментальное доказательство компенсации эффектов встречи в протон-антипротонном коллайдере;

б) результаты исследований показывают, что сдвиг частот протонов и антипротонов из-за электронных линз следует предсказаниям работы [73] и уравнению (3.1). Обе электронные линзы — TEL-1 и TEL-2 — действительно производят очень сильное положительное влияние на время жизни протонных сгустков в Tevatron, которые в противном случае больше всего страдают от столкновений с антипротонами. Наблюдаемое улучшение времени жизни протонов в начале захода коллайдера (когда яркость пучков и светимость являются самыми высокими, а взаимодействие самым сильным) может быть порядка ~ 2 . Эти улучшения видны только в первые 10 часов в заходах, после чего ПЭВ и эффекты и выгоды ЭЛ уменьшаются до незначительных уровней. Эффект КПЭВ оказывается зависимым от настроек, но в целом несколько превосходит улучшения от коррекции бетатронных частот традиционными методами. Следует отметить, что различие между двумя электронными линзами — угол изгиба траектории электронов составляет 90 градусов в одной из линз и 57 градусов в другой — существенно не влияет на эффект снижения потерь протонов обеими линзами;

в) экспериментально было показано, что для успешной работы электронных линз нужно плавное поперечное распределение плотности тока электронов, без резких краев, и хорошее нацеливание электронного пучка электронов на протоны (или, если требуется, на антипротоны) — в пределах доли среднеквадратичного размера пучка протонов или антипротонов; а так же низкие шумы и пульсации в токе и положении электронного пучка.

г) мы не видели каких-либо признаков когерентных неустойчивостей из-за взаимодействия пучка (анти)протонов с электронным пучком, несмотря на первоначальные опасения (см. раздел 2.2 и [73]).

Электронные линзы в Tevatron часто использовались для компенсации эффектов встречи, но не были включены в рутинную работу коллайдера, потому что в какой-то момент, эффекты встречи стали менее серьезными из-за двух других улучшений — значительного уменьшения хроматизма второго порядка $Q'' = d^2Q/d(\Delta p/p)^2$ и намеренного контролируемого увеличения размера пучка антипротонов в начале заходов для того, чтобы лучше соответствовать размеру протонного пучка в основных местах встречи [33].

3.2 Компенсация эффектов встречи лобовых столкновений

3.2.1 Условия компенсации лобовых эффектов встречи

Результатом лобового взаимодействия пучков является не только сдвиг (анти)протонной бетатронной частоты $\xi = N_p r_p / 4\pi \varepsilon$, см. уравнение (1.11), но и в разброс частот, зависящих от амплитуды бетатронных колебаний J_x, J_y [148]:

$$dQ_{x,y}^p(J_x, J_y) = \xi \cdot \int_0^1 dt \frac{\left(I_0\left(\frac{J_{x,y}t}{2}\right) - I_1\left(\frac{J_{x,y}t}{2}\right) \right) I_0\left(\frac{J_{y,x}t}{2}\right)}{\exp\left((J_y + J_x)t/2\right)}, \quad (3.5)$$

здесь подразумевается гауссово распределение в сгустках, а переменные действия связаны с колебаниями $z_n = (x_n, y_n)$ как $z_n = (2J_z \beta_z)^{1/2} \cos(\Phi_z)$, Φ_z — фаза колебаний, см. Рисунок 3.25(a).

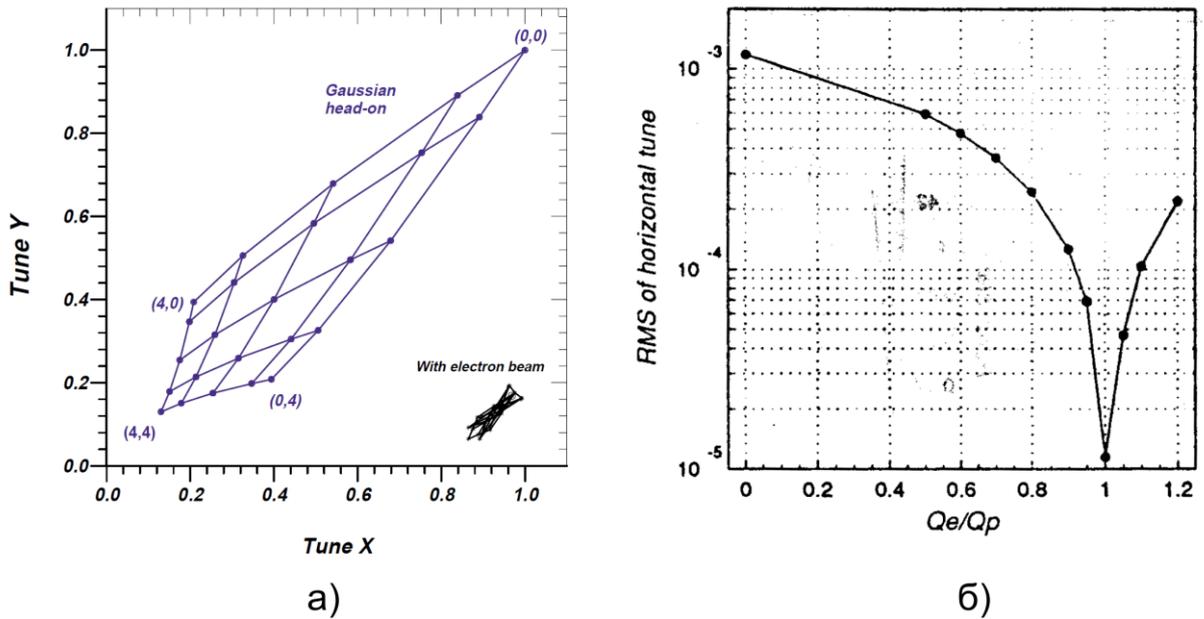


Рисунок 3.25 — а) Разброс вертикальных и горизонтальных бетатронных частот антипротонов из-за столкновений с протонами в Tevatron. Частоты приведены в единицах параметра ξ . Цифры в скобках показывают горизонтальные и вертикальные амплитуды бетатронных колебаний в единицах среднеквадратичного размера пучка антипротонов. В нижнем правом углу — то же, для случая нелинейной компенсации ЛЭВ электронной линзой (смещено для большей ясности, распределение электронного пучка, слегка отличающееся от гауссового) [73]; б) Среднеквадратичный разброс бетатронной частоты протонов в SSC в зависимости от отношения заряда электронов в ЭЛ к заряду сгустка протонов [149]

Эффект, обусловленный гауссовым электронным пучком будет иметь ту же функциональную зависимость от амплитуды, но знак, противоположный знаку от столкновения протонами. В первоначальном предложении по нелинейной компенсации пучка компенсация двух эффектов для всех частиц пучков высоких энергий предполагалась точной и, следовательно, равный нулю или близкий к нулю разброс бетатронных частот $dQ_{x,y}^p(J_x, J_y) + dQ_{x,y}^e(J_x, J_y) = 0$, см. Рисунок 3.25(б) из работы [149]. Из уравнений (3.5) и (3.1) можно заключить, что такая компенсация требует соблюдения двух условий: а) эффективное число электронов в ЭЛ равно числу протонов $N_e^* = J_e(1 + \beta_e)L_e/(ec\beta_e) = N_p$; и б) электронный пучок должен иметь тот же поперечный размер, как и пучок протонов в месте расположения ЭЛ $\sigma_e = (\varepsilon\beta_{e\text{-lens}}/\gamma_p)^{1/2} = \sigma_p$, здесь $\beta_{e\text{-lens}}$ обозначает бета-функцию в электронной линзе. Обратите внимание, что второе условие допускает установку электронной линзы по существу, в любом месте в кольце, и, в частности, вне основных мест встречи, которые обычно заняты детекторами частиц. Кроме того, было бы полезно устанавливать линзы в местах с большими бета-функциями, где размер σ_e побольше и легче обеспечить необходимую плотность тока электронов $j_e \sim N_e/\sigma_e^2$. Считалось, что именно большой разброс частот в пучке $\sim \xi$ делает невозможной работу коллайдеров с высокой интенсивностью в оперативном пространстве доступных частот между основными нелинейными резонансами — например, размер доступной области $\delta Q \approx 0,028$ в Tevatron с рабочей точкой между резонансами 10-го и 7-го порядка $Q_{x,y} = 6/10$ и $Q_{x,y} = 4/7$, или $\delta Q \approx 0,033$ в LHC между $Q_{x,y} = 3/10$ и $Q_{x,y} = 1/3$ — поэтому компенсация разброса соответствующими электронными линзами при выполнении условий а) и б) позволит увеличить максимально возможные интенсивности протонов, и, следовательно, светимость.

В последующих публикациях [73, 98(4)] было замечено, что эти два условия не являются достаточными для наиболее эффективной компенсации. Необходимо принять во внимание несколько других факторов. Прежде всего, идеальные места для электронных линз должны иметь по возможности нулевую или малую дисперсию D_x во избежание синхротронных эффектов $D_x\sigma_{dE/E} \square \sigma_e$, равные горизонтальные и вертикальные бета-функции, и иметь набег бетатронной фазы от основных мест встречи до ЭЛ кратными 2π : $\Delta\Phi_{x,y} = |\Phi_{e\text{-lens}} - \Phi_{IP}| = k \times 2\pi$, k — целое число, как схематически показано на Рисунке 3.26 из [121]. Разброс частот из-за лобовых столкновений сам по себе может быть значительно сложнее, чем в уравнении (3.5), из-за угла пересечения траекторий в точке взаимодействия или многочисленных паразитных взаимодействий в много-сгустковых коллайдерах. Сама

оптика, фокусирующая структура коллайдера не является линейной, и это также следует принимать во внимание. Дополнительная трудность в том, что нелинейности многочисленны и распределены по кольцу коллайдера, в то время как, только одна или очень малое количество ЭЛ может быть установлено на кольце. Например, результаты аналитических расчетов [98(4)], представленных на Рисунке 3.27 показывают, как все эти эффекты искажают частоты антипротонных сгустков в Tevatron — без компенсации электронным пучком и с частичной компенсацией. Номинальные частоты оптики установлены на $Q_x = 20,585$, $Q_y = 20,575$. Линии дуги соответствуют равноудаленным с шагом 2 значениям полной поперечной амплитуды $A = (A_x^2 + A_y^2)^{1/2}$, где $A_{x,y}$ измеряются в единицах $\sigma_{x,y}$, а радиальные линии соответствуют постоянным значениям A_x/A . Прямые цветные линии показывают суммовые и разностные резонансы всех порядков ниже 13-го. Можно видеть, что «частотный след» (footprint) складывается, т. е. частицы с разными амплитудами имеют одинаковые бетатронные частоты из-за паразитных дальнодействий с пучком протонов. Сложение происходит на амплитудах $\sim 8\sigma$ без компенсации ЛЭВ, и при амплитудах 5σ с КПЭВ. Даже очень слабые резонансы высокого порядка могут привести к быстрой транспортировке частиц по области сворачивания и таким образом уменьшить время жизни антипротонного пучка. Этот эффект может установить естественный предел на максимальную степень сжатия «следа». Аналогичным образом, полное сжатие «следа» может представлять угрозу для когерентной устойчивости пучков высокой энергии в присутствии импеданса. Только частичная компенсация может быть практическим решением этой проблемы, поскольку она оставляет определенный разброс частот бетатронных колебаний для обеспечения затухания Ландау.

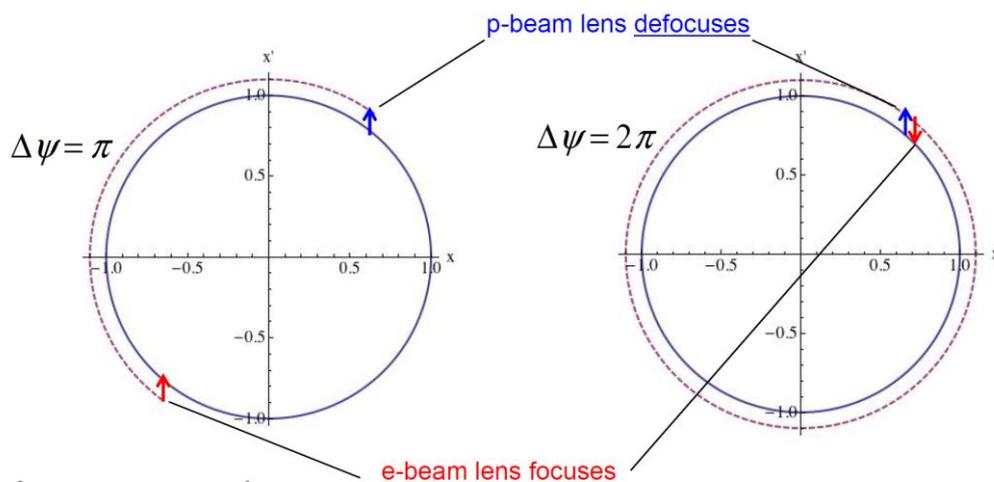


Рисунок 3.26 — Схема компенсации лобовых эффектов встречи в нормализованном фазовом пространстве: слева — с набегом бетатронной фазы между электронной линзой и местом встречи равным π , справа — с набегом 2π

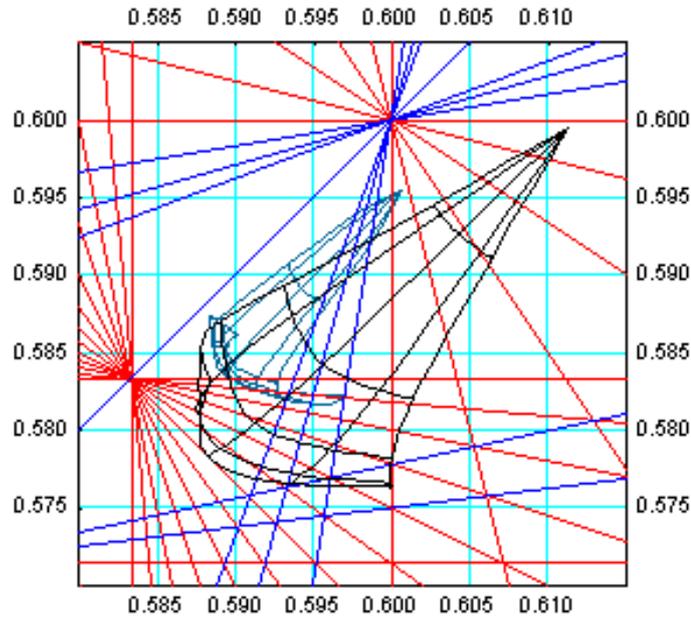


Рисунок 3.27 — «След» (footprint) бетатронных частот в Tevatron для антипротонного сгустка без (черные линии) и с компенсацией ЛЭВ. «Сворачивание» следа отчетливо видно на больших бетатронных амплитудах [98(4)]

Другой эффект состоит в разнице временных структур фокусирующего удара из-за электронной линзы и дефокусирующего воздействия противоположного пучка (анти)протонов. Действительно, во многих коллайдерах длина σ_s сгустка протонов сравнима с бета-функцией в точке взаимодействия β^* (например, около 50 см и 28 см, соответственно, в Tevatron). Поэтому, набег фазы бетатронных колебаний для антипротонов на основном месте встречи достаточно большой $\Phi_z = \int ds/\beta(s) \sim \sigma_s/\beta^* \sim 1$. В отличие от этого, длина электронного пучка в ЭЛ около 2–3 м, что значительно меньше, чем бета-функции в месте установки электронных линз, и соответствующий набег фазы очень мал $\Phi_z \sim 0,01-0,02$. Таким образом, в фазовом пространстве удар электронного пучка выглядит, как дельта-функция. Следовательно, такое короткое воздействие электронов содержит много резонансных гармоник, хотя средние действия из-за протонных и электронных пучков одинаковы. Можно уменьшить разброс бетатронных частот с помощью нелинейной ЭЛ, но это само по себе не гарантирует улучшение стабильности движения, так как возросшие силы отдельных резонансов могут оказаться более важным фактором, чем разброс частот.

Нелинейные резонансные члены высокого порядка из-за взаимодействия частицы с пучком протонов и из-за электронных линз также могут быть вычислены с использованием Гамильтонова подхода по теории возмущений [45, 39]. Гамильтониан коллайдера в переменных действие-угол (J_z, Φ_z) задается уравнением:

$$H(J_x, J_y, \Phi_x, \Phi_y) = 2\pi J_x Q_x + 2\pi J_y Q_y + \operatorname{Re} \sum_{m,n} h_{m,n}(J_x, J_y) e^{-in\Phi_x - im\Phi_y}, \quad (3.6)$$

где порядок резонанса равен $|m| + |n|$. Современные аналитические и численные инструменты моделирования позволяют рассчитать резонансные члены $h_{m,n}$ и оценить их влияние на динамику пучка и потери частиц [150].

3.2.2 Экспериментальные исследования компенсации лобовых эффектов встречи электронными линзами в Tevatron

3.2.2.1 Нелинейная КЛЭВ

Исторически первое экспериментальное подтверждение эффективности нелинейной компенсации было получено в начале работы Tevatron — Collider-Run II, когда электронная линза использовалась для подавления роста эмиттанса антипротонных пучков. Следует отметить, что, хотя профиль электронного пучка и был гауссовым, TEL-1 предназначалась для компенсации ПЭВ и, следовательно, была установлена в месте с очень разными вертикальными и горизонтальными бета-функциями, с не нулевой дисперсией и при неидеальном набеге фазы бетатронных колебаний от основных мест встречи, т. е. условия были далеки от идеальных для КЛЭВ.

Рисунок 3.28 показывает прирост вертикального эмиттанса антипротонных сгустков в одном из заходов Tevatron в 2003 году. Можно увидеть замечательное распределение эффекта вдоль цепочки сгустков, по виду напоминающее «гребешки» (scallops — три «гребешка» в трех цепочках по 12 сгустков): сгустки на концах каждой цепочки имеют меньший рост эмиттанса, чем сгустки в середине. Из-за трехкратной симметрии в протонном пучке, темпы роста эмиттанса антипротонов одинаковы в пределах 5–20 % для соответствующих сгустков в разных цепочках (другими словами, сгустки 1, 13 и 25 имеют аналогичный прирост эмиттанса). Эффект зависит от бетатронной частоты антипротонов, в частности, от того, насколько близок каждый из пучков к какому-нибудь важному резонансу. Как правило, рабочие точки Tevatron в течение 2003 года были установлены на $Q_x = 0,582$ и $Q_y = 0,590$. В этой рабочей точке, резонансы пятого порядка (0,600), седьмого порядка (0,5714) и двенадцатого порядка (0,583) играют важную роль в динамике пучка антипротонов. Было отмечено, что изменения настройки вертикальной частоты порядка $-0,002$ часто приводили к уменьшению амплитуды «гребешков». Меньший эффект «гребешков» также

наблюдался и в протонах. После примерно часа работы в каждом заходе, темп роста эмиттанса каждого сгустка значительно уменьшался из-за неуклонного снижения сдвига антипротонной частоты, индуцированного протонами, в то время как размер пучка протонов рос и интенсивность протонов быстро уменьшалась.

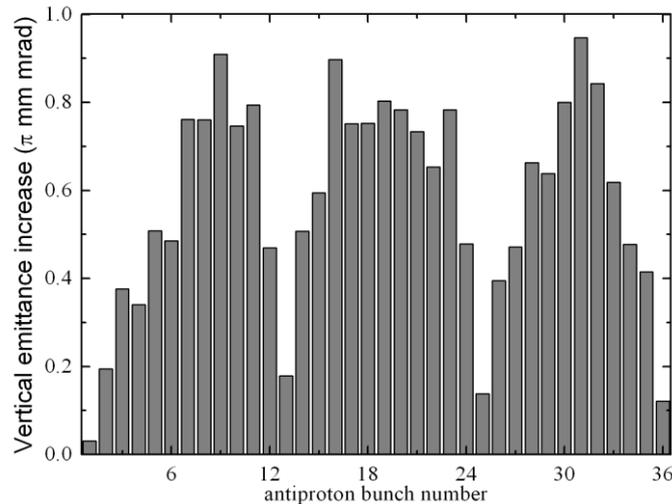


Рисунок 3.28 — Рост эмиттанса антипротонных сгустков в течение первых 10 минут после начала захода по.3231 с начальной светимостью $L = 48 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [42]

TEL-1 была использована в начале нескольких заходов для уменьшения роста эмиттанса в течение первого получаса столкновений. Цель состояла в том, чтобы значительно уменьшить рост эмиттанса конкретного сгустка по отношению к его «родственным» сгусткам (эквивалентные сгустки в двух других цепочках). На Рисунке 3.29 представлена эволюция вертикальных среднеквадратичных размеров трех антипротонных пучков (9, 21 и 33) в течение первых 34 минут после «инициации столкновений» в заходе 2540 (13 мая, 2003). TEL действует только на A33. Размер сгустка измеряли с помощью монитора синхротронного излучения [46]. Соответствующий рост эмиттанса был $0,68 \pm 0,06 \text{ π мм} \cdot \text{мрад/ч}$ для антипротонного сгустка A9, $0,37 \pm 0,07 \text{ π мм} \cdot \text{мрад/ч}$ — для A21, но при этом только $0,16 \pm 0,07 \text{ π мм} \cdot \text{мрад/ч}$ для A33, как это показано на подгоночных прямых Рисунка 3.29. В ходе этого эксперимента, TEL-1 имела ток 0,6 А, энергию 4,5 кВ и среднеквадратичный размер пучка 0,8 мм. Учитывая длину взаимодействия 2,0 м, ожидаемый максимальный сдвиг горизонтальной антипротонной частоты был $-0,004$, а вертикальной $-0,001$. Через 34 минуты TEL1 была выключена, и скорость роста эмиттансов всех трех сгустков выровнялась. Было предпринято несколько попыток, чтобы проверить эту закономерность еще в нескольких заходах. Эти тесты, наряду с соответствующими параметрами, суммированы в Таблице 3.1.

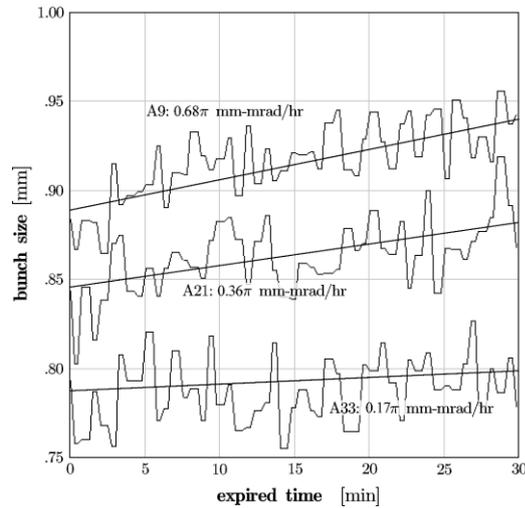


Рисунок 3.29 — Эволюция вертикальных размеров антипротонных сгустков в течение первых 30 минут захода по.2540. Представлены вертикальные размеры девятого сгустка в каждой из трех цепочек: 9, 21 и 33. TEL-1 с гауссовым электронным пучком действует только на сгусток A33 [42]

Таблица 3.1 — Рост среднеквадратичного вертикального эмиттанса сгустков A9, A21, и A33 в начале нескольких заходов (store). Все показатели роста в единицах π мм·мрад/ч, с типичной погрешностью измерений $\pm 0,07 \pi$ мм·мрад/ч. Для указанных заходов, TEL-1 действует на A33

Заход #	длительность	A9	A21	A33	
#2536	40 мин	1,65	1,53	1,55	TEL-1 выкл.
#2538	35 мин	0,32	0,28	0,46	TEL-1 выкл.
#2540	34 мин	0,68	0,37	0,17	TEL-1 вкл.
#2546	30 мин	0,65	0,32	0,67	TEL-1 вкл.
#2549	26 мин	0,75	0,60	1,18	TEL-1 вкл.
#2551	34 мин	1,12	1,1	1,17	TEL-1 выкл.

В трех перечисленных в Таблице 3.1 заходах без TEL-1 скорость роста эмиттанса сгустка A33 была сходной или чуть больше, чем у других. В заходе по.2549 она была больше. Тем не менее, в заходе по.2540 рост эмиттанса сгустка A33 значительно меньше, чем у двух других сгустков. Различия между последовательными заходами значительны, но единственным отличием является применение TEL-1. Вскоре после захода по.2551, магниты схемы секступольной коррекции были использованы для того, чтобы понизить частоту антипротонов (не затрагивая протонные частоты), так что «гребешки» удалось избежать, и после этого уже не было никакой оперативной необходимости в использовании TEL-1 для этой цели. Эффект TEL-1 в заходах по.2540, по.2546 и по.2549 очевиден, хотя и не очень хорошо контролируется, и иногда оказывал неблагоприятное воздействие вместо

улучшения (заход по.2549, например). Причиной этого являлось недостаточно точное центрирование электронного пучка на антипротонной орбите (в то время, в 2003 году): в первую очередь, антипротонная орбита сама менялась от захода к заходу на целых 1 мм в районе TEL-1; и, во-вторых, используемые тогда в TEL-1 ДПП имели систематическую разность 0,5–1,5 мм между измерениями при наносекундном масштабе времени (положение антипротонного сгустка) и микросекундном (импульс электронов), хотя статистическая точность обеих измерений составляла около 30 мкм. Такая большая ошибка в измерении ДПП привела к трудностям с повторяемостью эксперимента.

В целом, было отмечено снижение темпов роста антипротонных эмиттансов в ранних исследованиях ВВС с TEL-1, но эффект не был регулярно воспроизводимым из-за плохого контроля центровки электронного пучка на антипротоны. В последующие годы в работе Tevatron Collider-Run II как стабильность протонной и антипротонной орбиты, так и точность системы TEL ДПП были значительно улучшены (примерно в 5–10 раз), но уже не было никаких проблем с нелинейными эффектами встречи в антипротонах, и, как следствие, незачем было больше пытаться компенсировать их.

3.2.2.2 Отдельные исследования с нелинейной электронной линзой

В то время, как повышение производительности Tevatron путем компенсации ЛЭВ не было предусмотрено, в сентябре 2009 года и июле 2010 года были проведены экспериментальные исследования с гауссовыми электронными линзами [77] для того, чтобы доказать осуществимость концепции и дать экспериментальные данные для калибровки программ моделирования, используемых в намеченном применении электронных линз на коллайдере RHIC в BNL.

Было установлено, что, несмотря на проблемы с частотным откликом ДПП, возможно добиться выставки пучка электронов на циркулирующие пучки с точностью до 0,1 мм, воспроизводимым образом от захода к заходу. При номинальной рабочей точке коллайдера, электронная линза не оказывала негативного влияния на циркулирующие пучки, даже когда они были намеренно смещены. Для того, чтобы наблюдать хоть какие-нибудь потери из-за действия 5 кВ, 0,5 А гауссова пучка электронов с $\sigma_e = 0,6$ мм, антипротонная бетатронная частота была намеренно снижена на $-0,003$. Зависимость потерь частиц от положения электронного пучка — см. Рисунок 3.30 — была измерена и оказалась в хорошем согласии с предсказаниями программы LIFETRAC [151, 152].

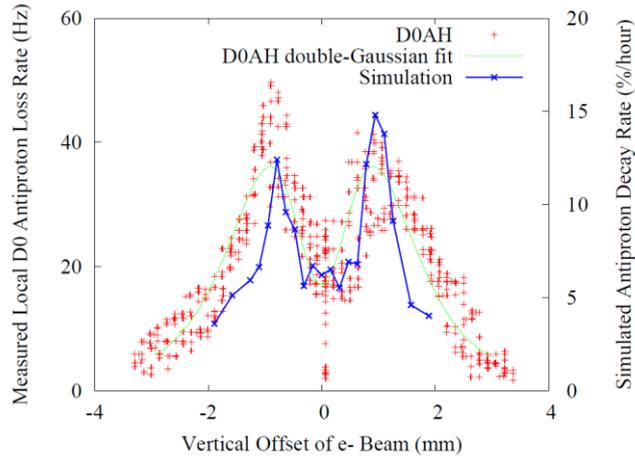


Рисунок 3.30 — Измеренные (красные точки) и расчетные потери интенсивности (синие точки) во время вертикального сканирования электронным пучком поперек пучка антипротонов [77]

При наличии только циркулирующих антипротонов, сдвиг и увеличение разброса бетатронных частот, вызванные электронной линзой, были отчетливо наблюдаемы, см. Рисунок 3.31. Эти данные были использованы для сравнительного анализа надежности предсказания программ расчета эффектов встречи.

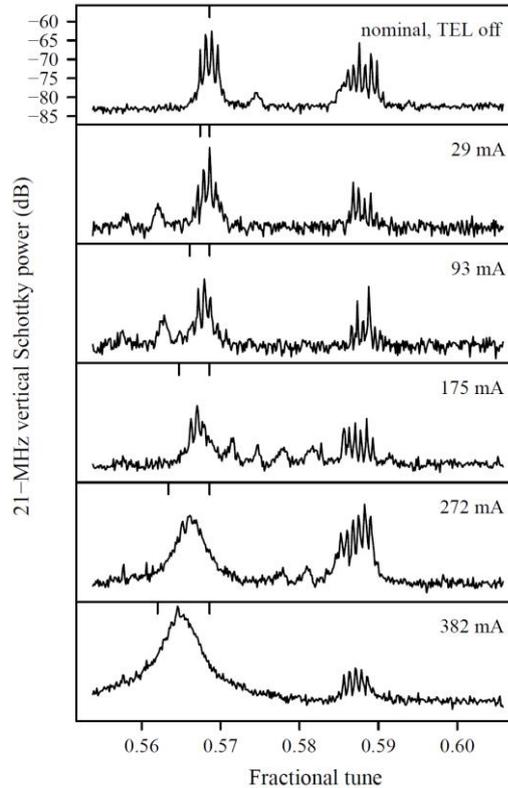


Рисунок 3.31 — Спектры Шоттки антипротонов [153] в зависимости от тока TEL-2. Вертикальные знаки на горизонтальной оси, указывают на ожидаемую величину линейного сдвига dQ^e , см. уравнение (3.1). Уширение спектра хорошо согласуется с предположением, что dQ^e представляет собой максимальный сдвиг частоты [77]

3.2.3 Использование нелинейных гауссовых электронных линз в RHIC

В RHIC есть два места встречи пучков протонов с $\beta^* = 0,85$ м в IP6 и IP8, а также четыре места с разведенными на 10 мм пучками IP2, IP4, IP10, IP12 с гораздо большей бета-функцией — 10–20 м. Светимость ограничена лобовыми эффектами встречи (ЛЭВ), как можно видеть на Рисунке 3.32. При номинальной работе параметр сдвига частоты $\xi = -0,012/IP$, и сгустки с двумя лобовыми столкновениями имеют большие потери протонов, чем сгустки только с одним столкновением. Это ограничивает максимальную интенсивность протонов и, следовательно, светимость. Частичная, половинная компенсация ЛЭВ эффекта с двумя электронными гауссовыми линзами, установленными (по одной) в каждом кольце примерно в 3 м от IP10, должна была дать увеличение светимости в два раза [121]. Весь опыт проектирования, строительства и работы ЭЛ в Tevatron был предоставлен исследователям в BNL и это кардинально помогло достичь цели.

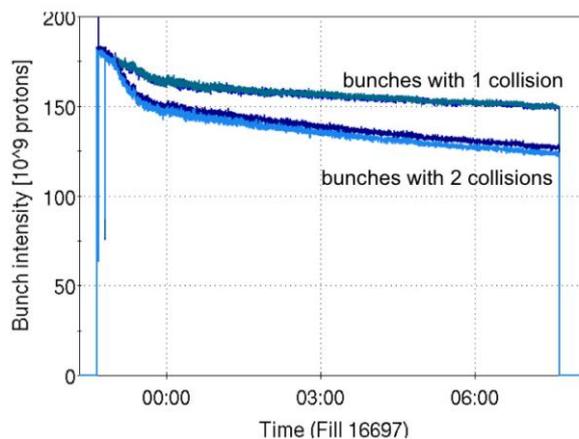


Рисунок 3.32 — Эволюция интенсивности поляризованных протонных пучков в заходе RHIC в 2012 г: сгустки испытывающие столкновения в двух IP имеют значительно более высокие потери, чем имеющие только одно лобовое столкновение [121]

Две гауссовы электронные линзы были успешно использованы для частичной компенсации эффектов встречи в коллайдере RHIC, работавшим в режиме столкновения двух 100 ГэВ поляризованных протонных пучков в 2015 году [82, 83, 154–157]. Поперечные профили электронного пучка имели гауссово распределение со среднеквадратичным размером $\sigma_e = 0,55–0,7$ мм (обычно подстраиваемые под размер протонного пучка в ЭЛ около $\sigma_p \approx 0,6$ мм). Система управления электронной линзы позволяла эффективно автоматически контролировать основные параметры во время работы, например, оптимизацию поперечного перекрытия электронных и протонных пучков с помощью детектора обратного рассеяния электронов в сочетании с автоматизированной программой управления протонной

орбиты. Для того чтобы обеспечить правильный набег фазы бетатронных колебаний (целого число полупериодов) между электронными линзами и основной IP (PHENIX эксперимент), была разработана новая ахроматическая фокусирующая оптика ATS [155], уменьшившая заодно и хроматизм второго порядка, что предположительно должно помочь увеличить динамическую апертуру машины. Электронные линзы имели типичные токи $J_e \sim 0,6$ А в ЭЛ «синего кольца» и $J_e \sim 0,8$ А в «желтом кольце» и давали положительные сдвиги горизонтальной и вертикальной частот $dQ_x/J_e \approx 0,0092/\text{А}$ и $dQ_y/J_e \approx 0,0082/\text{А}$ [154]. Побочные эффекты, связанные с электронными линзами, были незначительными: например, дополнительный рост эмиттанса, индуцированный линзами, составлял около $0,1$ мкм·мрад/ч [156].

Электронные линзы привели к значительному улучшению производительности RHIC в 2015 году [157]. В то время как в 2012 году сильный рост эмиттансов ограничил пиковую светимость коллайдера $L_{\text{peak}} \sim 50 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует параметру $\xi_p = 0,006$ на месте встречи, то в 2015 году с электронными линзами параметр вырос до $\xi_p = 0,011$ на регулярной основе и без большого роста эмиттанса RHIC. Это привело к увеличению пиковой светимости на 150 % и средней светимости на 90 % относительно Run 12, см. Рисунок 3.33 [82]. Предварительный анализ показывает, что полученное улучшение примерно в равной степени произошло из-за нелинейной компенсации ЛЭВ с помощью гауссовых электронных линз и из-за улучшения динамики из-за использования новой оптики ATS. Достигнутые уровни светимости теперь ограничены яркостью пучка протонного инжектора комплекса RHIC и с соответствующими улучшениями, коллайдер с электронными линзами может дополнительно увеличить p - p светимость еще в два раза [156].

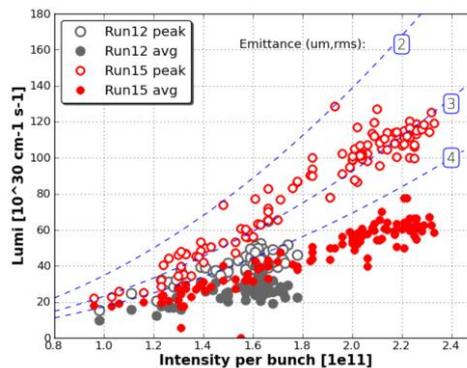


Рисунок 3.33 — пиковая и средняя светимость RHIC для всех p - p заходов в 2012 году и в 2015 году в зависимости от интенсивности протонов на сгусток N_p . Пиковая светимость в Run-12 ограничивалась $L_{\text{peak}} \sim 50 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ из-за ЛЭВ. Электронные линзы и улучшенная продольная динамическая апертура позволили поднять светимость в Run-15 в несколько раз. Синие пунктирные линии являются линиями постоянного эмиттанса [82]

3.2.4 Планы использования электронных линз для увеличения светимости ЛНС

Потенциал электронных линз для КЛЭВ в ЛНС осознавался еще в 1995 году [149]. С демонстрацией осуществимости метода в Tevatron возник большой интерес к изучению полезности ЭЛ для ЛНС. В номинальном сценарии работы ЛНС с $1,15 \times 10^{11}$ протонов в сгустке, поперечном эмиттансе 3,75 мкм, СМ энергии 14 ТэВ и 30 местами паразитных столкновения на каждое основное место встречи, общий параметр сдвига частоты не превышает $\xi_{\text{tot}} = 0,015$ и эффекты встречи не вызывают каких-либо особенно неблагоприятных воздействия на динамику пучков. Ситуация может ухудшиться с обновленными параметрами машины, необходимыми для значительного увеличения светимости. Например, удвоение интенсивности сгустков и уменьшение поперечного эмиттанса в 2 раза может обеспечить светимость $10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, то есть, в десять раз больше проектной. Однако в этом случае эффекты встречи будут сильным ограничивающим фактором и могут привести к ухудшению работы. Гауссова электронная линза может, безусловно, полностью или частично уменьшить разброс частот, как показано на Рисунке 3.34 из [158], но это само по себе не гарантирует повышение времени жизни пучка.

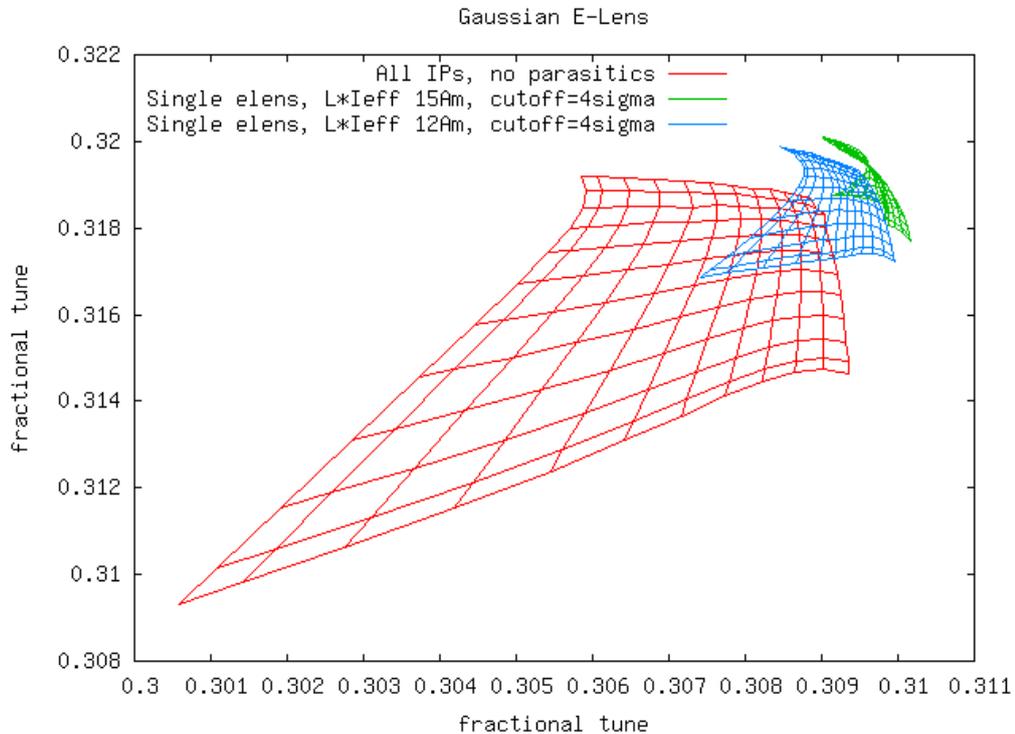


Рисунок 3.34 — Разброс бетатронных частот в ЛНС: оригинальный (красный цвет) и уменьшенный гауссовской электронной линзой (для двух значений тока)

Численное моделирование динамики частиц программой LIFETRAC [152] показывает, что эффективность компенсации электронной линзой ЛЭВ в LHC быстро растет с параметром ξ . Численный метод [159, 160] использует трехмерный гауссов пучок в «сильно-слабой» модели, где LHC представлен серией линейных 6D преобразований между местами встречи. Также включены хроматизм первого и второго порядка и мультиполи до 10-го порядка. Для того, чтобы оценить время жизни пучка наложено апертурное ограничение на расстоянии $(5-6)\sigma$ пучка и частицы, достигающие этой амплитуды подсчитываются. При моделировании [159] гауссова электронная линза рассматривается как тонкий элемент, размещенный вблизи LHC IP1. 10000 макрочастиц прослежены за время более 10 миллионов оборотов, что соответствует приблизительно 900 с реального времени. Было установлено, что при номинальном значении параметра $\xi = 0,00375/IP$ время жизни пучка очень высокое, ~ 1000 часов, но оно быстро падает до ~ 100 часов для удвоенной интенсивности $N_p = 2,3 \times 10^{11}$ и до ~ 10 часов для утроенной интенсивности $N_p = 3,45 \times 10^{11}$.

Моделирование также показывает, что это сочетание ПЭВ и ЛЭВ приводит к потерям частиц, и, например, при отсутствии ПЭВ лобовое взаимодействие не приводит к значительному ухудшению времени жизни. Эффективность компенсации электронной линзы зависит от тока электронов и среднеквадратичного размера пучка, количества электронных линз в кольце, и набега бетатронной фазы между основным IP и расположением ЭЛ, см. Рисунок 3.35 из [160].

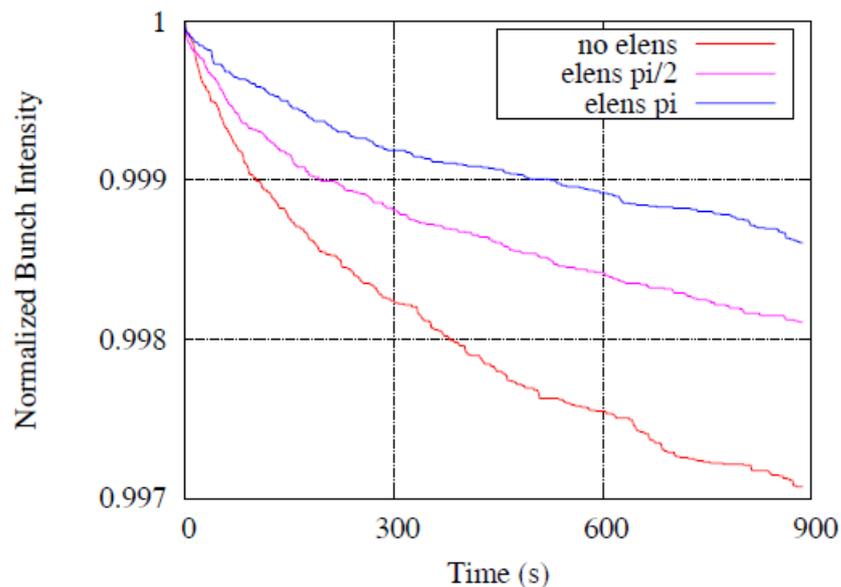


Рисунок 3.35 — Моделирование уменьшения интенсивности пучка LHC с параметром $\xi_{tot} = 0,03$ для 3 сценариев компенсации гауссовой электронной линзой: без линзы (нулевой ток) и с ЭЛ при двух значениях фазового набега между IP1 и линзой

Диаграмма 3.36 суммирует результаты исследований влияния эффекта полной компенсации в ЛНС гауссовым электронным пучком на время жизни протонов при различных интенсивностях. Потери протонов уменьшаются почти в два раза при удвоенной интенсивности и в четыре раза для утроенной интенсивности. Тема эффективной компенсации эффектов встречи для проекта High Luminosity LHC Upgrade активно обсуждается сейчас и уже проведены несколько семинаров по этому вопросу [161, 162].

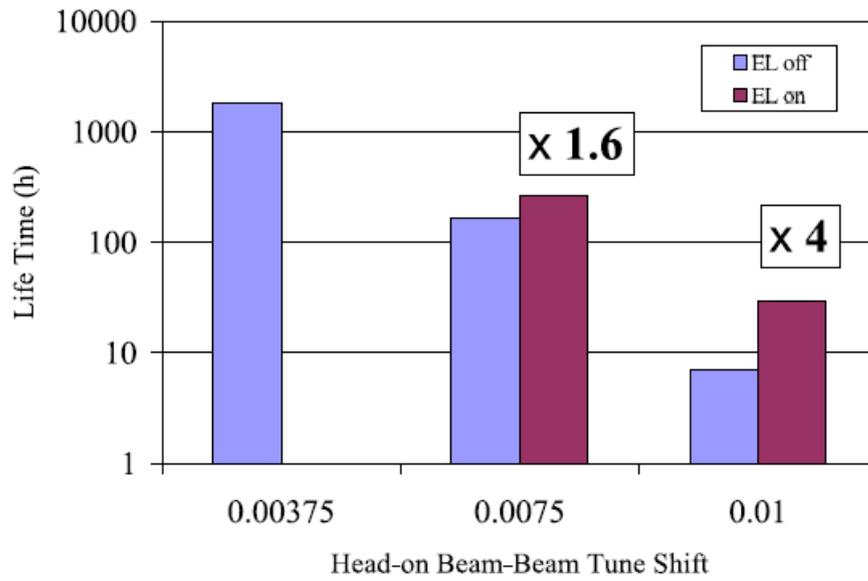


Рисунок 3.36 — Улучшение времени жизни пучка ЛНС, ожидаемое от полной (100 %) компенсации, в зависимости от параметра ξ — даны значения с ЭЛ (красный цвет) и без нее (синий). Значение параметра дано в расчете на одно мести встречи $\xi = \xi_{\text{tot}}/4$

Глава 4. Электронные линзы для коллимации пучков

Как уже обсуждалось в Главе 1, коллимация пучков стала одной из самых сложных проблем для сверхпроводящих адронных коллайдеров высоких энергий. SSC, Tevatron, RHIC, LHC и все предполагаемые будущие суперколлайдеры ставят решение этого вопроса в основу своих проектов. Требование высокой светимости приводит ко все возрастающей мощности пучков и ко все меньшей площади поперечного сечения пучков частиц все более и более высоких энергий. Даже малые потери циркулирующего пучка могут привести к катастрофическим последствиям из-за повреждения ускорителя и детекторов, если они не будут тщательно контролироваться. Рекордная плотность мощности (мощности на единицу площади пучка) делает чрезвычайно сложной задачей коллимацию таких пучков. После того, как в Tevatron впервые продемонстрирована коллимация поперечного и продольного гало адронных пучков с помощью электронных пучков, электронные линзы в настоящее время рассматриваются как дополнительный, очень гибкий и эффективный элемент системы коллимации всех будущих адронных коллайдеров высоких энергий.

4.1 Поперечная коллимация полым трубчатым электронным пучком

Концепция коллимации полым электронным пучком [79, 91], естественным образом родилась во время первых исследований с электронными линзами в Tevatron, когда было обнаружено, что острые края в распределении тока электронного пучка приводят к быстрым потерям (анти)протонов, пересекающих их, в то время как частицы, проходящие внутри электронного пучка, имеют гораздо более продолжительное время жизни, см. обсуждение в Разделе 3.1.2.3. Как показано на Рисунке 4.1, идеальный круглый полый электронный пучок не имеет электрических или магнитных полей внутри себя и генерирует сильные нелинейные поля снаружи. Если таким электронным пучком окружить циркулирующий пучок (анти)протонов, то он будет ударять частицы гало в поперечном направлении и оставит ядро пучка невозмущенным. Скорость диффузии частиц гало может быть значительно повышена, если электронный ток изменяется во времени, случайным образом или в синхронизации с бетатронными колебаниями. Концепция была успешно продемонстрирована в коллайдере Tevatron [80], его замечательная эффективность привела к инициации программы развития для создания коллимации трубчатым электронным пучком (КТЭП, НЕВС) для сближения мощных пучков в LHC [92].

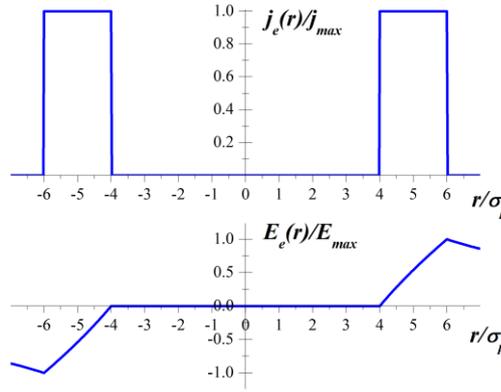


Рисунок 4.1 — а) Распределение электронной плотности тока в пологом электронном пучке; б) Электрическое поле полого пучка электронов

4.1.2 Трубочатый электронный пучок как коллиматор

На Рисунке 4.1 показана геометрия радиально-симметричного полого пучка электронов. Поперечный удар $\theta(r)$, испытываемый ультра-релятивистскими частицами с магнитной жесткостью $(B\rho)_p = \beta_p \gamma_p m_p c^2 / e$, $\beta_p \approx 1$ после прохождения через полый (трубочатый) электронный пучок на расстоянии r от его оси зависит от полного электронного тока J_e и длины L области взаимодействия, как:

$$\theta(r) = \theta_{\max} \begin{cases} 0 & r < r_{\min} \\ \frac{(r^2 - r_{\min}^2) r_{\max}}{r(r_{\max}^2 - r_{\min}^2)} & r_{\min} < r < r_{\max} \\ \frac{r_{\max}}{r} & r > r_{\max} \end{cases}, \quad \theta_{\max} = \frac{2LJ_e}{(B\rho)_p r_{\max} c} \cdot \left(\frac{1 \pm \beta_e}{\beta_e} \right), \quad (4.1)$$

где знак «+» или «-» в последнем выражении относится к ситуациям, когда электрические и магнитные силы являются аддитивными или вычитающими друг друга. Типичное значение углового удара, достижимого в суперколлайдерах порядка 0,3 мкрад — см., например, все соответствующие параметры для Tevatron и ЛНС в Таблице 4.1 — что значительно меньше, чем среднеквадратичный угол вызываемый прохождением первичных коллиматоров этих коллайдеров $\theta_{\text{coll}} \approx 17$ мкрад в Tevatron (5 мм вольфрама) или 3,4 мкрад в ЛНС (0,6 м углерода). Коллимация трубчатый электронным пучком (КТЭП) является эффективной потому, что она работает «мягко», в течение многих оборотов — действительно, всякий раз, когда частица пересекает границу электронного пучка, она получает небольшой радиальный удар.

Таблица 4.1 — Параметры трубчатого электронного пучка для коллимации в протон-антипротонном коллайдере Tevatron и в LHC: магнитная жесткость протонного пучка $(B\rho)_p$, ток электронного пучка J_e , энергия U_e , максимальный радиус r_{\max} , длина L_e , и максимальный угловой удар θ_{\max} по сравнению со среднеквадратичным разбросом в пучке θ_{coll} после прохождения первичного коллиматора

	$(B\rho)_p$, Тл·м	J_e , А	U_e , кВ	r_{\max} , мм	L_e , м	θ_{\max} , мкрад	θ_{coll} , мкрад
Tevatron	33267	1	5	3	2	0,3	17
LHC	23333	5	10	2,5	3	0,3	3,4

Система электронного пучка для КТЭП похожа на другие электронные линзы, т. е. используются электронная пушка с полым тепловым катодом (см. Рисунок 4.2), система магнитов для сжатия размера пучка, коллектор электронов и т. д. Плоское и аксиально-симметричное распределение плотности тока электронов на катоде может быть создано и оптимально сохранено и в прямолинейной конфигурации, как показано на Рисунке 4.2(б) из [99(1)].

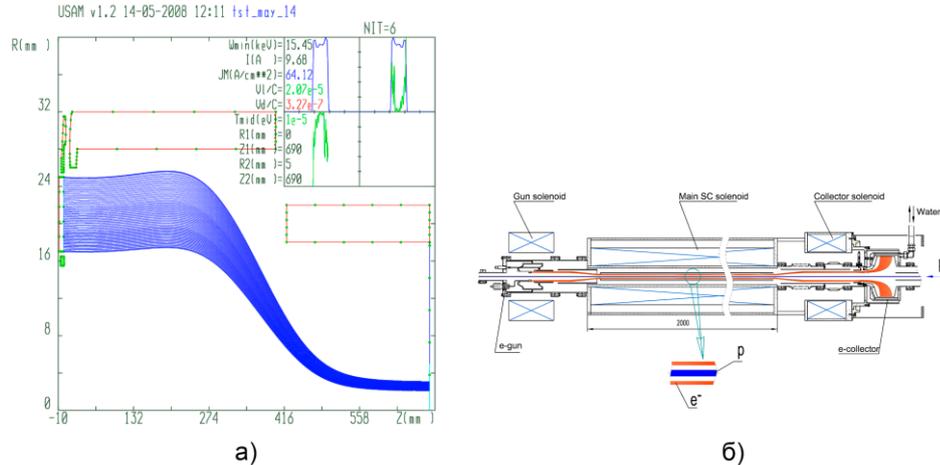


Рисунок 4.2 — а) Траектории электронов и профиль плотности тока (вставка) из электронной пушки с аксиально-симметричным полым катодом; б) Возможная конфигурация устройства для коллимации трубчатым электронным пучком

Диффузионная модель [163] объясняет, как селективный характер действия электронного пучка — только на частицы с достаточно большими амплитудами бетатронных колебаний — приносит пользу задаче коллимации частиц в суперколлайдерах. Функция распределения пучка протонов $f(J_z, t)$ зависит от амплитуды частиц — величины действия J_z

(см. уравнение (3.5)), она изменяется во времени и обычно имеет ядро с длинными «хвостами» (гало), см. Рисунок 4.3 из [164]. В простейшем одномерном случае динамика функции распределения подчиняется уравнению:

$$\frac{\partial f(J_z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial J_z} \left(D(J_z) \frac{\partial}{\partial J_z} f(J_z, t) \right). \quad (4.2)$$

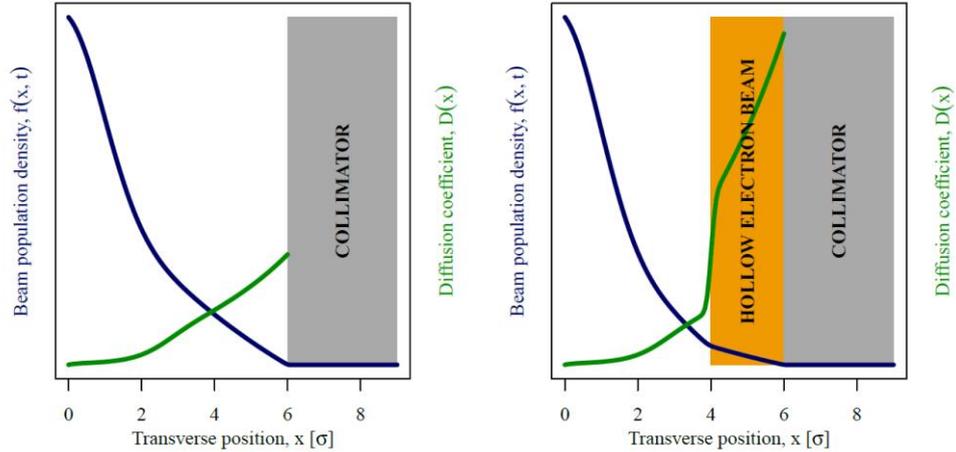


Рисунок 4.3 — Схематическое представление диффузионной модели коллимации без полого электронного пучка и с ним (из [164]). В данном конкретном случае, первичные коллиматоры показаны установленными на расстоянии 6σ от орбиты пучка, где $\sigma = (2J_z\beta_z)^{1/2}$ — среднеквадратичный размер пучка в месте расположения коллиматора, в то время как полый электронный пучок имеет $r_{\min} = 4\sigma$ и $r_{\max} = 6\sigma$

Коэффициент диффузии $D(J_z) = \langle \Delta J_z^2 \rangle / \Delta t$ является возрастающей функцией амплитуды действия, как правило, из-за нелинейностей фокусирующей решетки машины и взаимодействия луча дальнего света. Положения коллиматоров определяют диафрагму машины при $J_{z, \max} = J_c$ в точке, где плотность частиц практически равна нулю. В диффузионной модели, скорость потери частиц поток на коллиматор пропорциональна произведению скорости диффузии и градиенту плотности:

$$\frac{\dot{N}_p}{N_0} = \frac{d \int f(J_z, t) dJ_z}{dt} = D(J_c) \left. \frac{\partial f(J_z, t)}{\partial J_z} \right|_{J_c}. \quad (4.3)$$

С помощью полой электронной линзы можно усилить диффузию хвостов распределения и снизить их популяцию, поскольку распределение вблизи от коллиматора масштабируется обратно пропорционально коэффициенту диффузии D :

$$f(J_z) \Big|_{J_z < J_c} \propto \frac{J_c - J_z}{D(J_c)}. \quad (4.4)$$

Ввиду функциональной гибкости управления током электронов, можно представить себе три типа усиления диффузии: а) с постоянным электронным тока; б) с током, и, следовательно, ударом, который случайным образом меняется от оборота к обороту; и в) с электронным током, меняющимся в резонанс с бетатронными колебаниями частиц. В первом случае, стационарные поля электронного пучка, имеющие сильные нелинейности — см., например, Рисунок 4.1 — приводят к появлению нелинейных резонансов точно так же, как и эффекты встречи, так что частицы гало медленно диффундируют в сторону все больших амплитуд и перехватываются коллиматорами. Значительно более высокие темпы удаления частиц гало могут быть достигнуты в системе со случайными флуктуациям ударов $\theta_{\max}(t)$. В этом случае, диффузия может быть оценена как:

$$D(J_z) = \frac{dJ_z^2}{dt} \approx f_0 \left(\frac{\beta_z \langle \theta_{\max}^2 \rangle}{2} \right)^2 \sqrt{\frac{J_z - J_{\min}}{J_z}}, \quad (4.5)$$

где последний фактор отражает тот факт, что КТЭП действует только тогда, когда частица пересекает стенку пучка электронов, что происходит очень редко при бетатронных амплитудах $z = (x, y)$ чуть выше минимальной $z^2/2\beta_z > J_{\min} = r_{\min}^2/2\beta_z$. Как мы увидим в следующих разделах, даже в режиме постоянного тока, с достаточно высокими электронными токами устройство КТЭП может усилить диффузию гало в суперколлайдерах, таких как Tevatron или LHC, примерно на порядок, в то время как случайные удары могут обеспечить дополнительное увеличение от одного до двух порядков величины. Этого вполне достаточно для самых реалистичных эксплуатационных требований, но если все же необходима гораздо быстрее быстрая очистка гало, то может быть использован и метод резонансного возбуждения.

Что делает КТЭП настолько привлекательным и необходимым для будущих суперколлайдеров, включая High Lumi LHC и FCC, так это уникальное сочетание эксплуатационных преимуществ: а) пониженная плотность гало ведет к снижению риска повреждения коллиматоров в случае катастрофических событий, таких, как внезапное раздутие пучка или очень быстрый скачок орбиты или быстрого выхода из строя компонентов, таких как crab-cavities, а также позволяет эффективно устранить выбросы (пиковые) потери вследствие дрожания орбиты пучка; б) такой коллиматор уникален, так как он работает и для ионных и для протонных пучков вследствие своей чисто электромагнитной природы, то есть, нет никаких ядерных взаимодействий и нет индуцированных распадов ионов; в) поперечные удары при этом маленькие и перестраиваемые, так что устройство действует скорее как «мягкий коллиматор» или «усилитель диффузии», а не как жесткое ограничение

апертуры; электронный пучок вполне может даже стать неразрушаемым первичным коллиматором; г) КТЭП позволяет уменьшить импеданс машины либо путем замены первичных коллиматоров, либо размещением твердых коллиматоров подальше от пучков; е) удерживаемый магнитным полем электронный пучок может быть расположен очень близко и даже пересекаться с циркулирующими пучками; к тому же, в КТЭП нет движущихся механических частей и для позиционирования электронного пучка необходимы только электромагнитные корректоры; е) электронный пучок «обновляемый», то есть никакой инцидент с пучком высокой энергии не может повредить его, в отличие от металлических или углеродных коллиматоров; ж) таким образом, не нужна дорогостоящая диагностика повреждений коллиматоров. И, наконец, хотя устройства КТЭП требуют сложных компонентов, таких как сверхпроводящие соленоиды, источников питания магнитов и высоковольтных систем, но все они опираются на уже освоенные технологии строительства электронных линз.

4.1.3 Экспериментальная демонстрация коллимации трубчатым электронным пучком в Tevatron

Электронные линзы Tevatron, хотя и не идеально подходит для КТЭП из-за их U-образной формы, а не прямой геометрии, но, тем не менее, дали возможность проведения первоначальных экспериментальных исследований концепции коллимации полым электронным пучком. Соответствующие исследования были проведены в Tevatron в период с октября 2010 года по сентябрь 2011 года и завершились успешной демонстрацией этого нового метода управления гало. Ниже мы опишем эти пионерские результаты, в основном следуя работам [80, 164].

В TEL, электронный пучок генерируется в импульсной 5 кВ электронной пушке и транспортируется вдоль силовых линий магнитного поля. Его размер в области взаимодействия контролируется путем изменения соотношения между магнитными полями, в основном соленоиде и пушечном соленоиде. Частицы гало испытывают нелинейные поперечные удары и диффундируют к коллиматорам. Как было отмечено выше, в условиях осесимметричного распределения тока нет электрических или магнитных полей внутри полого электронного пучка и основная часть циркулирующего пучка антипротонов остается невозмущенной, в то время как частицы в гало 980 ГэВ антипротонного пучка получают радиальный удар до 0,3 мкрад (при пиковом электронном токе 1 А, длиной 2 м и радиусом отверстия 3 мм). Специально была спроектирована и построена электронная пушка с полым ок-

сидно-вольфрамовым катодом диаметром 15 мм и отверстием диаметром 9 мм, просверленным по оси его выпуклой поверхности (Рисунок 4.4(в), Рисунок 4.4(г), Рисунок 4.4(д)). Пиковый ток составляет 1,1 А при напряжении 5 кВ. Пушка была установлен в одной из электронных линз Tevatron (TEL-2) в августе 2010 года, см. Рисунок 4.4(б). Импульс электронного пучка может быть синхронизирован с практически любой цепочкой или группой сгустков. Эксперименты проводились с пучком электронов, действующим на выбранные антипротонные сгустки с тем же самым электронным током на каждом обороте («непрерывный режим работы», аналогичный режиму постоянного тока, обсуждаемому выше, но только для одного или нескольких сгустков).

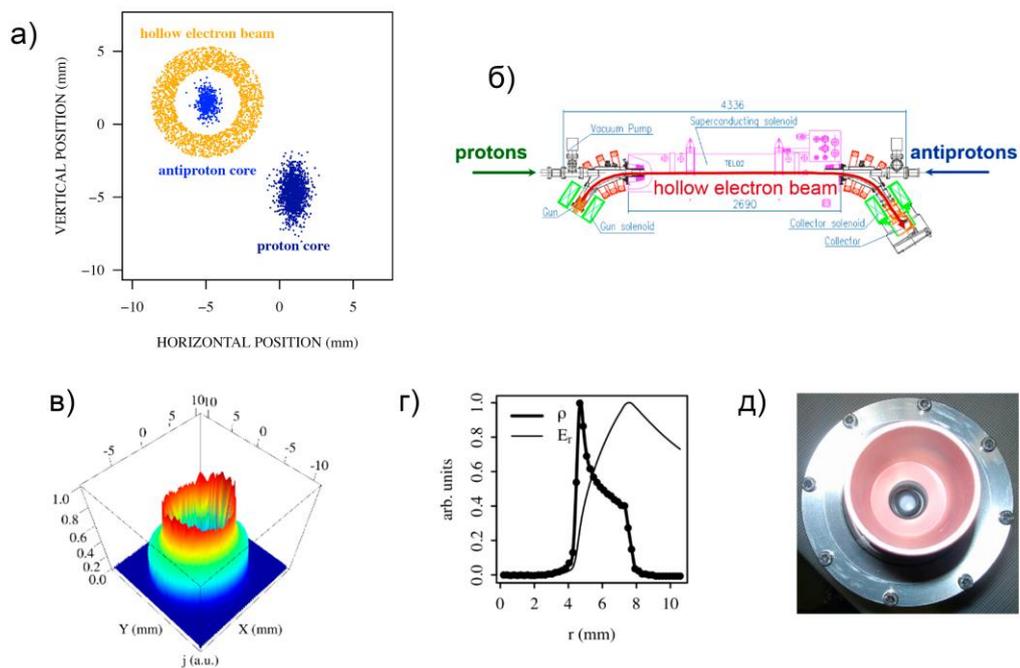


Рисунок 4.4 — Коллимация трубчатым электронным пучком в Tevatron: а) поперечное расположение пучков; б) вид пучков сверху; в) измеренный профиль электронного тока; г) измеренная плотность заряда ρ и вычисленное из нее радиальное электрическое поле E_r ; д) фотография электронной пушки с полым катодом 15 мм в центре (из [80])

Антипротоны были выбраны по двум основным причинам: у них небольшие поперечные эмиттансы (за счет стохастического и электронного охлаждения в ускорителях антипротонного источника), что дает возможность исследовать более широкий диапазон основного поля и размеров трубчатого пучка; и к тому же набег фазы бетатронных колебаний между электронной линзой и поглотителями также более благоприятны для коллимации антипротонов. На Рисунке 4.4(а) представлены в масштабе поперечные сечения и положения трех пучков в TEL-2. Потери, порожденные ЭЛ, в основном летели в коллиматоры, с небольшими изменениями фонов в детекторах CDF и D0. Нацеливание пучков было сде-

лано вручную, на что ушло около 15 мин. Правильная относительная выставка имеет решающее значение для функционирования КТЭП. Никакой неустойчивости или роста эмиттанса не наблюдалось в течение нескольких часов при номинальной интенсивности антипротонов (10^{11} частиц/сгусток) и токах электронов до 1 А. Большинство исследований были сделаны в паразитном режиме, без нарушений регулярной работы коллайдера.

Скорость удаления частиц определяли путем сравнения цепочки антипротонных сгустков под действием КТЭП с интенсивностью и светимостью контрольной цепочки антипротонов, на которую ЭЛ не действовала. В эксперименте, описанном на Рисунке 4.5, электронная линза была настроена и синхронизирована на вторую цепочку антипротонных сгустков. Электронный ток включался и выключался несколько раз в течение 3 часов в конце захода коллайдера. Ток пучка электронов составляла около 0,4 А, а радиус отверстия варьировалась между $6\sigma_y$ и $3,5\sigma_y$, где $\sigma_y = 0,57$ мм. На Рисунке 4.5 можно четко видеть эффект плавной коллимации. Соответствующие скорости удаления частиц равны нескольким процентам в час и растут с уменьшением размера отверстия трубчатого электронного пучка.

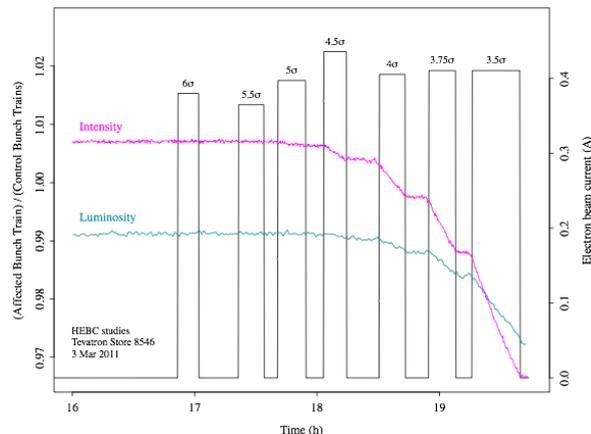


Рисунок 4.5 — “Зачистка” (отрезание хвостов гало) пучка антипротонов в Tevatron в конце обычного захода коллайдера под действием полого электронного пучка при различных значениях радиуса отверстия от $6\sigma_y$ до $3,5\sigma_y$. Показаны интенсивность (красный цвет) и светимость (синий) цепочки сгустков под действием КТЭП, нормированные на интенсивность и светимость контрольной цепочки антипротонов, на которую ЭЛ не действовала. Ток электронного пучка (черная линия) был включен и выключен несколько раз

Существовало опасение, связанное с возможным неблагоприятным воздействием на ядро (центральную часть) циркулирующего пучка из-за того, что область перекрытия не является идеальным полым цилиндром ввиду асимметрии эмиссии пушки, эволюции полого профиля под действием пространственного заряда, а самое главное — из-за поворотных участков в транспортной системе (где антипротоны проходят через стенку электронного пучка два раза — на входе и на выходе из электронной линзы). К этой проблеме можно

было подойти с нескольких точек зрения. Во-первых, как можно видеть на Рисунке 4.5, при больших размерах отверстия трубчатого пучка, когда он находился в тени первичных коллиматоров, не наблюдалось уменьшения интенсивности антипротонов. Из этого следует, что циркулирующий пучок не реагировал на окружающий его полый электронный пучок, и что остаточные поля вблизи оси и эффект поворотов ЭЛ были незначительными. Во-вторых, не наблюдалось никакого особенного прироста эмиттанса из-за электронного пучка, следовательно, он был значительно меньше, чем рост из-за внутри-пучкового рассеяния. И, наконец, слабость паразитных эффектов от КТЭП на сердцевину пучка антипротонов была подтверждена при сканировании положения коллиматоров: как только первичный коллиматор перемещался ближе к антипротонам, чем радиус отверстия электронного пучка (то есть коллиматор затенял электронный пучок), то относительная скорость уменьшения интенсивности коллимируемых антипротонов вернулась к значению, которое было при выключенной ЭЛ и стала такой же, как и для других, не затронутых сгустков. Даже с КТЭП с размером отверстия $3,5\sigma_y$ эффекты остаточных полей на ядре пучка оказались незначительными.

Эффект удаления гало можно наблюдать также путем сравнения потерь интенсивности пучка с соответствующим уменьшением светимости. Светимость пропорциональна произведению интенсивностей антипротонов и протонов, а также обратно пропорциональна эмиттансу пучка $L \sim N_a N_p / \varepsilon$, поэтому, можно было бы ожидать для относительных изменений:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta N_a}{N_a} + \frac{\Delta N_p}{N_p} - \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}. \quad (4.6)$$

Если антипротоны удаляются равномерно и другие факторы остаются неизменными, то светимость должна уменьшаться на ту же относительную долю $\Delta L/L = \Delta N_a/N_a$. Если полый пучок вызывает рост эмиттанса или потери протонов, то светимость должна уменьшиться еще больше. Но в действительности наблюдалось обратное — относительное изменение светимости было намного меньше, чем изменение интенсивности, что является явным признаком коллимации гало, т. е. тех частиц, которые не вносят вклада в светимость, см. Рисунок 4.6. Кроме того, соотношение между скоростями уменьшения светимости и уменьшения распада интенсивности возрастает с уменьшением размера отверстия электронного пучка.

Практический метод для измерения скорости диффузии частиц $D(J)$ в протонных пучках высоких энергий был предложен в работе [163]. Он основан на анализе переходных сигналов монитора потерь пучка (МПП) после небольших шагов коллиматора. В результате

движения первичного коллиматора получается либо быстрое увеличение сигнала МПП, если коллиматор движется в пучок, либо уменьшение сигнала, если коллиматор отъезжает от пучка. В обоих случаях, после первоначального всплеска (вверх или вниз) потери приближаются к некоторому равновесию после какого-то времени, обратно пропорционального скорости диффузии (быстрее диффузия — короче время достижения равновесия). Рисунок 4.7 изображает изменение во времени потерь пучка антипротонов во время последовательных 50 мкм шагов коллиматора от пучка в Tevatron. Математическая обработка таких сигналов позволяет определить скорости диффузии частиц $D(J)$ с использованием методов, описанных в [163, 165].

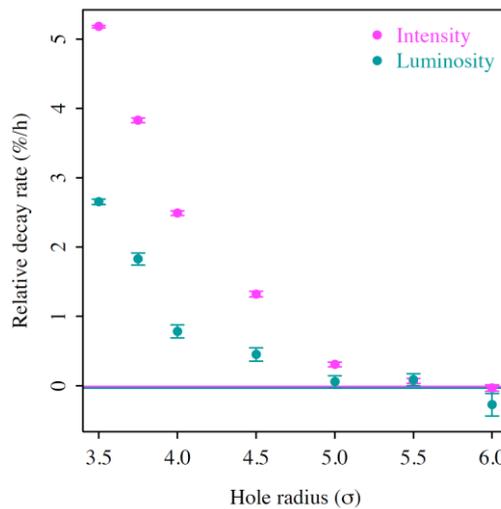


Рисунок 4.6 — Относительные скорости уменьшения светимости $(dL/dt)/L$ (синяя линия) и уменьшения интенсивности $(dN_a/dt)/N_a$ (красная) с разными значениями радиуса электронной трубки, от $6\sigma_y$ до $3,5\sigma_y$

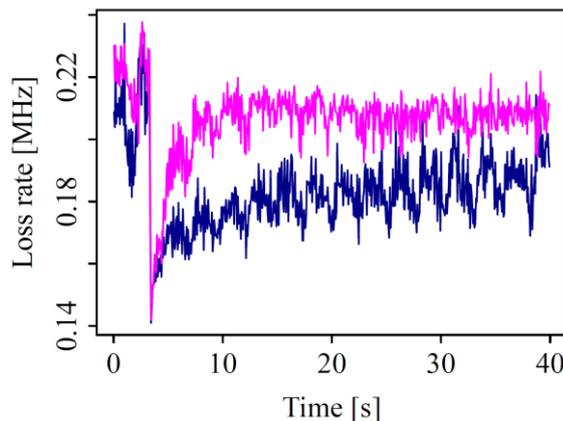


Рисунок 4.7 — Одновременное измерение локальных потерь антипротонов (сигнал с монитора потери частиц) в ответ на последовательность шагов по 50 мкм антипротонного коллиматора F48, удаляющегося от пучка: синяя линия — для контрольной цепочки сгустков, пурпурная линия — цепочки сгустков, коллимируемых полым электронным пучком (см. текст, из [163])

Измерение скорости диффузии антипротонов $D(J)$ с КТЭП в зависимости от амплитуды J было проведено в конце обычного рабочего захода Tevatron [165], см. Рисунок 4.8. Коэффициент диффузии вычислен при разных вертикальных положениях коллиматора (выражены в терминах среднеквадратичного размера пучка σ) и при различных значениях тока электронного пучка. Можно видеть четкое усиление диффузии (до 2 порядков величины для тока пучка 0,9 А) в области поперечного пространства, в котором электронный пучок присутствует (стенка электронного пучка начинается на примерно 4σ и простирается до $6,7\sigma$).

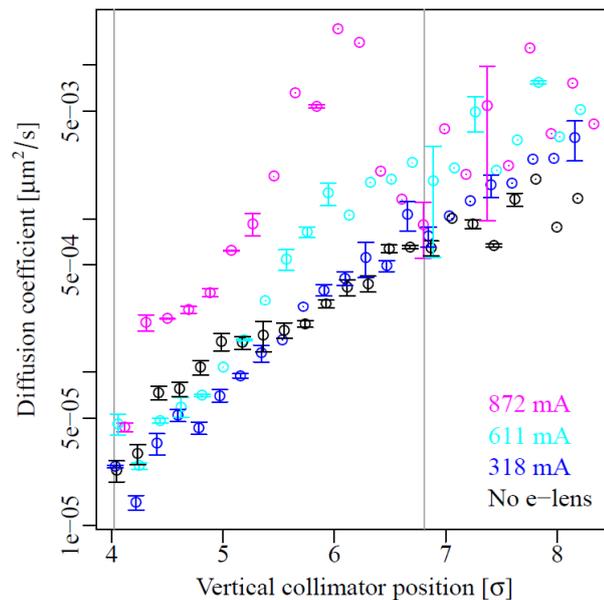


Рисунок 4.8 — Влияние полого электронного пучка на коэффициент поперечной диффузии $D(J)$, в зависимости от вертикального положения коллиматора. Серые линии представляют собой вычисленную геометрическую проекцию стенки (границы) полого электронного пучка, от 4σ до $6,7\sigma$ (из [165])

Благодаря значительно улучшенной диффузии частиц гало, КТЭП уменьшает интенсивность гало и тем самым значительно уменьшает влияние вибраций орбиты. В Tevatron орбиты пучков колеблются когерентно в широком диапазоне частот с наибольшей амплитудой до нескольких десятков микрон при низких частотах (от суб-герц до нескольких герц) из-за механических колебаний и движений поверхности Земли [166]. Это вызывает периодические всплески потерь при ограничениях апертуры (коллиматорами) с пиками, превышающими средний уровень потерь в несколько раз. Когда пучки находятся слишком близко к коллиматорам, то такие всплески потери становятся большими и могут привести к квенчу в сверхпроводящих магнитах или повредить электронные компоненты детекторов. В марте 2011 года сцинтилляционные мониторы потерь были установлены вблизи от одного из анти-

протонных вторичных коллиматоров (F48), чтобы измерить всплески потерь и эффект полого электронного пучка. Эти мониторы потерь дают сигнал для индивидуальных цепочек сгустков. Рисунок 4.7 показывает наличие периодического сигнала потерь из-за колебаний сгустков в контрольной цепочке (без влияния электронной линзы). У сгустков же в цепочке под влиянием электронной линзы флуктуации потерь значительно меньше — признак удаления гало. Этот эффект также проявляется в спектре Фурье потерь (Рисунок 4.9(а)). Пики в спектрах соответствуют характерным частотам механических колебаний, вызванных работой ускорителя Main Injector (цикл 0,3 Гц) или компрессорами Центральной станции сжижения гелия (4,6 Гц). Электронный пучок, действующий на вторую цепочку сгустков, уменьшает гало поперечного распределения антипротонов и подавляет эти периодические потери. Корреляционный анализ сигналов МПП дополнительно иллюстрирует, что большинство вариаций потерь частиц не являются случайными, а вызваны дрожанием орбиты, см. Рисунок 4.9(б)). Полный электронный пучок устраняет эту корреляцию: средние потери незначительно увеличились, а всплески потерь значительно уменьшились. Таким образом, КТЭП приводит к значительному снижению чувствительности потерь пучков к дрожанию орбиты.

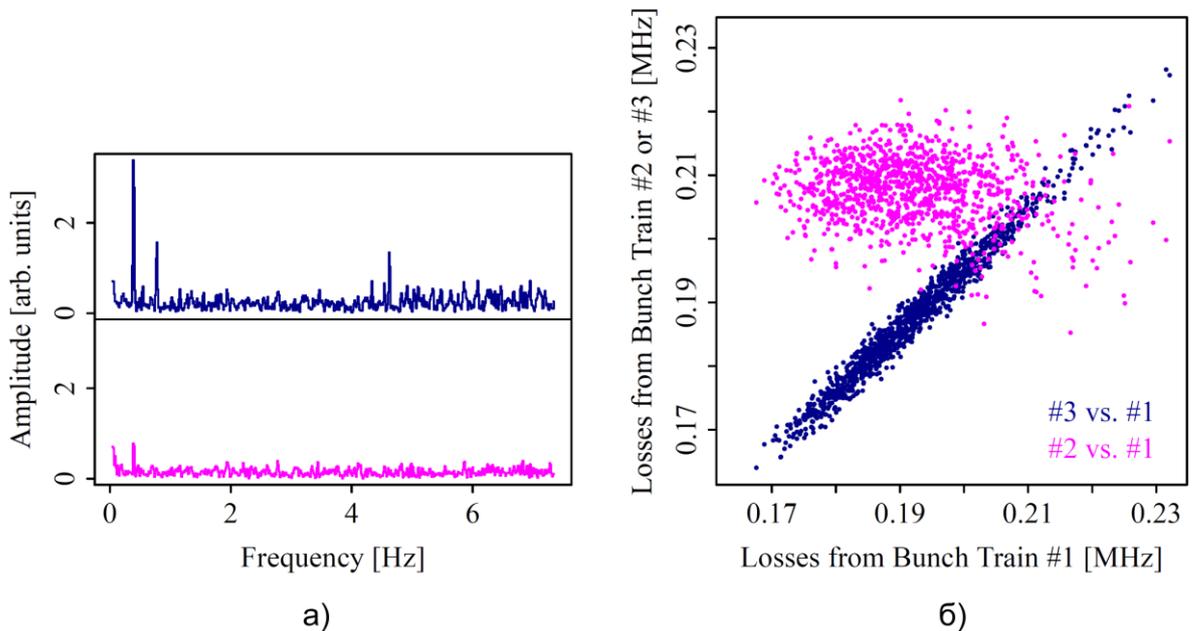


Рисунок 4.9 — а) Частотный спектр сигнала потерь антипротонов: от нетронутой цепочки сгустков № 1 (синий цвет) и от цепочки сгустков № 2, под воздействием полого электронного пучка (красный); большие пики из-за колебаний орбиты подавлены; б) Корреляция между сигналами потерь: № 3 и № 1 (синий) показывает, что флуктуации потерь коррелированы и связаны с вибрациями орбиты; № 2 и № 1 (красный) показывает, что корреляция исчезает и пики, связанные с вибрацией орбиты смягчаются (из [163])

4.1.4 Проектные исследования трубчатого электронного коллиматора для LHC

Эксперименты на Tevatron убедительно продемонстрировали, что коллимация полым электронным пучком является очень эффективным методом уменьшения гало в пучках высокой энергии и высокой мощности в накопителях и коллайдерах. Естественно, что расширение метода КТЭП на Большом адронном коллайдере активно исследуется в последнее время и уже признана многообещающей и нужной для проекта High Luminosity LHC Upgrade [92, 99(1), 167, 168, 169].

Система коллимации LHC [170, 171] очень хорошо зарекомендовала себя во время работы коллайдера в 2009–2012 на половине энергии пучка (3,5–4,0 ТэВ против 7,0 ТэВ), обеспечивая эффективный контроль потерь [172, 173]. Тем не менее, все рассмотрения возможностей повышения энергии и / или светимости показали, что потребуется более эффективная система коллимации. Было показано [92], что из-за нескольких эффектов, существующая система или ее простое улучшение не может обеспечить контроль гало в условиях повышенной интенсивности пучков LHC [174], но это может быть сделано с помощью системы КТЭП. Эти эффекты включают в себя: а) повышенная чувствительность к всплескам потерь из-за дрожаний или движений орбиты; б) когерентные неустойчивости, вызываемые высоким импедансом многочисленных коллиматоров, которые должны быть размещены все ближе и ближе к пучкам, например, для защиты фокусирующих магнитов финального фокуса, чтобы обеспечить снижение бета-функций в местах высокой светимости; в) растёт вероятность повреждения коллиматоров из-за инцидентов с пучками более высокой энергии, большей интенсивностью и меньшими эмиттансами; г) необходимость дополнительной защиты от возможных сбоев некоторых существующих или новых систем, таких как, например, «крабовые резонаторы» (ВЧ резонаторы с поперечным полем для разворота пучков в местах встречи).

В системе с КТЭП в LHC первичные коллиматоры будут размещены на уровне около $6\sigma_p$ от оси пучка. Для того, чтобы эффективно очистить гало пучка протонов 7 ТэВ, внутренний радиус электронного пучка в области взаимодействия r_{\min} должен быть примерно на $4\sigma_p$ протонов, где $\sigma_p \approx 0,32$ мм в местах расположения ЭЛ ($\beta_{x,y} = 200$ м, при номинальном эмиттансе $\varepsilon_p = 3,75$ мкм). Высокие магнитные поля в основном соленоиде ЭЛ необходимы для обеспечения стабильности и эффективности транспортировки электронного пучка. Основываясь на опыте TEL и технической осуществимости поля в пушке, главном (сверхпроводящем), и коллекторном соленоидах установлены в диапазонах

$0,2 \text{ Тл} < B_{\text{gun}} < 0,4 \text{ Тл}$, $2 \text{ Тл} < B_{\text{main}} < 6 \text{ Тл}$, и $0,2 \text{ Тл} < B_{\text{coll}} < 0,4 \text{ Тл}$, соответственно. Это означает, что магнитный коэффициент сжатия $k = (B_{\text{main}}/B_{\text{gun}})^{1/2}$ будет в диапазоне $2,2 < k < 5,5$, что устанавливает требуемые размеры внутреннего и внешнего радиусов катода. Электронная пушка с катодом 1 дюйм была построена для этой цели. Катод имеет внутренний радиус $R_{\text{gi}} = 6,75 \text{ мм}$ и наружный $R_{\text{go}} = 12,7 \text{ мм}$, измеренный первеанс $5,3 \mu P$ и максимальный ток 5 А на 10 кВ [175, 176]. В соответствии с магнитным сжатием $R_{\text{gi}}^2 B_{\text{gun}} = r_{\text{min}}^2 B_{\text{main}}$, эти радиусы сжимаются до $1,2 \text{ мм} = 3,9 \sigma_p < r_{\text{min}} < 9,5 \sigma_p = 3,0 \text{ мм}$ и $2,3 \text{ мм} = 7,3 \sigma_p < r_{\text{min}} < 18 \sigma_p = 5,7 \text{ мм}$ в области взаимодействия внутри основного соленоида.

Есть три варианта геометрии устройства КТЭП: U-образной формы (как, например, в случае TEL, где пушечный и коллекторный соленоиды находятся на стороне от орбиты протонов), S-образной формы (то же самое, но пушка и коллектор находятся на противоположных сторонах от протонов, см. Рисунок 4.10 из [177]) и прямой геометрии. Первые два варианта геометрии проще с точки зрения технологии и были продемонстрированы в Tevatron и RHIC, но имеют недостатки из-за наличия поворотов, в которых пучок протонов будет взаимодействовать со стенкой электронного пучка. Вариант прямой системы КТЭП свободен от этого недостатка, но требует новых инженерных конструкций электронной пушки и коллектора, которые должны иметь большие отверстия, так что пучки протонов могут проходить через них. Ток электронов в электронной пушке КТЭП легко регулируется напряжением между анодом и катодом. Это открывает возможность для работы полого электронного пучка в различных режимах: непрерывный — постоянный ток, либо такой же импульс тока поступает на каждом обороте для подмножества протонных пучков; стохастический — ток включается или выключается на каждом обороте по закону случайной функции, или случайная компонента добавляется поверх постоянного тока; и резонансный — ток меняется от оборота к обороту согласно синусоидальной функции, или с той же амплитудой, но пропуская некоторое заданное число оборотов (как в Tevatron в режиме продольной коллимации, см. следующий раздел). Эффективность КТЭП растет от непрерывного к стохастическому и/или резонансному режиму работы.

Моделирование КТЭП на LHC было проведено с целью оценки величины скорости удаления частиц гало для реалистичных параметров пучка электронов низкой энергии и пучка протонов высокой энергии и для различных режимов варьирования электронного тока; для определения наилучшей геометрии системы; и анализа влияния несовершенств пучка КТЭП на ядро пучка протонов и время жизни светимости. Трехмерные электрические

и магнитные поля, создаваемые статическим распределением заряда внутри трубчатого пучка, в том числе в поворотных секциях, были рассчитаны с использованием программы WARP [178]. Симплектические карты ударов были вычислены путем интегрирования этих электрических полей по прямым протонным траекториям [169].

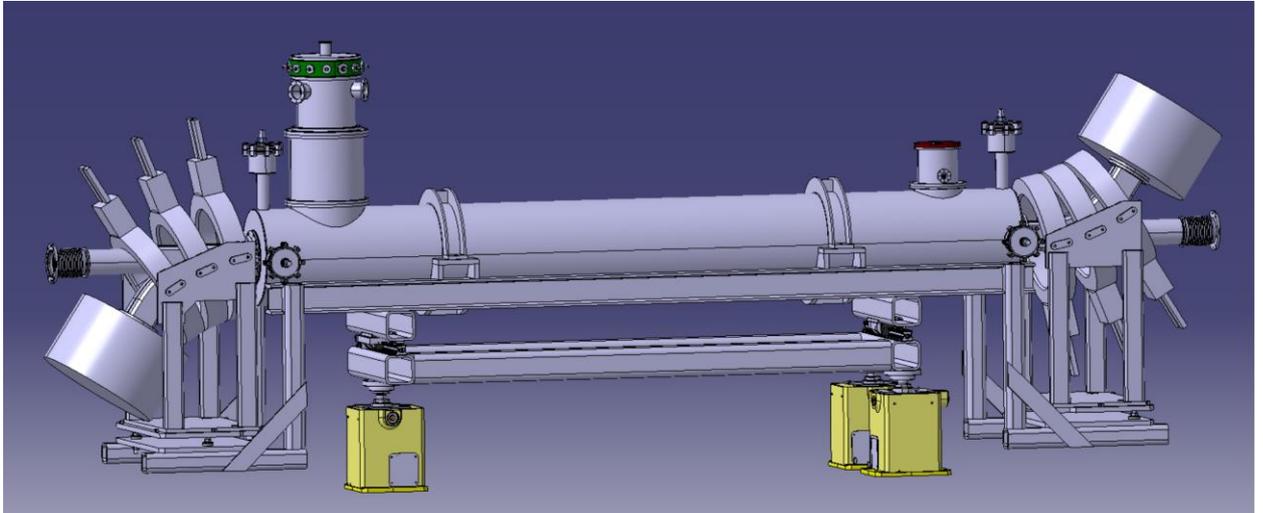


Рисунок 4.10 — Чертеж коллиматора с полым электронным пучком LHC

Моделирование показывает, что даже при непрерывном токе (режим DC электронного тока) КТЭП сильно влияет на динамику 7 ТэВ протонов с амплитудой больше, чем внутренний радиус электронного пучка. Это хорошо видно на Рисунке 4.11 из работы [179], который показывает карты модуляции частоты (FMA, Frequency Map Analysis) пучков без КТЭП (слева) и с КТЭП (справа). Цвета, постепенно меняющиеся от синего до красного указывают амплитуду модуляции частоты бетатронных колебаний для протонов, начиная с начальных амплитуд A_x , A_y от $0\sigma_p$ (ядро) до $8\sigma_p$ (гало). Можно видеть значительно большие вариации частот для частиц с $A_{x,y} > 4\sigma_p$ в случае КТЭП — четкое указание быстрой диффузии в методе FMA [151]. Дополнительная иллюстрация диффузии приведена на Рисунке 4.12 из [167], где представлено крупным планом горизонтальное фазовое пространство для частицы, имеющей нормированную амплитуду около $5,7\sigma_p$. Без КТЭП фазовая траектория является невозмущенным эллипсом (черная линия), которая становится сильно искажённой при взаимодействии с полым DC электронным пучком электронной линзы (синий). Такое искажение также свидетельствует о начале хаотического поведения и диффузии, которая может усиливаться даже небольшими флуктуациями электронного тока, см. красные траектории на Рисунке 4.12. Очень сложная, нестабильная и хаотическая динамика протонов LHC в фазовом пространстве траекторий под воздействием КТЭП была также изучена с использованием программы MERLIN [180].

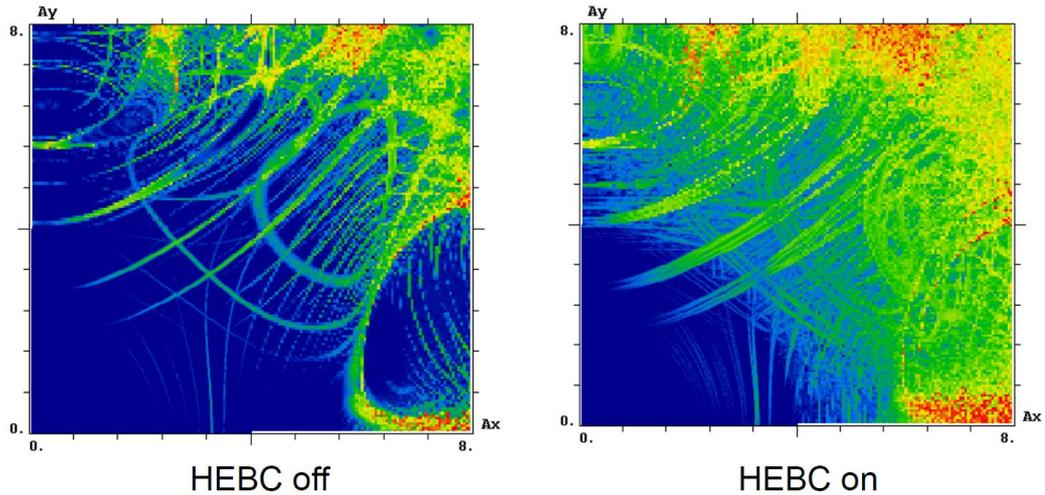


Рисунок 4.11 — Карта модуляции частоты (FMA) при моделировании динамики протонов ЛНС без (слева) и с КТЭП в действии (справа). Горизонтальные и вертикальные оси — начальные амплитуды частиц A_x , A_y в единицах среднеквадратичного размера пучка меняются от $0\sigma_p$ (ядро) до $8\sigma_p$ (гало). Яркие цвета указывают на экспоненциально более сильную модуляцию частот из-за возбуждаемых резонансов (см. текст)

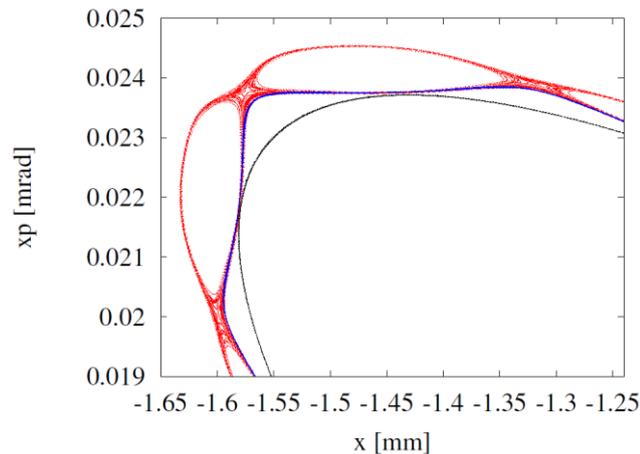


Рисунок 4.12 — Моделирование траектории протона ЛНС с нормированной амплитудой $5,7\sigma_p$ в горизонтальном фазовом пространстве в случае с (синяя линия) и без влияния полого электронного пучка (черная линия). Красная линия соответствует случаю электронного тока со случайными флуктуациями в системе КТЭП

Более реалистичное, много-оборотное моделирование программой LIFETRAC [181] использовалось для оценки скорости удаления гало 7 ТэВ протонов в номинальной оптике ЛНС (версия оптики V6.503, без магнитных мультипольных ошибок, но с тремя основными местами встречи IP1, IP5 и IP8 и с 94 паразитными взаимодействиями, что соответствует расстоянию между сгустками 25 нс), с номинальными параметрами пучка: 7 ТэВ, количество протонов в сгустке $N_p = 1,15 \times 10^{11}$, поперечный нормализованный эмиттанс 3,75 мкм, длина сгустка $\sigma_z = 7,5$ см и разбросом энергии $\sigma_E = 0,00011$, как со столкновениями про-

тонов с протонами, так и без них [168]. Элемент системы КТЭП с реалистическими поворотами, внутренним радиусом электронного пучка равным $4\sigma_p$ и полным (постоянным) током электронного пучка от 0 до 3,6 А, был размещен недалеко от IR4, где горизонтальные и вертикальные бета-функции равны ($\beta_x = \beta_y = 180$ м, что соответствует размеру протонного пучка $\sigma_p = 0,32$ мм). При моделировании основной пучок протонов был представлен 6-мерным гауссовым распределением с отсечкой распределения в продольном направлении на 6σ , в то время как 10000 частиц, представляющих собой гало протонного пучка, были равномерно распределены между $4\sigma_p$ и $6\sigma_p$. Один коллиматор был помещен на расстоянии $6\sigma_p$ по x и y , чтобы определять скорости потери частиц. Моделирование было сделано для 5×10^6 оборотов, что соответствует ~ 450 с реального времени машины.

На Рисунке 4.13 представлены результаты моделирования для КТЭП с постоянным током с учетом ЛЭВ и ПЭВ в коллайдере и с током электронов 1,2 А, 2,4 А и 3,6 А. Соответствующие показатели потерь протонов гало, индуцированных ЭЛ, равны 28 %/ч для тока 1,2 А, 140 %/ч (или 2,5 %/мин) с 2,4 А, и 250 %/ч (4%/мин) при 3,6 А. Показано, что скорость диффузии сильнее для частиц с ненулевыми синхротронными колебаниями и не зависит от геометрии поворотов ЭЛ (S-форма против U-образной формы).

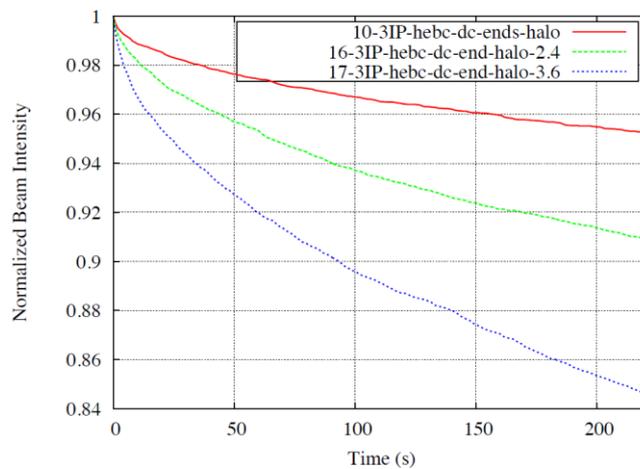


Рисунок 4.13 — Моделирование удаления протонов гало ЛНС системой КТЭП с постоянным током, с учетом ЛЭВ и ПЭВ в коллайдере и с током электронов 1,2 А (красная линия), 2,4 А (зеленая пунктирная линия) и 3,6 А (синяя пунктирная линия)

Стохастический режим оказался гораздо более надежным — введение стохастической модуляции тока электронного пучка от оборота к обороту значительно повышает эффективность очистки гало, что делает ЭЛ доминирующим механизмом образования потерь. Скорости удаления частиц для случаев с и без эффектов встречи не отличаются, так же, как и в непрерывном режиме. В любом случае, 50 % гало удаляется за 200 с с помощью КТЭП с максимальным пиковым током электронов 1,2 А, в то время как при 3,6 А максимальная

скорость очистки была около 100 %/мин, см. Рисунок 4.14. В стохастическом режиме очень важна геометрия системы КТЭП, в частности — ориентация поворотов, где циркулирующий пучок «протыкает» стенки полого электронного пучка. В режиме постоянного тока эффекты от этих поворотов были смоделированы программой LIFETRAC и не показали заметного влияния на рост эмиттанса пучка протонов в ЛНС и время жизни светимости, в согласии с экспериментальными результатами на Tevatron. Но в стохастическом режиме, система КТЭП должна иметь S-образную форму, которая позволяет компенсировать поперечный дипольный удар в двух поворотах и, следовательно, избежать значительного роста эмиттанса, как изображено на Рисунке 4.15.

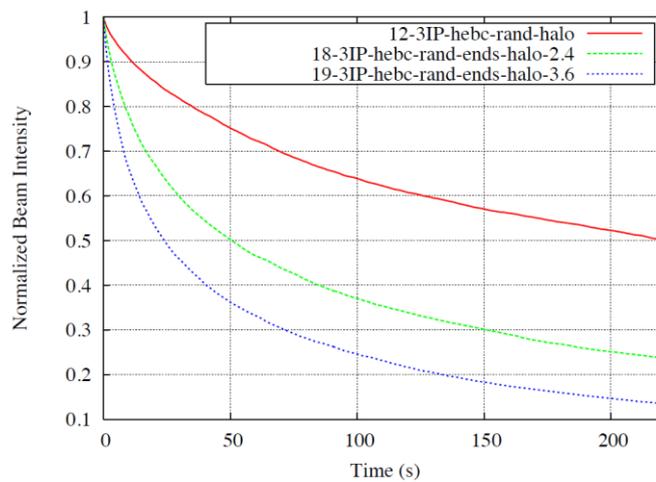


Рисунок 4.14 — Моделирование удаления протонов гало ЛНС системой КТЭП в стохастическом режиме, с учетом ЛЭВ и ПЭВ, и с током электронов 1,2 А (красная линия), 2,4 А (зеленая пунктирная линия) и 3,6 А (синяя пунктирная линия)

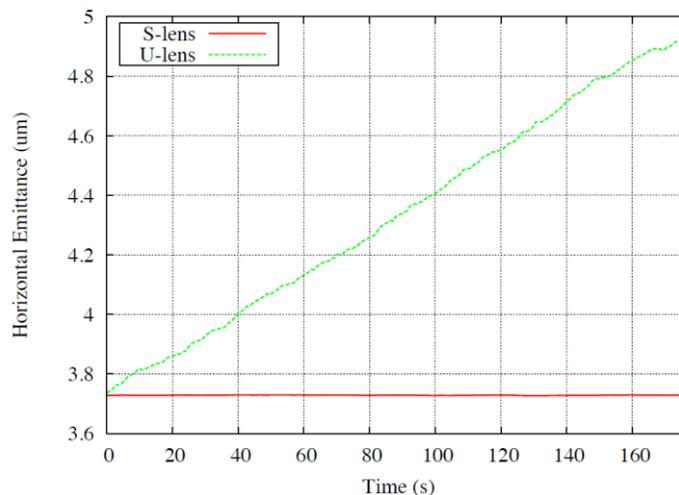


Рисунок 4.15 — Эволюция горизонтального эмиттанса протонов ЛНС под воздействием 100 % стохастически-модулированного тока 1,2 А в трубчатом электронном пучке в двух конфигурациях: геометрия S-формы (красная линия) и геометрия U-образной формы (зеленая линия)

И, наконец, скорость диффузии протонов в гало пучка ЛНС может быть дополнительно повышена, если ток полого электронного пучка изменяется синхронно с бетатронными колебаниями (~ 3 кГц в ЛНС) или с ближайшей частотой нелинейного резонанса. Одномерное моделирование одной частицы [99(1)], представленное на Рисунке 4.16, показывает как 7 ТэВ протон резонансно доводится до амплитуд $(10-20)\sigma$ менее, чем за 1000 оборотов ($0,1$ с реального времени в ЛНС). Электронный ток модулировался по фазе с бетатронным движением частицы на частоте $Q_{\text{betatron}} = 0,31$. Амплитуда (максимальная сила) углового удара θ электронным пучком — см. уравнение (4.1) — была равна четверти среднеквадратичного углового разброса пучка протонов (для меньших или больших ударов, время раскачки масштабируется примерно пропорционально). Из-за естественного разброса частот из-за ЛЭВ или из-за синхротронного движения не стоит беспокоиться о точной синхронизации частот и фаз со всеми частицами. Частота модуляции электронного пучка может быть установлена вблизи наиболее подходящих частот (например, частота частиц с амплитудой 4σ) или может вообще покрывать некую конечную полосу частот.

Рисунок 4.17 показывает, что время, необходимое для достижения амплитуды 10σ растет с отстройкой частоты $dQ = Q_{\text{HEBC}} - Q_{\text{betatron}}$ и достигает 10 с при $dQ = 0,007$. Для получения наиболее оптимальной работы системы КТЭП нужно работать с отстройкой, не превышающей $dQ = 0,002$, при которой частицы достигают апертуры вторичных коллиматоров в течение примерно $0,1$ с. Более реалистичное трехмерное моделирование 4000 частиц, представленное в работе [99(1)], подтверждает, что при правильном выборе Q_{HEBC} резонансная КТЭП позволяет удалять частицы гало за 1000–10000 оборотов ($0,1$ с до 1 с в ЛНС).

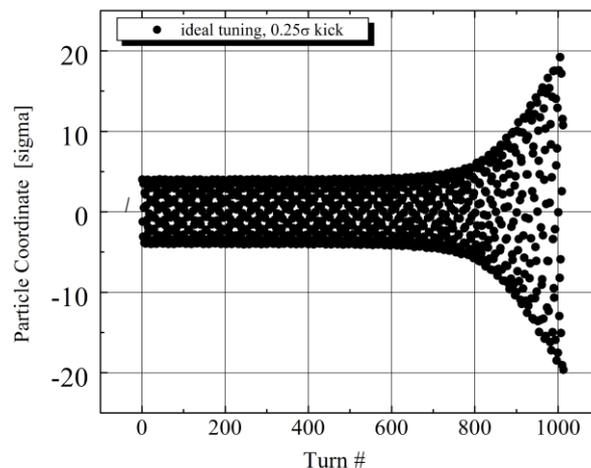


Рисунок 4.16 — Движение протона гало ЛНС под действием полого электронного пучка, резонансно модулированного на бетатронной частоте $Q = 0,31$ (см. текст)

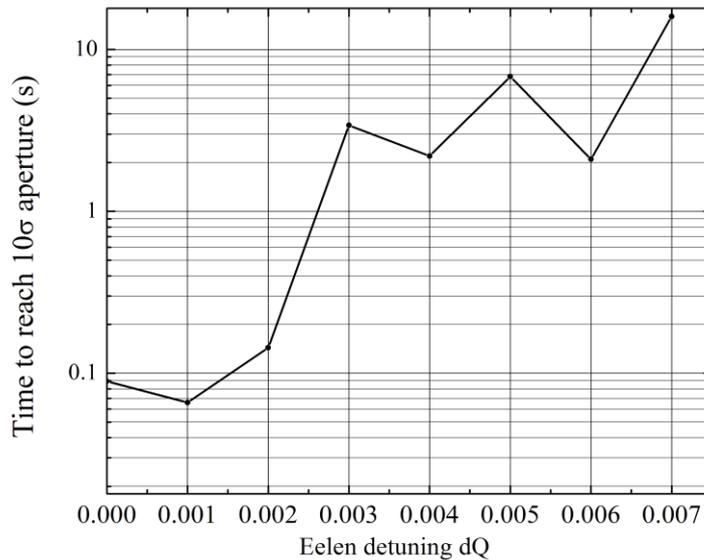


Рисунок 4.17 — Численное моделирование времени коллимации в LHC (время, необходимое для достижения амплитуды 10σ) в зависимости от параметра отстройки частоты dQ

4.2 Продольная коллимация электронными линзами

Частицы, не захваченные системой ВЧ ускорителя, и, следовательно, не синхронизированные с ней, представляют собой серьезную угрозу для суперколлайдеров, так как они могут привести к квенчу сверхпроводящих магнитов во время ускорения или при сбросе пучка [78]. Есть несколько механизмов появления таких незахваченных частиц. Например, в Tevatron на стадии инжекции из Main Injector при использовании метода «совмещения», как правило несколько процентов 150 ГэВ частиц остаются за пределами ВЧ сепаратрис. Эти частицы переходят и в Tevatron. Кроме того, однократное рассеяние внутри пучка (эффект Тушека), диффузия из-за многократного рассеяния внутри пучка (РВП), шумы фазы и амплитуды ВЧ-напряжения выбивают частицы из ВЧ сепаратрисы. Незахваченные частицы теряются в самом начале параболы ускорения (ramp) в Tevatron. Они не синхронизованы с ВЧ ускоряющей системы Tevatron, поэтому они не увеличивают энергию и быстро (<1 с) движутся спиралью в радиальном направлении на ближайшую горизонтальную апертуру. Если число таких частиц в пучке слишком велико, 3–7 %, то в результате их потерь происходят квенчи сверхпроводящих магнитов и, как следствие, прекращение работы коллайдера.

На энергии эксперимента (после ускорения) генерация незахваченных частиц идет в основном из-за шума ВЧ и из-за РВП, в редких случаях — из-за продольных неустойчиво-

стей. Незахваченные частицы пучка находятся за пределами ВЧ сепаратрис и перемещаются в продольном направлении по отношению к основным сгусткам. В отличие от ситуации на энергии инжекции 150 ГэВ, где потери энергии из-за синхротронного излучения (СИ) практически ничтожны, на полной энергии протоны или антипротоны теряют заметную энергию за счет СИ, например, около 9 эВ/оборот в Tevatron и 560 эВ/оборот в LHC при 7 ТэВ. Для незахваченных частиц пучка, эта потеря энергии не пополняется за счет системы ВЧ, поэтому они медленно движутся по спирали в радиальном направлении внутрь и погибают на коллиматорах. Типичное время для попадания на коллиматор составляет около 20 мин в Tevatron и несколько минут в LHC. Детальный теоретический анализ различных механизмов генерации таких частиц можно найти в работе [182].

Присутствие незахваченных ВЧ системой частиц может быть очень опасно не только для элементов коллайдера, но и для детекторов частиц высоких энергий, как это было для экспериментов CDF и D0 в Tevatron, поскольку эти частицы порождают нежелательный фон и могут попасть на компоненты детекторов при аварийном сбросе пучков. Был предложен ряд идей для устранения этих частиц в Tevatron. Было установлено, что наиболее эффективным средством являются электронные линзы (TEL). У TEL есть два преимущества: а) электронный пучок проходит в непосредственной близости от орбит протонов или антипротонов и создает очень сильный поперечный удар; б) ток ЭЛ обладает коротким временем нарастания и спада удара (~100 нс), так что он может быть легко отрегулирован так, чтобы работать в различных схемах пульсации.

Первая TEL-1 была установлена в Tevatron в 2001 году и уже в начале 2002 года было показано, что она очень эффективно удаляет незахваченные протоны при настройке по времени в промежуток между цепочками сгустков («зазор»), предназначенный для срабатывания импульса кикера сброса пучка, и если работает в резонансном режиме возбуждения [78]. Позже, TEL-2 также была в состоянии функционировать в таком же режиме «продольного коллиматора». Электрические и магнитные силы из-за пространственного заряда электронов производят радиальный удар на (анти)протоны высокой энергии в зависимости от расстояния d :

$$\Delta\theta = \mp \frac{1 \pm \beta_e}{\beta_e} \cdot \frac{2J_e L_e r_p}{ec\gamma_p} \cdot \begin{cases} \frac{d}{a}, & d < a \\ \frac{a}{d}, & d > a \end{cases}, \quad (4.7)$$

где знак отражает отталкивание для антипротонов и притяжение для протонов, $\beta_e = v_e/c$ — скорость электронного пучка. Коэффициент $1 \pm \beta_e$ отражает тот факт, что вклад магнитной силы в β_e раз слабее электрической силы и зависит от направления скорости электрона. Для типичных параметров — 5 кВ электроны с пиковым током около 0,6 А, на расстоянии около 5 мм от протонов — поперечный удар составлял около $\Delta\theta = 0,07$ мкрад. Когда частота пульсирования TEL была близка к резонансной частоте протонов, происходит резонансное возбуждение бетатронных колебаний частиц пучка.

Работая по удалению незахваченных частиц, электронный пучок ТЕЛ помещался в 2–3 мм от орбиты протонов по горизонтали и около 1 мм вниз по вертикали, как показано на Рисунке 4.18. В Tevatron горизонтальные и вертикальные частоты равны $Q_x = 0,583$ и $Q_y = 0,579$ (дробные части) и, соответственно, рядом находятся сильные резонансы при $4/7 \approx 0,5714$ и $3/5 = 0,6$. Когда незахваченная частица теряет энергию за счет синхротронного излучения, ее горизонтальная орбита смещается пропорционально дисперсии $x = D_x (dP/P)$, а бетатронные частоты изменяются из-за хроматизма $C_{x,y} = dQ_{x,y}/(dP/P)$:

$$Q_{x,y} = Q_{x,y}^0 + C_{x,y} \left(\frac{dp}{p_0} \right) + \Delta Q_{x,y} (x^2), \quad (4.8)$$

где третье слагаемое отражает малый вклад из-за нелинейных магнитных полей. Типичное значение хроматизма в Tevatron при 980 ГэВ равно $C_{x,y} \approx +(6-10)$, так что частота частиц уменьшалась с потерей энергии. Поскольку частота модуляции TEL устанавливается близкой к одной из резонансных линий, то амплитуда бетатронных колебаний частицы растет, в конечном счете превышает несколько миллиметров, и частица перехватывается в коллиматорах. Максимальная амплитуда определяется нелинейностью силы из-за электронного пучка и нелинейностью машины. Обратите внимание, что и без TEL частица будет перехвачена горизонтальным коллиматором после того, как ее орбита переместится на 3 мм внутрь из-за СИ. TEL просто ускоряет движение частиц к коллиматору, предотвращая их накопление.

Схема синхронизации импульса электронного тока показана на Рисунке 4.19, где зеленая осциллограмма показывает сигнал от датчика положения (ДПП) пикап-электрода ЭЛ и суммарный ток электронов (синяя линия). В сигнале ДПП, можно увидеть три отрицательных импульса, представляющие импульсы электронного тока в трех «зазорах», тогда как 36 положительных импульса представляют сигналы сгустков протонов с малыми отрицательными сигналами от соседних антипротонных сгустков. Во время типичной работы,

цепочка из трех электронных импульсов тока генерируется каждый 7-й оборот с целью возбуждения резонанса $4/7$ для наиболее эффективного удаления незахваченных частиц из пучка протонов.

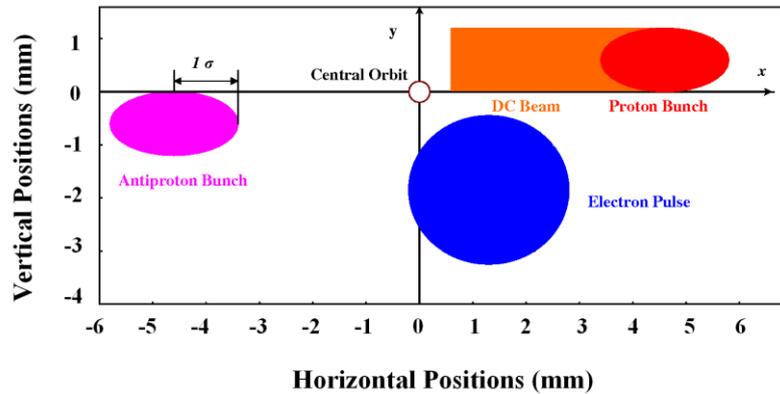


Рисунок 4.18 — Относительное положение протонов, антипротонов и пучка электронов в TEL для удаления незахваченных частиц в Tevatron [78]

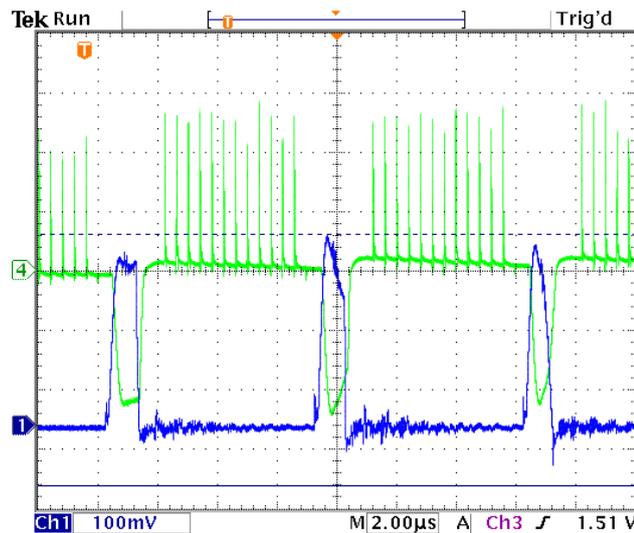


Рисунок 4.19 — Осциллограмма импульсов электронного тока (синий цвет) и сигнала ДПП TEL, показывающего импульсы от электронов, протонов и антипротонов (зеленый). Одно деление горизонтальной оси составляет 2 мкс. Показан примерно один период обращения в Tevatron [78]

Процесс удаления незахваченных частиц был продемонстрирован в эксперименте, в котором TEL была выключена примерно на 40 мин, а затем включена снова, как показано на Рисунке 4.20. Синяя линия — суммарная интенсивность всех сгустков пучка протонов, измеряемая Fast Bunch Integrator [46]; красная — средний ток электронов, измеренный на коллекторе ЭЛ; зеленая — полное число частиц в Tevatron по измерениям ТПТ (трансформатор постоянного тока) [46]; голубая линия показывает скорость потерь пучка протонов, измеряемую специальными счетчиками детектора CDF. После того, как TEL была выключена, скорость счета потерь в CDF уменьшилась примерно на 20 %, но затем начала вновь

расти. Примерно через 20 мин стали появляться и расти по амплитуде первые всплески потерь. Следует отметить, что скорость потерь интенсивности пучков (наклон синей линии) не изменилась, так что скорость частиц, вылетающих из ВЧ сепаратрис была примерно постоянной. Как только TEL был включен, то сначала произошло значительное увеличение потерь в CDF и снижение суммарной интенсивности пучка из-за очистки накопившихся незахваченных частиц, см. Рисунок 4.20. Около 15×10^9 частиц были удалены из зазоров TEL примерно за $\tau_{TEL} = 3$ мин, а скорость потерь плавно вернулась к равновесному значению.

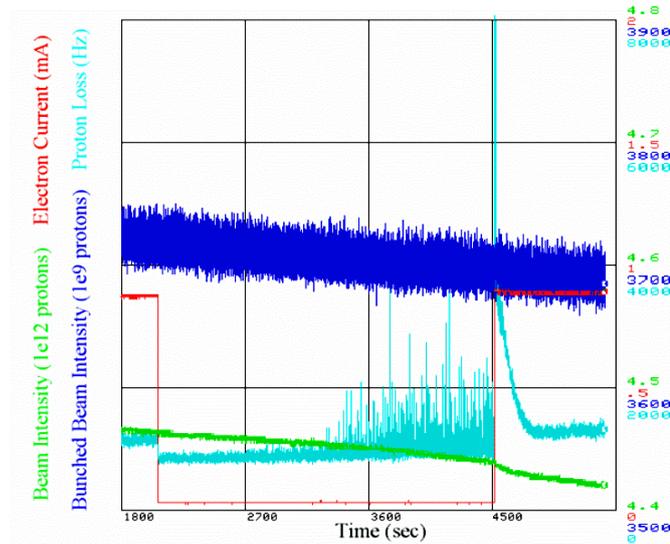


Рисунок 4.20 — Накопление незахваченных в ВЧ сепаратрисы частиц и их удаление TEL-1; электронный ток был выключен и снова включен 40 мин спустя

Калибровка монитора в зазоре аварийного сброса пучка (МСП), используемого для регулярного мониторинга интенсивности незахваченных частиц по их СИ, подробности см. в работе [57]) была выполнена с использованием TEL, как представлено на Рисунке 4.21. TEL выключили примерно в момент времени $t = 20$ мин. Немедленно началось накопление незахваченных частиц, измеряемое МСП (красная линия) и по сигналу ТПТ, $dN_{DCCT}(t) = N_{TEL\ on}(t) - N_{decay\ fit\ TEL\ off}(t)$, достигшее насыщения 16×10^9 протонов в течение примерно 30 мин. Тогда TEL была снова включена для быстрого удаления накопленных незахваченных частиц из зазоров между цепочками сгустков. Интенсивность накопленных незахваченных частиц определяется скоростью их выпадания из ВЧ сепаратрис и временем очистки τ_{TEL} :

$$N_{DC} = \left(\frac{dN_{bunched}}{dt} \right) \times \tau_{TEL}. \quad (4.9)$$

Характерное время, необходимое для того чтобы 980 ГэВ частицы потеряли достаточно энергии из-за СИ и выпали на коллиматор составляет около $\tau_{SR} = 20$ мин, поэтому TEL уменьшает интенсивность накопленных незахваченных частиц примерно как τ_{TEL}/τ_{SR} , то есть, примерно на порядок.

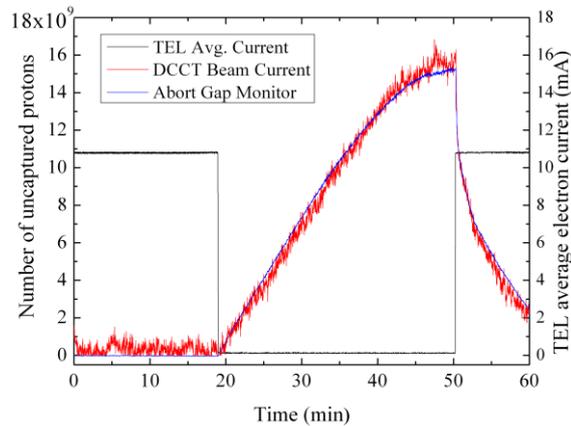


Рисунок 4.21 — Накопление незахваченных в ВЧ сепаратрисы частиц и их удаление с помощью TEL-1. Черная линия представляет собой среднее значение тока TEL-1; красная линия — интенсивность незахваченных частиц по измерениям ТПТ; синяя линия — интенсивность незахваченных частиц по измерениям их СИ с помощью МСП [57]

При энергии инжекции, синхротронное излучение протонов незначительно, поэтому TEL является единственным средством для контроля количества незахваченных ВЧ частиц в машине. Как уже отмечалось выше, одна из электронных линз — TEL-1 или TEL-2 — постоянно использовалась в работе Tevatron в течении более 10 лет как «продольный коллиматор» с целью удаления незахваченных частиц при энергии инжекции 150 ГэВ и при энергии столкновений 980 ГэВ. В 2007 году типичная антипротонная интенсивность увеличилась примерно до одной трети от интенсивности протонов, и, следовательно, накопление незахваченных антипротонов тоже стало создавать определенную угрозу. Был построен и установлен соответствующий антипротонный МСП, похожий на протонный. При правильном размещении электронного пучка между пучком протонов и антипротонов (как показано на Рисунке 4.19), можно было эффективно удалить и протоны, и антипротоны. Эффективность удаления незахваченных частиц была исследована на нескольких резонансных частотах возбуждения. Для этого, TEL выдавала импульсы каждый 2-й, 3-й, 4-й, 5-й, 6-й и 7-й оборот. Снижение количества незахваченных частиц наблюдалась во всех вариантах, хотя, как правило, наиболее эффективным была пульсация через каждый седьмой оборот, в тех случаях, когда рабочая точка Tevatron была близка (чуть выше) к $Q_{x,y} = 4/7 = 0,571$, или через каждый 6-й оборот, когда частоты были ближе к $Q_{x,y} = 7/12 = 0,583$.

В заключение подчеркнем, что опыт Tevatron подтвердил очень высокую эффективность удаления незахваченных ВЧ системой частиц с помощью электронных линз, т. е. продольной коллимации пучка. Аналогичным образом силы пространственного заряда электронной линзы могут быть использованы для выборочного удаления из коллайдера нежелательных частиц или даже отдельных сгустков.

Глава 5. Электронные линзы для компенсации эффектов пространственного заряда и других приложений

Уникальные свойства и гибкость электронных линз позволяют использовать их во многих других важных приложениях в ускорителях помимо компенсации эффектов встречи и коллимации. Ниже мы рассмотрим некоторые из наиболее активно изучаемых и разрабатываемых идей и предложений, в том числе компенсацию эффектов пространственного заряда (КЭПЗ) ЭЛ в протонных ускорителях высокой интенсивности, в том числе в инжекторах супер-коллайдеров; достижение интегрируемой нелинейной динамики пучка для подавления образования гало и потерь частиц в протонных кольцах с пучками высокой яркости; селективный медленный вывод частиц из ускорителей; компенсацию эффектов встречи в e^+e^- коллайдерах и электрон-ионных коллайдерах, систему для создания разброса частот для затухания Ландау и подавления когерентных неустойчивостей пучков, и «пучок-пучковый кикер».

5.1 Компенсация эффектов пространственного заряда электронными линзами

5.1.1 Теория и численное моделирование КЭПЗ

Термин «эффекты пространственного заряда» охватывает целый ряд важных явлений в ускорителях, происходящих из собственных полей пучков заряженных частиц. Силы в параллельном потоке зарядов включают отталкивание из-за собственного электрического поля $E(r)$ и притяжения из-за собственного магнитного поля, которое меньше, чем первое на коэффициент $\beta = v/c$. Полученная результирующая сила отталкивания (расфокусировки) как правило зависит от плотности заряда n_p и релятивистских факторов как $F(r) = e(E(r) - \beta B(r)) = eE(r) \times (1 - \beta^2) \sim n_p / \gamma^2$. В зависимости от силы этих полей и временных масштабов, последствия могут включать в себя очень быстрое расширение пучка и потери частиц в источниках частиц или линаках, опасный рост эмиттанса, деградацию яркости пучка и развитие гало, дающие ограничения производительности, неустойчивости и потери в системах, работающих в течении сотен или тысяч оборотов (циклотроны, синхротроны) и сокращение продолжительности жизни и сложной нелинейной динамики пучков

в накопителях и ускорителях, работающих в течение многих миллионов оборотов. Эффекты пространственного заряда были хорошо известны в физике ускорителей в течение длительного времени, и существует обширная литература по соответствующей теории и моделированию [183–197]; они рассмотрены в учебнике [100] и в кратком обзоре в «Справочнике по Ускорителям» [198]. Всестороннее рассмотрение феноменологии эффектов пространственного заряда в протонных ускорителях можно найти в [199], обзор недавних работах по влиянию пространственного заряда и связанных проблем в инжекторах LHC [200], электрон-ионных коллайдерах [201, 96], а также в ускорителях с высокими интенсивностями для экспериментов по физике нейтрино [202, 203]. В кольцевых ускорителях, нелинейные силы пространственного заряда вызывают неустранимый разброс бетатронных частот, зависящий как от продольного положения z частицы внутри сгустка так и от амплитуды поперечных бетатронных колебаний a :

$$\Delta Q_{\text{SC}}(a, z) \approx \Delta Q_{\text{SC}} \cdot \frac{I_0(a^2/4\sigma_r^2)}{(a^2/4\sigma_r^2)} \left[1 - \exp(a^2/4\sigma_r^2) \right] \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (5.1)$$

$$\Delta Q_{\text{SC}} = -\frac{Z^2 r_p}{A} \frac{N_p}{4\pi\epsilon_n \beta_p \gamma_p^2} \frac{C}{\sigma_z \sqrt{2\pi}},$$

где $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя порядка 0, C — длина кольца, Z и A — заряд и атомная масса частиц (для протонов $Z = A = 1$), N_p — число частиц в гауссовом сгустке со среднеквадратичной длиной σ_z и поперечным размером σ_r . Таким образом, сдвиг частоты для частиц в сердцевине пучка больше, чем для частиц в поперечном или продольном «хвосте» функции распределения. Учитывая, что релятивистские факторы β_p , γ_p для адронов (протонов, ионов), как правило, меньше, чем для электронов, эффекты пространственного заряда дают очень жесткие ограничения на максимально-достижимую яркость и мощность пучков: ограничение из-за пространственного заряда составляет около $|\Delta Q_{\text{SC}}| \approx 0,2 - 0,4$ в быстро-циклирующих синхротронах и $|\Delta Q_{\text{SC}}| \approx 0,05 - 0,1$ в накопителях и коллайдерах.

Был предложен ряд схем для компенсации эффектов пространственного заряда в адронных пучке и некоторые из них были протестированы [204]. Пассивное зануление следующего (в порядке разложения) за лидирующим члена в силе пространственного заряда возможно с помощью октупольных полей. Действительно, для круглого пучка потенциал пространственного заряда $\varphi_{\text{SC}}(r)$ и поле $E_{\text{SC}}(r)$ связаны с распределением заряда $n(r)$ через:

$$\Delta\varphi_{\text{SC}}(r) = -4\pi n(r), \quad \mathbf{E}_{\text{SC}} = -\nabla\varphi_{\text{SC}}, \quad (5.2)$$

и, следовательно, потенциал может быть представлен в виде ряда по степеням $r^2 = (x^2 + y^2)$. Второй член дает дефокусирующую линейную силу в радиальном направлении и в принципе может быть исправлен с помощью корректирующих схем ускорителя. Член следующего порядка в потенциале пространственного заряда изменяется как $r^2 = (x^4 + 2x^2y^2 + y^4)$, в то время как потенциал отдельного октупольного магнита пропорционален $(x^4 - 6x^2y^2 + y^4)$. Поэтому, по крайней мере, два семейства октуполей, расположенные в местах с разными значениями бета-функции, необходимы для уменьшения разброса частот из-за пространственного заряда. Обмотки полюсов магнитов в принципе могут обеспечить и более точный контроль разброса частот до более высоких порядков. В CERN, на накопителе ISR, 24 полюсные обмотки, изменяющие локальное магнитное поле, использовались для коррекции горизонтального и вертикального сдвига частот из-за пространственного заряда и следующих 4 членов в разложении Тейлора по горизонтальной координате x . Такая коррекция позволила увеличить максимальный ток ISR более, чем на порядок [205]. Основной проблемой в этом подходе является имитация не-лапласовского поля пространственного заряда с потенциалом $\Delta\varphi_{SC} \neq 0$ лапласовским потенциалом электромагнитов $\Delta\varphi_{MAG} = 0$. Последний может быть представлен в виде разложения по степеням $x^m y^n$ и вообще-то необходимо бесконечное число расходящихся членов, чтобы приблизить это к функциональной зависимости поля пространственного заряда на больших расстояниях $E_{SC}(r) \sim 1/r = 1/(x^2 + y^2)^{1/2}$.

Более перспективным подходом является компенсация положительного заряда пучка протонов отрицательным пространственным зарядом неподвижных или низкоэнергетических электронов, как показано на Рисунке 5.1. Если профили зарядов протонов и электронов функционально одинаковы, например, гауссовы, то для компенсации требуется только относительно небольшое число электронов $\eta = N_e/N_p \approx 1/\gamma_p^2$. В случае пассивной нейтрализации пространственного заряда сила пучка протонов может компенсироваться электронами ионизации, электронным облаком или отрицательными ионами, которые находятся примерно в состоянии покоя в продольном направлении, но могут перемещаются в поперечном направлении при прохождении пучка. Нейтрализация низкоэнергетических пучков тяжелых ионов успешно используется в линейных ускорителях [68]. Значительное — почти на порядок величины — увеличение максимального циркулирующего тока пучка выше (когерентного) предела по пространственному заряду было достигнуто в Новосибирском ИЯФ на кольце 1 МэВ протонов за счет увеличения давления остаточного газа свыше 10^{-4} торр и

накопления электронов ионизации [206]. Время жизни пучка было очень коротким, и поперечные и продольные распределения протонов и электронов контролировались плохо.

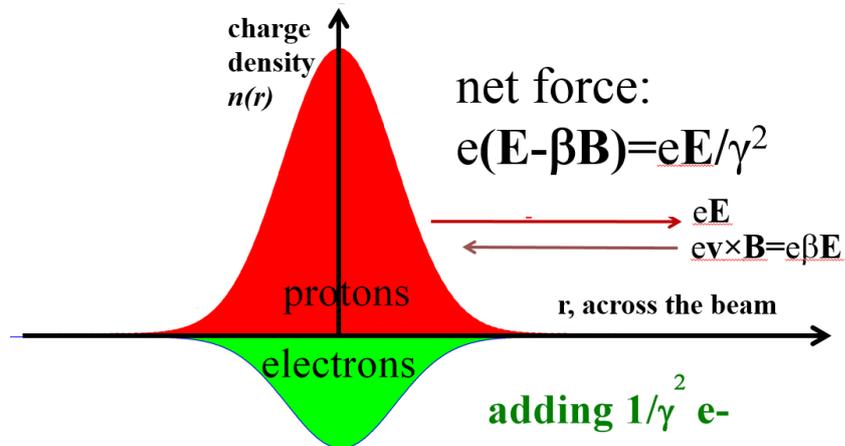


Рисунок 5.1 — Иллюстрация эффектов пространственного заряда в протонном пучке и принцип компенсации их электронным пучком (см. текст)

Электронные линзы, в которых электронный пучок генерируется извне с уже нужным поперечным распределением и сталкивается с пучком протонов внутри сильного соленоида, были предложены для эффективной и контролируемой компенсации эффектов пространственного заряда в протонных кольцах высокой интенсивности [84]. Протоны, проходящие через электронный пучок, испытывают фокусировку, которая имеет знак противоположный силе собственного дефокусирующего пространственного заряда и может или точно полностью, или частично компенсировать последний, если:

1. поперечный профиль электронного заряда $n_e(r)$ имеет такой же профиль, как и у пучка протонов,
2. интегральное воздействие электронов равно общему воздействию пространственного заряда протонов по периметру кольца,
3. временная структура силы пространственного заряда электронов совпадает с силой пространственного заряда протонов.

Первое условие может быть удовлетворено без особых трудностей: профиль электронного луча можно контролировать специальными электродами в электронной пушке и посредством магнитной компрессии, чтобы соответствовать профилю и размеру протонного пучка $\sigma_{e,r}^2 = \sigma_{p,r}^2 = \varepsilon_p \beta_p \gamma_p \beta_r$ — точно так же, как и в электронных линзах для компенсации эффектов встречи, например, в TEL, см. в Главе 2. Поперечная жесткость электронного пучка в соленоидальном магнитном поле в области взаимодействия эффективно предотвращает искажения профиля электронного пучка под воздействием протонов. На практике электронный пучок ЭЛ может занимать лишь малую часть окружности кольца S .

Если предположить, что общая длина всех электронных линз $L = N_{\text{EL}} L_{\text{EL}}$, то условием (частичной) компенсации в среднем будет $\Delta Q_{\text{EL}} = -\Delta Q_{\text{SC}} \times \kappa$, см. уравнения (5.1), (1.17), (3.1), κ — степень компенсации. Это дает следующее требование на электронный ток в каждой линзе [84]:

$$J_e = \frac{B_f e c N_p}{L_{\text{EC}}} \frac{\beta_e}{\gamma_p^2 \beta_p^2 (1 - \beta_e \beta_p)} \kappa, \quad (5.3)$$

здесь B_f — фактор бунчировки протонов, определенный как отношение максимального к среднему току в пределах одной сепаратрисы ВЧ. Два фактора определяют количество необходимых электронных линз: во-первых, более короткие электронные линзы позволяют добиться лучшего соответствия временного профиля воздействия электрона к короткому импульсу тока протонного сгустка, во-вторых, более высокая степень периодичности фокусирующей оптики кольца помогает улучшить одно-частичную и коллективную стабильность. Оба эти эффекта требуют большего числа N_{EL} с более короткой длиной L_{EL} .

Действительно, необходимость быстрой продольной модуляции тока электронов для согласования с профилем сгустка протонов и сдвигом частоты из-за пространственного заряда, см. последний множитель в уравнении (5.1), требует, чтобы относительное проскальзывание совместно распространяющихся электронов и протонов по длине взаимодействия намного превышало длину сгустка протонов σ_z , т. е. $L_{\text{EL}} \sim F \sigma_z \beta_e / (\beta_p - \beta_e)$ (здесь F — численный множитель порядка 1). Из этого рассмотрения следует, что, безусловно, выгодно иметь электроны движущимися в том же направлении что и пучки протонов, нужна короткая длина L_{EL} , а требуемый профиль импульсного сигнала электронного тока можно вычислить с помощью метода деконволюции, предложенного в работе [207], см. Рисунок 5.2. Альтернативный подход — выровнять продольное распределение пучка протонов с использованием, например, высших гармоник ВЧ системы, чтобы постоянный электронный ток мог эффективно компенсировать эффекты пространственного заряда практически для всех протонов.

Учитывая, что компенсировать, как правило, надо большой сдвиг по пространственному заряду $-\Delta Q_{\text{SC}} \sim 0,2-0,5$ или более, то сделать это, имея только одну сильную электронную линзу, очень сложно как из-за требования очень высокого тока — см. уравнение (5.3) — так и из-за неприемлемо большого искажения фокусирующей оптики машины. Это привело бы к периодичности фокусирующей решетки P , равной 1, и, как следствие, к очень быстрой потере пучка протонов из-за повышения силы некогерентных и когерентных резонансов [208].

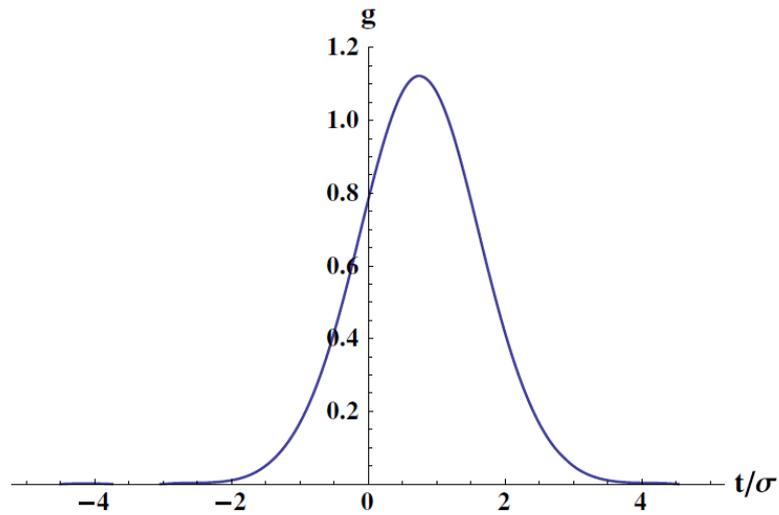


Рисунок 5.2 — Профиль импульса электронного тока, необходимый для идеальной компенсации пространственного заряда при длине электронного пучка, эквивалентной фактору проскальзывания $F = 1,5$; ось времени в единицах среднеквадратичной длины σ_z гауссовского сгустка протонов (см. текст) [207]

Симметрия фокусирующей решетки ускорителя имеет важное значение для эффектов пространственного заряда и компенсации. Если решетка состоит из P одинаковых периодов, то сильные и широкие структурные линейные резонансы возникают при когерентных/некогерентных частотах $Q_{\text{coh/incoh}} = Pm/2$, где m — целое число. Все остальные целые и полуцелые частоты связаны с относительно слабыми и узкими неструктурными линейными резонансами, возбуждаемыми возмущениями периодичности (ошибками). Имея высокую периодичность машины и правильно подобранную рабочую точку (Q_x, Q_y) , можно иметь все ближайшие линейные резонансы неструктурными что, таким образом, позволит работать с большим сдвигом по пространственному заряду ΔQ_{SC} . Поддержание высокой периодичности имеет решающее значение и для компенсации пространственного заряда. Например, численное моделирование для кольца Fermilab Booster с периодичностью $P = 24$, $N_p = 6 \times 10^{10}$ и рабочей точкой $Q_{x,y} = (6,7, 6,8)$ показало резкое сокращение роста эмиттанса и потерь протонов, если компенсирующие устройства с электронным пучком были помещены в каждый из 24 периодов решетки [209, 210], см. Рисунок 5.3. При меньшем числе компенсаторов $N_{\text{EL}} = 12$, положительный эффект компенсации несколько меньше при тех же значениях коэффициента компенсации κ . Следует отметить, что даже частичная компенсация $\kappa = 0,5$ приводит к значительному снижению потерь пучка. В Таблице 5.1 представлены параметры электронных линз для компенсации пространственного заряда в синхротроне Booster.

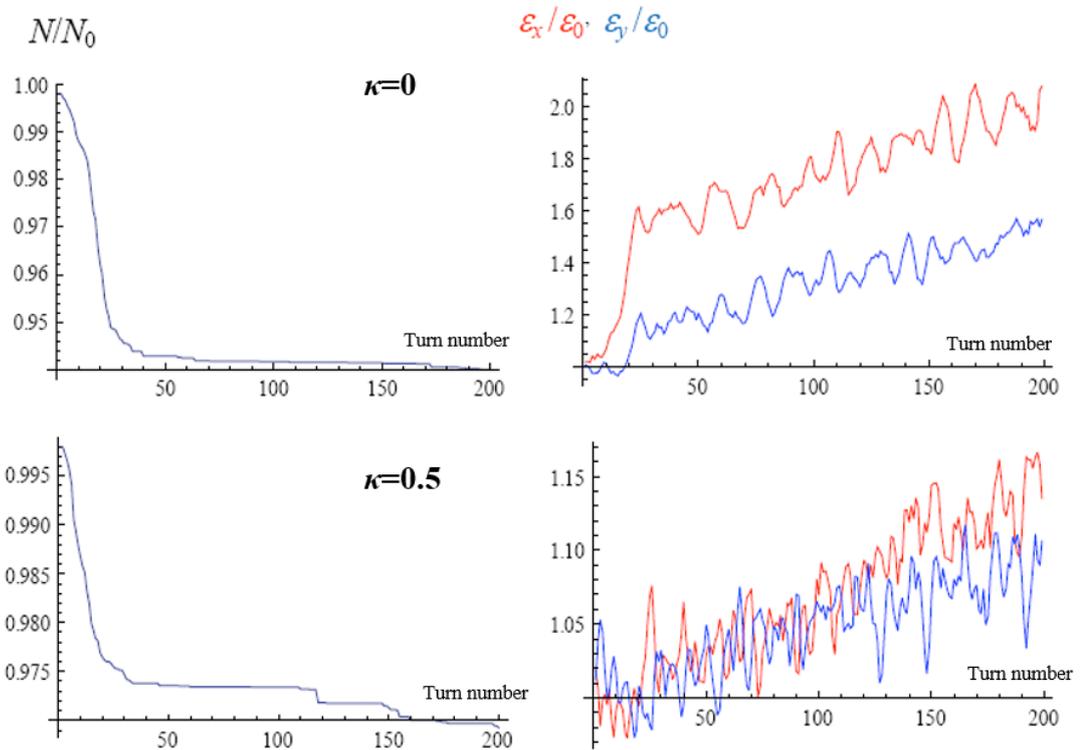


Рисунок 5.3 — Результаты моделирования кольца Fermilab Booster в течении 200 оборотов без компенсации пространственного заряда (вверху) и с частичной компенсацией $\kappa = 0,5$ в 24 локализованных ЭЛ (из [209]). Слева — нормированные потери интенсивности протонов; справа — рост вертикальных и горизонтальных эмиттансов, нормированных на их исходные значения. Двумерное моделирование выполнено с $N_p = 6 \times 10^{10}$ и $-\Delta Q_{SC} \sim 0,4$

Аналогичные расчеты динамики пучка с $\Delta Q_{SC} = -0,2$ для первых 256 оборотов в КЕК Proton Synchrotron ($C = 340$ м, $E_{inj} = 500$ МэВ, $P = 4$) показывают, что электронный пучок с профилем, соответствующим распределению протонов, эффективно подавляет рост эмиттанса из-за эффектов пространственного заряда при $\kappa = 0,5 - 1,0$, даже с небольшими ошибками относительного совмещения электронной и протонной орбит около $(0,1 - 0,2)\sigma_p$ [211]. Еще одно численное исследование КЭПЗ в CERN PS Booster ($C = 157$ м, $E_{inj} = 50$ МэВ, $P = 16$) показало, что четыре электронные линзы эффективно уменьшают разброс частот из-за пространственного заряда около $\Delta Q_{SC} = -0,5$, что большее количество линз (например, 8) действует лучше, чем меньшее, а модуляция тока электронов в соответствии с профилем сгустка протонов помогает избежать перекомпенсации в продольных «хвостах» протонных пучков [200]. Что касается озабоченности работы [84] где показано, что степень компенсации выше, чем $\kappa = 0,33$ может привести к возбуждению когерентных мод пространственного заряда, то было отмечено, что такие моды не наблюдаются при моделировании ускорителей протонов CERN.

Таблица 5.1 — Основные параметры электронных линз для компенсации пространственного заряда в быстро-циклирующем протонном синхротроне Booster в Fermilab.

Параметр	Значение		
<i>Параметры ЭЛ, κ – степень компенсации</i>			
Число ЭЛ	N_{EL}	24, 12, 6	
Длина каждой ЭЛ	L_{EL}	0,7, 1,0, 2,0	м
Максимальный электронный ток	J_e/κ	2,0, 3,6, 4,2	А
Энергия электронов	U_e	30, 40, 50	кВ
Поле основного соленоида	B_m	1,1	Тл
Поле пушечного соленоида	B_g	0,3	Тл
Радиус электронов в основном соленоиде	σ_e	4,5	мм
Радиус катода	a_c	12	мм
Сдвиг частоты	ΔQ_{EL}	0,4	$\times \kappa$
<i>Параметры синхротрона Booster</i>			
Периметр	C	474	м
Периодичность кольца	P	24	
Энергия протонов	E_{kin}	0,4/8	ГэВ
Период цикла	T_c	67	мс
Интенсивность протонов	N_p	~ 60	10^9
Число сгустков	N_B	81	
Эмиттанс среднеквадратичный нормализованный	ε_p	$\approx 1-3$	мм·мрад
Длина сгустка на инжекции	σ_z	≈ 1	м
Максимальный сдвиг по пространственному заряду	$-\Delta Q_{SC}$	$\sim 0,4$	

5.1.2 Эксперименты по компенсации пространственного заряда в кольце ЮТА

Фундаментальные явления в динамике пучков, такие как эффекты пространственного заряда, формирование гало, потери частиц, поперечные и продольные неустойчивости, неэффективность инжекции и ускорения препятствуют прогрессу разделов физики элемен-

тарных частиц, использующих ускорители высоких энергий и высокой интенсивности, таких как физика нейтрино и редких распадов [203]. Исследовательский ускоритель Integrable Optics Test Accelerator (IOTA) [212, 213, 214], см. Рисунок 5.4, строится в Fermilab для проведения уникальных тестов, которые заложат основу для новых концепций проектирования высоко-интенсивных машин, что позволит существенно увеличить интенсивности протонов в ускорителях Fermilab до уровня мощности в несколько МВт (по сравнению с текущими 600–700 кВт). Экспериментальная демонстрация компенсации эффектов пространственного заряда с электронными линзами является одной из ключевых целей программы IOTA.

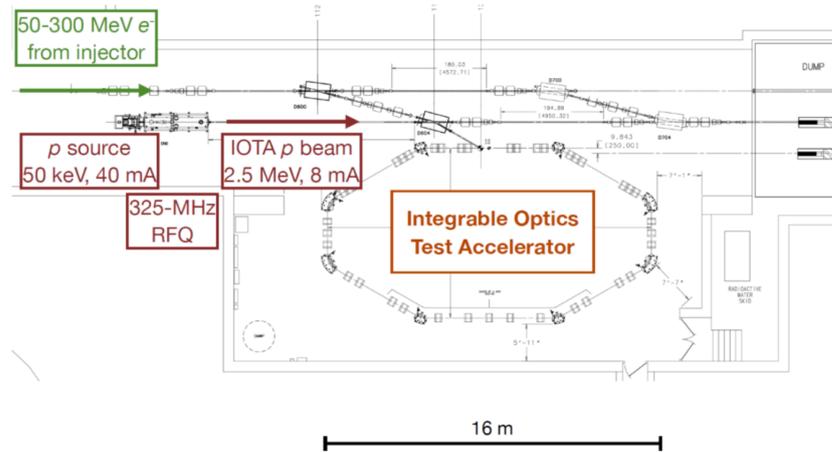


Рисунок 5.4 — Схема накопителя IOTA в Fermilab, и его основные компоненты: 50–300 МэВ электронный инжектор, 2,5 МэВ протонный инжектор, состоящий из источника протонов и 325 МГц RFQ и само кольцо IOTA

Установка IOTA, см. параметры в Таблице 5.2, состоит из кольцевого накопителя окружностью 40 м и инжекторов электронов и протонов. Накопитель уникален, так как он может работать либо с узкими электронными пучками с импульсом до 150 МэВ (которые будут свободны от эффектов пространственного заряда), либо с пучками протонов с сильным пространственным зарядом (из инжектора 325 МГц RFQ, 70 МэВ/с) [215]. Кольцо имеет большую апертуру, значительную гибкость фокусирующей оптики, высокий контроль качества оптики и диагностики, необходимые для проведения экспериментальных исследований как с узкими электронными пучками, так и с пучками протонов очень высокой интенсивности. 0,7 м электронная линза в конфигурации U-образной формы с током пучка электронов низкой энергии в несколько ампер будет установлена в одном из прямых участков IOTA, см. Рисунок 5.5. Цель соответствующих экспериментальных исследований — продемонстрировать полную или частичную компенсацию эффектов пространственного заряда и стабильную динамику частиц в пучках протонов высокой интенсивности с $\Delta Q_{SC} = -\kappa \times \Delta Q_{EL} \sim 0,25 - 0,5$ с помощью гауссового поперечного распределения тока $j_c(r)$

в электронной линзе. Конфигурация эксперимента ЮТА является идеальным приближением реалистичной конструкции ускорителя (магниты, системы инжекции, системы ВЧ и т. д.) и может представлять собой модель одной стандартной ячейки будущего быстроциклирующего ускорителя-синхротрона протонов с мощностью пучка в несколько МВт и с рекордно высоким параметром общего сдвига частоты из-за пространственного заряда $\Delta Q_{SC} = -(\kappa \times \Delta Q_{EL} / \text{cell}) \times N_{\text{cells}}$.

Помимо исследований по КЭПЗ с гауссовой электронной линзой планируется изучить эффект от интегрируемых электронных линз и от «электронных колонн». Концепция нелинейной интегрируемой оптики (ИО) применительно к ускорителям предполагает небольшое количество специальных нелинейных фокусирующих элементов, добавленных в оптику обычного кольца для того, чтобы позволить уникально большие разбросы частот при сохранении динамической апертуры [87, 217]. Концепция ИО обещает улучшенную стабильность к возмущениям и смягчение коллективных неустойчивостей через затухание Ландау. В работах [218, 219] Макмилланом исследована интегрируемость аксиально-симметричных тонких линз в одномерном случае. Это было распространено до 2-х измерений [86] и экспериментально проверено на встречных пучках [220]. В работе [87] было отмечено, что оптика ускорителя обладает дополнительным интегралом движения частиц, если включает в себя электронную линзу с определенной радиальной зависимостью плотности тока $j_e(r)$:

$$j_e(r) = \frac{J_e}{\pi a_e^2} \left/ \left(1 + \frac{r^2}{a_e^2} \right)^2 \right., \quad (5.4)$$

где J_e — полный ток, а a_e — эффективный радиус. Пучок протонов, циркулирующих в таком кольце, будет испытывать нелинейные поперечные удары из-за линзы равные:

$$\theta(r) \propto r \left/ 1 + \frac{r^2}{a_e^2} \right. . \quad (5.5)$$

Для такой радиальной зависимости удара, и если элемент линзы тонкий ($L_e \ll \beta_{x,y}$), существуют 2 независимых инварианта движения в четырехмерном поперечном фазовом пространстве. Пренебрегая продольными эффектами, все траектории частиц являются регулярными и ограниченными. Достижимый нелинейный разброс частот ΔQ , то есть разница частот между частицами с малыми и большими амплитудами, составляет около ΔQ_{EL} . Генерация требуемого распределения тока в электронной пушке электронной линзы ЮТА как в уравнении (5.4) — дело относительно несложное, и соответствующие эксперименты уже планируются [215].

Таблица 5.2 — Основные параметры протонного кольца ЮТА и его электронной линзы для компенсации пространственного заряда [215, 216].

Параметр	Значение		
<i>Кольцо ЮТА с инжектором протонов</i>			
Периметр	C	39,97	м
Кинетическая энергия протонов	E_{kin}	2,5	МэВ
Импульс протонов	P	68,5	МэВ/с
Скорость протонов	$\beta_p = v_p/c$	0,073	
Полное число протонов	N_p	9,1	10^{10}
Эмиттанс среднеквадратичный нормализованный	ε_p	0,3	мм мрад
Сдвиг по пространственному заряду	$-\Delta Q_{\text{SC}}$	~0,5	$\times B_f$
Бета-функция в ЭЛ	β_x	3,0	м
<i>Электронная линза в ЮТА</i>			
Длина	L_{EL}	0,7	м
Ток	J_e	1,1–3,0	А
Энергия	U_e	5–10	кВ
Поле основного соленоида	B_m	0,3	Тл
Поле пушечного соленоида	B_g	0,1	Тл
Эл. радиус	σ_e	2	мм
Плотность электронов на оси	j_e	9,0	А/см ²
Радиус катода пушки	a_e	12–22	мм
Сдвиг частоты из-за ЭЛ	ΔQ_{EL}	0,15–0,25	

Концепция КЭПЗ с помощью «электронных колонн» [221], см. Рисунок 5.6, очень похожа на то же с электронными линзами, но предполагает пассивную нейтрализацию пространственного заряда протонов при помощи должным образом накопленных и сохраненных электронов, рождающихся в актах ионизации молекул остаточного вакуума самим пучком протонов. Метод не нуждается ни в электронной пушке ни в коллекторе, но, чтобы быть эффективным, требуется погрузить эти электроны в сильное продольное магнитное поле, чтобы удержать их от ухода из поперечного положения, в котором они родились и

обеспечить поперечную устойчивость системы электроны-протоны. В процессе накопления электронов и компенсации заряда также необходимо обеспечить эффективное удаление ионов из секции «электронной колонны». Начальные аналитические и численные исследования демонстрационного эксперимента с «электронной колонной» в ЮТА представлены в [85].

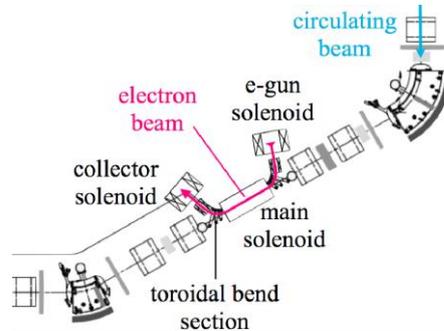


Рисунок 5.5 — Схема электронной линзы для исследований компенсации пространственного заряда в ЮТА

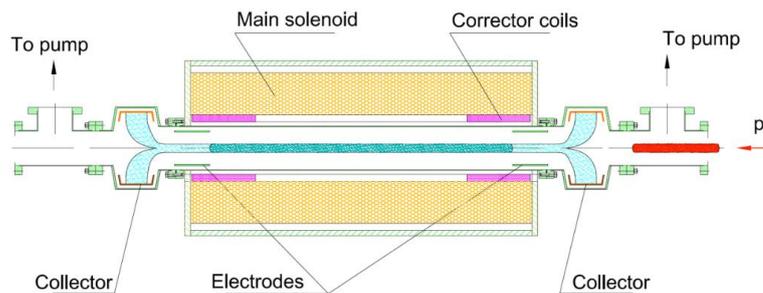


Рисунок 5.6 — Схема «электронной колонны» для исследований компенсации пространственного заряда в ЮТА

5.2 Электронные линзы для селективного медленного выпуска из синхротронов

Существует целый ряд методов выпуска пучков из кольцевых ускорителей [222, 223]. Наиболее часто в синхротронах используется однооборотный выпуск с использованием быстрых кикеров или медленного многооборотный резонансный вывод. Резонансный многооборотный выпуск позволяет доставлять пучок в эксперименты за время от нескольких миллисекунд до нескольких часов. Медленно меняющиеся поля нелинейных магнитов возбуждают бетатронные резонансы, которые подталкивают частицы пучка на септум экстракции — часто используются резонансы третьего порядка $3Q_{x,y} = n$, возбуждаемые секступольными магнитами или линейные резонансы второго порядка $2Q_{x,y} = m$ в комбинации с

октупольными магнитами (n, m являются целыми числами). Нелинейные поля искажают круговые траектории в нормализованном фазовом пространстве частиц, так устойчивая область контролируется расстоянием до резонанса и силой нелинейностей. Гибкость электронных линз открывает новые возможности для многооборотного метода медленной экстракции. Отрицательно заряженный электронный пучок приводит к положительному сдвигу частоты циркулирующих протонов ΔQ_{EL} , пропорциональному электронному току, см. уравнение (1.17). Если полученная частота удовлетворяет условию нелинейного резонанса, то протоны увеличивают амплитуду бетатронных колебаний и выводятся, как в обычных системах медленного выпуска. Применение импульсного электронного тока позволяет производить медленный выпуск из отдельных цепочек сгустков или даже из одного сгустка.

Проиллюстрируем использование электронной линзы для медленного вывода протонов на примере Fermilab Main Injector. Main Injector (MI) — 3,3 км, 120 ГэВ протонный синхротрон, предназначенный для обеспечения пучками сразу нескольких экспериментов [224]. Можно выводить пучок из части окружности MI с использованием быстрых (однооборотных) кикеров экстракции, а затем медленно извлечь оставшейся пучок с помощью резонансной системы выпуска [225]. Однако в некоторых сценариях полезно инвертировать этот порядок, а именно, использовать медленный вывод из части пучка, сохраняя при этом оставшуюся часть для последующей быстрой экстракции. Этот сценарий может стать реальностью, если есть широкополосный фокусирующий элемент. Электронные линзы обеспечивают подходящую технологию для этого применения [88].

При стандартном резонансном выводе из MI работают два семейства магнитов. Октупольные магниты, распределенные по кольцу приводят к амплитудной зависимости частоты протонов $dQ_x \propto x^2$. Частицы с большими амплитудами бетатронных колебаний имеют частоты ближе к полуцелому резонансу $Q_x = 26,5$, чем частицы с малой амплитудой. Следовательно, фазовое пространство распадается на стабильные и нестабильные районы, обеспечивая тем самым средство для манипулирования степенью экстракции через контроль стабильной области в фазовом пространстве. Медленное извлечение из MI протекает следующим образом. Горизонтальная частота поднимается к полуцелому резонансу от своего невозмущенного значения $Q_x = 26,425$ до 26,485 с использованием семейства квадрупольных магнитов. Сила октуполей выбирается таким образом, что стабильная область фазового пространства равна эмиттансу циркулирующего пучка 3.3π мм·мрад. Оставаясь только в $\Delta Q_x = 0,015$ от резонанса, пучок протонов очень близок к требуемой нестабильности. Наконец, в стандартной процедуре, квадрупольные магниты сдвигают частоту,

настраивая частицы на резонанс и таким образом происходит медленный выпуск всех частиц. Если же используется ЭЛ, дающая сдвиг $\Delta Q_{EL} = 0,015$, то ее ток может быть легко промодулирован таким образом, что резонансная экстракция будет происходить только из конкретных протонных пучков. В различных режимах работы МИ имеет от 4 до 6 цепочек (batches), каждая состоит из 84 сгустков протонов с энергией от 8 ГэВ до 150 ГэВ и с периодом цикла от 1,33 с до 4 с. Расстояние между сгустками составляет 19 нс, так что продолжительность одной цепочки составляет около 1,6 мкс. Цепочки отделены друг от друга зазорами в 532 нс (28 сгустков). Таким образом, электронный ток в требуемой ЭЛ должен иметь следующую форму: время нарастания сигнала — менее чем 532 нс, по меньшей мере 1,6 мкс плоской вершины (максимальный ток) и время спада — короче, чем 532 нс. При этом электроны должны действовать на выбранную цепочку на каждом обороте (частота обращения 88 кГц) в течение нескольких секунд, необходимых для медленного выпуска. Необходимый пиковый ток электронов составляет около $J_e = 4,4$ А для энергии электронного пучка 10 кэВ и длины взаимодействия 3,5 м. Как было показано в разделе 2, эти требования являются относительно несложными и достижимыми с уже разработанной и испытанной технологией электронных линз. Основные параметры электронной линзы для селективного медленного вывода из синхротрона Main Injector приведены в Таблице 5.3 [88].

Таблица 5.3 — Основные параметры электронной линзы для селективного медленного вывода 120 ГэВ-ных протонов из синхротрона Main Injector [88].

Параметр	Значение		
Длина	L_{EL}	3,5	м
Ток	J_e	4,4	А
Энергия	U_e	10	кВ
Частота повторения	f_0	88	кГц
Время фронта	t_e	~0,5	мкс
Поле основного соленоида	B_m	0,7	Тл
Поле пушечного соленоида	B_g	0,3	Тл
Эл. радиус	a_e	3,3	мм
Радиус катода	a_c	5	мм
Сдвиг частоты	ΔQ_{EL}	0,015–0,025	

5.3 Компенсация эффектов встречи в e^+e^- коллайдерах

Эффекты встречи устанавливают жесткие ограничения на светимость электрон-позитронных коллайдеров [226–228]. Учитывая сильное затухание из-за СИ, предельные параметры ЛЭВ на таких коллайдерах, как правило, лежат в диапазоне $\xi_{e^+e^-} \sim 0,05 - 0,1$ [229, 35], что гораздо выше, чем в адронных коллайдерах, а рекордные значения вообще могут достигать $\sim 0,25$ на ВЭПП-2000 в Новосибирске [220]. Кроме быстрого затухания за счет синхротронного излучения, наиболее заметные различия между эффектами встречи для e^+e^- и pp столкновений состоят в том что встречные пучки как правило, плоские в электрон-позитронных коллайдерах, бета-функции не равны $\beta_y \neq \beta_x$ и энергии пучков и их интенсивности не всегда одинаковы для электронов и позитронов, хотя в современных асимметричных В-фабриках все параметры столкновений примерно одинаковы $\xi_{y,e^+} \approx \xi_{x,e^+} \approx \xi_{y,e^-} \approx \xi_{x,e^-}$ [230].

Как было предложено и обсуждалось в работе [89], электронные линзы потенциально могут быть использованы для компенсации луча пучка в e^+e^- коллайдерах. Действительно, для компенсации ЛЭВ в электронном пучке в результате столкновений с положительно заряженными позитронами, необходимо создать низкоэнергетический электронный пучок, который будет генерировать распределение бетатронной частот, подобное индуцированному позитронами. В случае согласованных параметров пучка, как в В-фабриках $\xi_{y,e^-} \approx \xi_{x,e^-}$, могут быть использованы гауссовские электронные пушки, как и для нелинейной компенсации ЛЭВ в протонных коллайдерах (см. раздел 3.2). Если условие симметрии не выполняется $\xi_{y,e^-} \neq \xi_{x,e^-}$, то либо круглый гауссов пучок электронов с $j_e(r) \sim \exp(-r^2/2\sigma^2)$ может быть размещен в месте с неравными бета-функциями по вертикали и горизонтали $\beta_{y,e^-}/\xi_{y,e^-} = \beta_{x,e^-}/\xi_{x,e^-}$, либо (что труднее), плоские гауссовские электронные пучки могут быть сгенерированы из плоских катодов. Проблемой со вторым вариантом является то, что плоский электронный пучок будет вращаться из-за его собственных сил пространственного заряда при прохождении области взаимодействия, но это в принципе может быть подавлено очень сильным магнитным полем. Что касается компенсации в позитронном пучке, то для компенсации ЛЭВ форма профиля пучка электронной линзы должна быть обратной $j_e(r) \sim 1 - \exp(-r^2/2\sigma^2)$. Создание такого пучка можно сделать по аналогии, как и для полого пучка электронов для коллимации, см. раздел 4.1. По оценкам

[89] электронная линза длиной $L_e = 2$ м для компенсации ЛЭВ в РЕР-II B-factory [231] требует лишь около ~ 1 А тока при 10 кВ. Следует отметить, что помимо электронных линз, несколько других методов улучшения эффектов встречи и увеличения параметров ξ_{e^+,e^-} и, следовательно, светимости e^+e^- коллайдеров были недавно предложены и некоторые из них испытаны, в том числе так называемые «круглые пучки» (round beams) [86, 220], «крабовые столкновения» (crab crossing) [220, 230, 232] и «крабовые перетяжки» (crab waist) [233–235].

5.4 Электронные линзы для подавления неустойчивостей интенсивных пучков

Коллективные поперечные неустойчивости пучков создают серьезную угрозу работе адронных суперколлайдеров и устанавливают жесткие ограничения на интенсивности пучков протонов. Например, резистивный импеданс стенок впускных магнитов Ламбертсона приводил к неустойчивостям протонов в Tevatron [236], а импеданс коллиматоров является одним из самых жестких ограничений на работу LHC [237, 238]. Есть несколько способов, чтобы подавить эти неустойчивости, и одним из наиболее эффективных является затухание Ландау, которое требует введения разброса бетатронных частот $\delta Q_{x,y}$, как правило, порядка нескольких тысячных (0,001) [54]. До сих пор наиболее широко используемым методом реализации этого способа было применение октупольных магнитов, которые генерируют разброс, пропорциональный квадрату амплитуды частиц $\delta Q_x \sim x^2$. Однако этот метод имеет серьезные ограничения. Например, силы существующих октупольных корректоров в LHC не всегда достаточно для поддержания стабильности выше определенной интенсивности сгустков протонного пучка. Более того, даже при их максимальной силе, октуполи значительно уменьшают динамическую апертуру машины и время службы пучка. Причиной этого, как схематически показано на Рисунке 5.7(а), является то, что введение требуемого разброса октуполями сразу приводит к значительным нелинейным полям для частиц с большими амплитудами. Чтобы избежать такой деградации времени жизни, автором в работе [79] было предложено использовать электронные линзы, которые будут обеспечивать разброс частот исключительно в ядре пучка, не ухудшая динамики частиц в поперечном гало, см. Рисунок 5.7. В Таблице 5.4 приведены параметры электронной линзы, которая позволит получать разброс в LHC до $\delta Q_{EL} \approx 0,004$ и, таким образом, стабилизировать с помощью

затухания Ландау протонного сгустка двойную — по сравнению с проектной — интенсивность протонов около $2,3 \cdot 10^{11}$. Принимая во внимание гибкость электронных линз, видно, что они могут быть эффективно использованы для стабилизации пучка протонов на всех этапах работы коллайдера: при инжекции, при ускорении, во время процесса сжатия бета-функций и, при необходимости, при столкновениях.

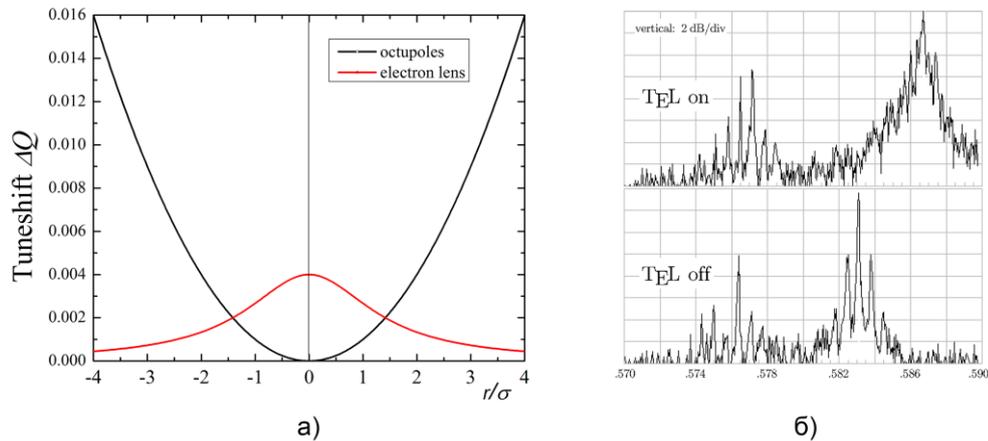


Рисунок 5.7 — а) Иллюстрация разбросов частот в пучке, индуцированных октупольными магнитами (черная линия) и электронной линзой (красная); б) Шоттки спектр пучка в Tevatron, показывающий разброс частот бетатронных колебаний без (внизу) и с (вверху) TEL-1 (протоны 980 ГэВ, сдвиг частоты $\Delta Q_{EL} \sim 0,004$, дополнительный разброс частот $\delta Q_{EL} \sim 0,003$) [146]

Таблица 5.4 — Требования к электронному пучку для генерации разброса бетатронных частот $\delta Q_{EL} \approx 0,004$ в LHC и стабилизации сгустка из $N_p = 2,3 \cdot 10^{11}$ протонов

Параметр	Значение		
Длина	L_{EL}	2,0	м
Число ЭЛ на пучок	N_{EL}	2	
Бета-функция в ЭЛ	$\beta_{x,y}$	~ 200	м
Ток	J_e	0,5–1	А
Профиль тока		гауссов	
Радиус пучка среднеквадратичный	σ_e	0,3	мм
Поле основного соленоида	B_m	6,5	Тл
Поле пушечного соленоида	B_g	0,2	Тл
Сдвиг частоты из-за ЭЛ	δQ_{EL}	$\sim 0,004$	

Явление увеличения разброса частот при действии электронной линзы экспериментально наблюдалось в Tevatron. Рисунок 5.7(б) из работы [146] показывает, что воздействие электронного пучка TEL-1 привело к значительному расширению разброса синхробета-тронных линий в спектре Шоттки протонов на примерно $\delta Q_{\text{EL}} \sim 0,003$.

5.5 Пучок-пучковый кикер

Стремление ко все более высоким токам пучков и светимостям в ускорительных установках ограниченного размера, естественным образом приводит к проектированию накопителей, которые работают с очень большим количеством сгустков — от сотен до тысяч. В качестве примера можно привести В-фабрики [230, 231], Tau-Charm-фабрики, накопительные кольца для линейных коллайдеров, линаки с рекуперацией энергии (ERL) и т. д. Растущее число сгустков, как правило, приводит к уменьшению расстояния между сгустками и к трудностям с многооборотным вводом и выводом индивидуальных сгустков. Мощные по-сгустковые кикеры необходимы, например, для демпфирующих колец Международного линейного коллайдера (ILC) [239]. Обычные кикеры с временами фронтов порядка десятков нс не могут обработать сгустки отдельно, если сгустки находятся всего в нескольких метрах друг от друга и летят со скоростью света. Новый метод очень быстрого кикера на основе сил ЭЛ был предложен в работе [95]. Метод предполагает воздействие ЭМ сил сверхкороткого импульса электронного тока на пучки, циркулирующие в накопителе. В конечном счете, этот метод может позволить ввод или вывод отдельных сгустков, следующих всего лишь на нескольких десятках сантиметров друг за другом.

Рисунок 5.8 иллюстрирует принцип работы такого «пучок-пучкового» кикера. Электронный пучок низкой энергии с высоким пиковым током сверхкороткого импульса вводится в вакуумную камеру накопительного кольца. Он перемещается на участке длиной L_e вдоль орбиты циркулирующего пучка высокой энергии. Электрическая и магнитная силы электронного пучка дают удар в одном направлении в то время, как два сгустка проходят друг сквозь друга. Электронный сгусток затем выходит из вакуумной камеры в коллектор до прихода следующего сгустка высокой энергии. Таким образом, получающаяся длительность удара равна наибольшему между длиной t_e импульса электронов и времени распространения электронов кикера $t_k \sim L_e/\beta_e c$, где c — скорость света. Технология электронных пушек, разработанных для электронных линз, см. Главу 2, позволяет иметь минимальный

импульс напряжения между анодом и катодом около 10 нс (ограничено временем, необходимым электрону для пролета от катода к аноду). Когда требуется гораздо более короткие временные масштабы, то могут быть использованы либо сеточные термоэмиссионные пушки, либо ВЧ фото-инжекторы. Численные оценки в работе [95] позволяют предположить, что максимальный удар такого наносекундного кикера может достигать $\sim 100 \text{ Гс}\cdot\text{м}$ для «лобового пучкового кикера» (Рисунок 5.8(a)) — вполне подходящие значение для впуска и экстракции из накопительного кольца e^+e^- коллайдера TESLA [240]. В случае необходимости еще более короткой длительности удара, «крестовая» схема (см. Рисунок 5.8(б)) может предложить и длительности менее 1 нс, но за счет уменьшения удара $< 10 \text{ Гс}\cdot\text{м}$.

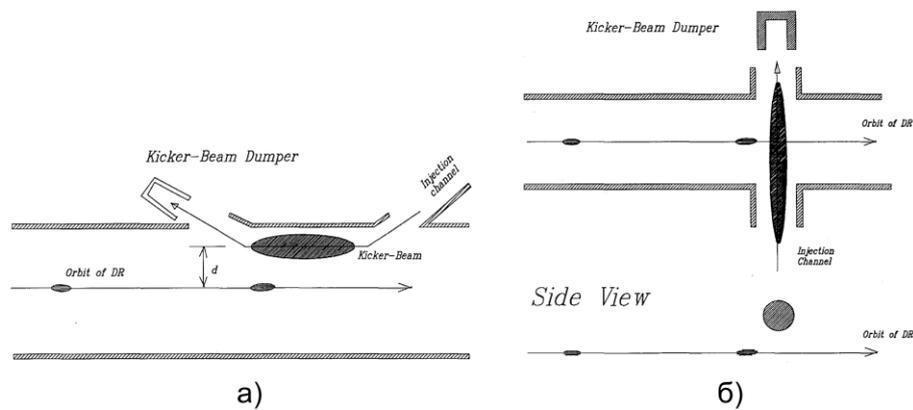


Рисунок 5.8 — Пучок-пучковый кикер: а) в «лобовой» конфигурации; б) схема «накрест» [95]

Разрабатываемый в последнее время проект электрон-ионного коллайдера средних энергий Medium Energy Ion Collider (MEIC) [96] требует сверхбыстрого кикера для функционирования ускорителя-циркулятора системы электронного охлаждения, который должен быстро выводить электронные сгустки из циркулирующего в кольце пучка. Основными параметрами этого кикера являются высокая частота повторения — от 5 до 15 МГц и около 1,3 нс — время нарастания / время падения удара при интеграле поперечного удара 5 кВ (или $\sim 0,16 \text{ Гс}\cdot\text{м}$) — см. полный список параметров в Таблице 5.5.

Электронно-пучковый кикер с плоским пучком был предложен для этой цели [240]. Он может быть получен из термоэлектронной пушки с сеточным управлением и с круглым замагниченным катодом, с последующим преобразованием пучка из круглого в плоский [241, 242]. Электронный пучок высокой энергии (для электронного охлаждения) будет двигаться со скоростью света поперек нерелятивистского плоского электронного пучка кикера, см. Рисунок 5.9, на очень близком расстоянии от него. Полученный в результате короткий

угловой удар будет определяться путем интегрирования поперечной силы в течение времени прохождения:

$$\Delta\theta = \frac{2\pi r_e N_e}{\gamma\sigma_x}, \quad (5.6)$$

где N_e и σ_x — число электронов и горизонтальный размер пучка кикера. Для параметров, перечисленных в Таблице 5.5, удар может достигать значения $\Delta\theta \approx 0,2$ мрад.

Таблица 5.5 — Расчетные параметры пучкового кикера для электрон-ионного коллайдера MEIC [96]

Параметр	Значение	
Энергия циркулирующего пучка	33	МэВ
Энергия пучка кикера	~ 0,3	МэВ
Частота повторения	5–15	МГц
Угловой удар	0,2	мрад
Длина пучка кикера	15–50	см
Ширина пучка кикера	0,5	см
Заряд сгустка кикера	2	нКл

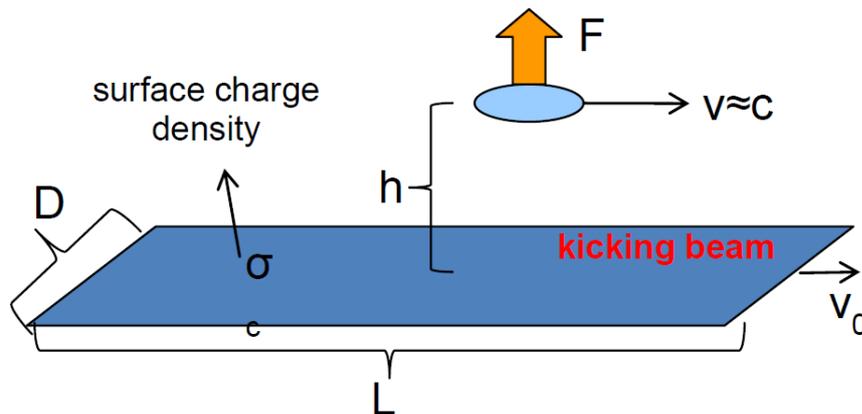


Рисунок 5.9 — Схема сверхбыстрого пучок-пучкового кикера для электрон-ионного коллайдера MEIC [96]

Заключение

Суперколлайдеры, как, возможно, наиболее сложные из когда-либо построенных инструментов для научных исследований, широко известны своими многими технологическими прорывами и многочисленными открытиями в физике. Их сложность и, как правило, очень высокая стоимость требуют обеспечения наивысшей производительности — высокой светимости, чтобы окупить инвестиции в строительство этих машин. Электронные линзы представляют собой новый инструмент для ускорителей заряженных частиц высоких энергий, в частности, для сверхпроводящих адронных коллайдеров. С тех пор, как широкие возможности электронных линз экспериментально продемонстрированы в Tevatron, они стали широко использоваться для улучшений светимости суперколлайдеров и коллимации пучков высокой интенсивности в ускорителях протонов высокой интенсивности, использование электронных линз для этих целей, а также для компенсации эффектов пространственного заряда и других приложений в ускорителях активно продолжается, как теоретически, так и экспериментально.

Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту:

1. Впервые предложен и детально разработан метод электронных линз для компенсации паразитных эффектов встречи, для продольной коллимации пучков, для поперечной коллимации пучками ЭЛ, для компенсации эффектов пространственного заряда.
2. На основе требований динамики пучков в суперколлайдерах определены основные физические ограничения и параметры, предъявляемые к электронным линзам для компенсации эффектов встречи, для продольной коллимации пучков, для поперечной коллимации пучками ЭЛ, для компенсации эффектов пространственного заряда.
3. Проведен анализ и численное моделирование взаимодействия электронных пучков ЭЛ и адронных пучков в суперколлайдерах, сделана оценка эффективности работы электронных линз.
4. Определены оптимальные электромеханические схемы подсистем электронных линз, построены и установлены в коллайдере Tevatron две электронные линзы, решены вопросы, связанные с постановкой ЭЛ на круглосуточную работу в суперколлайдерах.
5. Проведен ряд пионерских исследований с ними в протон-антипротонном суперколлайдере Tevatron, в частности, по компенсации эффектов встречи лоб в лоб и паразитных эффектов встречи, продольной и поперечной коллимации пучков протонов и антипротонов.

6. Рассмотрены дополнительные возможности использования ЭЛ в ускорителях для селективного медленного вывода частиц, для компенсации эффектов пространственного заряда и в качестве быстрого кикера.

Около сотни ученых и инженеров участвовали в разработке электронных линз, строительстве и сборке, экспериментальных исследованиях, пучковых экспериментах, анализе данных и модернизации. Эти усилия охватывают почти два десятилетия и исследователей из ряда ведущих ускорительных центров, включая Fermilab, BNL, ORNL, CERN, ОИЯИ (Дубна), Институт ядерной физики СО РАН, ИФВЭ (Протвино) — за что автор выражает им сердечную признательность. Двое наших недавно ушедших из жизни коллег заслуживают особой признательности: Геннадий Федорович Кузнецов (1938–2011) из ИЯФ СО РАН и David Wildman (1950–2014) из Fermilab — они возглавляли проектирование и разработку первых электронных линз на Tevatron, отвечая за электромеханическую и системную интеграцию и мощную импульсную высоковольтную систему, соответственно. Этот труд является хоть небольшой, но данью признательности их вклада и памяти о них.

Автор признателен ак. В. В. Пархомчуку и ак. П. В. Логачеву (оба ИЯФ СО РАН) за многолетние дружеские научные связи, тесное сотрудничество и поддержку в проведении работ по электронным линзам и написании этого труда. Важный вклад в развитие технологии и проведение научных исследований внесли сотрудники ИЯФ СОРАН Л. Арапов, Ш. Сингатулин, Б. Скарбо, Б. Сухина и Д. Шатилов, сотрудники ИФВЭ (Протвино) С. Козуб, Л. Ткаченко и В. Сытник, а также сотрудник ОИЯИ (Дубна) А. Зинченко. Пользуюсь представившейся возможностью выразить им свою искреннюю благодарность. Наконец, я хотел бы особо поблагодарить д-ра Франка Циммерманна из CERN за его поддержку в написании и опубликовании книги *Electron Lenses for Super-Colliders* (Springer, 2016) в серии "Particle Acceleration and Detection", послужившую основой этой диссертации, и Маргарет Брюс (Fermilab) и Алексею Отбоеву (ИЯФ СО РАН) за внимательное прочтение и правки рукописи на, соответственно, английском и русском языках.

Под руководством автора или при его участии или консультациях защищены ряд диссертаций:

1. Christina Dimopoulou. Design of a High-Perveance Electron Gun for Electron Cooling in the Low Energy Ion Ring (LEIR) at CERN and Non-Interceptive Proton Beam Profile Monitors using Ion or Atomic Probe Beams. PhD dissertation. University of Lausanne / CERN, 2002.
2. Kip Bishofberger. Successful Tevatron Beam-Beam Tuneshift Compensation. PhD dissertation. UCLA / Fermilab, 2005.

3. Ulrich Dorda. Compensation of long-range beam-beam interaction at the CERN LHC. PhD dissertation. Technical University of Vienna /CERN, 2008.
4. Иван Морозов. Моделирование нелинейных элементов в накопительных кольцах. дис. ... магистра. Новосибирский Государственный Университет, РФ, 2013.
5. Haroon Rafique. Hollow Electron Lenses as LHC Beam Halo Reducers. PhD dissertation. University of Huddersfield, UK, 2016.

Основные результаты опубликованы в трех книгах:

1. Shiltsev V., Electron Lenses for Super-Colliders. New York: Springer-Verlag New York, 2016.
2. Lebedev V., Shiltsev V. Accelerator Physics at the Tevatron collider. New York: Springer New York, 2014.
3. Shiltsev V. Accelerator Science and Technology Breakthroughs, Achievements and Lessons from Tevatron: John Adams Lecture 2010. CERN, 2011.

и в следующих работах:

1. Shiltsev V., Koutchouk J.P. Beam-Beam Compensation Schemes // Handbook of Accelerator Physics and Engineering / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013.
2. Shiltsev V. Space-Charge Compensation in Hadron Beams // Handbook of Accelerator Physics and Engineering / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013.
3. Shiltsev V. Electron Lenses // Handbook of Accelerator Physics and Engineering / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013.
4. Holmes S. D., Shiltsev V. D. The Legacy of the Tevatron in the Area of Accelerator Science // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2013. Vol. 63. pp. 435–465.
5. Шильцев В. Д. Коллайдеры частиц высоких энергий: прошедшие 20 лет, предстоящие 20 лет и отдалённое будущее // УФН. 2012. Т. 182, №. 10. С. 1033–1046.
6. Stancari G. et al. Collimation with Hollow Electron Beams // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107, No. 8. P. 084802.
7. Mokhov N. et al. Tevatron Beam Halo Collimation System: Design, Operational Experience and New Methods // JINST. 2011. Vol. 6, No. 08. P. T08005.
8. Shiltsev V. et al. Tevatron Electron Lenses: Design and operation // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2008. Vol. 11, No. 10. P. 103501.

9. Shiltsev V. et al. Experimental studies of compensation of beam-beam effects with Tevatron electron lenses // *New J. Phys.* 2008. Vol. 10, No. 4. P. 043042.
10. Zhang X. et al. The Origination and Diagnostics of Uncaptured Beam in the Tevatron and Its Control by Electron Lenses // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2008. Vol. 11. P. 051002.
11. Shiltsev V. et al. Experimental Demonstration of Compensation of Beam-Beam Effects by Electron Lenses // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99. P. 244801.
12. Shiltsev V. et al. Beam-beam effects in the Tevatron // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2005. Vol. 8, No. 10. P. 101001.
13. Пархомчук В. В., Рева В. Б., Шильцев В. Д. Взаимодействие интенсивного протонного сгустка и электронного пучка в Тэватроне // *ЖТФ.* 2003. Т. 73, №. 8. С. 105-110.
14. Shiltsev V., Danilov V., Finley D., Seryi A. Compensation of Beam-Beam Effects in the Tevatron with Electron Beams // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 1999. Vol. 2. P. 071001.
15. Burov A., Danilov V., Shiltsev V. Antiproton Stability in Tevatron with Electron Lens // *Phys. Rev. E.* 1998. Vol.59, No.3. P.3605.
16. Shiltsev V., Zinchenko A Electron Beam Distortions in Beam-Beam Compensation Set-up // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 1998. Vol.1. P. 064001.
17. Shiltsev V. Beam-Beam Kicker for Superfast Bunch Handling // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1996. Vol. 374. P. 137–143.
18. Шильцев В.Д. Влияние внешних шумов на динамику пучков в больших коллайдерах: дис. ... канд. физ.-мат. наук. ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1994.

Список литературы

1. Haussecker E. F., Chao A. W. The Influence of Accelerator Science on Physics Research // *Phys. Perspect.* 2011. Vol. 13, N 2. P. 146–160.
2. Chao A. W., Tigner M. *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*. Singapore: World Scientific, 1999.
3. Шильцев В. Д. Коллайдеры частиц высоких энергий: прошедшие 20 лет, предстоящие 20 лет и отдалённое будущее // *УФН.* 2012. Т. 182, №. 10. С. 1033–1046.
4. Tigner M. A possible apparatus for electron clashing-beam experiments // *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*. 1965. Vol. 37, N 3. P. 1228–1231.
5. Edwards D. A., Edwards H. T. Particle colliders for high energy physics // *Rev. Accel. Sci. Tech.* 2008. Vol. 1, N 01. P. 99–120.
6. Скринский А. Н. Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц // *УФН.* 1982. Т. 138, №. 1.
7. Holmes S. D., Shiltsev V. D. The legacy of the Tevatron in the area of accelerator science // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2013. Vol. 63. P. 435–465.
8. Evans L. The large hadron collider // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2011. Vol. 61. P. 435–466.
9. Tollestrup A., Todesco E. The development of superconducting magnets for use in particle accelerators: From the Tevatron to the LHC // *Rev. Accel. Sci. Tech.* 2008. Vol. 1, N 01. P. 185–210.
10. van der Meer S. Stochastic damping of betatron oscillations in the ISR. Geneva, 1972. (Prepr. / CERN; CERN-ISR-PO-72-31)
11. Будкер Г. И. Эффективный метод для демпфирования колебаний частиц в протонных и антипротонных кольцах // *Атомная энергия.* 1967. Т. 22, №. 5. С. 246–248.
12. Пархомчук В. В., Скринский А. Н. Электронное охлаждение — 35 лет развития // *УФН.* 2000. Т. 170, №. 5. – С. 473–493.
13. Experimental demonstration of relativistic electron cooling / S. Nagaitsev [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96, N 4. P. 044801.
14. Исследование сейсмических вибраций для линейного коллайдера ВЛЭПП / Б.А. Баклаков [и др.] // *ЖТФ.* 1993. Т. 63, №. 10. С. 122–131.
15. Шильцев В.Д. Влияние внешних шумов на динамику пучков в больших коллайдерах: дис. ... канд. физ.-мат. наук. ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1994.
16. Пархомчук В.В., Шильцев В.Д. Сейсмика и ускорители // *Сибирский физический журнал.* 1995. №. 2. С. 39–50.

17. Ground vibration measurements for Fermilab future collider projects / B. Baklakov [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 1998. Vol. 1, N 3. P. 031001.
18. Shiltsev V. Review of observations of ground diffusion in space and in time and fractal model of ground motion // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2010. Vol. 13, N 9. P. 094801.
19. Shiltsev V. Observations of random walk of the ground in space and time // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104, N 23. P. 238501.
20. Harrison M., Peggs S., Roser T. The RHIC accelerator // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2002. Vol. 52, N 1. P. 425–469.
21. Jackson J. D., Barton R. G., Donaldson R. Conceptual design of the superconducting super collider. Berkeley, 1986. (Rep. / LBL; SSC-SR–2020).
22. Yarba V. A. The status and development of the UNK project // *Proc. of IEEE 1991 Particle Accelerator Conf. (APS Beam Physics)*. San Francisco, California, USA, 6–9 May 1991. P. 2913–2917.
23. Wojcicki S. The Supercollider: the Texas days—a personal recollection of its short life and demise // *Rev. Accel. Sci. Tech.* 2009. Vol. 2, N 01. P. 265–301.
24. VLHC Design Study Group. Design study for a staged very large hadron collider. Batavia, 2001. (Rep. / Fermilab; Fermilab-TM-2149).
25. Challenges for Highest Energy Circular Colliders / M. Benedikt [et al.]. Geneva, 2014. (Rep. / CERN; CERN-ACC-SLIDES-2014-0109).
26. Bruning O., Collier P. Building a behemoth // *Nature*. 2007. Vol. 448, N 7151. P. 285–289.
27. Shiltsev V. A phenomenological cost model for high energy particle accelerators // *JINST*. 2014. Vol. 9, N 07. P. T07002.
28. Teng L. C. Accelerator projects, worldwide // *AIP Conference Proceedings*. 1989. Vol. 184, N 2. P. 2116–2126.
29. Ярба В. Частное сообщение. 2014.
30. Rossi L., Bottura L. Superconducting magnets for particle accelerators // *Rev. Accel. Sci. Tech.* 2012. Vol. 5. P. 51–89.
31. Yan Y. T., Naples J. P., Syphers M. J. Accelerator Physics at the Superconducting Super Collider. New York: AIP, 1995. N 326. 200 p.
32. Elementary Particles—Accelerators and Colliders / ed. by H. Schopper, S. Myers. Vol 21C. Berlin: Springer, 2013. 642 p.
33. Lebedev V., Shiltsev V. Accelerator physics at the Tevatron collider. New York: Springer New York, 2014. 482 p.
34. Scandale W. Proton-Proton and Proton-Antiproton Colliders // *Rev. Accel. Sci. Tech.* 2014. Vol. 7. P. 9–33.

35. Proc. of 3rd Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Beam-Beam Effects in Circular Colliders. Novosibirsk, USSR, 29 May – 2 Jun 1989 / ed. by I. Koop, G. Tumaikin. Novosibirsk: Int. Comm. Future Accel., 1990. 145 p.
36. Proc. of Workshop on Beam-Beam Effects in Large Hadron Colliders, CERN, Geneva, Switzerland, 12–16 Apr 1999 / ed. by J. Poole, F. Zimmermann. Geneva: CERN, 1999. 176 p.
37. Beam-beam effects in the Tevatron / V. Shiltsev [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2005. Vol. 8, N 10. P. 101001.
38. Proc. of ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders (BB2013). CERN, Geneva, Switzerland, 18–22 Mar 2013 / ed. by W. Herr, G. Papotti. Geneva: CERN, 2014. 258 p.
39. Beam-beam effects at the Fermilab Tevatron: Theory / T. Sen [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2004. Vol. 7, N 4. P. 041001.
40. Proc. of 29th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Beam Halo Dynamics, Diagnostics & Collimation (HALO 03) / ed. by J. Wei, W. Fischer, P. Manning. New York, USA, 19–23 May 2003. New York: AIP, 2003. 317 p.
41. ICFA Beam Dynamics Newsletter / ed. by W. Fischer. 2010. Vol 52. 196 p.
42. Experimental studies of compensation of beam-beam effects with Tevatron electron lenses / V. Shiltsev [et al.] // New J. Phys. 2008. Vol. 10, N 4. P. 043042.
43. Review of particle physics / K.A. Olive [et al.] // Chinese physics C. 2014. Vol. 38, N 9. P. 090001.
44. Siergiej D., Finley D., Herr W. Beam-beam interaction effects for separated beams in a proton-antiproton collider // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55, N 3. P. 3521.
45. Papaphilippou Y., Zimmermann F. Estimates of diffusion due to long-range beam-beam collisions // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. Vol. 5, N 7. P. 074001.
46. Moore R. S., Jansson A., Shiltsev V. Beam instrumentation for the Tevatron collider // JINST. 2009. Vol. 4, N 12. P. P12018.
47. Luo Y., Fischer W. Beam-beam observations in the RHIC // Proc. of ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders (BB2013). Geneva, Switzerland, 18–22 Mar 2013. P. 19–25.
48. Observations of beam-beam effects at the LHC / G. Papotti [et al.] // Proc. of ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders (BB2013). Geneva, Switzerland, 18–22 Mar 2013. P. 1–5.
49. LHC Design Report / O. Bruning [et al.]. CERN, 2004 [Электронный ресурс]. URL: <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-designreport.html>

50. Proc. of EuCARD-AccNet-EuroLumi Workshop: The High-Energy Large Hadron Collider / ed. by E. Todesco, F. Zimmermann. Villa Bigli, Malta, Republic of Malta, 14–16 Oct 2010. Geneva: CERN, 2011. 156 p.
51. Proc. of Workshop on Space Charge Physics in High Intensity Hadron Rings / ed. by A. Lucio, W. Weng. Shelter Island, New York, 4–5 may 1998. New York: AIP, 1998. 448 p.
52. Presentations from Workshop “Space Charge 2013” [Электронный ресурс]. URL: <https://indico.cern.ch/event/221441/>
53. Church M. D., Marriner J. P. The antiproton sources: design and operation // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1993. Vol. 43, N 1. P. 253–295.
54. Ng K.Y. Physics of intensity dependent instabilities. Singapore: World Scientific, 2006. 776 p.
55. Proc. of E-CLOUD'12: Joint INFN-CERN-EuCARD-AccNet Workshop on Electron-Cloud Effects / ed. by R. Cimino, G. Rumolo, F. Zimmermann. La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 5–9 Jun 2012. Geneva: CERN, 2013. 286 p.
56. Measurements of the effect of collisions on transverse beam halo diffusion in the Tevatron and in the LHC / G. Stancari [et al.] // Proc. of ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders (BB2013). Geneva, Switzerland, 18–22 Mar 2013. P. 124–127.
57. Tevatron beam halo collimation system: design, operational experience and new methods / N. Mokhov [et al.] // *JINST.* 2011. Vol. 6, N 08. P. T08005.
58. High energy beam impact tests on a LHC tertiary collimator at the CERN high-radiation to materials facility / M. Cauchi [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2014. Vol. 17, N 2. P. 021004.
59. Measurements of the LHC Collimator Impedance with Beam in the SPS / H. Burkhard [et al.] // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 05). Knoxville, Tennessee, USA, 16–20 May 2005. P. 1132–1134.
60. Shiltsev V. Review of observations of ground diffusion in space and in time and fractal model of ground motion // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2010. Vol. 13, N 9. P. 094801.
61. Status and Plans for the Polarized Hadron Collider at RHIC / M. Bai [et al.] // Proc. of 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2013). Shanghai, China, 12–17 May 2013. P. 1106–1110.
62. Proton-nucleus Collisions in the LHC / J. Jowett [et al.] // Proc. of 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2013). Shanghai, China, 12–17 May 2013. P. 49–51.
63. Christy M. E., Bosted P. E. Empirical fit to precision inclusive electron-proton cross sections in the resonance region // *Phys. Rev. C.* 2010. Vol. 81, N 5. P. 055213.
64. Стриганов С. Частное сообщение.

65. Orsay Storage Ring Group. Status Report On Dci // Proc. of 8th Particle Accelerator Conference. San Francisco, California, USA, 12–14 Mar 1979. P. 3559–3561.
66. Gabor D. A space-charge lens for the focusing of ion beams // *Nature*. 1947. Vol. 160. P. 89–90.
67. Palkovic J. Gabor lens focusing and emittance growth in a low-energy proton beam. PhD dissertation. Wisconsin U., Madison, 1993. 93 p.
68. Overview of US heavy ion fusion research /B.G. Logan [et al.] // *Nucl. Fusion*. 2005. Vol. 45, N 2. P. 131.
69. Stupakov G. V., Chen P. Plasma suppression of beam-beam interaction in circular colliders // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76, N 20. P. 3715.
70. Compensation of the beam-beam effect in proton-proton colliders / E. Tsyganov [et al.]. Dallas, 1993. (Rep. / SSCL; SSCL-Preprint–519).
71. Shiltsev V., Finley D. Electron compression of beam-beam footprint in the Tevatron. Batavia, 1997. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2008).
72. Shiltsev V. Electron lens to compensate bunch-to-bunch tune spread in TeV-33. Batavia, 1997. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2031).
73. Compensation of Beam-Beam Effects in the Tevatron with Electron Beams / V. Shiltsev [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 1999. Vol. 2. P. 071001.
74. Tevatron electron lenses: Design and operation / V. Shiltsev [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2008. Vol. 11, N 10. P. 103501.
75. Experimental Demonstration of Compensation of Beam-Beam Effects by Electron Lenses / V. Shiltsev [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99. P. 244801.
76. Shiltsev V. Status of Tevatron Collider Run II and Novel Technologies for the Tevatron Luminosity Upgrades // Proc. of 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004). Lucerne, Switzerland, 5–9 Jul 2004. P. 239–243.
77. Stancari G., Valishev A. Beam-Beam Compensation Studies in the Tevatron with Electron Lenses // Proc. of ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders (BB2013). Geneva, Switzerland, 18–22 Mar 2013. P. 121–125.
78. The Origination and Diagnostics of Uncaptured Beam in the Tevatron and Its Control by Electron Lenses / X. Zhang [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2008. Vol. 11. P. 051002.
79. Shiltsev V. On possible use of electron lenses in LHC // Proc. of LHC LUMI 2006 CARE-HHH-APD Workshop. Valencia, Spain, 16–20 Oct 2006. P. 92–96.
80. Collimation with hollow electron beams / G. Stancari [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107, N 8. P. 084802.

81. Luo Y., Fischer W. Outline of using an electron lens for the RHIC head-on beam-beam compensation. Upton, 2007. (Rep. / BNL; C-A/AP/286).
82. RHIC Polarized Proton-Proton Operation at 100 GeV in Run 15 / V. Schoefer [et al.] // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015). Richmond, Virginia, USA, 3–8 May 2015. P. 2384–2386.
83. First Experience with Electron Lenses for Beam-beam Compensation in RHIC / W. Fischer [et al.] // Proc. of 5th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2014). Dresden, Germany, 16–20 Jun 2014. P. 913–917.
84. Burov A., Foster G., Shiltsev V. Space-charge compensation in high-intensity proton rings. Batavia, 2000. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2125).
85. Shiltsev V., Chung M. Space-charge compensation experiments at IOTA ring. Batavia, 2014. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-CONF-14-324-APC).
86. Danilov V., Perevedentsev E. Two examples of integrable systems for Round Colliding Beams // Proc. of 17th IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 97). Vancouver, British Columbia, Canada, 12–16 May 1997. P. 1759–1761.
87. Danilov V., Shiltsev V. On Possibility of footprint compression with one lens in nonlinear accelerator lattice. Batavia, 1998. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-FN-0671).
88. Shiltsev V., Marriner J. Selective resonant extraction from the Fermilab main injector using electron lens // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001). Chicago, Illinois, 18–22 Jun 2001. P. 1468–1469.
89. Shiltsev V. Beam-beam Compensation: Status of the Tevatron Studies and Possibilities for e+e- Colliders // Proc. of 23rd Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop On High Luminosity e+e- Colliders. Cornell University, Ithaca, USA, 15–19 Oct 2001. 6 p.
90. Montag C., Fischer W. Head-on beam-beam compensation investigation in an electron-ion collider using weak-strong simulations // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2009. Vol. 12, N 8. P. 084001.
91. Shiltsev V. Electron lenses for particle collimation in LHC // Proc. of CARE-HHH-APD Workshop on Finalizing the Roadmap for the Upgrade of the CERN and GSI Accelerator Complex. CERN, Geneva, Switzerland, 1–5 Oct 2007. P. 46–50.
92. Conceptual design of hollow electron lenses for beam halo control in the Large Hadron Collider / G. Stancari [et al.]. Batavia, 2014. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2572-APC).
93. Shiltsev V. Electron lenses for compensation of beam-beam effects: Tevatron, RHIC, LHC // Proc. of CARE-HHH-APD Workshop on Finalizing the Roadmap for the Upgrade of the CERN and GSI Accelerator Complex. CERN, Geneva, Switzerland, 1–5 Oct 2007. P. 16–18.

94. Valishev A., Stancari G. Electron Lens as Beam-Beam Wire Compensator in HL-LHC. Batavia, 2013. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2571-APC).
95. Shiltsev V. Beam-beam kicker for superfast bunch handling // Nucl. Instrum. Meth. 1995. Vol. A374. P. 137–143.
96. Science Requirements and Conceptual Design for a Polarized Medium Energy Electron-Ion Collider at Jefferson Lab / S. Abeyrante [et al.]. Newport News, 2012. (Rep. / JLab; JLAB-ACC-12-1619).
97. Compensation of the Beam-Beam Effect in Proton Proton Colliders / E. Tsyganov [et. al] // Phys. Part. Nucl. 1996. Vol. 27. P. 279–295.
98. Alexahin Y. Analytical study of the incoherent beam-beam resonances in the Tevatron run II lattice with the beam-beam compensation Batavia, 2000. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-PUB-00-120-T) ; Shatilov D., Shiltsev V. Simulations of the Tevatron beam dynamics with beam-beam compensation. Batavia, 2000. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2124) ; Shatilov D., Alexahin Y., Shiltsev V. Analytical study and tracking simulations of the beam-beam compensation at Tevatron // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001), Chicago, Illinois, USA, 18–22 Jun 2001. P. 2002–2004. ; Alexahin Y., Shiltsev V., Shatilov D. Feasibility of the nonlinear beam-beam compensation at TEVATRON // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001), Chicago, Illinois, USA, 18–22 Jun 2001. P. 2005–2007.
99. LHC particle collimation with hollow electron beams / V. Shiltsev [et al.] // Proc. of 11th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2008), Magazzini del Cotone, Genoa, Italy, 23–27 Jun 2008. P. 292–294. ; см. также [92].
100. Reiser M. Theory and design of charged particle beams. 2nd ed. Weinheim: Wiley, 2008. 647 p.
101. Experimental Studies of electron Cooling / G.I. Budker [et al.] // Part. Accel. 1976. Vol. 7. P. 197–211.
102. Meshkov I. N. Electron cooling—the first 30 years and thereafter // Nucl. Instrum. Meth. 1997. Vol. A391, N 1. P. 1–11.
103. Pierce J.R. Theory and design of electron beams. 2nd ed. New York: Van Nostrand, 1954. 222 p.
104. A high perveance electron gun for the electron cooling / A.N. Sharapa [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. 1998. Vol. A406, N 1. P. 169–171.
105. Lloyd P. Smith and Paul L. Hartman. The Formation and Maintenance of Electron and Ion Beams // J. Appl. Phys. 1940. Vol. 11, N 3. P. 220–229.

106. Lawson J.D. The Physics of Charged-Particles Beams. 2nd ed. Oxford: Clarendon Press, 1988. 446 p.
107. Dikansky N., Nagaitsev S., Parkhomchuk V. Electron Beam Focussing System. Batavia, 1996. 8 p. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-1998-H) // (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-1998)
108. Shiltsev V., Zinchenko A. Electron beam distortions in beam-beam compensation set-up // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 1998. P. 064001.
109. Kuznetsov G. High temperature cathodes for high current density // Nucl. Instrum. Meth. 1994. Vol. A340, N 1. P. 204–208.
110. Мешков И.Н. Транспортировка пучков заряженных частиц. Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1991. 221 с.
111. Экспериментальное исследование компенсированного состояния электронного пучка / А. Буров [и др.]. Новосибирск, 1989. (Препр. / ИЯФ; № 1989-116).
112. Буров А.В. Устойчивость компенсированного пучка электронного охлаждения. Новосибирск, 1988. (Препр. / ИЯФ; № 1988-124).
113. Augustin J.E. Longitudinal Beam-Beam Effect in Head-on Collision. Menlo Park, 1973. (Note / SLAC; PEP-63). Unpublished. ; Montague B.W. Calculation of Luminosity and Beam-Beam Detuning in Coasting-Beam Interaction Regions. Geneva, 1975. (Prepr. / CERN; CERN/ISR-GS/75-36).
114. Burov A., Danilov V., Shiltsev V. Transverse beam stability with 'electron lens' // Phys. Rev. 1998. Vol. E59. P. 3605–3613.
115. Rumolo G., Zimmermann F. Electron cloud simulations: Beam instabilities and wake fields // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. Vol. 5. P. 121002. ; см. также Furman M.A. Electron-Cloud Effect // Handbook of Accelerator Physics and Engineering / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013. P. 163–167.
116. Chao A. Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators. New York, New York: Wiley, 1993. 371 p.
117. Danilov V.V., Perevedentsev E.A. Feedback system for elimination of the transverse mode coupling instability // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. A391. P. 77–92.
118. Pestrikov D.V. Simple model with damping of the mode-coupling instability // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A373. P. 179–184.
119. Stupakov G.V. Emittance Growth Caused by Sextupole Vibrations in the SSC. Dallas, 1992. (Rep. / SSCL; SSCL-575).
120. Emittance growth due to noise and its suppression with the feedback system in large hadron colliders / V. Lebedev [et al.] // Part. Accel 1994. Vol 44. P. 147–164.

121. Status of head-on beam-beam compensation in RHIC / W. Fischer [et al.] // Proc. of ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders (BB2013). Geneva, Switzerland, 18–22 Mar 2013. P. 109–120.
122. Tevatron electron lens magnetic system / A. Ageev [et al.] // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001). Chicago, Illinois, 18–22 Jun 2001. P. 3630–3632.
123. Test results of the magnetic system for the Tevatron electron lens / L. Tkachenko [et al.] // Proc. of 8th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2002), Paris, France, 3–7 Jun 2002. P. 2433–2435.
124. Ткаченко Л.М. Пакет программ MULTIC для расчета магнитных полей произвольной конфигурации. Протвино, 1998. 48 с. (Препр. / ИФВЭ; ИФВЭ 98-28).
125. Upgrades of the Tevatron electron lens / X. Zhang [et al.] // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 03), Portland, Oregon, USA, 12–16 May 2003. P.1781–1783.
126. Characterization of the Tevatron Electron Lens Magnetic System / K. Bishofberger [et al.] // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001), Chicago, Illinois, USA, 18–22 Jun 2001. P.3406-3408.
127. Ivanov. A, Tiunov. M. UltraSAM: 2D code for simulation of electron guns with ultra high precision // Proc of 8th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2002), Paris, France, 3–7 Jun 2002. P.1634-1636.
128. Prototype 'electron lens' set-up for the Tevatron beam-beam compensation / C. Crawford // Proc of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 99), New York, USA, 29 Mar – 2 Apr 1999. P. 237–239.
129. Development of hollow electron beams for proton and ion collimation / G. Stancari [et al.] // Proc. of 1st International Particle Accelerator Conference (IPAC 2010), Kyoto, Japan, 23–28 May 2010. P. 1698–1700.
130. Structure and Design of the Electron Lens for RHIC / D. Gassner [et al.] // Proc. of Particle Accelerator, 24th Conference (PAC'11), New York, USA, 28 Mar – 1 Apr 2011. P. 2309–2311.
131. A trio of modulators for the Fermilab Tevatron electron lens project / D. Wildman [et al.] // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001). Chicago, Illinois, 18–22 Jun 2001. P. 3726–3728.
132. Pulser for the Tevatron electron lens gun / Y. Terechkine [et al.]. Batavia, 2004. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-CONF-04-062-TD).
133. A solid state Marx generator for TEL2 / V. Kamerzhiev [et al.] // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 07), Albuquerque, New Mexico, USA, 25–29 Jun 2007. P. 2257–2258.

134. Saewert G. TEL electron gun anode modulator. Batavia, 2007. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2390-AD).
135. H. Pfeffer, G. Saewert. A 6kV Arbitrary Waveform Generator for the Tevatron Lens // JINST. 2011. Vol. 6. P. 11003.
136. Beam Diagnostics for Tevatron Electron Lens / A. Sleptsov [et al.] // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001). Chicago, Illinois, 18–22 Jun 2001. P. 2305–2307.
137. Commissioning of the second Tevatron Electron Lens and beam study results / V. Kamerdzhiev [et al.] // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 07), Albuquerque, New Mexico, USA, 25–29 Jun 2007. P. 1706–1708.
138. Measurements of a newly designed BPM for the Tevatron Electron Lens 2 / V. Scarpine [et al.] // Proc. of 12th Beam Instrumentation Workshop (BIW 06), Fermilab, Batavia, Illinois, USA, 1–4 May 2006. P. 481–487.
139. Design of a Proton-Electron Beam Overlap Monitor for the New RHIC Electron Lens based on Detecting Energetic Backscattered Electrons / P. Thieberger [et al.] // Proc. of 15th Beam Instrumentation Workshop (BIW12), Newport News, Virginia, USA, 15–19 Apr 2012. P. 86–88.
140. Bagley P. Beam-beam tune shifts for 36 bunch operation in the Tevatron // Proc. of 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC 96), Sitges, Spain, 10–14 Jun 1996. P. 1155–1157.
141. Mahale N.K., Ohnuma S. Beam-beam interaction and pacman effects in the SSC with momentum oscillation // Part. Accel. 1990. Vol. 27. P. 175–180.
142. Beam-beam compensation in Tevatron: Status report / V. Shiltsev // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001). Chicago, Illinois, 18–22 Jun 2001. P. 154–158.
143. Kuzmin A, Semenov A. Shiltsev V. Report on TEL current/position fluctuations studies. Batavia, 2004. (Rep. / Fermilab; Beams-doc-842-v2). URL: <http://beamdocs.fnal.gov>
144. Schmidt R. Misalignments from K-modulation // Proc. of 3rd LEP Performance Workshop, Chamonix, France, 10–16 Jan 1993. P. 139–145.
145. Parkhomchuk V.V., Reva V.V., Shiltsev V.D. Interaction between an intense proton bunch and electron beam in a Tevatron // Tech. Phys. 2003. Vol. 48. P. 1042–1046.
146. Bishofberger K. Successful beam-beam tuneshift compensation. PhD dissertation. University of California, Los Angeles, California, USA. 2005. 244 p.
147. Ranjbar V.H. Stabilizing low frequency beam motion in the Tevatron // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 05). Knoxville, Tennessee, USA, 16–20 May 2005. P. 1353–1355.
148. Burov A., Lebedev V. Transverse Instabilities of Coasting Beams with Space Charge // Phys. Rev. ST Accel Beams. 2009. Vol. 12. P. 034201.

149. Tsyganov E.N., Taratin A, Zinchenko A.I. Beam-beam effect compensation at the LHC. Geneva, 1995. (Prepr. / CERN; SL-Note-95-116-AP).
150. Six-dimensional weak-strong simulation of head-on beam-beam compensation in the Relativistic Heavy Ion Collider / Y. Luo [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2012. Vol. 5. P. 051004.
151. Lifetrac code for the weak-strong simulation of the beam-beam effects in Tevatron / D. Shatilov [et al.] // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 05). Knoxville, Tennessee, USA, 16–20 May 2005. P. 4138–4140.
152. Computational study of the beam-beam effect in Tevatron using the Lifetrac Code / A. Valishev [et al.] // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 05). Knoxville, Tennessee, USA, 16–20 May 2005. P. 4117–4119.
153. Stancari G., Valishev A. Bunch-by-bunch measurement of transverse coherent beam-beam modes in the Fermilab Tevatron collider // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2012. Vol. 15. P. 041002.
154. RHIC Electron Lenses Upgrades / X. Gu [et al.] // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015). Richmond, Virginia, USA, 3–8 May 2015. P. 3830–3832.
155. White S., Fischer W, Luo Y. Optics solutions for pp operation with electron lenses at 100 GeV. Upton, 2014. (Rep. / BNL; BNL-C-A/AP/519).
156. Fischer W. Gu X. Update on RHIC Electron Lens Test // Presentation at Joint HiLumi-LARP Meeting and 24th LARP Collaboration Meeting. Batavia, Illinois, USA, 11–13 May 2015. URL:<https://indico.fnal.gov/contributionDisplay.py?contribId=41&confId=9342&sessionId=16>
157. Relativistic Heavy Ion Collider Smashes Record for Polarized Proton Luminosity at 200 GeV Collision Energy [Электронный ресурс] // BNL. 2015. URL: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=111715>
158. Kabel A. Beam-Beam Simulations at SLAC // Proc. of LARP CM12 Collaboration Meeting, Napa, California, USA, 8–10 Apr 2009. URL: <http://larpdocs.fnal.gov/LARP/DocDB/0009/000959/001/talk20090409.pdf>
159. Valishev A., Shiltsev V. Electron Lens for Beam-Beam Compensation at LHC // Proc of Particle Accelerator Conference (PAC 09). Vancouver, BC, Canada, 4–8 may 2009. P. 2567–2569.
160. Valishev A. Simulations of Head-on Beam-Beam Compensation at RHIC and LHC // Proc. of 1st International Particle Accelerator Conference (IPAC 2010), Kyoto, Japan, 23–28 May 2010. P. 2081–2083.

161. LARP Mini-Workshop on Beam-Beam Compensation 2007, SLAC, Menlo Park, California, 2–4 Jul 2007. URL: <http://www-conf.slac.stanford.edu/larp/> ; Summary of the LARP mini-workshop on beam-beam compensation 2007 / W. Fischer [et al.] // Proc. of CARE-HHH-APD Workshop on Finalizing the Roadmap for the Upgrade of the CERN and GSI Accelerator Complex. CERN, Geneva, Switzerland, 1–5 Oct 2007. P. 12–15.
162. Valishev A., Luo Y., Fischer W. Summary of the LARP Mini-Workshop on Electron Lens Simulations at BNL. Upton, 2009. (Rep. / BNL; BNL-C-A/AP/353).
163. Mess K.H., Seidel M. Collimators as diagnostic tools in the proton machine of HERA // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. A351. P. 279–285.
164. Stancari G. New Methods of Particle Collimation in Colliders // Proc. of 2011 Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society. Providence, Rhode Island, USA, 9–13 Aug 2011. 9 p. URL: <http://arxiv.org/abs/1110.0144>
165. Beam Halo Dynamics and Control with Hollow Electron Beams / G. Stancari [et al.] // Proc. of 52nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity and High-Brightness Hadron Beams (HB2012). Beijing, China, 17–21 Sep 2012. P. 466–470.
166. Measurements and Corrections of Nonlinear Optics // Lebedev V., Shiltsev V. Accelerator physics at the Tevatron collider. New York: Springer New York, 2014. Ch. 2.5.
167. Numerical simulations of a proposed hollow electron beam collimator for the LHC upgrade at CERN / V Previtali [et al.]. Batavia, 2013. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2560-APC).
168. Valishev A. Simulation Study of Hollow Electron Beam Collimation for LHC. Batavia, 2014. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2584-APC).
169. Stancari G. Calculation of the Transverse Kicks Generated by the Bends of a Hollow Electron Lens. Batavia, 2014. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-FN-0972-APC).
170. Requirements for the LHC collimation system / R.W. Aßmann [et al.] // Proc. of 8th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2002). Paris, France, 3–7 Jun 2002. P. 197–199.
171. The final collimation system for the LHC / R.W. Aßmann [et al.] // Proc. of 10th European Particle Accelerator Conference (EPAC 06). Edinburgh, Scotland, 26–30 Jun 2006. P. 986–988.
172. Semiautomatic beam-based LHC collimator alignment / G. Valentino [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2012. Vol. 15. P. 051002.
173. Cleaning Performance of the LHC Collimation System up to 4 TeV / B. Salvachua [et al.] // Proc. of 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2013). Shanghai, China, 12–17 May 2013. P. 1002–1004.
174. Rossi L. LHC Upgrade Plans: Options and Strategy // Proc. of 2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC 2011). San Sebastian, Spain, 4–9 Sep 2011. P. 908–912.

175. Li S., Stancari G. Characterization of an Electron Gun for Hollow Electron Beam Collimation. Batavia, 2012. (Rep. / Fermilab; FERMILAB-TM-2542-APC).
176. Moens V. Experimental and Numerical Studies on the Proposed Application of Hollow Electron Beam Collimation for the LHC at CERN. Masters thesis. École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland, 2013. 97 p.
177. Plans for Deployment of Hollow Electron Lenses at the LHC for Enhanced Beam Collimation / S. Redaelli [et al.] // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015). Richmond, Virginia, USA, 3–8 May 2015. P. 2462–2465.
178. Friedman A., Grote D.P., Haber I. Three-dimensional particle simulation of heavy-ion fusion beams // Phys. Fluids. 1992. Vol. B4. P. 2203–2210. ; Beam Dynamics Studies of H⁻ Beam Chopping in a LEBT for Project X / Q. Ji [et al.] // Proc. of 52nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity and High-Brightness Hadron Beams (HB2012). Beijing, China, 17–21 Sep 2012. P. 546–549.
179. Stancari G. Beam experience at the Tevatron and status of hollow e-lens hardware // Special ColUSM: internal review of “Tevatron hollow e-lens usage at CERN”. Geneva, Switzerland, 9 Nov 2012. URL: <https://indico.cern.ch/event/213752/>
180. Laskar J. The chaotic motion of the solar system: A numerical estimate of the size of the chaotic zones // Ikarus. 1990. Vol. 88. P. 266–291. ; Laskar J. Frequency Map Analysis and Particle Accelerators // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 03). Portland, Oregon, USA, 12–16 May 2003. P. 378–382.
181. Simulation of Hollow Electron Lenses as LHC Beam Halo Reducers using Merlin / H. Rafique [et al.] // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015). Richmond, Virginia, USA, 3–8 May 2015. P. 2188–2191.
182. Luminosity evolution model // Lebedev V., Shiltsev V. Accelerator physics at the Tevatron collider. New York: Springer New York, 2014. Ch. 6.5.
183. Laslett L.J. On Intensity Limitations Imposed by Transverse Space-Charge Effects in Circular Particle Accelerators. Upton, 1963. P. 324–367. (Rep. / BNL; BNL-7534).
184. Nielsen C.E., Sessler A.M. Longitudinal Space Charge Effects in Particle Accelerators // Rev. Sci. Instrum. 1959. Vol. 30, Iss. 2. P. 80–89.
185. Montague B.W. Fourth-order coupling resonance excited by space-charge forces in a synchrotron. Geneva, 1968. 46 p. (Rep. / CERN; CERN-68-38).
186. Sacherer F. Transverse space-charge effects in circular accelerators. Berkley, 1968. 123 p. (Rep. / LNBL; UCLR-18454).
187. Stability of the Kapchinskij-Vladimirskij (K-V) distribution in long periodic transport systems / I. Hofmann // Part. Accel 1983. Vol. 13. P. 145–178.

188. Struckmeier J., Reiser M. Theoretical studies of envelope oscillations and instabilities of mismatched intense charged-particle beams in periodic focusing channels / *Part. Accel.* 1984. Vol. 14. P. 227–260.
189. Machida S. Space charge effects in low-energy proton synchrotrons // *Nucl. Instrum. Meth.* 1991. Vol. A309. P. 43–59.
190. Machida S. Space-charge-induced resonances in a synchrotron // *Nucl. Instrum. Meth.* 1997. Vol. A384. P. 316–321.
191. Hofmann I. Stability of anisotropic beams with space charge // *Phys. Rev.* 1998. Vol. E57. P. 4713–4724.
192. Lee S.Y., Okamoto. H. Space-Charge Dominated Beams in Synchrotrons // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. P. 5133–5136.
193. Fedotov A.V., Holmes J.A., Gluckstern R.L. Instabilities of high-order beam modes driven by space-charge coupling resonances // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2001. Vol. 4. P. 084201.
194. Space charge dynamics in high intensity rings / J.A. Holmes [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 1999. Vol. 2. P. 114202.
195. Space-charge effects in high brightness electron beam emittance measurements / S.G. Anderson [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2002. Vol. 5. P. 014201.
196. Burov A. Head-Tail Modes for Strong Space Charge // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2009. Vol. 12. P. 044202.
197. Burov A., Lebedev V. Transverse Instabilities of Coasting Beams with Space Charge // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2009. Vol. 12. P. 034201.
198. Zotter B. Space Charge Effects in Circular Accelerators // *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013. P. 137–140.
199. ICFA Beam Dynamics Newsletter / ed. by K. Hirata, J. Jowett. 1999. Vol. 20.
200. Space-Charge Compensation Options for the LHC Injector Complex / F. Zimmermann [et al.] // *Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 07)*, Albuquerque, New Mexico, USA, 25–29 Jun 2007. P. 3390–3392.
201. eRHIC Design Study: An Electron-Ion Collider at BNL / E.C. Aschenauer [et al.]. URL: <https://arxiv.org/abs/1409.1633>
202. Issues and R&D Required for the Intensity Frontier Accelerators / V. Shiltsev [et al.] // *Proc. of 1st North American Particle Accelerator Conference (NAPAC2013)*. Pasadena, California, USA, 29 Sep – 4 Oct 2013. P. 99–101.

203. Accelerator Physics and Technology Research Toward Future Multi-MW Proton Accelerators / V. Shiltsev [et al.] // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015). Richmond, Virginia, USA, 3–8 May 2015. P. 4019–4022.
204. Shiltsev V. Space Charge Compensation (SCC) in Hadron Beams // Handbook of Accelerator Physics and Engineering / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013. P. 394–395.
205. Online Correction of the Incoherent Tune Shifts Due to Space Charge / P.J. Bryant [et al.]. Geneva, 1975. (Prepr. / CERN; CERN-ISR-MA/75-54).
206. Dimov G.I., Chupriyanov V.E. Compensated Proton Beam Production In An Accelerating Ring At A Current Above The Space Charge Limit // Part. Accel. 1984. Vol. 14. P. 155–184.
207. Litvinenko V.N., Wang G. Compensating tune spread induced by space charge in bunched beams // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2014. Vol. 17, N 11. P. 114401.
208. Compensating tune spread induced by space charge in bunched beams / Y. Alexahin [et al.] // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 07), Albuquerque, New Mexico, USA, 25–29 Jun 2007. P. 3474–3476.
209. Alexahin Y., Kapin V. Study of Possibility of Space Charge Compensation in the Fermilab Booster with Multiple Electron Columns. Batavia, 2008. (Rep. / Fermilab; Beams-doc-3108-v1). URL: <http://beamdocs.fnal.gov>
210. The use of ionization electron columns for space-charge compensation in high intensity proton accelerators / V. Shiltsev [et al.] // AIP Conf. Proc. 2009. Vol. 1086. P. 649–654.
211. Machida S. Simulation results of space charge compensation with electron beams. 2001. (Unpublished KEK Note).
212. Design and Simulation of IOTA—a Novel Concept of Integrable Optics Test Accelerator / S. Nagaitsev [et al.] // Proc. of 3rd International Particle Accelerator Conference (IPAC 2012). New Orleans, Louisiana, USA, 20–25 May 2012. P. 16–19.
213. Beam Physics of Integrable Optics Test Accelerator at Fermilab / A. Valishev [et al.] // Proc. of 3rd International Particle Accelerator Conference (IPAC 2012). New Orleans, Louisiana, USA, 20–25 May 2012. P. 1371–1373.
214. IOTA (Integrable Optics Test Accelerator): Facility and Experimental Beam Physics Program / S. Antipov [et al.] // JINST. 2017. Vol. 12. P. T03002.
215. Electron Lenses for Experiments on Nonlinear Dynamics with Wide Stable Tune Spreads in the Fermilab Integrable Optics Test Accelerator / G. Stancari [et al.] // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015). Richmond, Virginia, USA, 3–8 May 2015. P. 46–49.

216. Proton Injection into the Fermilab Integrable Optics Test Accelerator (IOTA) / E. Prebys [et al.] // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2015). Richmond, Virginia, USA, 3–8 May 2015. P. 2627–2629.
217. Danilov V., Nagaitsev S. Nonlinear accelerator lattices with one and two analytic invariants // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2010. Vol. 13. P. 084002.
218. McMillan E.M. Some Thoughts on Stability in Nonlinear Periodic Focusing Systems. Berkeley, 1967. (Rep. / Univ. of California; UCRL-17795).
219. McMillan E. M. A Problem in the Stability of Periodic Systems // Topics in modern physics: a tribute to Edward U. Condon / ed. by W.E. Brittin, H. Odabasi. Boulder: Colorado Associated University Press, 1991. P. 219–244.
220. Recent Beam-Beam Effects at VEPP-2000 and VEPP-4M / D. Shwartz [et al.] // Proc. of ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders (BB2013). Geneva, Switzerland, 18–22 Mar 2013. P. 43–49.
221. V. Shiltsev. New possibilities for beam-beam and space-charge compensation: MCP gun and electron columns // Proc. of Particle Accelerator Conference (PAC 07), Albuquerque, New Mexico, USA, 25–29 Jun 2007. P. 1159–1160.
222. Rees G.H., Bryant P.J. Ring Injection and Extraction // Handbook of Accelerator Physics and Engineering / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013. P. 382–387.
223. Minty M., Zimmermann F. Measurement and Control of Charged Particle Beams. Berlin: Springer Science & Business Media, 2003. P. 230–238.
224. Holmes S., Gerig R., Johnson D. The Fermilab Main Injector // Part. Accel. 1990. Vol. 26. P. 193–198.
225. Slow Extraction from the Fermilab Main Injector / C. Moore [et al.] // Proc. of IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001). Chicago, Illinois, 18–22 Jun 2001. P. 1559–1561.
226. Hirata K. Beam-Beam in Storage Ring Colliders // Handbook of Accelerator Physics and Engineering / ed. by A.W. Chao, K.H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Singapore: World Scientific, 2013. P. 169–174.
227. Ohmi K. Simulation of beam-beam effects in a circular e^+e^- collider // Phys. Rev. 2000. Vol. E62. P. 7287–7294.
228. Talman R. Specific luminosity limit of e^+e^- colliding rings // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. Vol. 5. P. 081001.
229. Seeman J.T. Observations of beam-beam interactions // Nonlinear Dynamics Aspects of Particle Accelerators. Lecture Notes in Physics / ed. by J.M. Jowett, M. Month, S. Turner. New York: Springer-Verlag, 1985. Vol. 247. P. 121–153.

230. Oide K. *Asymmetric B-Factories // Elementary Particles—Accelerators and Colliders* / ed. by H. Schopper, S. Myers. Vol 21C. Berlin: Springer, 2013. P. 418–427.
231. PEP-II: An Asymmetric B Factory. Conceptual Design Report. 1994. (Rep. / SLAC; SLAC-R-418).
232. Measurement of coherent beam-beam tune shift under crabbing collision at KEKB / T. Ieiri [et al.] // *Phys. Rev. ST. Accel. Beams*. 2009. Vol. 12. P. 064401.
233. Raimondi P. Status of the SuperB Effort // Presentation at 2nd Workshop on Super B-Factory. Frascati, Italy, 16–18 Mar 2006.
234. Raimondi P., Shatilov D., Zobov M. Beam-Beam Issues for Colliding Schemes with Large Piwinski Angle and Crabbed Waist. Frascati, 2007. (Rep. / LNF; LNF-07-003-IR).
235. Test of crab-waist collisions at DAFNE Phi factory / M. Zobov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104. P. 174801.
236. Collective Instabilities in the Tevatron Collider Run II Accelerators // Lebedev V., Shiltsev V. *Accelerator physics at the Tevatron collider*. New York: Springer New York, 2014. P. 153–186.
237. Present understanding of the instabilities observed at the LHC during Run I and implications for HL-LHC / E. Metral [et al.] // *Proc. of 3rd Joint HiLumi LHC-LARP Annual Meeting 2013 (HiLumi LHC-LARP)*. Daresbury, UK, 11–15 Nov 2013. URL: <https://indico.cern.ch/event/257368/>
238. Metral E. Initial Estimate of machine Impedance. Geneva, 2014. (Rep. / CERN; CERN-ACC-2014-0005).
239. *The International Linear Collider Technical Design Report* / ed. by T. Behnke [et al.]. ILC, 2013. (Rep. / ILC; ILC-REPORT-2013-040).
240. *TESLA Technical Design Report* / ed. by F. Richard [et al.]. Hamburg, 2001. (Prepr. / DESY; DESY-2001-011).
241. Brinkmann R., Derbenev Ya., Flottmann K. A flat beam electron source for linear colliders. Hamburg, 1999. (Rep. / TESLA; DESY-TESLA-99-09).
242. Piot P., Sun Y.-E., Kim K.-J. Photoinjector-generation of a flat electron beam with transverse emittance ratio of 100 // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2006. Vol. 9. P. 031001.

Приложение А. Символы и обозначения

СИМВОЛ	Обозначение	Единицы
L	Светимость на одно место встречи (IP)	$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
$I_L = \int L dt$	Интегральная светимость	$\text{пб}^{-1}/\text{неделя}$, фб^{-1}
$E_{p,a}$	Энергия протонов (антипротонов)	ГэВ
$C, R = C/2\pi$	Периметр и радиус кольца	м
$c = 2,9979 \times 10^8 \text{ м/с}$, v , $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta_{p,a,e}^2)^{1/2}$	Скорость света, релятивистские факторы (протона, антипротона, электрона)	
$f_0 = C/v$, f_{RF} , $h = f_{\text{RF}}/f_0$	Частота обращения, частота ВЧ, номер гармоники ВЧ	МГц
x, y, z, s	Горизонтальное, вертикальное и продольное смещение, продольная координата	
$Q_{x,y,s}$	Безразмерная частота	
N_B	Число сгустков	
t_B	Расстояние между сгустками	нс
$N_{p,a,e}$	Число протонов на сгусток	10^9
$\mathcal{E}_{(p,a)(x,y,L)}$	Ср. кв. нормализованный эмиттанс (протонов, антипротонов) (горизонтальный, вертикальный, продольный)	π мкм, эВ с
$\sigma_{(p,a)(x,y,L)}$	Ср. кв. размер (протонов, антипротонов) (горизонтальный, вертикальный, продольный)	мкм, м
$\sigma_{E,\delta}$	Разброс и относительный разброс по энергии	
$\beta_{x,y}, \alpha_{x,y}, D_{x,y}, \beta_{x,y}^*$	Оптические функции, бета- и альфа-, дисперсия, бета-функции в месте встречи	м, см
$x, y, z = (2J_{x,y,z} \beta_{x,y,z})^{1/2} \cos(\psi_{x,y,z})$	Координаты, переменные действие-фаза	
V_{RF}	Амплитуда ВЧ	МВ
$Z_{\square}, Z_{\perp}, Z_0$	Продольный и поперечный импеданс, импеданс пустого пространства	Ом, Ом/м, 377 Ом
$H(\sigma_z, \beta^*, \dots)$	Геометрический фактор падения светимости (Hour-glass factor)	
$e = 2,71828$		
$e = 1,602 \times 10^{-19}$	Заряд электрона	Кл
$m_p = 938,27$	Масса протона	МэВ/ c^2
$m_e = 511$	Масса электрона	кэВ/ c^2
$r_p = e^2/m_p c^2 = 1,535 \times 10^{-18}$	Классический радиус протона	м
$r_e = e^2/m_e c^2 = 2,818 \times 10^{-15}$	Классический радиус электрона	м

Приложение Б. Часто встречающиеся сокращения

AA	Antiproton Accumulator at Fermilab
VINP/ИЯФ	Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск
BNL	Brookhaven National Laboratory, USA
BPM	Датчик положения пучка
CERN	European Organization for Nuclear Research, Switzerland
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron laboratory, Germany
FCC	Future Circular Collider study at CERN
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory, USA
Фермилаб	Fermi National Accelerator Laboratory, USA
HERA	Hadron-Elektron Ring-Anlage at DESY
ИИЭП/ИФВЭ	Institute of High Energy Physics, Russia
IP	место встречи (столкновения) пучков
ISR	Intersection Storage Ring at CERN
JINR/ОИЯИ	Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна
LHC	Large Hadron Collider at CERN
КЛЭВ	Компенсация лобовых эффектов встречи
КПЭВ	Компенсация паразитных эффектов встречи
КТЭП	Коллимация трубчатым электронным пучком
КЭПЗ	Компенсация эффектов пространственного заряда
Линас/линач	линейный ускоритель
MI	Main Injector synchrotron at FNAL
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider at BNL
RR	Recycler Ring at FNAL
SppS	Super Proton (antiproton) Synchrotron at CERN
SSC	Superconducting Super Collider, USA
TEL	Tevatron Electron Lens, Теватроновская Электронная Линза
ЭЛ	Электронная Линза
Tevatron/Теватрон	TeV proton antiproton collider at Fermilab

Приложение В. Параметры суперколлайдеров

TeV — Tevatron, SSC — Super conducting Super Collider, RHIC — Relativistic Heavy Ion Collider, LHC — Large Hadron Collider, FCC — Future Circular Collider, p — протоны, $p\bar{p}$ — антипротоны, i — ионы

		TeV	SSC	RHIC	LHC	FCC	
Тип частиц		$p\bar{p}$	$p\bar{p}$	$p\bar{p}, i\bar{i}, p\bar{i}$	$p\bar{p}$	$p\bar{p}$	
Периметр	C	6,28	87,12	3,83	26,7	~100	км
Макс. энергия	E	0,98	20	0,25	7	~50	ТэВ
Пиковая светимость	L	4,3	10	2,5 ($p\bar{p}$)	100	~500	$10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Макс. магн. поле	B	4,4	6,6	3,5	8,3	~16	Тл
Энергия инжекции	E_{inj}	0,15	1,0	0,028	0,45	~3,3	ТэВ
Время рампа		84	1000	220	1200	1200	с
Гармоника ВЧ	h	1113	104544	2520	35640	130680	
Переходная энергия	γ_{tr}	18,6	105	22,9	55,7	99	
Амплитуда ВЧ	V_{RF}	1,4	20	4,0	8	40	МВ
β_{max} в кольце (h/v)		100	305	57	180	350	м
β^* в местах встречи		0,28	0,5	1,0	0,55	1,1	м
Макс. дисперсия	D_x	8	1,8	1,9	2,0	2,2	м
Бетатр. частота, нрм.	$Q_{x,y}$	20,59	123,28	28,68	64,31	~120	
Длина СП магнита		6,1	12,7	9,45	14,3	14,3	м
Длина пол-ячейки		29,7	90	15	53,5	~210	м
Магнитов/ячейку		8	12	2	6	12	
Всего диполей		774	10288	396	1232	~5000	
Бетатр. фаза/ячейку		68	90	90	90	90	град.
Тип ячейки		FODO	FODO	FODO	FODO	FODO	