

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
образования

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра общей ядерной физики

На правах рукописи

Владимиров Иван Юрьевич

**ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ЯРКОСТЬЮ
ПУЧКА: ДИНАМИКА, ДИАГНОСТИКА, МАГНИТНЫЕ
СИСТЕМЫ**

Специальность 01.04.20 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная
техника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических
наук

Научный руководитель: доктор
физико-математических наук,
профессор Шведун В.И.

Москва 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ИСТОЧНИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ЯРКОСЬЮ ПУЧКА	13
1.1 Состав, параметры и принцип работы источника	13
1.2 Динамика пучка в СВЧ пушке и соленоиде	14
1.2.1 СВЧ пушка	14
1.2.2 Соленоид	16
1.2.3 Выбор фазы инжекции.....	16
1.2.4 Оценка параметров электронного пучка, эмитируемого в пушку	19
1.2.5 Оптимальные положение и величина магнитного поля соленоида	22
1.2.6 Выбор длительности и радиуса лазерного импульса	23
1.3 Динамика пучка в линейном ускорителе.....	28
1.3.1 Линейный ускоритель.....	28
1.3.2 Регулирование конечной энергии пучка.....	32
1.3.3 Учет мультипольных компонент электромагнитного поля ускоряющей структуры.....	45
1.4 Заключение	56
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА	57
2.1 Введение	57
2.2 Спектрометр для проекта GunLab.....	57
2.2.1 Ошибка измерения импульса	61
2.2.2 Разрешающая способность спектрометра.....	64
2.2.3 Выбор оптимальных параметров спектрометра.....	67
2.2.4 Ошибка измерения и разрешающая способность оптимального спектрометра.....	69

2.2.5	Трехмерный расчет и измерение магнитного поля дипольного магнита	72
2.2.6	Расчет динамики пучка в спектрометре	76
2.3	Измерение продольного эмиттанса	78
2.3.1	Электромагнитное поле вертикально-отклоняющего ВЧ резонатора	79
2.3.2	Влияние вертикально-отклоняющего резонатора на электрон	81
2.3.3	Оценка амплитуды поля вертикально-отклоняющего резонатора	83
2.3.4	Расчет динамики пучка в вертикально-отклоняющем резонаторе и дипольном магните	85
2.3.5	Восстановление продольного фазового портрета пучка	88
2.3.6	Вертикально-отклоняющий резонатор с пролетным каналом	91
2.4	Заключение	93
ГЛАВА 3. МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО МАГНИТНОГО МАТЕРИАЛА		94
3.1	Введение	94
3.2	Результаты расчета и конструкция поворотных магнитов	96
3.2.1	Обоснование конструкции поворотных магнитов	96
3.2.2	Расчет элементов настройки поворотных магнитов	98
3.2.3	Конструкция поворотных магнитов	102
3.2.4	Методика намагничивания редкоземельных магнитных блоков	103
3.3	Методика настройки поворотных магнитов	105
3.4	Оборудование и методика измерений	107
3.5	Результаты настройки поворотных магнитов	110
3.6	Квадрупольная линза и магниты вывода разрезного микротрона	118
3.6.1	Квадрупольная линза	119
3.6.2	Дипольные магниты вывода	121
3.7	Заключение	123
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		125

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	127
ПРИЛОЖЕНИЕ А. ВЫЧИСЛЕНИЕ НОРМАЛИЗОВАННОГО ПОПЕРЕЧНОГО ЭМИТТАНСА.....	137
ПРИЛОЖЕНИЕ Б. ЭВОЛЮЦИЯ НОРМАЛИЗОВАННОГО ПОПЕРЕЧНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА В УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЕ.....	139
ПРИЛОЖЕНИЕ В. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОМЕТРА ИЗ УСЛОВИЯ МИНИМИЗАЦИИ ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСА.....	142

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации

Получение ярких интенсивных релятивистских электронных пучков является в последние 20 лет одним из ключевых направлений развития ускорительной физики и техники. Такие пучки необходимы для источников синхротронного излучения четвертого поколения, включая рентгеновские лазеры на свободных электронах [1-3] и ускорители с рекуперацией энергии [4], для проектируемых линейных коллайдеров [5], для источников рентгеновского излучения на основе комптоновского рассеяния лазерного излучения на электронах [6-9], для исследования новых методов ускорения частиц, в том числе методов лазерного ускорения и ускорения в плазме.

В НИИЯФ МГУ совместно с ФИАН и МЛЦ МГУ в течение ряда лет проводились исследования различных вариантов интенсивного источника монохроматического рентгеновского излучения с энергией, перестраиваемой в диапазоне 20-40 кэВ – лазерно-электронного генератора, основанного на обратном томсоновском рассеянии лазерного излучения на релятивистских электронах [10-17]. Лазерно-электронный генератор может занять нишу между рентгеновскими трубками и источниками синхротронного излучения по таким параметрам, как интенсивность и яркость излучения, габариты и стоимость установки. Одними из основных элементов лазерно-электронного генератора, обсуждаемого в [10-17], являются нормально проводящий линейный ускоритель с СВЧ пушкой, позволяющие получить сгустки электронов с большим зарядом, малым продольным и поперечным эмиттансом и регулируемой энергией. Расчет и оптимизация параметров такого ускорителя является одной из задач настоящей диссертации.

Важнейшей задачей при создании ускорителей электронов с большой яркостью пучка является разработка методов диагностики, в том числе методов измерения энергии, энергетического спектра и продольного эмиттанса пучка. В рамках соглашения о сотрудничестве с Берлинским центром материалов и энергии имени Гельмгольца в НИИЯФ МГУ в ходе выполнения данной диссертации были разработаны методики и оборудование для проекта сверхпроводящей СВЧ пушки с большой яркостью пучка GunLab [18, 19], являющегося частью проекта

bERLinPro [20-25], целью которого является создание прототипа сверхпроводящего линейного ускорителя с рекуперацией энергии для источника синхротронного излучения четвертого поколения.

В современных ускорителях заряженных частиц, в том числе в существующих и проектируемых источниках электромагнитного излучения, в проектируемых линейных коллайдерах, важное место занимают магнитные системы на основе редкоземельных магнитных материалов. Такие системы имеют ряд преимуществ по сравнению с электромагнитами: меньшие размеры и вес; отсутствие источника питания и гистерезисных явлений, что повышает воспроизводимость режима и стабильность работы ускорителей; возможность реализации сложных конфигураций магнитного поля; возможность достижения высоких значений индукции магнитного поля, существенно превышающих значения индукции, при которых происходит насыщение стали и специальных сплавов; помещение магнитов в вакуум. В НИИЯФ МГУ в рамках сотрудничества с научными организациями России, а также в рамках соглашения о сотрудничестве с Техническим университетом Каталонии ведутся разработки магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов для ускорителей электронов прикладного назначения, в том числе ускорителей для медицины и систем безопасности. При создании магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов возникает общая проблема прецизионной настройки распределения магнитного поля, связанная как со свойствами материала (неоднородностью намагничивания по объему, хрупкостью), так и с большими ponderomotorными силами, действующими на отдельные части магнитов и достигающими для больших магнитных систем нескольких тонн. В этой связи, актуальной является еще одна из задач настоящей диссертации – разработка методов прецизионной настройки магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов на примере магнитной системы разрезного микротрона для интраоперационной лучевой терапии [26].

Цели и задачи исследования

В работе планировалось провести расчет источника электронов, состоящего из СВЧ пушки, соленоида и линейного ускорителя. Требовалось определить параметры составных элементов источника электронов, позволяющего получить

пучок с зарядом 1 нКл, минимально достижимым нормализованным поперечным эмиттансом, длительностью в несколько пс и энергией, регулируемой в пределах 35-50 МэВ. Следующей целью было рассчитать спектрометр и изучить методику измерения продольного эмиттанса пучка для проекта GunLab. Разработка методов прецизионной настройки магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов на примере магнитной системы разрезного микротрона для интраоперационной лучевой терапии – еще одна задача, которая стояла перед диссертантом.

Научная новизна

Научная новизна проведенных исследований заключается в следующем:

- 1) Впервые получены параметры источника электронов, позволяющего получить пучок с зарядом 1 нКл, среднеквадратичной длиной 1 мм, нормализованным поперечным эмиттансом меньше 4 мм мрад и регулируемой энергией 35-50 МэВ.
- 2) Впервые получена теоретическая оценка воздействия вертикально-отклоняющего резонатора на средний импульс и среднеквадратичный разброс по импульсам электронов пучка в приближении, что электромагнитное поле вертикально-отклоняющего резонатора аппроксимируется полем моды TM_{110} цилиндрического резонатора без пролетного канала. Показано, что изменение среднего импульса зависит от амплитуды электромагнитного поля резонатора, от фазы влета пучка в резонатор, от длины сгустков пучка и от его энергии, а изменение среднеквадратичного разброса по импульсам еще зависит от вертикальных размера и углового отклонения пучка. В частности, показано, что в поле резонатора с частотой 1.3 ГГц и амплитудой магнитного поля 16.7 мТл изменение среднего импульса пучка может достигать 100 кэВ/с, а изменение среднеквадратичного разброса по импульсам – 10 кэВ/с.
- 3) Впервые разработана методика измерения продольного эмиттанса пучка, основанная на аналитическом решении уравнений движения электрона в поле вертикально-отклоняющего резонатора. Показано, что на точность измерения продольного эмиттанса большое влияние оказывают вертикальные размер и угловое отклонение пучка.

- 4) Впервые разработана методика настройки магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов. В основе методики настройки лежит использование специальных плунжеров, а критерий качества настройки магнитных систем, основан на расчете траекторий частиц в измеренных полях магнитных систем.

Научная и практическая значимость

Значимость работы обусловлена тем, что полученные параметры источника электронов с высокой яркостью пучка положены в основу генератора монохроматического рентгеновского излучения с энергией, перестраиваемой в диапазоне 20-40 кэВ, предложенного НИИЯФ МГУ совместно с ФИАН и МЛЦ МГУ.

Предложенная методика измерения продольного эмиттанса пучка электронов, учитывающая воздействие отклоняющего резонатора на энергию и энергетический спектр измеряемого пучка, позволяет увеличить точность измерений. Проведены разработка, измерения и калибровка магнитного поля магнита-спектрометра, вошедшего в состав установки по измерению параметров пучка сверхпроводящей СВЧ пушки проекта GunLab.

Разработанная методика настройки магнитов на основе редкоземельных магнитных материалов может быть использована при настройке магнитных систем ускорителей заряженных частиц, включая поворотные магниты, ондуляторы, магнитные линзы. В результате выполнения данной работы настроены поворотные магниты, квадрупольная линза и магниты вывода пучка для разрезного микротрона Технического университета Каталонии.

Достоверность

Достоверность результатов численного моделирования, представленных в диссертации, определяется использованием хорошо апробированного программного обеспечения (ASTRA [27], CST Studio [28], PARMELA [29], POISSON SUPERFISH [30]), сравнением результатов расчетов, выполненных с помощью различных программ, проведением расчетов для тестовых моделей с известными характеристиками, тщательной калибровкой измерительной

аппаратуры, а также сравнением (где это было возможно) и хорошим совпадением расчетных и экспериментальных характеристик

Личный вклад автора

Автором проведено численное моделирование динамики пучка электронов от фотокатода СВЧ пушки до выхода из линейного ускорителя, проведена минимизация среднеквадратичного эмиттанса пучка СВЧ пушки по параметрам лазерного импульса и магнитного поля соленоида. Диссертант исследовал методы регулирования энергии пучка на выходе линейного ускорителя в пределах 35-50 МэВ, обеспечивающие малую величину энергетического разброса и поперечного эмиттанса пучка.

Для проекта GunLab автором выполнены расчеты магнита-спектрометра, разработана его конструкция и измерено распределение магнитного поля. Также им предложена методика восстановления продольного эмиттанса пучка по его изображению на люминесцентном экране и изучено влияние электрического поля поперечно-отклоняющего резонатора на результаты измерения эмиттанса пучка.

Диссертант участвовал в сборке и настройке магнитной системы разрезного микротрона для интраоперационной лучевой терапии, в результате чего была разработана методика настройки магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов.

На защиту выносятся следующие основные результаты:

- 1) Параметры источника электронов, позволяющего получить пучок с зарядом 1 нКл, среднеквадратичной длиной 1 мм, нормализованным поперечным эмиттансом меньше 4 мм мрад и регулируемой энергией 35-50 МэВ.
- 2) Теоретическая оценка воздействия вертикально-отклоняющего резонатора на средний импульс и среднеквадратичный разброс по импульсам электронов пучка в приближении, что электромагнитное поле вертикально-отклоняющего резонатора аппроксимируется полем моды TM_{110} цилиндрического резонатора без пролетного канала. Показано, что изменение среднего импульса зависит от амплитуды электромагнитного поля резонатора, от фазы влета пучка в резонатор, от длины сгустков пучка и от его энергии, а изменение среднеквадратичного разброса по импульсам

также зависит от вертикальных размера и углового разброса пучка. В частности, показано, что в поле резонатора с частотой 1.3 ГГц и амплитудой магнитного поля 16.7 мТл изменение среднего импульса пучка может достигать 100 кэВ/с, а изменение среднеквадратичного разброса по импульсам – 10 кэВ/с

- 3) Методика измерения продольного эмиттанса пучка, основанная на аналитическом решении уравнений движения электрона в поле вертикально-отклоняющего резонатора. Показано, что на точность измерения продольного эмиттанса существенное влияние оказывают вертикальные размер и угловой разброс частиц пучка
- 4) Методика и результаты настройки магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов. В основе методики настройки лежит использование настроечных плунжеров, а критерий качества настройки магнитных систем, основан на расчете траекторий частиц в измеренных полях магнитных систем

Апробация работы и публикации

Материалы диссертации опубликованы в работах [18, 31-38], из которых статьи [31-33] удовлетворяют требованиям ВАК. Также результаты докладывались автором на научном семинаре ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ и следующих конференциях и школах:

- 1) 23 всероссийская конференция по ускорителям заряженных частиц (24-28 сентября 2012 г., Санкт-Петербург, Россия);
- 2) 5th International Particle Accelerator Conference (15-20 июня 2014 г, Дрезден, Германия);
- 3) XV и XVI межвузовские научные школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» (25-26 ноября 2014 г., 24-25 ноября 2015 г., Москва, Россия);
- 4) II международная конференция «Плазменные, лазерные исследования и технологии» (25-27 января 2016 г., НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Ее объем составляет 143 страницы, она включает 86 рисунков и 24 таблицы. Список литературы включает 105 наименований.

В главе 1 приведены результаты расчета динамики пучка источника электронов с высокой яркостью, состоящего из СВЧ пушки, компенсирующего соленоида и линейного ускорителя. В разделе 1.2 описаны методы и результаты расчета динамики пучка в СВЧ пушке с соленоидом, а также приводятся значения оптимальных параметров: амплитуда ускоряющего поля СВЧ пушки, положение соленоида и интеграл его магнитного поля, характеристики лазерного импульса, в том числе его фаза, характер распределения энергии в лазерном импульсе, его длительность, диаметр лазерного луча, при которых удается получить пучок с требуемыми значениями энергии и заряда и с минимальным нормализованным поперечным эмиттансом. В разделе 1.3 приведены результаты оптимизации динамики пучка в линейном ускорителе, описаны два метода регулирования конечной энергии пучка, приведены результаты учета и минимизации мультипольных компонент ускоряющего поля.

Глава 2 посвящена разработке методики измерения энергии, энергетического спектра и продольного эмиттанса пучка СВЧ пушки. Методика имеет общий характер, но ее применение проиллюстрировано на примере сверхпроводящей СВЧ пушки проекта GunLab. Характеристики спектрометра, спроектированного для данного проекта, указаны в разделе 2.2. В разделе 2.3 подробно описывается воздействие вертикально-отклоняющего ВЧ резонатора на пучок, а также анализируется методика восстановления продольного фазового портрета пучка.

В главе 3 отведено место описанию методики настройки магнитных систем на основе редкоземельных магнитных материалов. Пути решения общей проблемы настройки таких систем, вытекающей из свойств редкоземельных материалов, иллюстрируются на примере сложной магнитной системы разрезного микротрона Технического университета Каталонии. В разделе 3.2 приводится обоснование выбора четырехполюсной магнитной системы в качестве поворотного магнита; описана работа настроечных элементов, позволяющих регулировать амплитуды магнитного поля отдельных полюсов магнита; описана конструкция поворотного магнита; приведена методика намагничивания редкоземельных блоков. Методике

настройки магнитного поля поворотных магнитов отведен раздел 3.3, а методике измерений и оборудованию, использовавшемуся при измерениях, – раздел 3.4. В разделе 3.5 приводятся распределения магнитных полей в настроенных поворотных магнитах и результаты их анализа. Настройка квадрупольной линзы и четырех магнитов вывода занимает раздел 3.6.

Заключение содержит основные результаты, полученные в диссертационной работе.

ГЛАВА 1. РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ИСТОЧНИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ЯРКОСЬЮ ПУЧКА

1.1 Состав, параметры и принцип работы источника

Источник электронов, показанный на рис. 1.1, состоит из СВЧ пушки с фотокатодом (1), соленоида (2), двух секций линейного ускорителя (3), окна ввода лазерного излучения (4), системы диагностики, включающей датчик заряда сгустка (5), флуоресцентный экран (6) с ПЗС камерой (7), датчик положения пучка (8), корректоров пучка (9), вакуумных затворов (10). Параметры источника приведены в табл. 1.1, где сравниваются с параметрами пучков инжекторов LCLS [39] и ThomX [40].

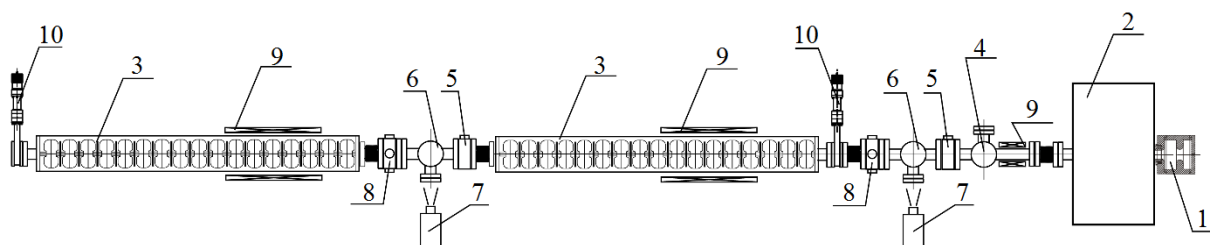


Рис. 1.1. 1 – СВЧ пушка, 2 – соленоид, 3 – секции линейного ускорителя, 4 - камера ввода лазерного импульса, 5 – датчик заряда, 6 – камера флуоресцентного экрана, 7 – ПЗС камера, 8 – датчик положения пучка, 9 – корректоры пучка, 10 – вакуумный затвор

Таблица 1.1

Основные характеристики пучка источника электронов

Параметр	источник	LCLS	ThomX
Интервал регулирования энергии ускоренного пучка, МэВ	35-50	135	50-70
Заряд ускоренного сгустка электронов, нКл	1	1	1
Среднеквадратичный нормализованный эмиттанс, мм мрад	< 4	1.2	4
Среднеквадратичная длина сгустка, мм	1	0.12-3.3	1.11
Среднеквадратичный разброс по энергии, %	0.12	-	0.36
Количество сгустков в цикле ускорения	4	1	1
Расстояние между сгустками, нс	12.5	-	-

Максимальная частота повторения циклов ускорения, Гц	50	120	50
--	----	-----	----

Для достижения приведенных в табл. 1.1 параметров формирование сгустков осуществляется с помощью СВЧ пушки с металлическим фотокатодом, облучаемым лазерными импульсами. Среднеквадратичный поперечный эмиттанс ускоренных в СВЧ пушке до энергии 5 МэВ сгустков фотоэлектронов минимизируется на некотором расстоянии от нее с помощью фокусирующего соленоида и далее «замораживается» при ускорении с высоким темпом набора энергии.

Ускорение электронов до конечной энергии осуществляется с помощью нормально проводящего двухсекционного линейного ускорителя S-диапазона на основе бипериодической ускоряющей структуры со стоячей волной. Регулирование энергии пучка, энергетического разброса и длительности сгустка достигается за счет регулирования амплитуд и фаз ускоряющего поля секций.

СВЧ пушка и каждая из секций линейного ускорителя питается СВЧ энергией от отдельного клистрона с максимальной импульсной мощностью 10 МВт. Это позволяет с высоким быстродействием и с высокой точностью регулировать и стабилизировать амплитуды и фазы ускоряющих полей на низком уровне мощности, тем самым обеспечивая требуемую стабильность энергии ускоренного пучка.

1.2 Динамика пучка в СВЧ пушке и соленоиде

1.2.1 СВЧ пушка

СВЧ пушка должна обеспечить следующие с частотой 50 Гц последовательности из четырех сгустков, разделенных во времени интервалом 12.5 нс и ускоренных до 5 МэВ. На основании анализа имеющихся разработок в качестве прототипа был выбран вариант пушки с медным фотокатодом. Данная пушка состоит из двух связанных резонаторов общей длиной $1.6 \lambda/2$, где λ – длина волны ускоряющего поля, и работает на π -колебании с частотой 2856 МГц. Такая пушка была создана для проекта LCLS [41-43] на основании варианта пушки BNL [44].

На рис. 1.2, *а* изображена четверть СВЧ пушки. Основные электродинамические характеристики π -колебания СВЧ пушки, рассчитанные в CST Studio [28] и SUPERFISH [30] для нормировки поля $\int |E_z| dz / \int dz = 52.2$ МВ/м, обеспечивающей ускорение фотоэлектронов до 5 МэВ при фазе лазерного импульса относительно поля 30° , приведены в табл. 1.2. Распределение ускоряющего поля на оси показано на рис. 1.2, *б*.

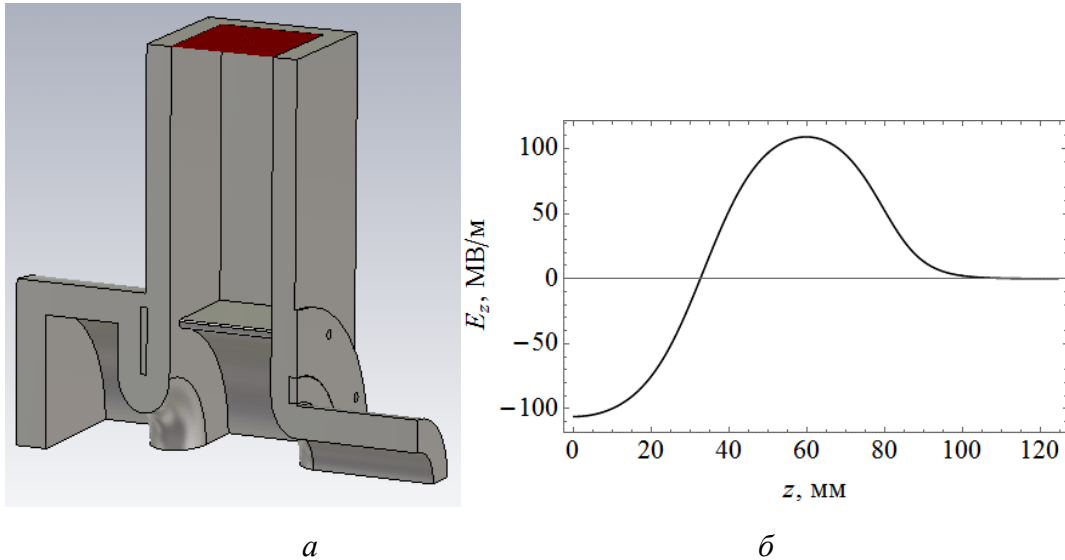


Рис. 1.2. (а) Четверть СВЧ пушки. (б) Распределение электрического поля E_z вдоль оси пушки

Таблица 1.2

Основные электродинамические характеристики π -моды СВЧ пушки

Характеристика	CST	SUPERFISH
Частота рабочего колебания	2856.8 МГц	2856.8 МГц
Частота 0-моды	2838.1 МГц	2838.1 МГц
Добротность	14236	14255
Напряженность эл. поля на катоде	106 МВ/м	106 МВ/м
Потери в стенках	7.08 МВт	7.07 МВт
Запасенная энергия	5.61 Дж	5.61 Дж

Целью оптимизации динамики пучка в СВЧ пушке было достижение величины проектной энергии, минимальной величины среднеквадратичного поперечного эмиттанса, минимального разброса по энергии, проектной длительности и заряда сгустка за счет оптимального выбора следующих параметров: амплитуды ускоряющего поля, фазы лазерного импульса по отношению к фазе поля, длины

волны лазерного излучения, пространственного распределения энергии лазерного импульса, радиуса пятна и длительности лазерного импульса на катоде.

1.2.2 Соленоид

В процессе ускорения пучка в СВЧ пушке и при последующем движении сгустка в пространстве дрейфа происходит рост поперечного эмиттанса под действием сил пространственного заряда. С помощью фокусирующего соленоида можно минимизировать эмиттанс в определенной точке на траектории пучка. Механизм минимизации рассматривается, например, в работах [45-47].

Отправной точкой для выбора конструкции соленоида являлась конструкция, разработанная для проекта LCLS [43, 48]. Геометрия конечного варианта соленоида показана на рис. 1.3, а. Распределение магнитного поля на оси соленоида для интеграла поля 44.3 Т мм показано на рис. 1.3, б.

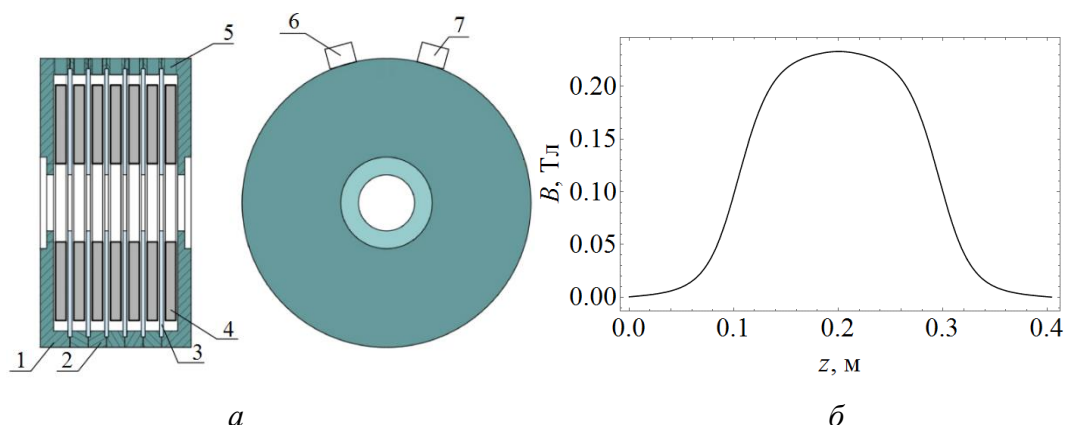


Рис. 1.3. (а) Аксиально-симметричный соленоид: 1 – торцевая часть, 2 – кольцо, 3 – разравнивающая пластина, 4 – катушка, 5 – отверстие в кольце, 6, 7 – колодки для крепления токоподводящих проводов и шлангов системы охлаждения. (б) Распределение магнитного поля на оси соленоида

1.2.3 Выбор фазы инжекции

С целью определить фазу инжекции пучка в СВЧ пушку были проведены расчеты динамики отдельных электронов и сгустка электронов в поле СВЧ пушки. Причем электромагнитное поле пушки было нормировано на значение 52.2 МВ/м. Расчеты динамики пучка проводились в программах ASTRA [27] и CST Studio.

При расчете динамики отдельных электронов принималось, что их начальная кинетическая энергия равна 2 эВ. Результаты расчетов приведены на рис. 1.4, а, б.

На рис. 1.4, *а* изображена кинетическая энергия E электрона на выходе из пушки в зависимости от начальной фазы φ_{in} электрона относительно поля. Причем в фазе $\varphi_{in} = 30^\circ$ кинетическая энергия электрона равна $E = 4.97$ МэВ (в фазе 0° электрическое СВЧ поле отсутствует). На рис. 1.4, *б* показано, как меняется оптическая сила F , действующая на электрон, первоначально находившийся на катоде на расстоянии $x_{in} = 1$ мм от оси. Оптическая сила вычислялась по формуле $F = x'_{out}/x_{out}$, где x_{out} – координата электрона на выходе из пушки, $x'_{out} = p_x/p_z$, p_x и p_z – компоненты импульса электрона на выходе из пушки. Из рис. 1.4, *б* следует, что поле СВЧ пушки дефокусирует пучок, так как $F > 0$.

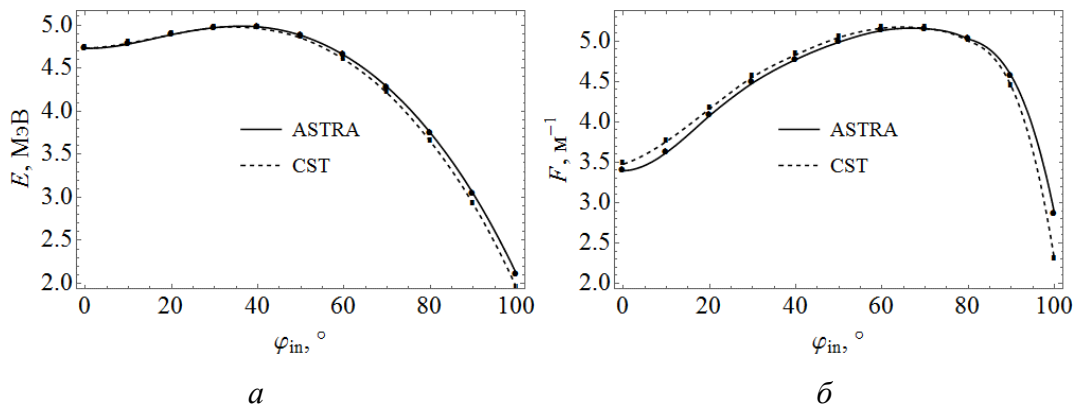


Рис. 1.4. Кинетическая энергия E (*а*) электрона на выходе из пушки и оптическая сила F пушки (*б*) в зависимости от фазы эмиссии φ_{in}

Также были проведены расчеты динамики пучка электронов в СВЧ пушке. Пучок был цилиндрической формы и с однородным распределением электронов. Основные параметры пучка указаны в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Основные параметры пучка электронов

Параметр	Значение
Заряд q	1 нКл
Среднеквадратичный радиус σ_x поперечного сечения	0.60 мм
Радиус x_{max} поперечного сечения	1.2 мм
Среднеквадратичный разброс $\sigma_{x'}$	689 мрад
Среднеквадратичное время эмиссии σ_t	2.9 пс
Длительность пучка t_{max}	10 пс
Нормализованный поперечный эмиттанс ε_x	1.41 мм мрад

Средняя кинетическая энергия E	0.40 эВ
Среднеквадратичный разброс по кинетическим энергиям σ_E	0.14 эВ

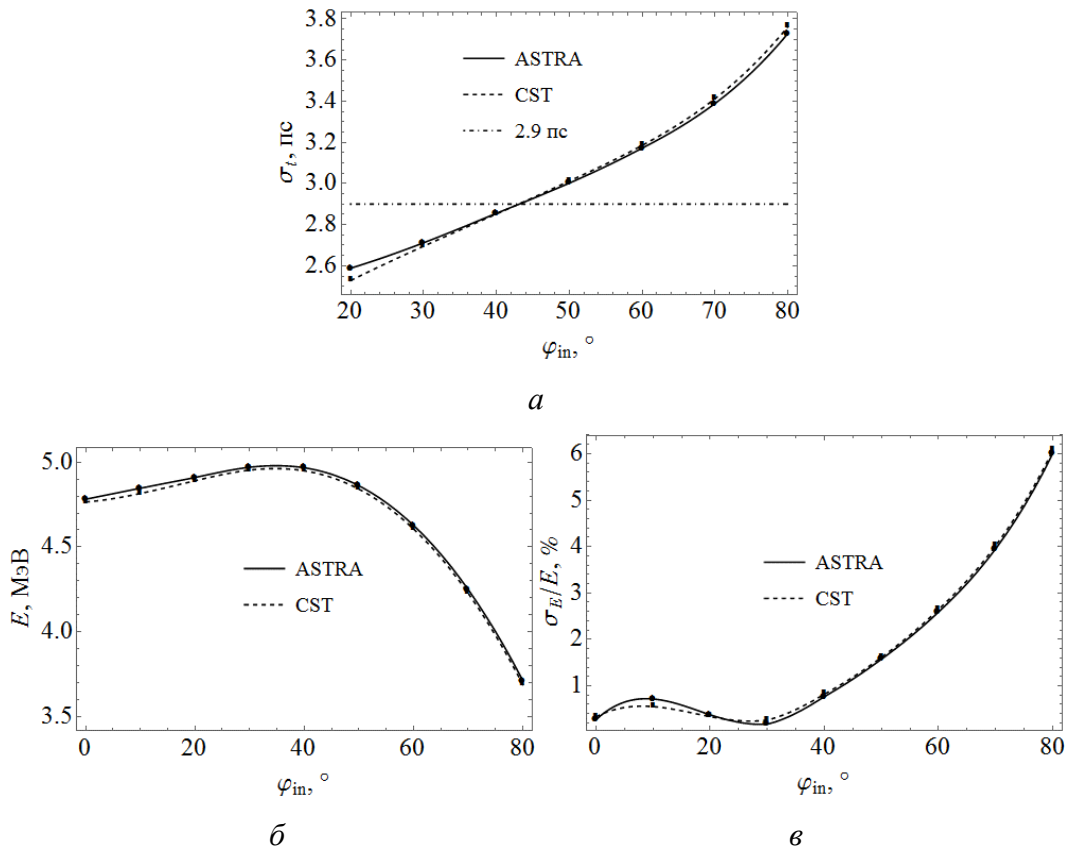


Рис. 1.5. Среднеквадратичная длительность пучка электронов σ_t (а), его средняя кинетическая энергия E (б) и относительное среднеквадратичное отклонение σ_E/E (в) в зависимости от фазы инжекции φ_{in} пучка в СВЧ пушку

На рис. 1.5, а показано изменение среднеквадратичной длительности $\sigma_t = \sigma_z/c$ пучка на выходе из пушки в зависимости от фазы φ_{in} поля пушки. Из рисунка видно, что пучок сжимается при фазах инжекции $\varphi_{in} < 45^\circ$. При больших фазах пучок растягивается полем пушки. На рис. 1.5, б, в показано, как изменяются средняя кинетическая энергия пучка E и среднеквадратичное отклонение кинетических энергий частиц пучка σ_E с фазой инжекции в пушку. Минимальное относительное среднеквадратичное отклонение кинетической энергии $\sigma_E/E \approx 0.3\%$ достигается при фазе инжекции 30° . Стоит отметить, что приведенные результаты согласуются с результатами похожих работ [39, 49, 50].

В результате проведенного анализа делаем вывод, что оптимальная фаза инжекции пучка в СВЧ пушку равна $\varphi_{in} = 30^\circ$. При этом электромагнитное поле

пушки должно быть нормировано на значение 52.2 МВ/м (амплитуда электрического поля на катоде 106 МВ/м).

1.2.4 Оценка параметров электронного пучка, эмитируемого в пушку

Заряд электронного сгустка, эмитируемого с фотокатода СВЧ пушки, должен быть равен 1 нКл. В качестве катода будет использоваться медная стенка пушки, которая будет облучаться лазерными импульсами с длиной волны в диапазоне 248-266 нм. На основе реализованных проектов [39, 40, 50-52] можно сделать вывод, что источники лазерного излучения с такими длинами волн широко распространены. Далее будет предполагаться, что генерируемый в результате фотоэффекта электронный сгусток имеет цилиндрическую форму с круглым сечением. Чтобы на практике добиться этого, необязательно облучать катод под прямым углом, как это сделано, например, в [39, 50]. Можно облучать катод не под прямым углом, предварительно преобразовав форму самого лазерного импульса [51].

При облучении металлической поверхности потоком фотонов с энергией E_{phot} в результате фотоэффекта появляется электронный ток [53]. Причем электронный сгусток обладает следующими параметрами:

$$E = \frac{2}{3}(E_{\text{phot}} - \Phi_{\text{eff}}), \sigma_E = \frac{1}{3\sqrt{2}}(E_{\text{phot}} - \Phi_{\text{eff}}), \quad (1.1)$$

$$\sigma_{px,py} = m_0c \sqrt{\frac{E_{\text{phot}} - \Phi_{\text{eff}}}{3m_0c^2}}, \varepsilon_{thx,y} = \sigma_{x,y} \sqrt{\frac{E_{\text{phot}} - \Phi_{\text{eff}}}{3m_0c^2}}.$$

Здесь $m_0c^2 = 0.511$ МэВ – энергия покоя электрона, Φ_{eff} – эффективная работа выхода электронов с поверхности катода, E – средняя кинетическая энергия электронов, σ_E – среднеквадратичный разброс по энергии, $\sigma_{px,py}$ – среднеквадратичный разброс по импульсам, $\sigma_{x,y}$ – среднеквадратичный размер пучка, $\varepsilon_{thx,y}$ – среднеквадратичный тепловой эмиттанс. В приложении А показывается особенность вычисления теплового эмиттанса по формуле (1.1). Эффективная работа выхода Φ_{eff} отличается от работы выхода Φ из-за эффекта Шоттки:

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi - 0.037947 \sqrt{E_z \left[\frac{\text{МВ}}{\text{м}} \right]} \text{эВ}, \quad (1.2)$$

где E_z – напряженность приложенного к катоду внешнего электрического поля. В разных источниках указаны разные значения работы выхода Φ электронов из меди. Например, $\Phi = 4.31$ эВ в [53], $\Phi = 4.47$ эВ в [54], $\Phi = 4.48 - 5.10$ эВ в [55]. Примем, что $\Phi = 4.7$ эВ, а $E_z = 106 \cdot \sin 30^\circ = 53$ МВ/м. В результате подстановки в (1.2) получим $\Phi_{\text{eff}} = 4.4$ эВ.

На основе указанных допущений были оценены параметры эмитируемых пучков электронов для двух длин волн лазерных импульсов $\lambda = 248$ нм и $\lambda = 266$ нм. Некоторые характеристики пучков указаны в табл. 1.4. Чтобы узнать, насколько сильно влияет длина волны на параметры пучка на выходе из СВЧ пушки, было проведено моделирование движения двух пучков с параметрами из табл. 1.4 в пушке. Оба пучка имели одинаковую цилиндрическую форму с круглым сечением и однородным распределением электронов в объеме, радиус поперечного сечения и длительность пучков были равны соответственно 1.2 мм и 10 пс. Пучки инжектировались в пушку в фазе 30° , а поле было нормировано на значение 52.2 МВ/м.

Таблица 1.4

Характеристики сгустков фотоэлектронов, генерирующихся при облучении медного катода лазерными импульсами с длинами волн 248 и 266 нм

Параметр	$\lambda = 248$ нм	$\lambda = 266$ нм
E_{phot}	5.0 эВ	4.6 эВ
E	0.4 эВ	0.13 эВ
σ_E	0.14 эВ	0.047 эВ
$\sigma_{px,py}$	320 эВ/с	184 эВ/с
$\varepsilon_{\text{th}x,y}$	0.375 мм мрад	0.217 мм мрад

В табл. 1.5 сравниваются разные характеристики пучков, сгенерированных лазерными импульсами с длинами волн 248 и 266 нм и ускоренных в СВЧ пушке. Так как существенных отличий между параметрами разных эмитируемых пучков, посчитанных в одной и той же программе (ASTRA или CST), нет, делаем вывод, что для облучения медного фотокатода можно использовать лазерные импульсы с

длинами волн в диапазоне 248-266 нм. В следующих разделах главы 1 будут приведены результаты расчетов динамики пучка, эмитируемого в СВЧ пушку при облучении катода лазерным импульсом с длиной волны 248 нм.

Таблица 1.5

Сравнение характеристик пучков на выходе из СВЧ пушки

Параметр	ASTRA		CST	
	$\lambda = 248$ нм	$\lambda = 266$ нм	$\lambda = 248$ нм	$\lambda = 266$ нм
E , МэВ	4.97	4.97	4.95	4.95
σ_E , кэВ	8.62	8.72	12.89	12.86
ε_x , мм мрад	3.52	3.59	2.78	2.74
σ_x , мм	1.70	1.70	1.69	1.69
σ_z , мм	0.810	0.807	0.808	0.803

Оценим энергию лазерного импульса, требующуюся для генерации из медного катода сгустка электронов с зарядом $q = 1$ нКл. В сгустке с таким зарядом содержится $N_e = q/e$ электронов. Если QE – квантовая эффективность медного катода, тогда в лазерном импульсе должно быть $N_\gamma = N_e/QE$ фотонов с энергией $E_{\text{phot}} = hc/\lambda$ каждый. Поэтому энергия лазерного импульса, падающего на катод, должна быть равна:

$$E_{\text{laser}} = \frac{q \cdot E_{\text{phot}}}{e \cdot QE}. \quad (1.3)$$

Квантовая эффективность почти квадратично зависит от энергии E_{phot} [53]:

$$QE \approx \frac{1 - R(E_{\text{phot}})}{1 + \frac{\lambda_{\text{opt}}(E_{\text{phot}})}{\lambda_{e-e}(E_{\text{phot}})}} \cdot \frac{(E_{\text{phot}} - \Phi_{\text{eff}})^2}{8\Phi_{\text{eff}}(E_F + \Phi_{\text{eff}})} \approx A(E_{\text{phot}} - \Phi_{\text{eff}})^2. \quad (1.4)$$

Здесь R – отражательная способность катода, λ_{opt} – средний путь фотона в катоде до поглощения электроном, λ_{e-e} – среднее расстояние, проходимое электроном в катоде без участия в электрон-электронном рассеянии. Все эти величины слабо зависят от энергии фотона. Также в формуле (1.4) фигурируют энергия Ферми электронного газа E_F и коэффициент A , который в целом характеризует свойства материала катода.

На рис. 1.6, *a* показана зависимость $QE(E_{\text{phot}})$, построенная по экспериментальным результатам из [56]. Подстановкой (1.4) в (1.3) получаем функцию $E_{\text{laser}}(E_{\text{phot}})$ – как должна меняться энергия лазерного импульса, чтобы при разных энергиях фотонов генерировался сгусток электронов с зарядом 1 нКл (рис. 1.6, *б*). Из рис. 1.6, *a* и *б* следует, что для фотонов с длинами волн 248-266 нм квантовая эффективность медного катода лежит в пределах $5 \cdot 10^{-5}$ - $2 \cdot 10^{-6}$, а требуемая энергия лазерного импульса лежит в пределах 0.1-2 мДж.

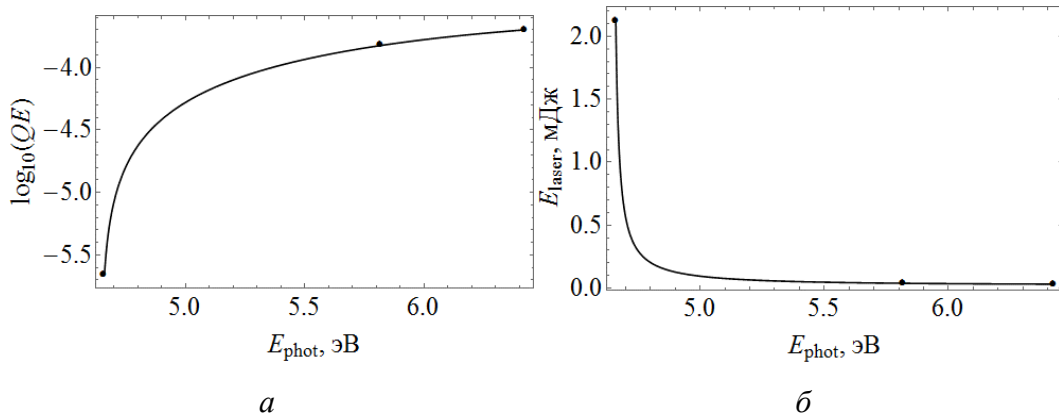


Рис. 1.6. (*a*) Квантовая эффективность QE медного катода в зависимости от энергии фотонов E_{phot} . (*б*) Энергия лазерного импульса E_{laser} , требуемая для генерации сгустка фотоэлектронов с зарядом 1 нКл, в зависимости от энергии фотонов E_{phot}

1.2.5 Оптимальные положение и величина магнитного поля соленоида

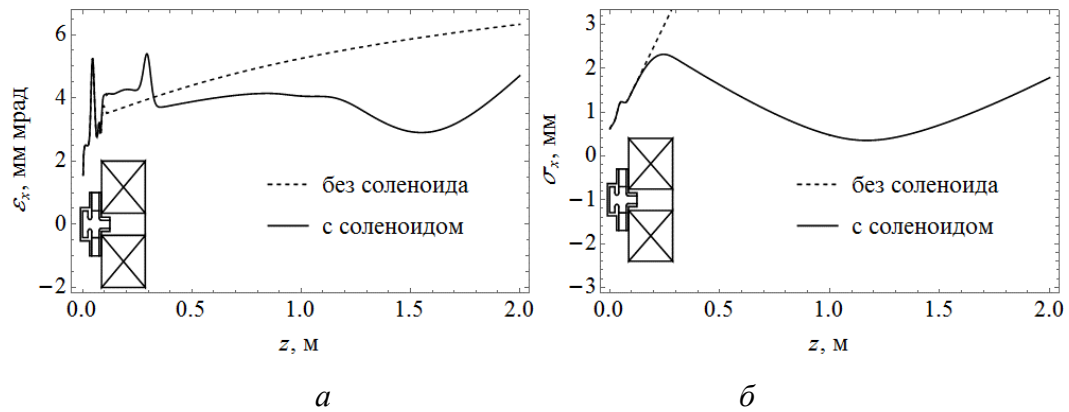


Рис. 1.7. Изменения нормализованного поперечного эмиттанса ϵ_x (*a*) и среднеквадратичного радиуса σ_x (*б*) пучка-примера при наличии магнитного поля соленоида: $z_s = 200$ мм, $\int B_z dz = 44.3$ Тл мм

При наличии магнитного поля соленоида нормализованный поперечный эмиттанс пучка и его радиус уменьшаются на некотором участке оси z (рис. 1.7, *a*,

б). Путем варьирования положения и величины магнитного поля соленоида подбирались такие их значения, обеспечивающие минимально достижимый нормализованный поперечный эмиттанс электронного пучка. Для этого считалась динамика пучка с характеристиками из табл. 1.3 в системе, состоящей из СВЧ пушки и соленоида. При этом менялись положение центра соленоида относительно катода z_s и интеграл магнитного поля соленоида $\int B_z dz$. На рис. 1.8 показаны зависимости наименьшего поперечного эмиттанса пучка от положения соленоида и величины его поля.

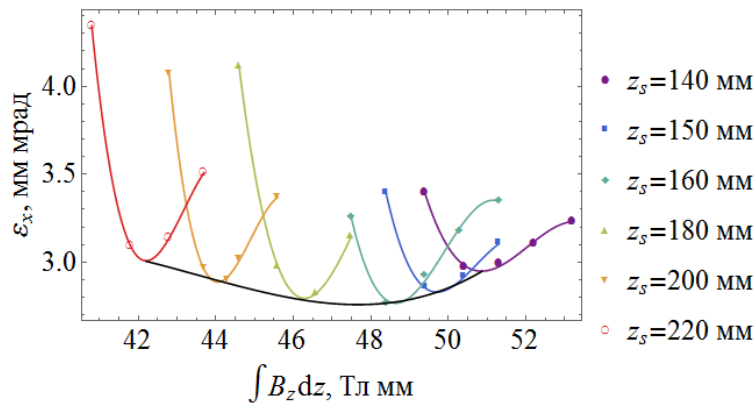


Рис. 1.8. Наименьший нормализованный поперечный эмиттанс пучка ϵ_x при разных положениях соленоида z_s и интегралах его магнитного поля $\int B_z dz$

Согласно рис. 1.8 и с учетом того, что наименьшее возможное расстояние от катода до центра соленоида равно 200 мм (это расстояние определяется конструкцией СВЧ пушки), оптимальное положение соленоида составляет $z_s = 200$ мм, а оптимальный интеграл его поля равен 44.3 Тл мм. Отметим, что приведенные результаты согласуются с результатами похожих работ [39, 49].

1.2.6 Выбор длительности и радиуса лазерного импульса

Важнейшей задачей оптимизации характеристик полей СВЧ пушки и соленоида, а также характеристик лазерного излучения является минимизация нормализованного поперечного эмиттанса пучка, который оценивается по формуле [57]:

$$\sqrt{\epsilon_{SC}^2 + \epsilon_{RF}^2 + \epsilon_{mp}^2 + \epsilon_{Bz}^2 + \epsilon_T^2 + \epsilon_{th}^2} < \epsilon < \epsilon_{SC} + \epsilon_{RF} + \epsilon_{mp} + \epsilon_{Bz} + \epsilon_T + \epsilon_{th},$$

где ϵ_{SC} – вклад в эмиттанс нелинейных сил пространственного заряда, ϵ_{RF} – рост эмиттанса, обусловленный зависящими от времени поперечными силами

электромагнитного поля, ε_{mp} – рост эмиттанса из-за вклада мультиполных компонент ускоряющего поля, ε_{Bz} – составляющая эмиттанса вследствие ненулевого магнитного поля на катоде, ε_T – вклад в эмиттанс, обусловленный тепловым движением электронов при отличной от нуля температуре катода, ε_{th} – тепловой эмиттанс, обусловленный эффектами рассеяния электрона, поглотившего фотон, на пути его движения к поверхности катода. В [57] приводятся выражения для составляющих поперечного эмиттанса. Для пучка с равномерным распределением частиц компоненты поперечного эмиттанса имеют вид:

$$\varepsilon_{SC} = 47 \cdot 10^{-3} \frac{q(\text{нКл})}{E_0(\text{МВ/М})\sigma_t(\text{пс}) \sin \varphi_0} \cdot \frac{1}{3 \sigma_x(\text{М})/\sigma_z(\text{М}) + 5} [\text{М}], \quad (1.5)$$

$$\varepsilon_{RF} = 2.5 \cdot 10^3 E_0(\text{МВ/М})\sigma_x^2(\text{М})\sigma_z^2(\text{М}) [\text{М}], \quad (1.6)$$

$$\varepsilon_{mp} = 0.033\sigma_x(\text{М})\sigma_z(\text{М}) \left[\int_0^L \frac{\partial E_z}{\partial x} dz \right] (\text{МВ/М}) [\text{М}], \quad (1.7)$$

$$\varepsilon_{Bz} = 73R_0^2(\text{М})B_z(\text{Т}) [\text{М}], \quad (1.8)$$

$$\varepsilon_T = 6.5 \cdot 10^{-6} R_0(\text{М})\sqrt{T(\text{К})} [\text{М}]. \quad (1.9)$$

Среди (1.5-1.9) нет выражения для оценки теплового эмиттанса, так как оно приведено в (1.1). В выражениях (1.5-1.9) E_0 – амплитуда ускоряющего поля на катоде, E_z – продольная компонента ускоряющего поля, φ_0 – фаза лазерного импульса относительно нуля ускоряющего поля на катоде, R_0 – радиус лазерного пятна, B_z – индукция магнитного поля соленоида на катоде, T – температура катода, q – заряд сгустка, σ_x и $\sigma_z = c\sigma_t$ – среднеквадратичные поперечный и продольный размеры сгустка.

Выражения (1.5-1.9) позволяют понять, в каком направлении следует двигаться при решении задачи минимизации поперечного эмиттанса пучка СВЧ пушки. Например, увеличивая длину сгустка и напряженность ускоряющего поля, можно уменьшить эмиттанс, связанный с пространственным зарядом (1.5). Но при этом будет расти эмиттанс, обусловленный поперечными силами СВЧ пушки (1.6). Компромиссные значения параметров определяются в процессе численного моделирования.

Критерием выбора оптимальной длительности лазерного импульса, так же как оптимального радиуса пучка, является наименьший возможный нормализованный поперечный эмиттанс пучка на выходе из СВЧ пушки. Аналогичным образом

делался выбор между равномерным и гауссовым распределениями электронов в объеме пучка:

1) равномерное распределение:

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{t_{\max}}, & |t| \leq \frac{t_{\max}}{2}; \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

$$f(x, y) = \begin{cases} \frac{1}{\pi x_{\max}^2}, & x^2 + y^2 \leq x_{\max}^2; \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

2) усеченное гауссово распределение:

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right), & |t| \leq 2\sigma_t; \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

$$f(x, y) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi\sigma_x^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_x^2}\right), & x^2 + y^2 \leq (1.5\sigma_x)^2; \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

где t_{\max} и σ_t – длительность и среднеквадратичная длительность пучка, x_{\max} и σ_x – радиус и среднеквадратичный радиус пучка, f – функция распределения.

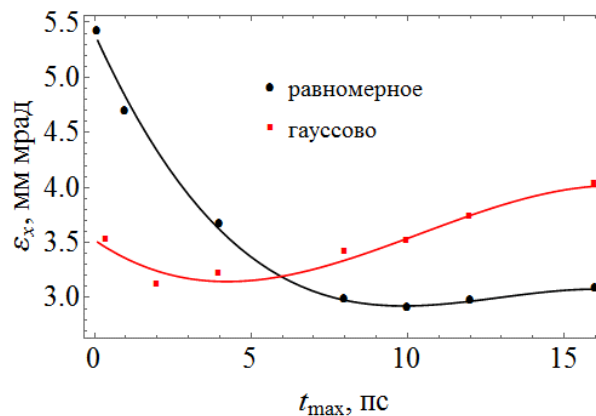


Рис. 1.9. Минимально достижимый с помощью соленоида нормализованный поперечный эмиттанс ε_x пучка электронов в зависимости от полной длительности лазерного импульса t_{\max} . Полный радиус поперечного сечения всех пучков равен $x_{\max} = 1.2$ мм

При поиске оптимальных характеристик лазерного излучения учитывалось магнитное поле соленоида, центр которого отстоял от катода на расстоянии $z_s = 200$ мм и интеграл поля которого был равен 44.3 Тл мм. На рис. 1.9 показана

зависимость минимально достижимого для данного пучка нормализованного поперечного эмиттанта от длительности пучка. При этом полный радиус поперечного сечения всех пучков был равен $x_{\max} = 1.2$ мм.

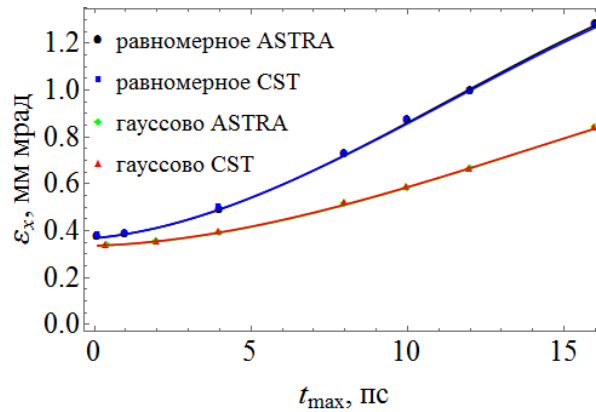


Рис. 1.10. Нормализованный поперечный эмиттанс ε_x сгустка электронов на выходе из СВЧ пушки в зависимости от полной длительности лазерного импульса t_{\max} . Расчеты проведены без учета пространственного заряда пучка и без учета магнитного поля соленоида. Полный радиус поперечного сечения всех пучков равен $x_{\max} = 1.2$ мм

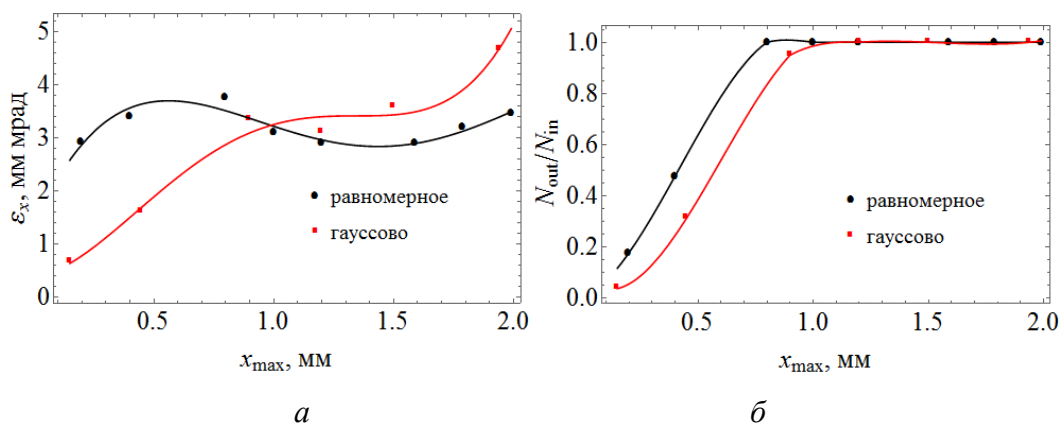


Рис. 1.11. Минимально достижимый с помощью соленоида нормализованный поперечный эмиттанс ε_x пучка электронов (а) и доля фотоэлектронов пучка N_{out}/N_{in} , ускорившихся в СВЧ пушке, (б) в зависимости от полного радиуса лазерного импульса x_{\max} . Полная длительность однородного пучка равна $t_{\max} = 10$ пс, а гауссова – $t_{\max} = 2$ пс

Возникновение минимума в зависимости $\varepsilon_x(t_{\max})$ на рис. 1.9 объясняется следующим образом. Для коротких пучков за рост поперечного эмиттанта отвечает пространственный заряд, а для достаточно длинных – поперечные силы СВЧ

пушки. То, что вклад электромагнитного поля пушки в рост эмиттанса увеличивается с удлинением пучка, демонстрируется на рис. 1.10. На этом рисунке показаны результаты расчетов поперечного эмиттанса пучков на выходе из СВЧ пушки без учета собственного поля пучков и без учета магнитного поля соленоида.

Согласно рис. 1.9 считаем, что оптимальная длительность лазерного импульса с однородным распределением фотонов равна $t_{\max} = 10$ пс, а с гауссовым – $t_{\max} = 2$ пс. На рис. 1.11, *a* показано изменение минимально достижимого с помощью соленоида нормализованного поперечного эмиттанса пучка с увеличением полного радиуса пятна лазерного импульса на катоде. При этом полная длительность пучка с однородным распределением фотоэлектронов в нем равна 10 пс, а с гауссовым распределением – 2 пс.

Уменьшение поперечного эмиттанса пучка с уменьшением радиуса пучка объясняется тем, что при очень малых радиусах часть фотоэлектронов теряется еще во время эмиссии (рис. 1.11, *б*), в результате чего в пушке движется пучок с меньшей плотностью заряда. Исходя из рис. 1.11, *a* и *б*, делаем вывод:

- 1) распределение фотоэлектронов в объеме инжектируемого пучка цилиндрической формы с круглым сечением должно быть однородным;
- 2) полный радиус пучка может лежать в пределах от 1 мм до 1.6 мм, при этом минимально достижимый с помощью соленоида нормализованный поперечный эмиттанс меняется незначительно в пределах 2.9-3.0 мм мрад.

Для определенности в следующих разделах главы 1 будем считать, что оптимальный радиус пучка равен $x_{\max} = 1.2$ мм. В табл. 1.6 указаны параметры оптимального лазерного импульса.

Таблица 1.6

Параметры оптимального лазерного импульса

Параметр	Значение
Распределение	Равномерное
E_{phot}	5.0 эВ
x_{\max}	1.2 мм
t_{\max}	10 пс

1.3 Динамика пучка в линейном ускорителе

1.3.1 Линейный ускоритель

После ускорения до 5 МэВ в СВЧ пушке пучок электронов должен ускориться до конечной энергии, которая может меняться в пределах 35-50 МэВ. Для этого используется линейный ускоритель, состоящий из двух одинаковых секций. В каждой секции N_{ac} ускоряющих ячеек и $(N_{ac} - 1)$ ячеек связи (рис. 1.1). Поля в секциях нормированы одинаково. Расстояние между секциями равно 50 см, что необходимо для установки квадрупольного триплета и устройств диагностики пучка. Исходя из имеющегося опыта [58, 59], накопленного в НИИЯФ МГУ, линейный ускоритель разрабатывался на основе ускоряющей структуры со стоячей волной с внутренними ячейками связи, работающей на $\pi/2$ -колебании на частоте 2856 МГц.

Таблица 1.7

Электродинамические характеристики $\pi/2$ -моды азимутально-симметричных ячеек ускоряющей структуры

Характеристика	CST	SUPERFISH
Частота	2856.4 МГц	2856.9 МГц
Добротность	17487	17040
Эффективное шунтовое сопротивление	93.4 МОм/м	91.1 МОм/м
Максимальная напряженность поля на поверхности	149.1 МВ/м	127.5 МВ/м
Потери в стенках	0.360 МВт	0.369 МВт
Запасенная энергия	0.351 Дж	0.351 Дж

Хотя между ячейками секций существуют отличия (есть две концевые ячейки и одна ячейка с окном ввода мощности), считаем для простоты, что все ускоряющие ячейки абсолютно одинаковые и не имеют щелей связи (рис. 1.12). В табл. 1.7 указаны основные электродинамические характеристики азимутально-симметричных ячеек, посчитанные в CST Studio и SUPERFISH для нормировки поля 30 МВ/м. Результаты расчетов в этих программах хорошо совпадают друг с другом.

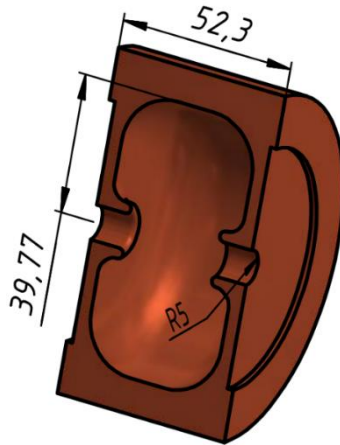


Рис. 1.12. Половина аксиально-симметричной ячейки линейного ускорителя

Для определения оптимального количества ускоряющих ячеек N_{ac} в каждой секции рассмотрим ускорение электрона с кинетической энергией 5 МэВ до 50 МэВ. Этот электрон должен получить в каждой секции по $\Delta E = 22.5$ МэВ. Оптимальное количество ячеек выбирается с учетом:

- 1) максимальной напряженности электрического поля E_{surf} на поверхности ячеек ускоряющей структуры;
- 2) тепловой мощности P_{heat} , рассеиваемой в стенках одной секции.

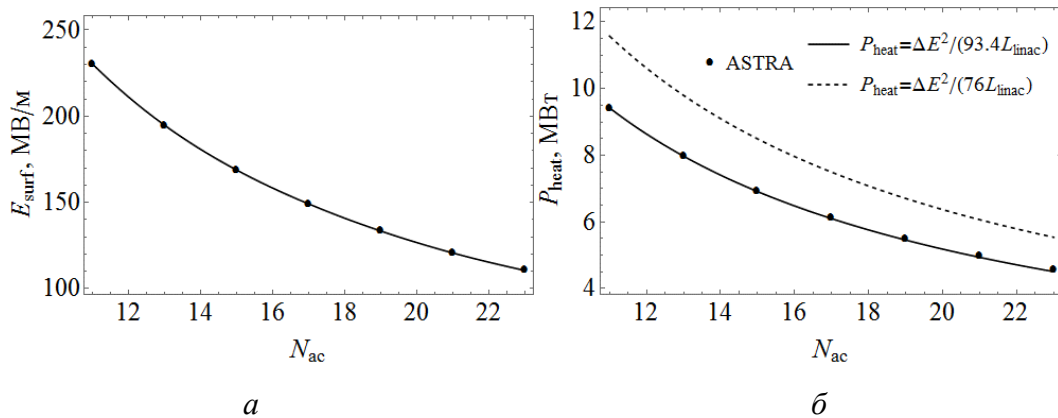


Рис. 1.13. Максимальная напряженность электрического поля на поверхности E_{surf} (а) и рассеиваемая в стенках одной секции мощность P_{heat} (б) в зависимости от количества ячеек в секции N_{ac}

На рис. 1.13, а и б показаны максимальная напряженность E_{surf} и рассеиваемая мощность P_{heat} как функции количества ячеек N_{ac} . На рис. 1.13, б сплошные кривые – это графики функции:

$$P_{\text{heat}}(L_{\text{linac}}) = \frac{\Delta E^2}{Z_{\text{eff}} L_{\text{linac}}}. \quad (1.10)$$

Эта функция определяет тепловые потери линейного ускорителя длиной L_{linac} и с эффективным шунтовым сопротивлением Z_{eff} , увеличивающего энергию электрона на ΔE [60]. На рисунке изображены графики этой функции с двумя разными значениями шунтового сопротивления. Значение $Z_{\text{eff}} = 93.4$ МОм/м вычислено в CST Studio для идеализированной ускоряющей ячейки без щелей связи и окна ввода мощности. Значение $Z_{\text{eff}} = 76.0$ МОм/м – это значение шунтового сопротивления реальной структуры со щелями связи, которая была изготовлена и характеристики которой были измерены в НИИЯФ МГУ.

Выберем оптимальное количество ячеек, учитывая рис. 1.13, *a* и *б*, причем на рис. 1.13, *б* примем во внимание только пунктирную кривую. Исходя из простоты изготовления, предпочтительной является более короткая структура. Поэтому теоретически наименьшее количество ячеек, которое мы можем выбрать, определяется уровнем поля E_{surf} , при котором возникает пробой.

Известно, что критерий Килпатрика [61]:

$$f = 1.64E^2 \exp\left(-\frac{8.5}{E}\right),$$

где f – частота в МГц, E – напряженность электрического поля в МВ/м, дает заниженное значение предельной напряженности, при которой происходит пробой. Например, для нашего случая ($f = 2856$ МГц) предельная напряженность равна 46 МВ/м. В более поздних работах [62, 63] показано, что предельно достижимый уровень поля определяется частотой поля и качеством обработки поверхности структуры и может превышать значение, вычисляемое из критерия Килпатрика, в 5-6 раз. Например, в линейных ускорителях SLAC и Varian с частотой 2856 МГц достигнуто максимальное значение поля $E_{\text{surf}} = 250 - 300$ МВ/м. Для структур, рассмотренных нами, максимальное значение поля на поверхности E_{surf} меньше этих значений. В структуре с двумя секциями по 17 ускоряющих ячеек в каждой максимальная напряженность существенно ниже этих значений, а потому предполагаем, что изготовление такой структуры с достаточным качеством обработки поверхности не вызовет чрезмерных затрат и реально осуществимо. Кроме того, рассеиваемая тепловая мощность в стенках этой структуры равна 7.49

МВт. Поэтому считаем, что оптимальное количество ускоряющих ячеек в каждой структуре равно $N_{ac} = 17$.

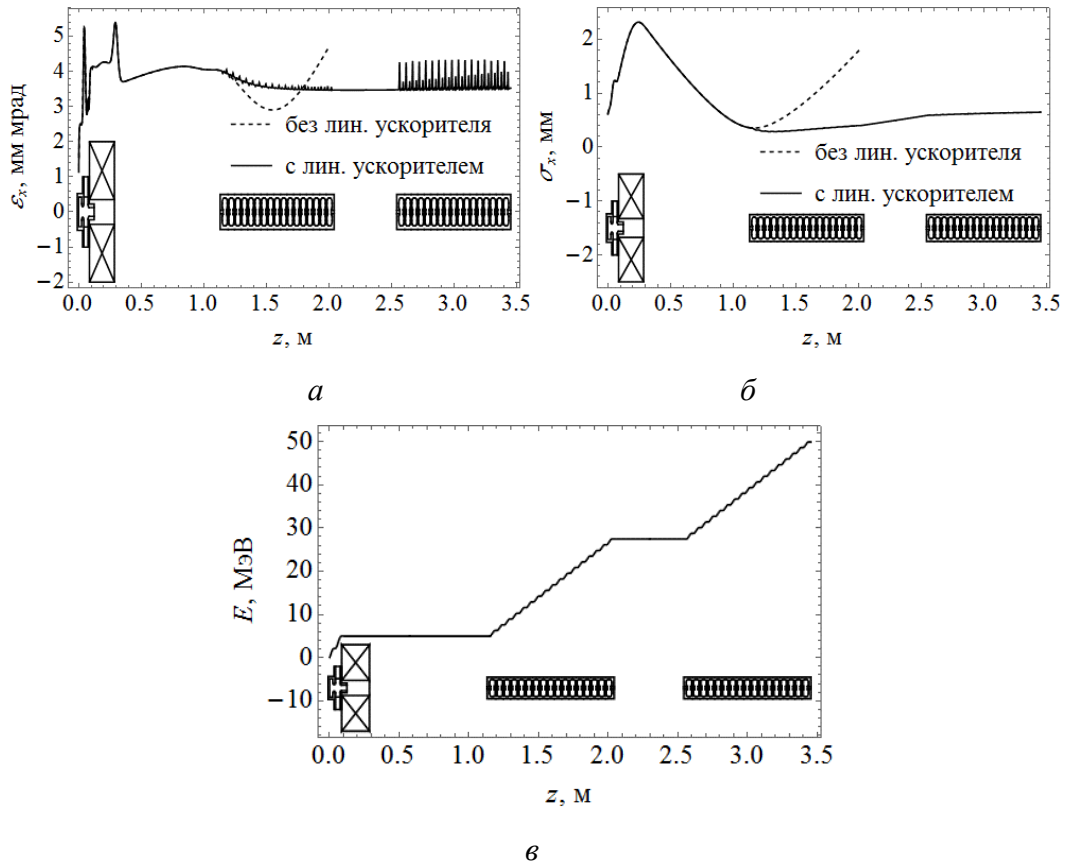


Рис. 1.14. Ускорение оптимального пучка в двух секциях с 17 ускоряющими ячейками и нормировкой поля 30 МВ/м. Показаны изменения нормализованного поперечного эмиттанса ϵ_x (а), среднеквадратичного радиуса σ_x (б) и средней кинетической энергии E (в) пучка

Положение ускоряющих секций относительно СВЧ пушки и относительно друг друга фиксированы. Причем центр первой ускоряющей ячейки первой секции совпадает с кроссовером оптимального пучка. При этом пучок не успевает приобрести минимально достижимое значение нормализованного поперечного эмиттанса. Пример ускорения оптимального пучка в двух секциях с 17 ячейками приведен на рис. 1.14, а-в. Из рис. 1.14, а видно, что кривая $\epsilon_x(z)$ в секциях имеет зубчатую форму. Такое поведение поперечного эмиттанса наблюдалось в похожих работах [6, 64], и мы пытаемся его объяснить в приложении Б. Отметим, что поле в линейном ускорителе нормировано на значение $\int |E_z| dz / \int dz = 30.0$ МВ/м, а пучок ускоряется до средней энергии 50 МэВ.

1.3.2 Регулирование конечной энергии пучка

Были предложены два способа регулирования конечной энергии пучка электронов:

- 1) одновременное одинаковое изменение величины поля секций (далее этот способ называется методом 1);
- 2) изменение фазы влета в первую и во вторую секции при постоянной нормировке поля (далее этот способ называется методом 2).

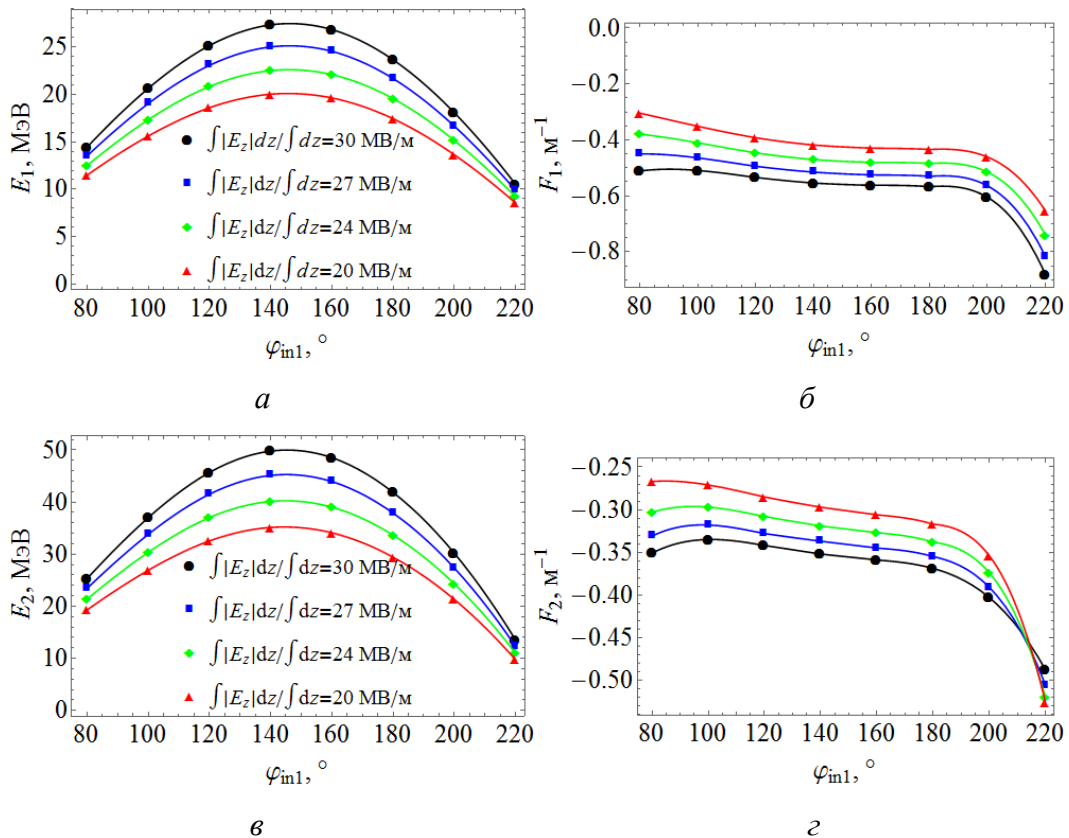


Рис. 1.15. Кинетическая энергия электрона E_1 после первого ускорения (а), оптическая сила первой секции F_1 (б), кинетическая энергия электрона E_2 после второго ускорения (в) и суммарная оптическая сила ускоряющей структуры F_2 (г) в зависимости от фазы влета φ_{in1} 5 МэВ-ого электрона в первую секцию

В методе 1 регулирования конечной энергии пучка меняется нормировка полей обеих секций. При этом пучок получает в каждой секции одинаковое количество энергии. На рис. 1.15, а-г показано, как меняется кинетическая энергия E 5 МэВ-ого электрона на выходе из первой и второй секций при разных фазах φ_{in1} влета в первую секцию и при разных нормировках поля $\int |E_z| dz / \int dz$. При этом разность

фаз полей первой и второй секций постоянна и равна $\Delta\varphi \equiv \varphi_{in2} - \varphi_{in1} = -157^\circ$, а в фазе 0° электрическое поле в секциях отсутствует. На этих же рисунках показаны оптические силы первой и второй секций, действующие на 5 МэВ-ый электрон, первоначально находящийся на расстоянии $x_{in} = 1$ мм от оси z . Оптическая сила вычислялась по формуле $F = x'_{out}/x_{in}$, где $x'_{out} = p_x/p_z$, p_x и p_z – компоненты импульса электрона на выходе из секции. Из рис. 1.15, б следует, что поле первой секции фокусирует пучок, так как $F < 0$. Суммарное поле двух секций перефокусирует пучок.

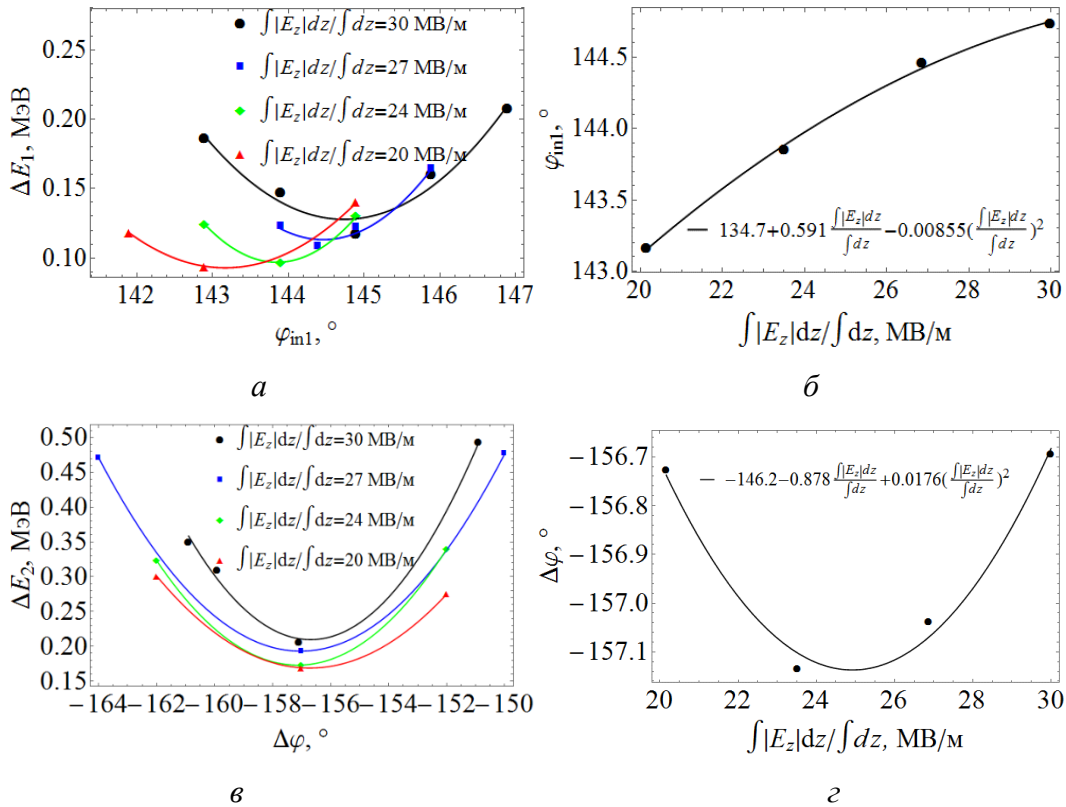


Рис. 1.16. (а) Поиск фаз влета в первую секцию φ_{in1} , приводящих к наименьшим полным разбросам кинетических энергий частиц оптимального пучка ΔE_1 после первого ускорения. (б) Зависимость фазы влета в первую секцию φ_{in1} от нормировки поля $\int |E_z| dz / \int dz$, которая приводит к минимизации полного разброса кинетических энергий частиц пучка ΔE_1 после первого ускорения. (в) Поиск сдвигов фаз полей двух секций $\Delta\varphi$, приводящих к наименьшим полным разбросам кинетической энергии частиц оптимального пучка ΔE_2 после второго ускорения. (г) Зависимость сдвига фаз полей секций $\Delta\varphi$ от нормировки поля $\int |E_z| dz / \int dz$, которая приводит к минимизации полного разброса кинетических энергий частиц пучка ΔE_2 после второго ускорения

В методе 1 фаза влета пучка в первую секцию слегка корректируется в зависимости от уровня нормировки поля. Фаза влета в первую секцию подбирается такой, чтобы полный разброс кинетических энергий частиц пучка на выходе из первой секции $\Delta E_1 = (E_1)_{\max} - (E_1)_{\min}$ оказался минимально возможным. Для этого частицы из середины пучка должны оказаться около фазы, которой соответствует максимум функции $E_1(\varphi_{\text{in}1})$ (рис. 1.15, *a*). На рис. 1.16, *a* показан поиск оптимальных фаз $\varphi_{\text{in}1}$ для разных нормировок полей. Для заданной нормировки поля в программе ASTRA вычислялись значения ΔE_1 для оптимального пучка при нескольких фазах $\varphi_{\text{in}1}$ влета в первую секцию. Методом наименьших квадратов создавалась степенная функция $\Delta E_1^{\text{fit}} = \sum_{i=0}^2 c_i \varphi_{\text{in}1}^i$, наилучшим образом описывавшая вычисленную в ASTRA зависимость. Далее дифференцированием находился минимум функции $\Delta E_1^{\text{fit}} = \sum_{i=0}^2 c_i \varphi_{\text{in}1}^i$. На рис. 1.16, *b* показана зависимость фазы влета в первую секцию от нормировки поля, которая приводит к минимизации полного разброса кинетических энергий частиц пучка ΔE_1 после первого ускорения.

Сдвиг фаз $\Delta\varphi$ полей двух секций подбирается таким образом, что при заданных нормировке поля и фазе влета в первую секцию $\varphi_{\text{in}1}$ полный разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE_2 на выходе из второй секции оказался минимально возможным. Из рис. 1.16, *в, г* видно, что для разных нормировок поля оптимальное значение $\Delta\varphi$ почти не меняется и равно $\Delta\varphi = -157^\circ$.

Отметим, что мы вынуждены проводить дополнительный поиск оптимальной фазы влета в первую секцию, потому что в расчетах учитываются собственное поле пучка и разброс частиц пучка по кинетическим энергиям в момент влета пучка в первую секцию. Если бы перед нами стояла та же задача (о поиске оптимальной фазы влета пучка в первую секцию), но пучок был бы монохроматическим, а собственным полем пучка можно было пренебречь, тогда нам следовало бы обратиться к функции $E_1(\varphi_{\text{in}1})$, показанной на рис. 1.15, *a*, и поместить середину пучка в фазу, соответствующую максимуму этой функции. В подтверждение этого на рис. 1.17, *a, б* показаны фазовые портреты $(\varphi_{\text{in}1}, E_1)$ и $(\varphi_{\text{in}1}, E_2)$ оптимального пучка на выходе из секций с учетом и без учета собственного поля пучка и исходного разброса по кинетическим энергиям частиц пучка. Видно, что фазовые портреты для монохроматического пучка без собственного поля хорошо

согласуются с функциями $E_1(\varphi_{in1})$ и $E_2(\varphi_{in1})$, изображенными на рис. 1.15, *a* и *в*. Фазовые портреты получены для случая, когда нормировка поля ускоряющей структуры равна 30.0 МВ/м.

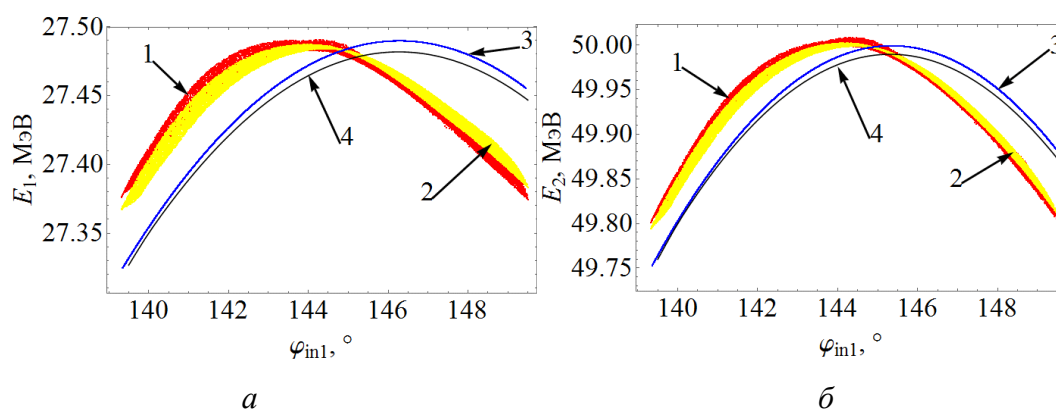


Рис. 1.17. Продольные фазовые портреты (φ_{in1}, E_1) и (φ_{in1}, E_2) оптимального пучка после первого (*a*) и второго (*б*) ускорений. 1 – фазовые портреты с учетом собственного поля и исходного разброса частиц пучка по кинетическим энергиям; 2 – фазовые портреты без учета собственного поля, но с учетом исходного разброса частиц пучка по кинетическим энергиям; 3 – фазовые портреты без учета собственного поля и исходного разброса частиц пучка по кинетическим энергиям; 4 – графики функций $E_1(\varphi_{in1})$ и $E_2(\varphi_{in1})$, изображенные на рис. 1.15, *a* и *в*

На рис. 1.18, *a-e* показано, как меняются разные характеристики оптимального пучка на выходе из линейного ускорителя при регулировании конечной энергии методом 1.

В методе 2 регулирования конечной энергии пучка нормировка поля обеих секций остается постоянной и равной 30.0 МВ/м, меняются фазы влета пучка в первую и во вторую структуры φ_{in1} и φ_{in2} .

Рассмотрим сначала регулирование энергии без учета собственного поля пучка и без разброса частиц пучка по кинетическим энергиям до влета в первую секцию. Для удобства введем обозначение изменения кинетической энергии: $\mathcal{E} = E(t_2) - E(t_1)$. Изменение кинетической энергии релятивистских электронов, с которыми мы имеем дело, в секции практически не зависит от энергии электронов на входе в секцию (рис 1.19). Поэтому, подбирая фазы φ_{in1} и φ_{in2} , мы можем найти конечную энергию любого релятивистского электрона с исходной кинетической энергией E_0 : $E = E_0 + \mathcal{E}_1(\varphi_{in1}) + \mathcal{E}_2(\varphi_{in2})$. Зная полную фазовую длину оптимального пучка на

входе в первую секцию $\Delta\varphi_{\text{beam}} = 2\pi f\Delta z/c \approx 10^\circ$, где $f = 2.856$ ГГц, $\Delta z = 2.9$ мм – полная длина пучка, мы можем определить конечные энергии всех частиц пучка. Причем, чтобы минимизировать полный разброс кинетических энергий частиц пучка, фазы $\varphi_{\text{in}1}$ и $\varphi_{\text{in}2}$ следует выбирать по разные стороны от фазы, соответствующей максимуму функции $\mathcal{E}(\varphi_{\text{in}})$.

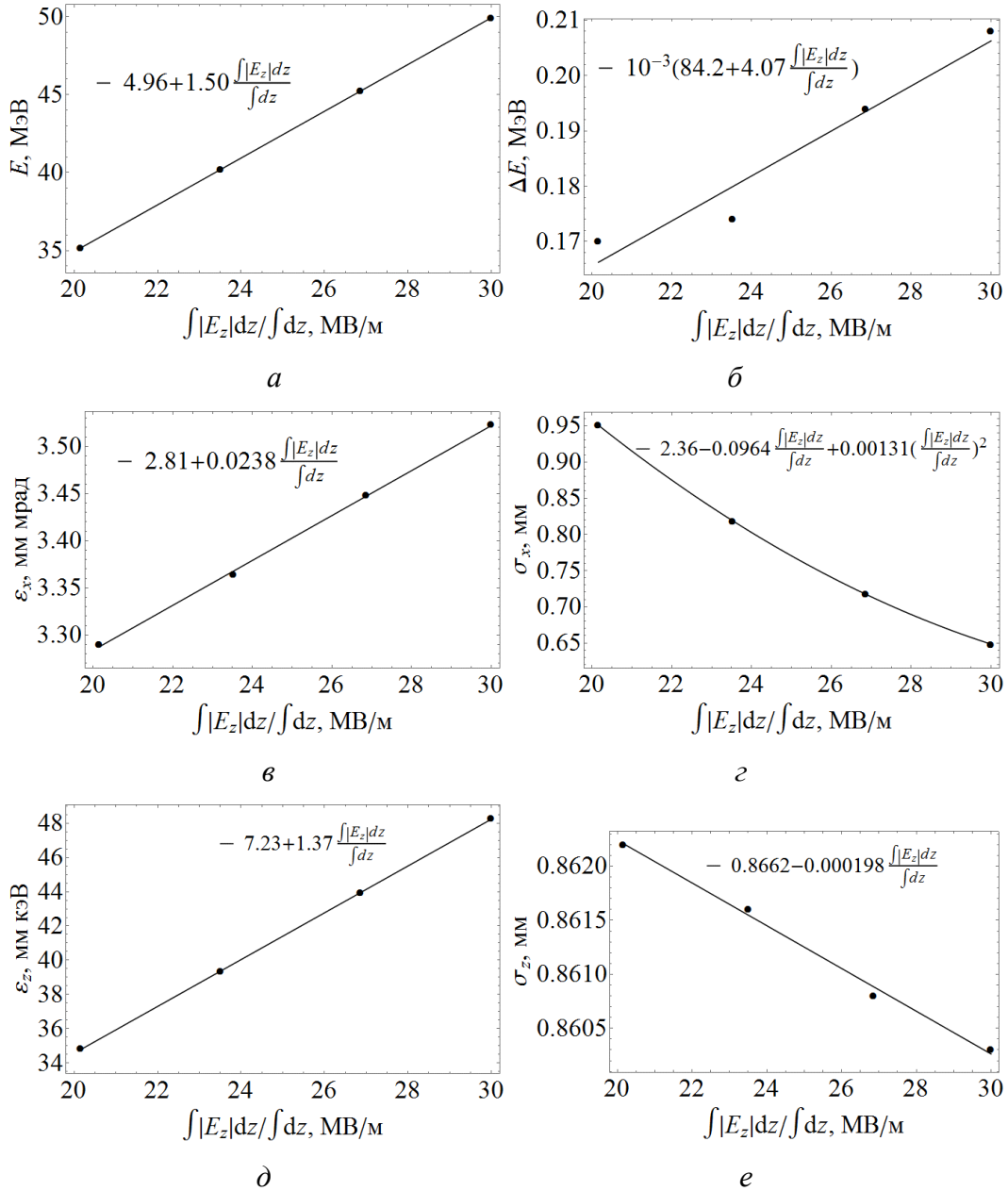


Рис. 1.18. Средняя кинетическая энергия E (а), полный разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (б), нормализованный поперечный эмиттанс ε_x (в), среднеквадратичный радиус σ_x (г), продольный эмиттанс ε_z (д) и среднеквадратичная длина σ_z (е) оптимального пучка после ускорения в линейном ускорителе в зависимости от нормировки поля $\int |E_z| dz / \int dz$ линейного ускорителя

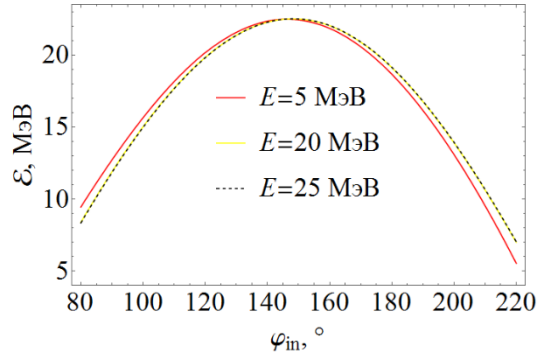
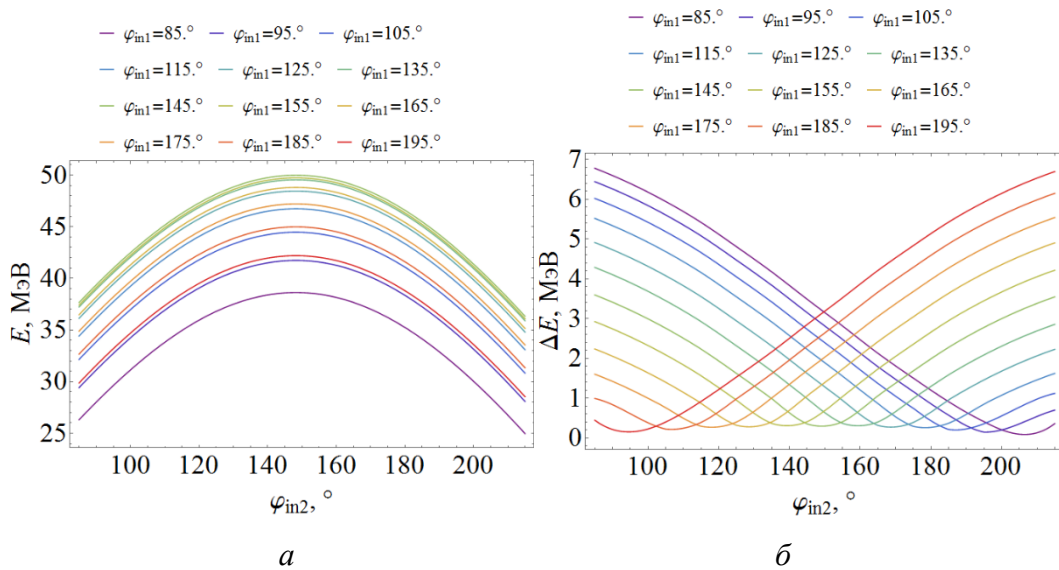


Рис. 1.19. Изменение кинетической энергии \mathcal{E} электронов с разными начальными энергиями E в секции. Нормировка поля секции 30.0 МВ/м

Поиск оптимальных значений фаз φ_{in1} и φ_{in2} , приводящих к наименьшему возможному полному разбросу по кинетическим энергиям частиц пучка, проводится следующим образом. Имеются функции прироста энергии $\mathcal{E}_1(\varphi_{in1})$ и $\mathcal{E}_2(\varphi_{in2})$ в первой и второй секциях соответственно. Для выбранного значения фазы φ_{in1} и всевозможных значений фазы φ_{in2} считаются средняя конечная энергия пучка $E(\varphi_{in1}, \varphi_{in2})$ (рис. 1.20, а) и полный разброс по кинетическим энергиям частиц пучка на выходе из второй секции $\Delta E(\varphi_{in1}, \varphi_{in2})$ (рис. 1.20, б). Для каждой фазы φ_{in1} находится фаза φ_{in2} , соответствующая минимуму функции $\Delta E(\varphi_{in1}, \varphi_{in2})$ (рис. 1.20, б). В результате получается зависимость $\varphi_{in2}(\varphi_{in1})$ (рис. 1.20, в), которая позволяет ускорить пучок до требуемой энергии (рис. 1.20, г), причем полный разброс по кинетическим энергиям частиц пучка будет наименьшим для данной фазы φ_{in1} (рис. 1.20, д).



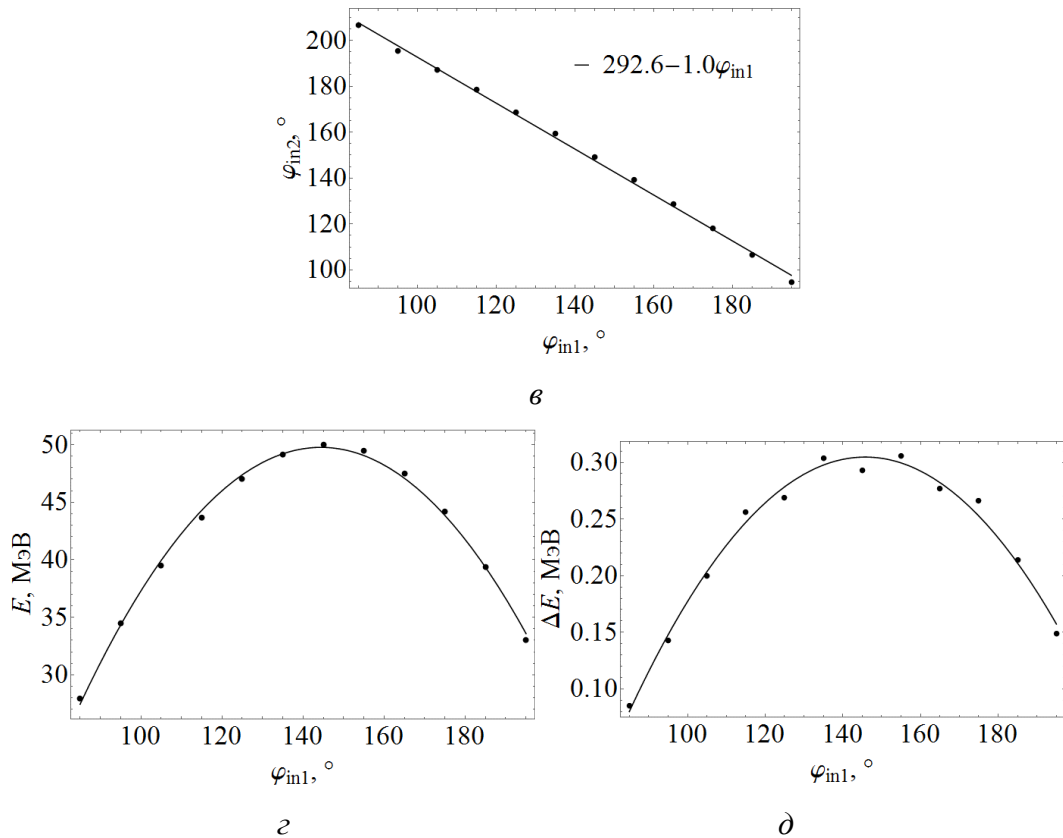
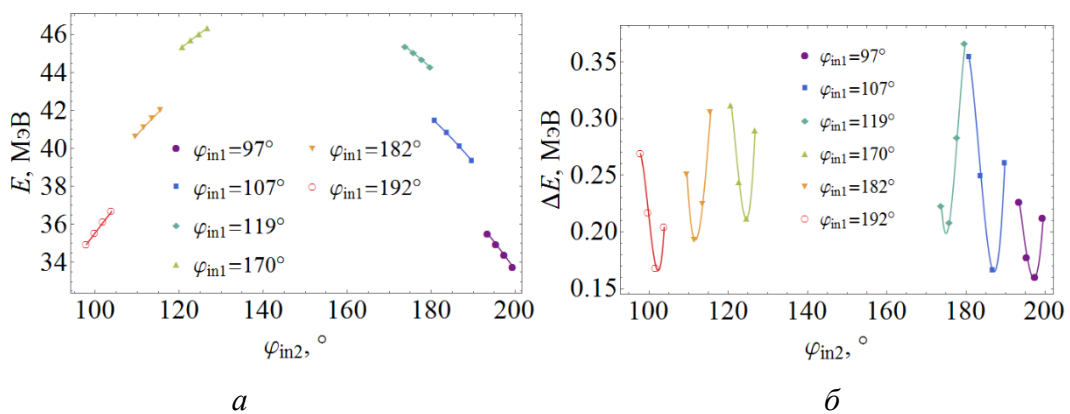


Рис. 1.20. Средняя кинетическая энергия E (а) и полный разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (б) после ускорения в линейном ускорителе в зависимости от фазы влета φ_{in2} во вторую секцию и для разных фаз влета φ_{in1} в первую секцию. (в) Фазы влета φ_{in2} пучка во вторую секцию, приводящие к минимуму разброса кинетических энергий частиц пучка, в зависимости от фазы влета φ_{in1} пучка в первую секцию. Средняя кинетическая энергия пучка E (г) и минимально достижимый разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (д) после ускорения в линейном ускорителе. В расчетах не учитываются исходный разброс по кинетическим энергиям частиц пучка и собственное поле пучка



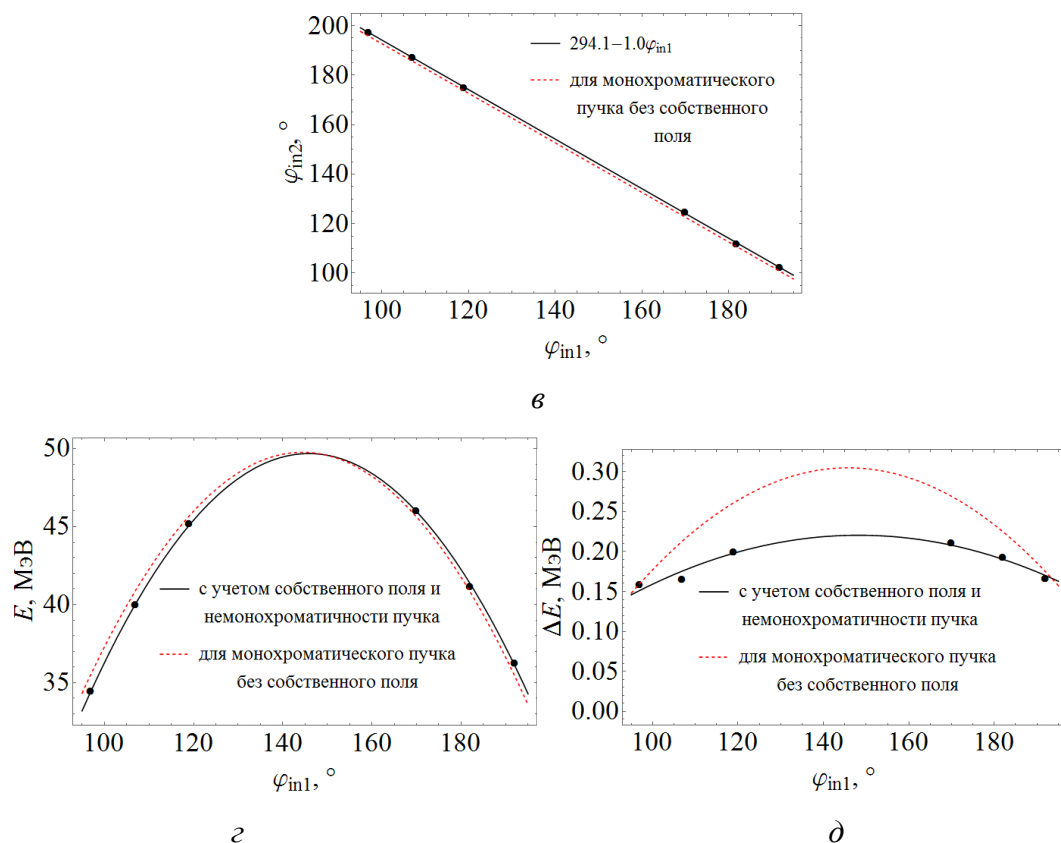


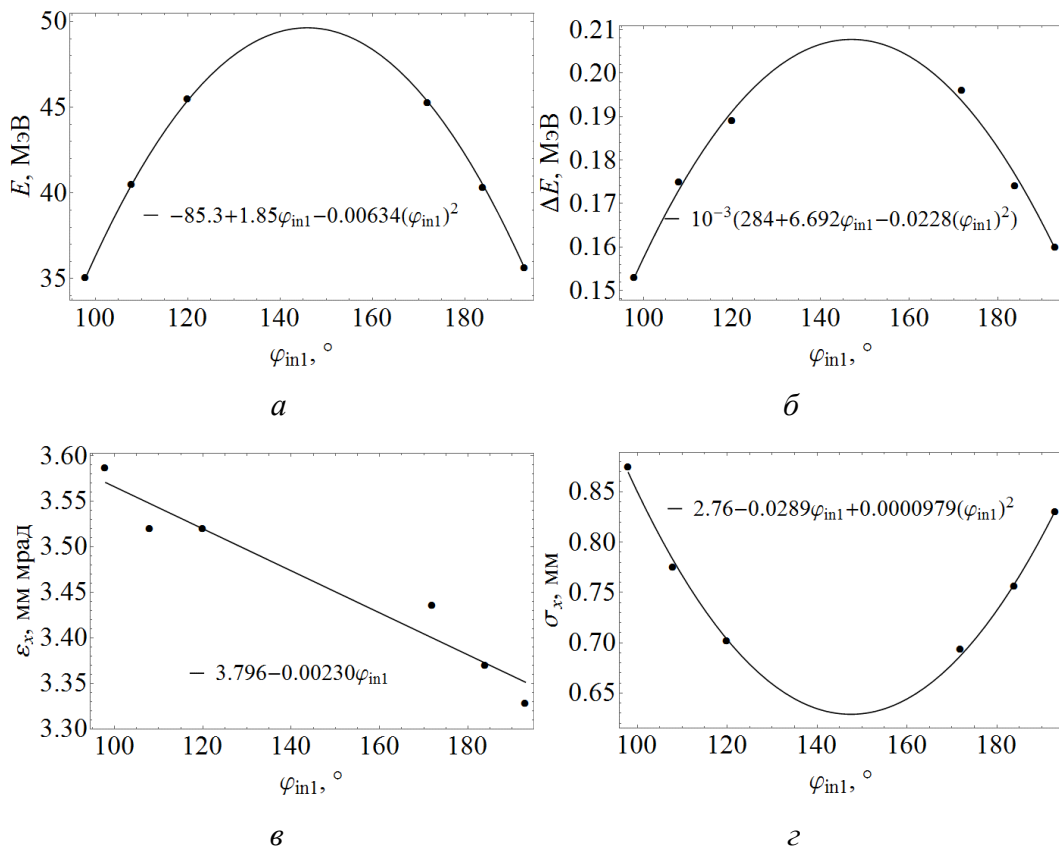
Рис. 1.21. Средняя кинетическая энергия пучка E (а) и полный разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (б) после ускорения в линейном ускорителе в зависимости от фаз влета в первую φ_{in1} и вторую φ_{in2} секции. Фазы влета во вторую секцию (в), приводящие к минимуму разброс кинетических энергий частиц пучка, в зависимости от фазы влета пучка φ_{in1} в первую секцию. Средняя кинетическая энергия пучка E (д) и минимально достижимый разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (е) после ускорения в линейном ускорителе. В расчетах учитываются исходный разброс кинетических энергий частиц пучка и собственное поле пучка

Опишем поиск оптимальных значений фаз φ_{in1} и φ_{in2} , если в расчетах динамики пучка учитывать исходный разброс по кинетическим энергиям частиц пучка и его собственное поле. Зададим фазе φ_{in1} некоторое значение. В небольшой окрестности значений фаз φ_{in2} вычисляем среднюю кинетическую энергию E и полный разброс кинетических энергий частиц ускоренного пучка ΔE (рис 1.21, а, б). Для каждой фазы φ_{in1} найдем минимум функции $\Delta E(\varphi_{in1}, \varphi_{in2})$, в результате чего получим зависимости $\varphi_{in2}(\varphi_{in1})$, $E(\varphi_{in1}) = E(\varphi_{in1}, \varphi_{in2}(\varphi_{in1}))$ и $\Delta E(\varphi_{in1}) = \Delta E(\varphi_{in1}, \varphi_{in2}(\varphi_{in1}))$, графики которых изображены на рис. 1.21, в-д. Если для

любой фазы влета в первую секцию фаза влета во вторую секцию будет задана согласно полученной зависимости $\varphi_{in2}(\varphi_{in1})$, можно ожидать, что в результате ускорения в линейном ускорителе средняя кинетическая энергия пучка будет равна $E(\varphi_{in1})$, а полный разброс кинетических энергий частиц пучка $\Delta E(\varphi_{in1})$ будет минимально достижимым для данного способа регулирования энергии.

Отметим, что на рис. 1.21, в проводится сравнение функций $\varphi_{in2}(\varphi_{in1})$, приводящих к минимуму полный разброс кинетических энергий частиц пучка и полученных при учете и без учета исходного разброса по кинетическим энергиям частиц пучка и его собственного поля.

На рис. 1.22, а-е показано, как меняются разные характеристики оптимального пучка на выходе из линейного ускорителя при регулировании конечной энергии методом 2.



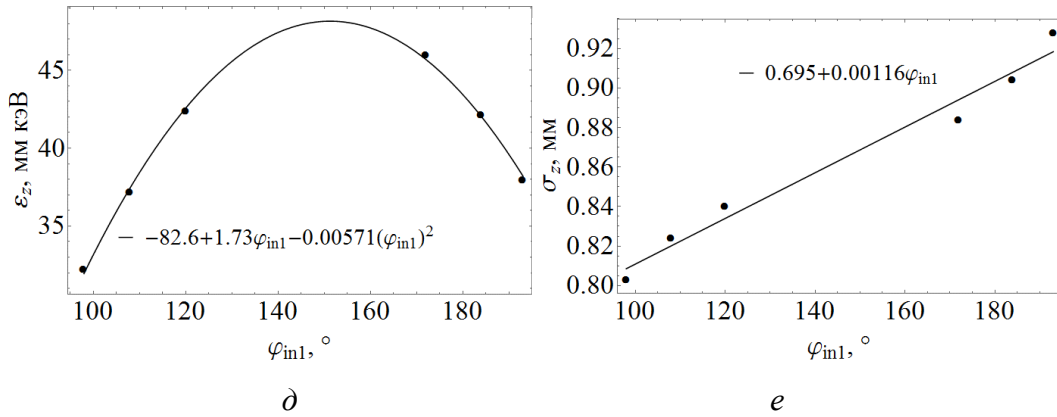
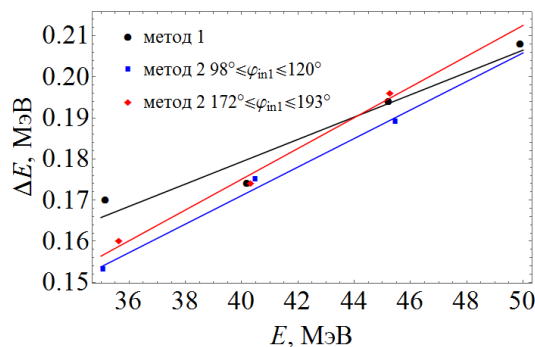


Рис. 1.22. Кинетическая энергия E (а), полный разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (б), нормализованный поперечный эмиттанс ε_x (в), среднеквадратичные радиус σ_x (г), продольный эмиттанс ε_z (д) и среднеквадратичная длина σ_z (е) оптимального пучка после ускорения в линейном ускорителе в зависимости от фазы влета в первую секцию φ_{in1}

На рис. 1.23, а-д сравниваются характеристики пучка, ускоренного методами 1 и 2. Видно, что характеристики пучков при любом способе регулирования энергии отличаются друг от друга незначительно. Чтобы нормализованные поперечные эмиттансы пучков, ускоренных обоими методами, были одинаково малы, в методе 2 фаза влета в первую секцию должна лежать в диапазоне $172^\circ \leq \varphi_{in1} \leq 193^\circ$. С точки зрения практической реализации метод 2 представляется более простым, так как не требует изменения амплитуды поля и связанной с этим компенсации сдвига резонансной частоты секции. С другой стороны, при выборе фазы поля на склоне зависимости прироста энергии от фазы, требуется большая стабильность фаз ускоряющего поля. Поэтому нужно построить систему СВЧ питания линейного ускорителя таким образом, чтобы обеспечить возможность экспериментальной проверки обоих методов регулирования энергии с целью выбора наиболее оптимального.



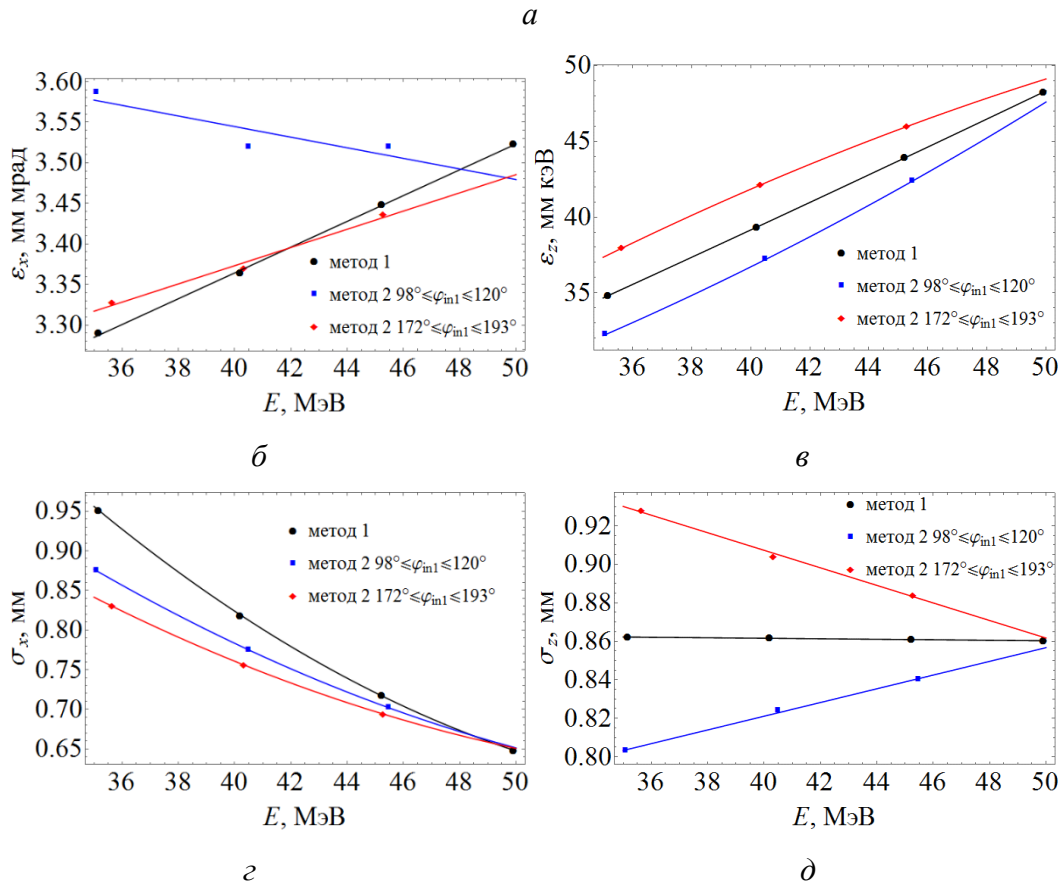
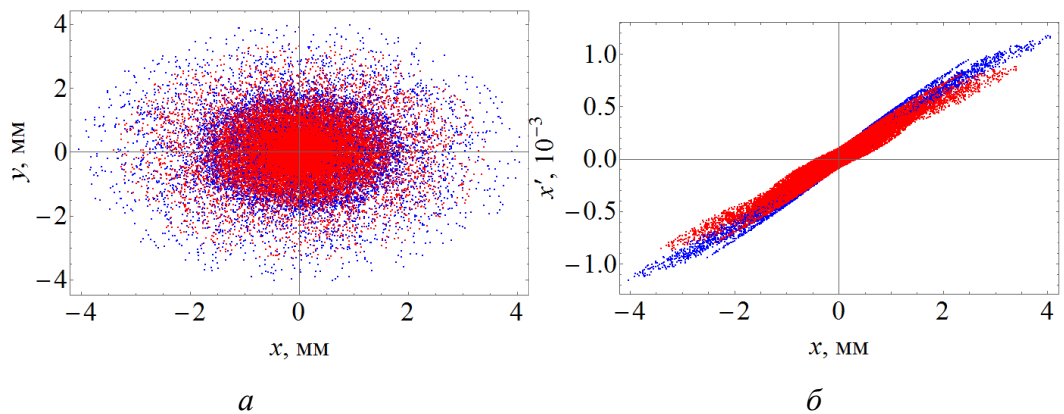
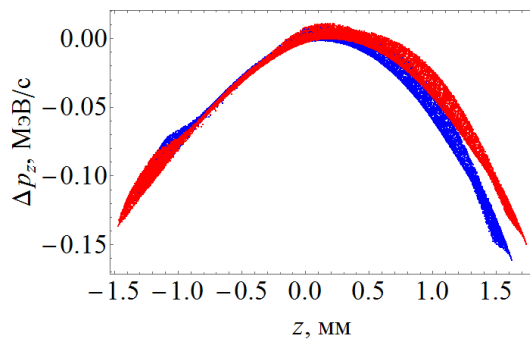


Рис. 1.23. Полный разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (а), нормализованный поперечный эмиттанс ε_x (б), продольный эмиттанс ε_z (в) и среднеквадратичные радиус σ_x (д) и длина σ_z (е) оптимального пучка, ускоренного методами 1 и 2 до средней кинетической энергии E

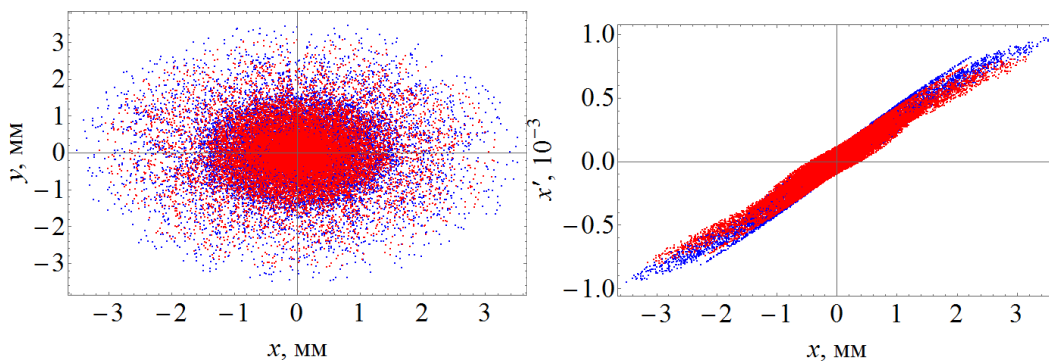
На рис. 1.24-1.27 сравниваются фазовые портреты (x, y) , (x, x') , $(z, \Delta p_z)$ пучков, ускоренных до средних кинетических энергий 35, 40, 45 и 50 МэВ методами 1 и 2. Отметим, что $\Delta p_z = p_z - \bar{p}_z$, где p_z – импульс электрона, \bar{p}_z – средний импульс пучка.





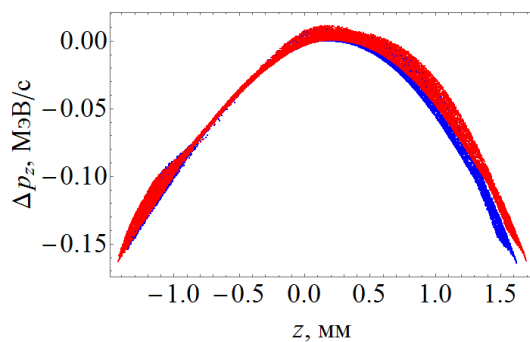
б

Рис. 1.24. Фазовые портреты оптимального пучка со средней кинетической энергией 35 МэВ, ускоренного методом 1 (синий) и методом 2 ($\varphi_{in1} = 193^\circ$, красный)



а

б



б

Рис. 1.25. Фазовые портреты оптимального пучка со средней кинетической энергией 40 МэВ, ускоренного методом 1 (синий) и методом 2 ($\varphi_{in1} = 184^\circ$, красный)

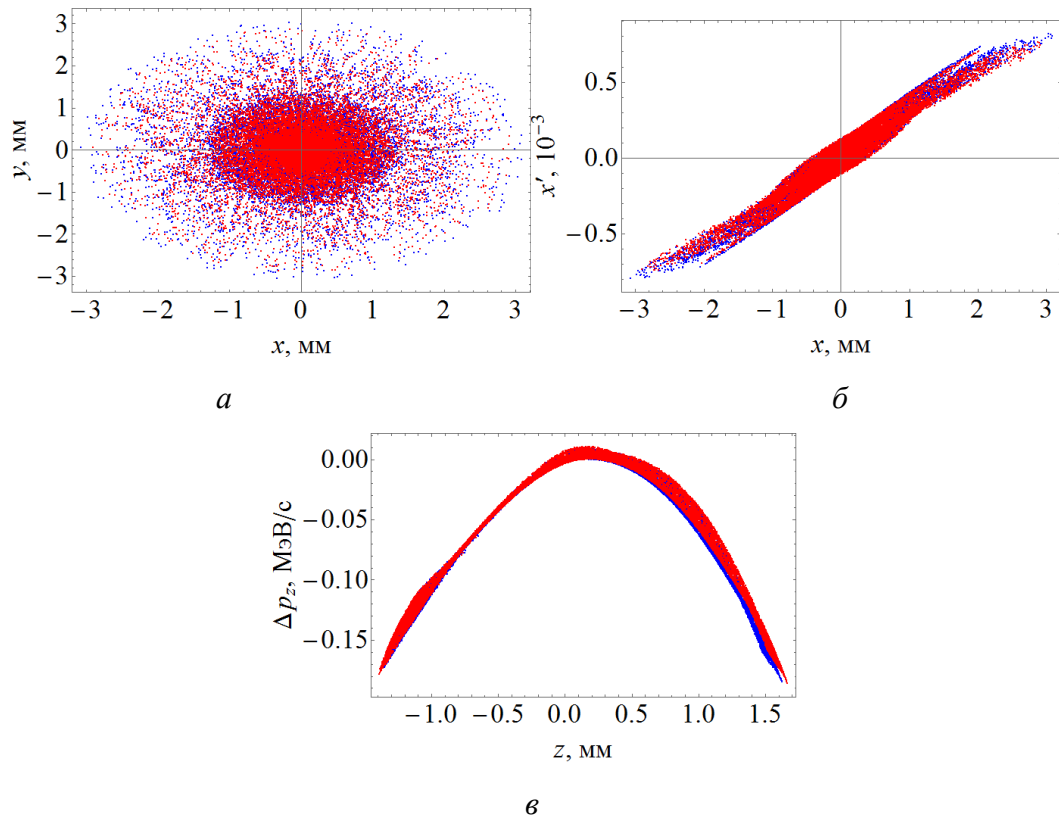


Рис. 1.26. Фазовые портреты оптимального пучка со средней кинетической энергией 45 МэВ, ускоренного методом 1 (синий) и методом 2 ($\varphi_{in1} = 172^\circ$, красный)

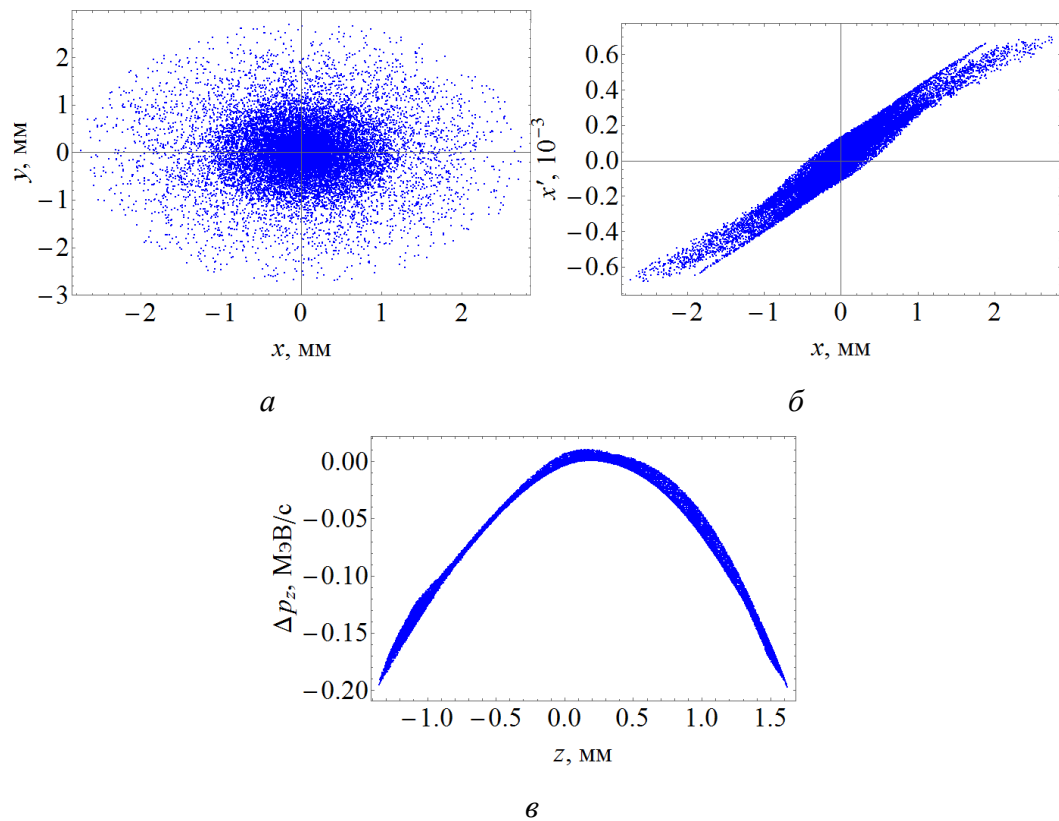


Рис. 1.27. Фазовые портреты оптимального пучка со средней кинетической энергией 50 МэВ

1.3.3 Учет мультипольных компонент электромагнитного поля ускоряющей структуры

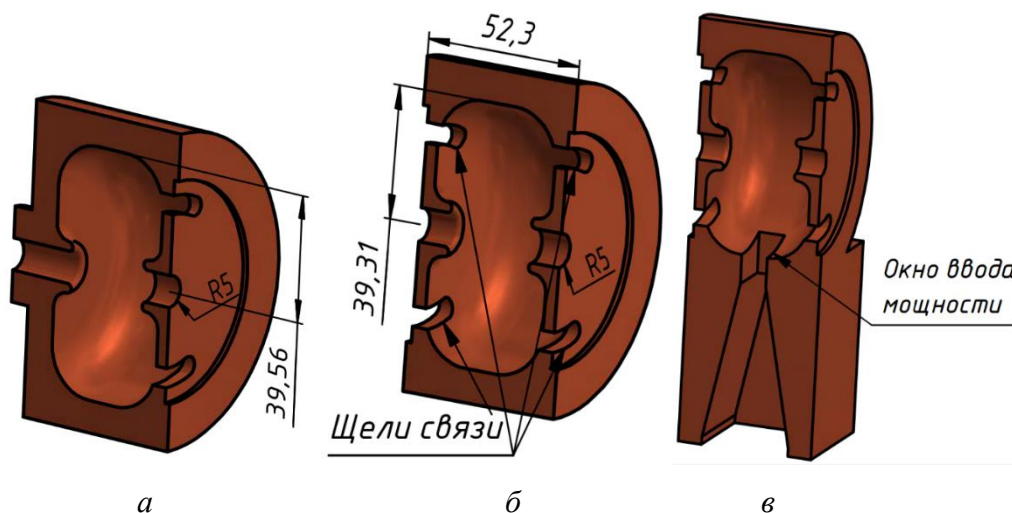


Рис. 1.28. (а) Концевые ячейки. (б) Регулярные ячейки. (в) Ячейка с окном ввода мощности

До сих пор мы рассматривали идеализированную ускоряющую структуру, состоящую из ячеек, в которых нет щелей связи и нет окна ввода мощности (рис. 1.12). Реальные ячейки отличаются друг от друга. Например, из 17 ускоряющих ячеек две концевые ячейки будут иметь две щели связи только с одной стороны (рис. 1.28, а). В девятой ускоряющей ячейке помимо двух щелей связи с каждой стороны от ускоряющего зазора будет прорезано одно окно ввода мощности по вертикальной оси y (рис. 1.28, в). Остальные 14 ускоряющих ячеек, которые далее будем называть регулярными, одинаковые, и нарушение в их азимутальную симметрию вносят 4 щели связи (рис. 1.28, б). В табл. 1.8 приведены некоторые электромагнитные характеристики регулярных ускоряющих ячеек со щелями связи, посчитанные в CST Studio для нормировки поля 30 МВ/м. Отметим, что коэффициент связи регулярных ячеек вычислялся по формуле $\kappa = (f_0 - f_\pi) / f_{\pi/2} \cdot 100\%$, где f_0 и f_π – частоты 0- и π -мод соответственно.

Таблица 1.8

Электродинамические характеристики $\pi/2$ -моды регулярных ячеек ускоряющей структуры со щелями связи

Характеристика	Значение
Частота	2854.1 МГц
Коэффициент связи ячеек	6.1%
Добротность	15381
Эффективное шунтовое сопротивление	82.8 МОм/м
Максимальная напряженность поля на поверхности	155.7 МВ/м
Потери в стенках	0.407 МВт
Запасенная энергия	0.349 Дж

В подразделе 1.3.1 упоминалось, что экспериментально измеренное значение эффективного шунтового сопротивления структуры со щелями связи равно 76 МОм/м. Эффективное шунтовое сопротивление, вычисленное в CST Studio, как видно из табл. 1.8, равно 82.8 МОм/м. Причиной расхождения измеренного и вычисленного значений, видимо, является качество пайки структуры и обработки поверхности ячеек.

Наличие щелей связи и окна ввода мощности приводит к появлению мультипольных компонент в электромагнитном поле ускоряющей структуры. На рис. 1.29, *a, б* показаны распределения компоненты E_z электрического поля вдоль окружности радиуса $r = 3$ мм, расположенной в центре концевой, регулярной и девятой ячейки с одним окном ввода мощности. Для сравнения на этих же рисунках показано распределение $E_z(\theta)$ на окружности, расположенной в центре азимутально-симметричной ячейки.

Чтобы выделить основные мультипольные компоненты в электромагнитном поле, распределение $E_z(\theta)$ нужно разложить в виде [65]:

$$E_z(\theta) = E_0 \left(1 - \frac{k_c^2}{4} r^2 + a_1 r \sin \theta - a_2 r^2 \cos 2\theta + a_4 r^4 \cos 4\theta \right).$$

Коэффициенты a_1 , a_2 и a_4 отвечают соответственно за дипольную, квадрупольную и октупольную компоненты, θ – полярный угол. В табл. 1.9 приведены значения этих коэффициентов для распределений $E_z(\theta)$ в разных ячейках.

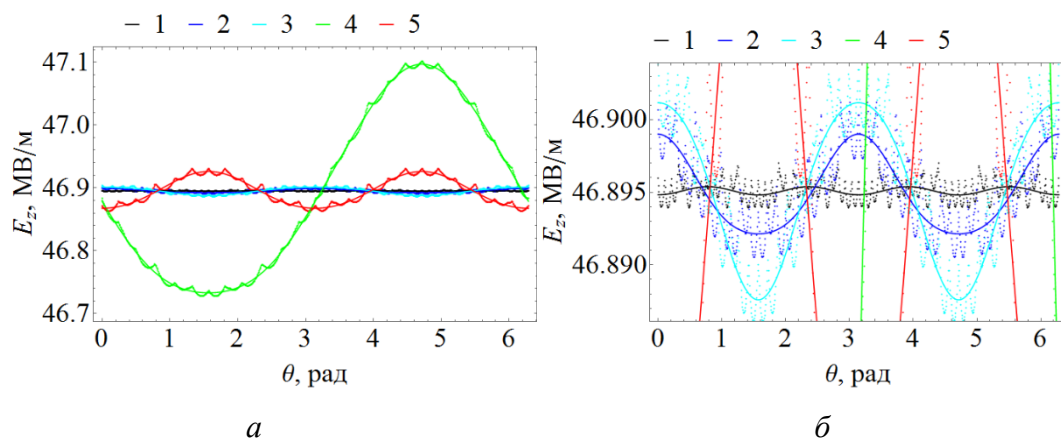


Рис. 1.29. Распределения продольной компоненты E_z электрического поля вдоль окружности радиуса 3 мм, расположенной в центре азимутально-симметричной ячейки без щелей связи (1), в центре концевой ячейки (2), в центре регулярной ячейки (3), в центре девятой ячейки с одним окном ввода мощности (4), в центре девятой ячейки с двумя окнами ввода мощности (5). Распределения $E_z(\theta)$ приведены к общему среднему значению для удобства просмотра

Таблица 1.9

Коэффициенты разложения распределения $E_z(\theta)$ электрического поля вдоль окружности радиуса 3 мм, расположенной в центре азимутально-симметричной ячейки без щелей связи (1), в центре концевой ячейки (2), в центре регулярной ячейки (3), в центре девятой ячейки с одним окном ввода мощности (4), в центре девятой ячейки с двумя окнами ввода мощности (5)

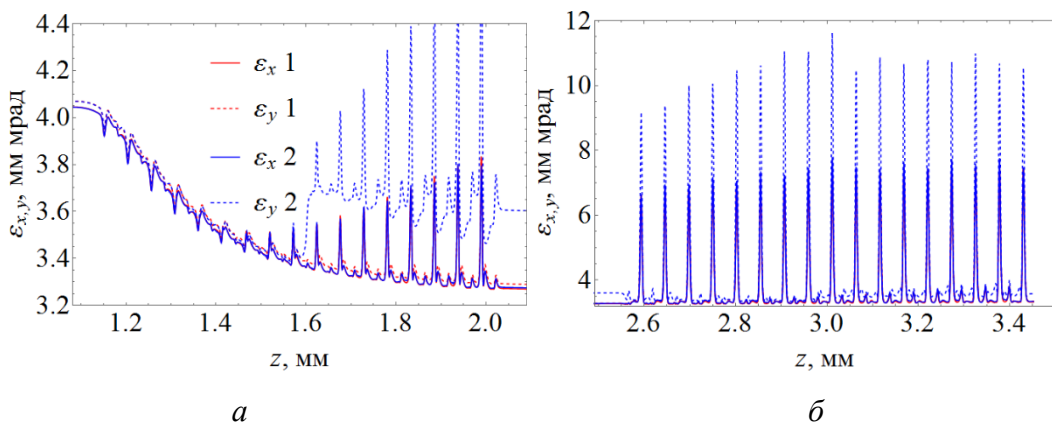
	1	2	3	4	5
$a_1, \text{мм}^{-1}$	$-2.37 \cdot 10^{-13}$	$-2.40 \cdot 10^{-13}$	$-4.31 \cdot 10^{-13}$	$-1.27 \cdot 10^{-3}$	$-3.47 \cdot 10^{-13}$
$a_2, \text{мм}^{-2}$	$-1.53 \cdot 10^{-8}$	$-8.02 \cdot 10^{-6}$	$-15.8 \cdot 10^{-6}$	$4.22 \cdot 10^{-5}$	$6.83 \cdot 10^{-5}$
$a_4, \text{мм}^{-4}$	$-7.27 \cdot 10^{-8}$	$1.22 \cdot 10^{-7}$	$-1.85 \cdot 10^{-7}$	$4.18 \cdot 10^{-7}$	$4.29 \cdot 10^{-7}$

Наличие ненулевых коэффициентов a_1 , a_2 и a_4 в мультипольном разложении электрического поля азимутально-симметричной ячейки следует отнести к ошибке вычисления. Из рис. 1.29, а, б и табл. 1.9 можно сделать вывод, что основной мультипольный вклад в поля концевой и регулярной ячеек вносит квадрупольная компонента. Положения максимумов и минимумов распределений $E_z(\theta)$ в этих ячейках связано с ориентацией щелей связи. Например, распределения $E_z(\theta)$ для концевой и регулярной ячеек, показанные на рис. 1.29, а, б, получены для случаев, когда щели связи прорезаны по оси x , то есть в направлениях, указываемых

полярными углами $\theta = 0$ и $\theta = \pi$. В поле девятой ячейки с одним окном ввода мощности доминирует дипольная компонента. Она и представляет главную проблему для динамики пучка.

Было проведено моделирование ускорения оптимального пучка в двух секциях с 17 «реальными» ускоряющими ячейками. Здесь под «реальными» понимается не только использование электромагнитных полей концевых ячеек, регулярных ячеек со щелями связи и электромагнитного поля девятой ячейки с одним окном ввода мощности. При моделировании учитывалось соотношение амплитуд полей в разных ячейках, а также чередующаяся ориентация щелей связи соседних ячеек.

Результаты моделирования динамики пучка в «реальном» электромагнитном поле линейного ускорителя приведены на рис. 1.30-1.33. На этих рисунках показаны изменения нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$, а также фазовые портреты (x, x') и (y, y') пучка, ускоренного методом 2 до средних кинетических энергий 35, 40, 45 и 50 МэВ. Видно, что нормализованный поперечный эмиттанс ε_y увеличивается в девятой ячейки каждой секции, что вызвано доминирующей дипольной компонентой в электромагнитном поле этой ячейки. Кроме того, дипольная компонента поля вызывает вертикальное смещение пучка.



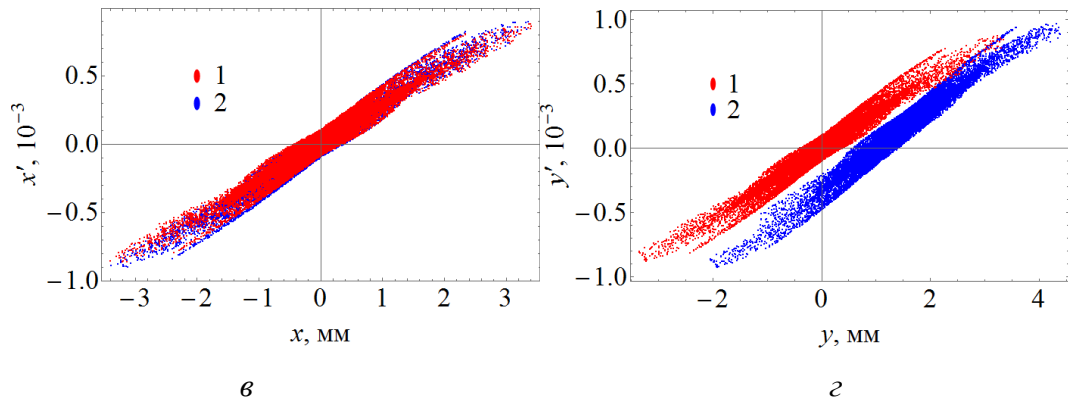


Рис. 1.30. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 35 МэВ. 1 – ускорение в структуре из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с одним окном ввода мощности

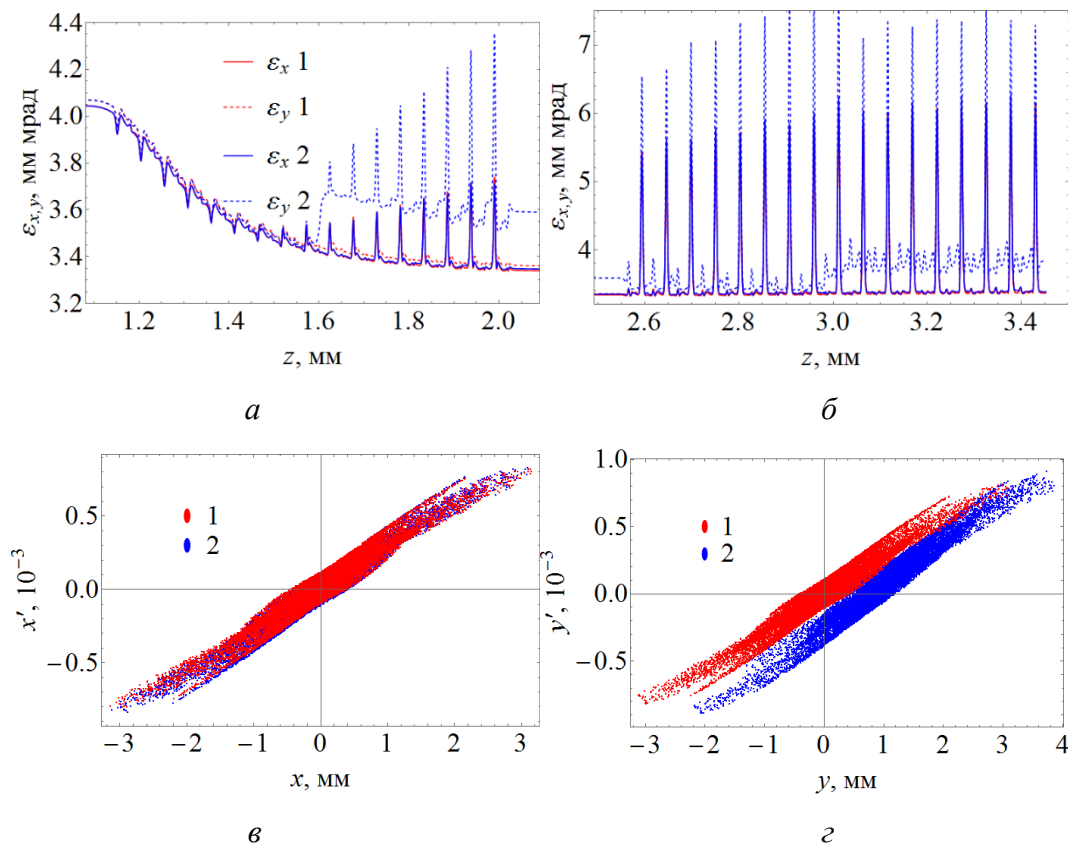


Рис. 1.31. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 40 МэВ. 1 – ускорение в структуре из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с одним окном ввода мощности

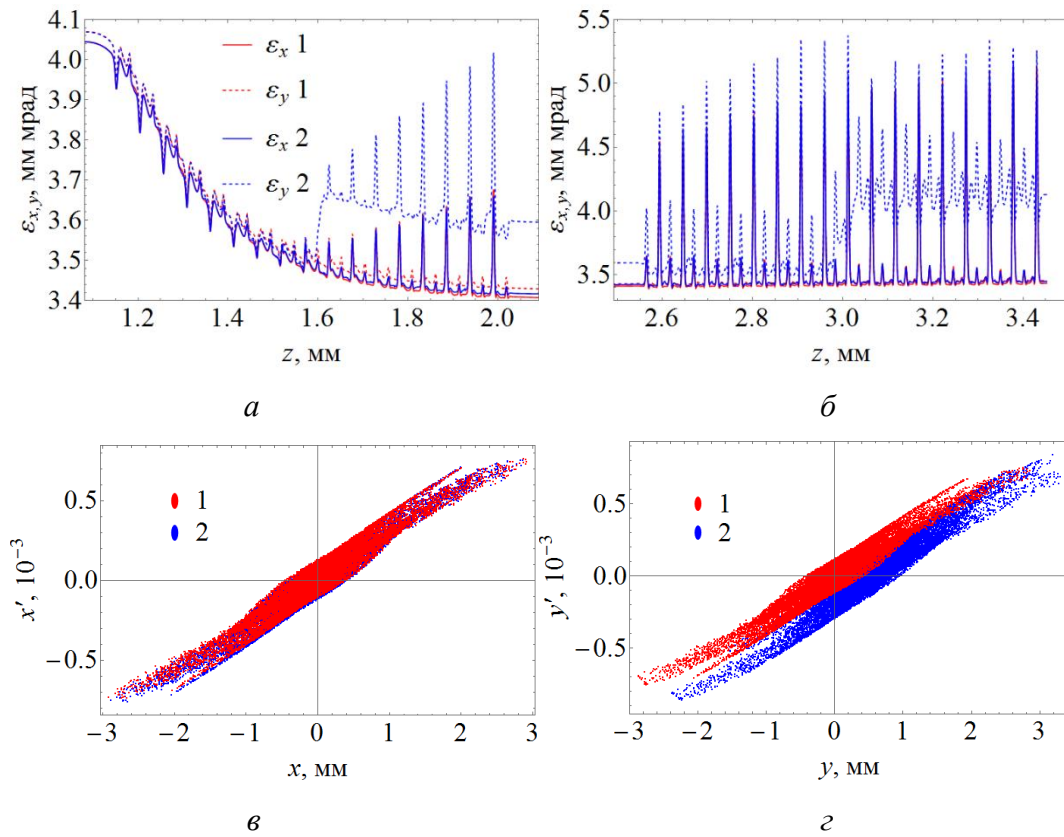
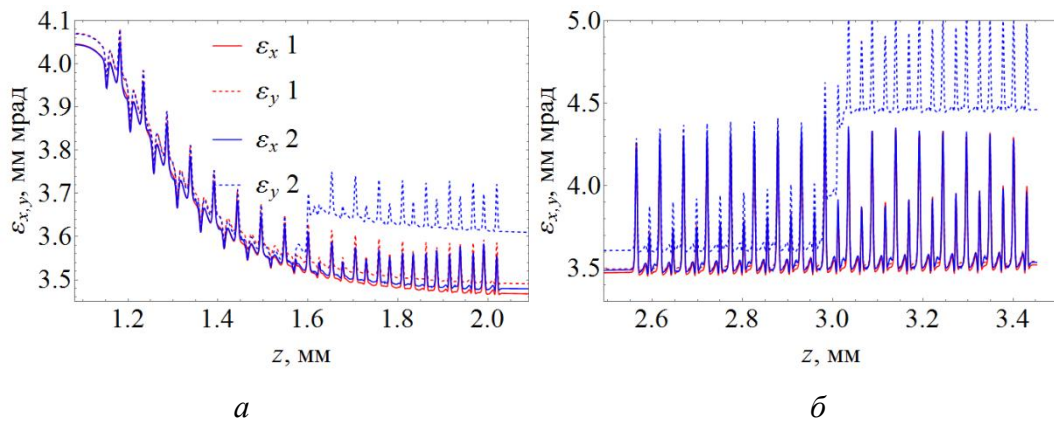


Рис. 1.32. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 45 МэВ. 1 – ускорение в структуре из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с одним окном ввода мощности



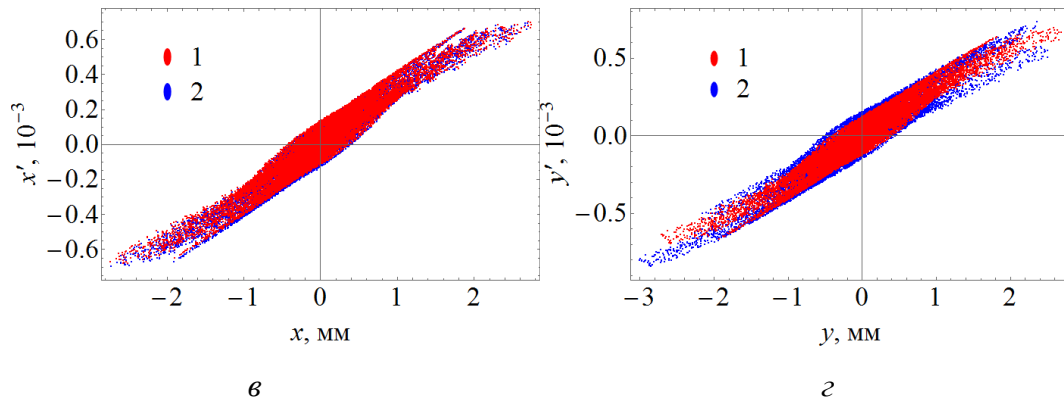


Рис. 1.33. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 50 МэВ. 1 – ускорение в структуре из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с одним окном ввода мощности.

Чтобы устранить увеличение нормализованного поперечного эмиттанта ε_y , нужно устранить дипольную компоненту в поле девятой ячейки. Для этого в девятой ячейке каждой структуры нужно прорезать второе окно ввода мощности, симметричное первому окну (рис. 1.34). Распределения компоненты E_z электрического поля вдоль окружности радиуса 3 мм, расположенной в центре девятой ячейки с двумя окнами ввода мощности, изображено на рис. 1.29, а. Коэффициенты разложения поля по мультипольным компонентам указаны в табл. 1.9. Видно, что второе симметричное окно устраняет дипольную компоненту поля и доминирующей становится квадрупольная мода.



Рис. 1.34. Макет девятой ячейки с двумя симметричными окнами ввода мощности

Было проведено моделирование ускорения оптимального пучка в двух секциях с 17 «реальными» ускоряющими ячейками, причем в девятой ячейке были прорезаны два симметричных окна ввода мощности. Пучок ускорялся до средних кинетических энергий 35, 40, 45 и 50 МэВ методом 2 регулирования энергии. На рис. 1.35-1.38 показаны изменения нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$

пучка в процессе ускорения, а также фазовые портреты (x, x') и (y, y') ускоренных пучков. Из рисунков видно, что устранение дипольной компоненты в электромагнитном поле девятой ячейки сыграло свою роль: нет заметного увеличения нормализованного поперечного эмиттанса в девятой ячейке каждой секции, и пучок больше не смещается вдоль вертикальной оси.

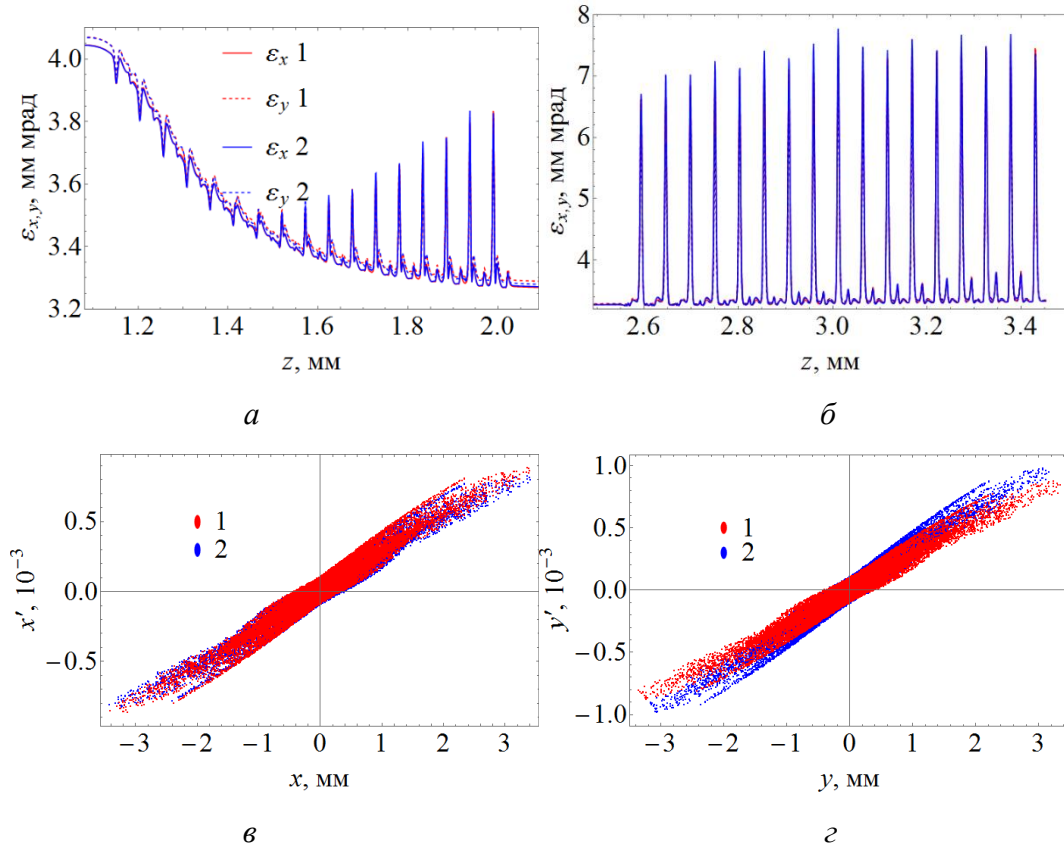
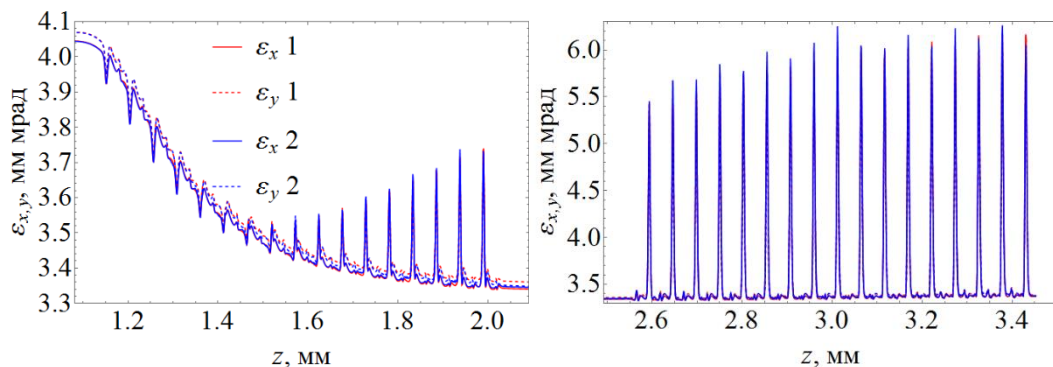


Рис. 1.35. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\epsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 35 МэВ. 1 – ускорение в структуре из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с двумя окнами ввода мощности



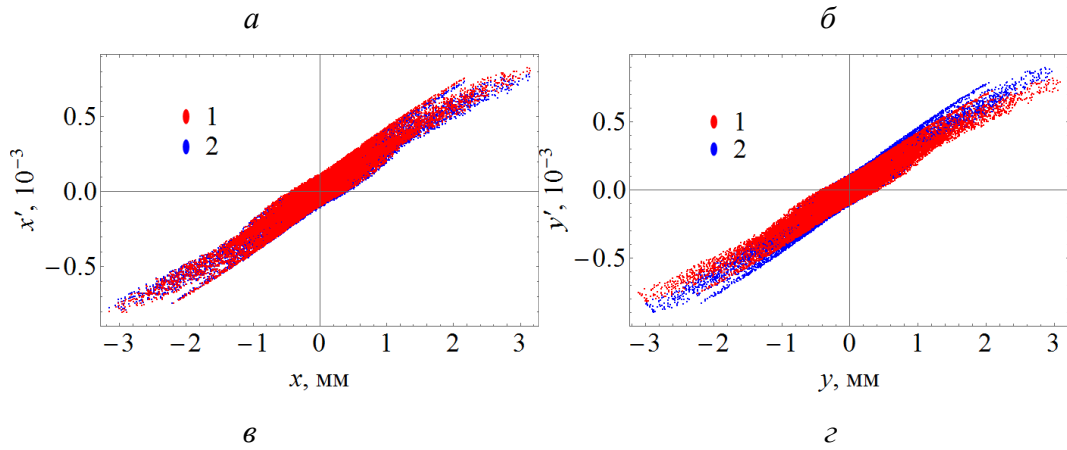


Рис. 1.36. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 40 МэВ. 1 – ускорение в структуре из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с двумя окнами ввода мощности

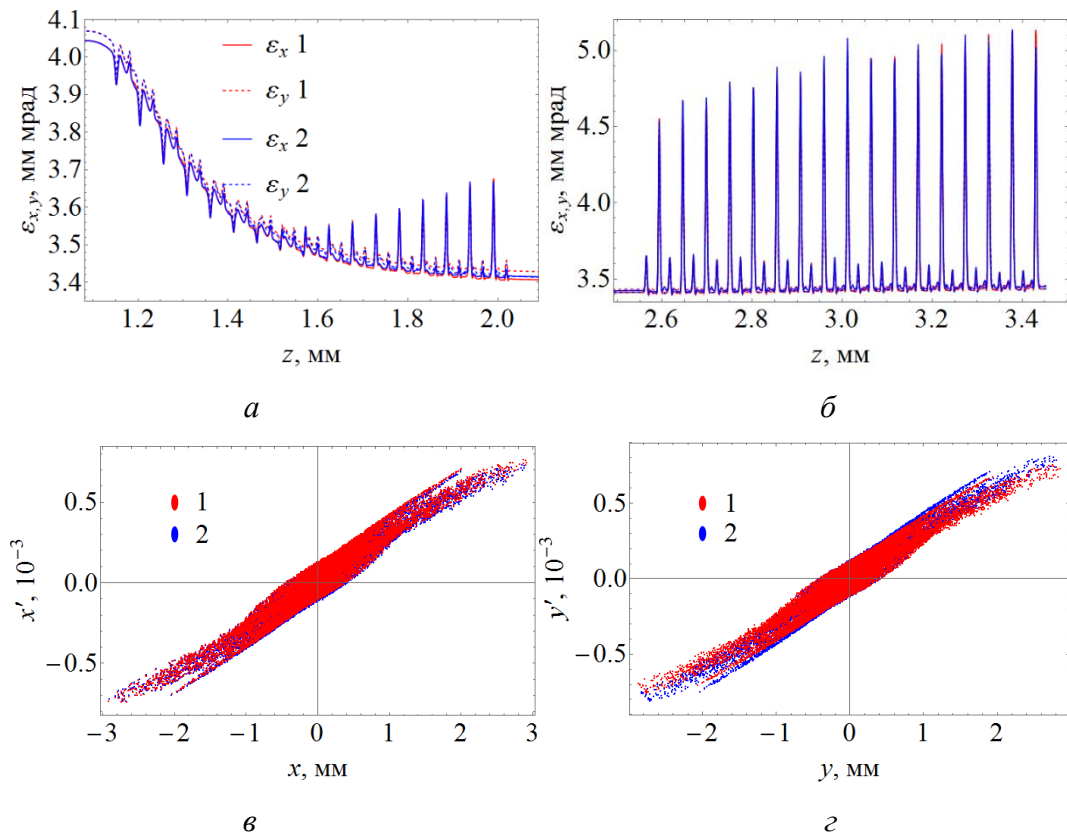


Рис. 1.37. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 45 МэВ. 1 – ускорение в структуре

из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с двумя окнами ввода мощности

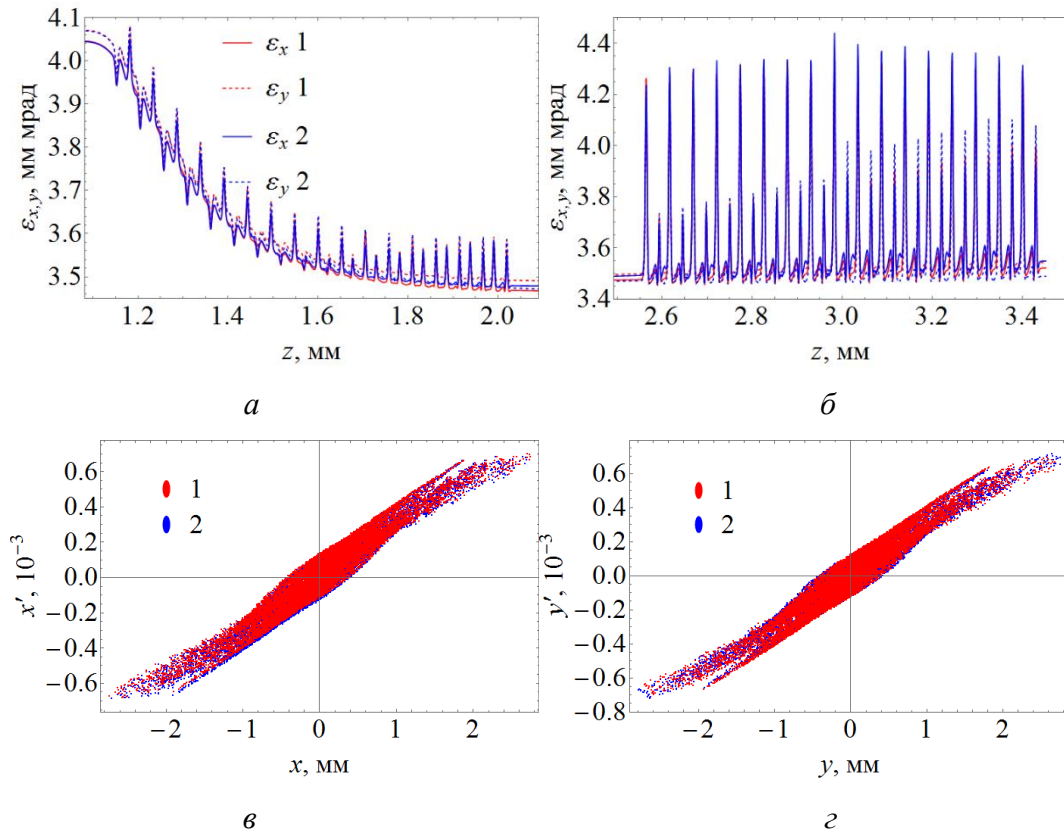


Рис. 1.38. Изменение нормализованных поперечных эмиттансов $\epsilon_{x,y}$ в первой (а) и второй (б) секциях и фазовые портреты (x, x') (в) и (y, y') (г) оптимального пучка, ускоренного до средней кинетической энергии 50 МэВ. 1 – ускорение в структуре из азимутально-симметричных ячеек, 2 – ускорение в «реальной» структуре с девятой ячейкой с двумя окнами ввода мощности

На рис. 1.39, а-д сравниваются разные характеристики оптимального пучка, ускоренного методом 2 ($172^\circ \leq \varphi_{in1} \leq 193^\circ$) в двух азимутально-симметричных секциях и в двух секциях со щелями связи и двумя окнами ввода мощности в девятой ячейке. Существенных отличий в характеристиках ускоренного пучка не наблюдается. Поэтому делаем вывод, что если для ускорения оптимального пучка до конечной энергии 35-50 МэВ будут использоваться секции, в девятой ячейке которых прорезаны два симметричных окна ввода мощности, тогда:

- 1) после ускорения нормализованный поперечный эмиттанс пучка будет меньше 4 мм мрад;

2) можно использовать результаты расчетов в подразделе 1.3.2, для оценки характеристик ускоренного оптимального пучка.

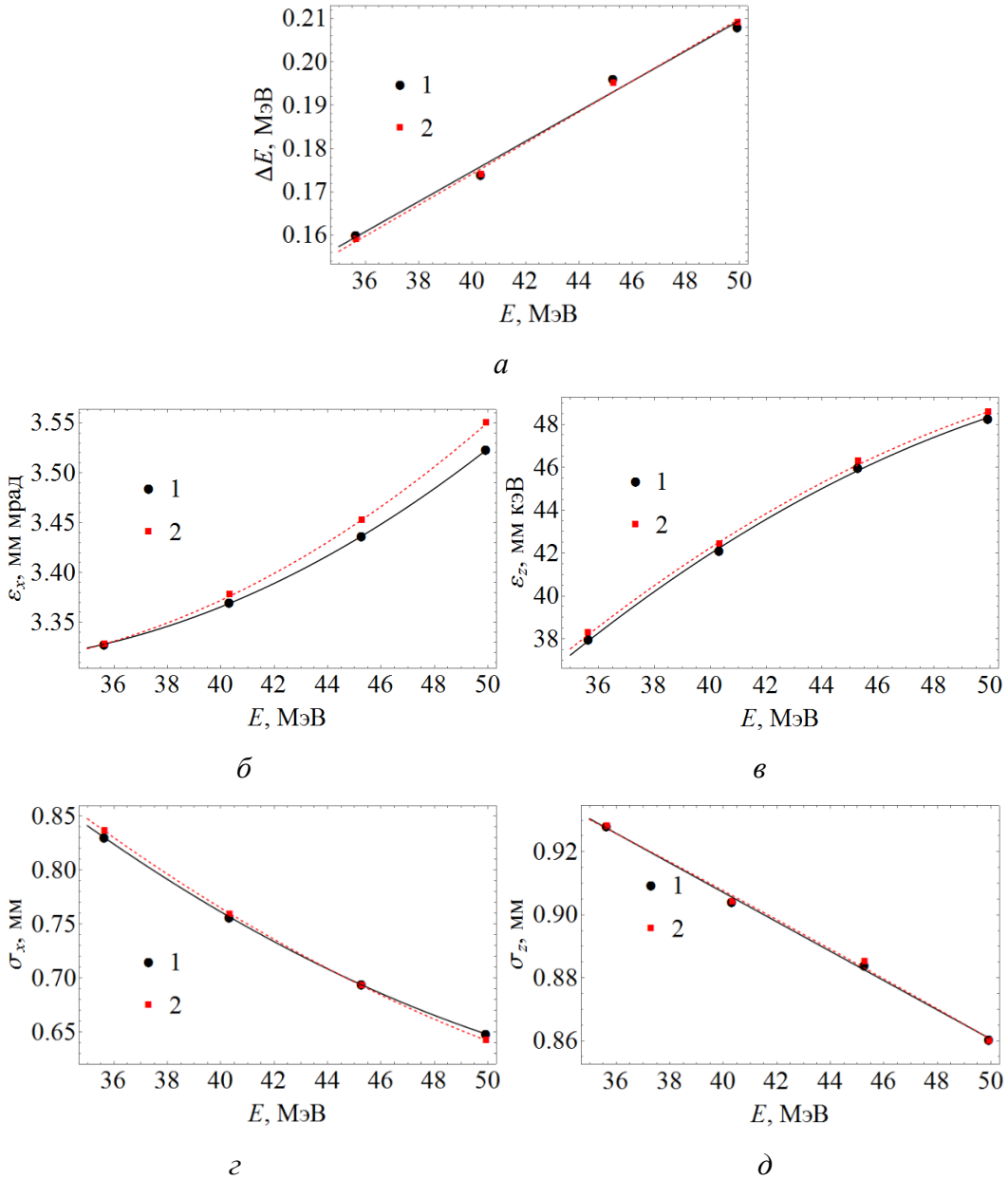


Рис. 1.39. Полный разброс кинетических энергий частиц пучка ΔE (а), нормализованный поперечный эмиттанс ϵ_x (б), продольный эмиттанс ϵ_z (в) и среднеквадратичные радиус σ_x (г) и длина σ_z (д) оптимального пучка, ускоренного методом 2 до средней кинетической энергии E в азимутально-симметричной структуре (1) и в двух секциях со щелями связи и двумя окнами ввода мощности в девятой ячейке (2)

1.4 Заключение

В результате проведенных расчетов определены основные параметры источника электронов с большой яркостью пучка. Показана возможность формирования сгустков электронов с зарядом 1 нКл и поперечным нормализованным эмиттансом 3.6–3.8 мм мрад. Энергетический разброс сгустков, следующий из расчетов динамики пучка, составляет 0.12% при среднеквадратичной длительности около 3 пс.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА

2.1 Введение

Для проекта GunLab [18, 19] были спроектирован спектрометр и разработана методика измерения продольного эмиттанса пучка. Основная цель проекта GunLab состоит в исследовании и развитии сверхпроводящих ВЧ фотоинжекторов [66]. На линии диагностики пучка спектрометр (на рис. 2.1 обозначен как "Диполь") нужен для того, чтобы измерять энергию и энергетический спектр электронного пучка. Вместе с поперечно-отклоняющим ВЧ резонатором (на рис. 2.1 обозначен как "ПО резонатор"), который для проекта GunLab проектировался в ускорительном комплексе DELTA в Дортмунде [67], спектрометр может использоваться для измерения продольного фазового портрета сгустков электронов [68-70]. В эксперименте GunLab кинетическая энергия пучка электронов может изменяться в пределах от 1 до 3.5 МэВ, а заряд сгустка может достигать 0.1 нКл.



Рис. 2.1. Схема линии диагностики пучка в проекте GunLab

2.2 Спектрометр для проекта GunLab

Таблица 2.1

Ограничения на параметры спектрометра

$L_1 \sim 0.6$ м
0.3 м $\leq L_2 \leq 1$ м
$G > 30$ мм
размер экрана 25 мм
габаритные размеры магнита < 0.4 м

Спектрометр был рассчитан согласно общей теории, изложенной, например, в [71]. Основная проблема заключалась в том, что требовалось разработать спектрометр с разрешающей способностью не хуже 0.1%. Кроме того,

относительная погрешность измерения импульса электронов должна была принимать минимально достижимое значение, и дипольный магнит должен был фокусировать пучок в вертикальной плоскости. В добавок ко всему условия проведения эксперимента GunLab накладывали ряд ограничений на значения параметров спектрометра, которые приведены в табл. 2.1.

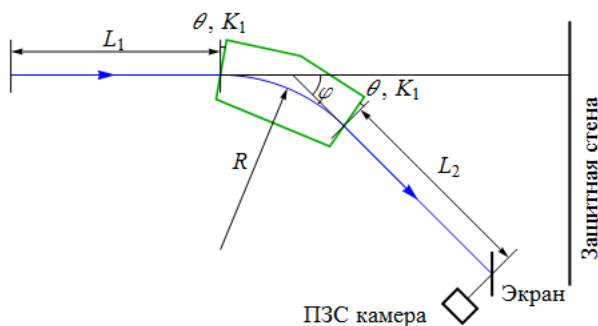


Рис. 2.2. Схема спектрометра

Схема спектрометра изображена на рис. 2.2. Спектрометр состоит из двух участков дрейфа длиной L_1 и L_2 , дипольного магнита, флуоресцентного экрана и ПЗС камеры. Дипольный магнит характеризуется следующими параметрами: R – радиус дуги, по которой пучок поворачивается на угол φ в магните; θ – угол поворота края полюса магнита относительно перпендикуляра к траектории пучка; G – высота зазора между полюсами магнита; K_1 – коэффициент краевого магнитного поля. Важной особенностью описываемого спектрометра является датчик Холла, постоянно установленный в магнитном поле дипольного магнита (рис. 2.3) и позволяющий с точностью лучше 1 Гс контролировать его величину.

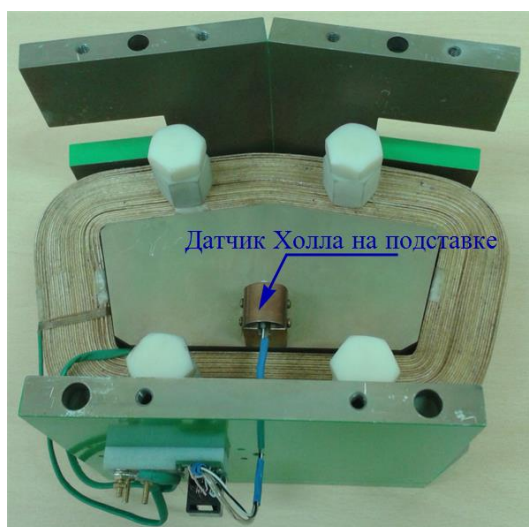


Рис. 2.3. Дипольный магнит без верхнего полюса с датчиком Холла

Значения некоторых параметров спектрометра выбираются достаточно произвольно: $L_1 = 800$ мм, $G = 35$ мм, $R = 250$ мм, $\varphi = 45^\circ$, $K_1 = 0.3$. Такой выбор объясняется следующим образом. Значение L_1 должно быть большим, чтобы в первый участок дрейфа можно было поместить поперечно-отклоняющий резонатор и, при необходимости, две квадрупольные линзы (рис. 2.1). Интеграл краевого поля K_1 для обычных электромагнитов лежит в диапазоне от 0.4 до 0.6. Но с помощью экранировки магнитного поля значение K_1 можно уменьшить до 0.3. Малое значение K_1 предпочтительно, потому что при этом уменьшается область краевого поля.

Система координат, используемая в главе 2, соответствует системе координат, используемой в программах типа TRANSPORT [72]. В пучке имеется опорная частица, обладающая «правильным» импульсом p_0 и находящаяся в «правильном» исходном положении. Координаты всех частиц пучка в любой момент времени задаются относительно положения опорной частицы, или опорной траектории. Ось z направлена вдоль опорной траектории, координата x соответствует горизонтальному смещению частицы относительно опорной траектории, координата y – вертикальному смещению. Плоскость поворота опорной частицы совпадает с горизонтальной плоскостью.

В первом порядке действие дипольного магнита на электрон можно оценить с помощью матричного преобразования [72]:

$$X = M \times X_0, \quad (2.1)$$

где

$$X = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta = \frac{p - p_0}{p_0} \end{pmatrix}.$$

Здесь M – матрица преобразования спектрометра, X_0 и X – вектор в шестимерном фазовом пространстве частицы пучка на входе в спектрометр и на экране, $x' = p_x/p_z$, $y' = p_y/p_z$, l – разность длин траекторий обычной и опорной частиц, p и p_0

– импульсы обычной и опорной частиц. Матрица преобразования спектрометра вычисляется по формуле:

$$M = M_5 \times M_4 \times M_3 \times M_2 \times M_1. \quad (2.2)$$

Здесь M_1 и M_5 – матрицы преобразования участков дрейфа L_1 и L_2 соответственно:

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & L_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

$$M_5 = \begin{pmatrix} 1 & L_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

M_3 – матрица преобразования секторного магнита:

$$M_3 = \begin{pmatrix} \cos \varphi & R \sin \varphi & 0 & 0 & 0 & R(1 - \cos \varphi) \\ -\frac{\sin \varphi}{R} & \cos \varphi & 0 & 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & 1 & \varphi R & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi & -R(1 - \cos \varphi) & 0 & 0 & 1 & -R(\varphi - \sin \varphi) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

M_2 и M_4 – матрицы преобразования повернутых краевых полей магнита:

$$M_2 = M_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \theta}{R} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan(\theta - \psi)}{R} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Корректирующий угол ψ , возникающий из-за пространственного протяжения краевого поля, вычисляется по формуле:

$$\psi = K_1 \left(\frac{G}{R} \right) \left(\frac{1 + (\sin \theta)^2}{\cos \theta} \right) \left(1 - K_1 \cdot K_2 \left(\frac{G}{R} \right) \tan \theta \right). \quad (2.7)$$

Матрицы преобразования (2.3-2.6) и формула для угла ψ (2.7) взяты из [72].

2.2.1 Ошибка измерения импульса

Ошибка измерения кинетической энергии ΔE связана с ошибкой измерения импульса Δp следующим образом:

$$\Delta E = \frac{pc}{\sqrt{(pc)^2 + (m_0c^2)^2}} \Delta pc, \quad (2.8)$$

где c – скорость света, m_0 – масса покоя электрона. Далее будем рассматривать только ошибку измерения импульса Δp .

На входе в спектрометр находится пучок электронов. В пучке есть опорный электрон с импульсом p_0 – средним импульсом частиц пучка. Траектории частиц пучка рассматриваются относительно траектории опорного электрона, которая состоит из отрезка прямой L_1 , дуги окружности радиуса R и длиной φR и отрезка прямой L_2 . На экране спектрометра мы можем указать вертикальную линию с координатой $x = 0$ мм, соответствующую положению опорного электрона. Если известен уровень магнитного поля дипольного магнита B_0 , можно найти импульс опорного электрона:

$$p_0 = \frac{eB_0R}{c}, \quad (2.9)$$

где e – заряд электрона.

Ошибка измерения импульса p_0 складывается из нескольких компонентов:

$$\Delta p = \sqrt{\Delta p_B^2 + \Delta p_x^2 + \Delta p_b^2}. \quad (2.10)$$

Здесь Δp_B – ошибка, связанная с тем, что уровень поля в магните выставляется с точностью ΔB ; Δp_x – ошибка, связанная с точностью установки экрана и нанесения на экран метки, определяющей положение опорного электрона на экране; Δp_b – ошибка, возникающая из-за существования паразитного магнитного поля b на участках дрейфа L_1 и L_2 . При этом считаем, что поперечный эмиттанс пучка на входе в спектрометр равен нулю.

Ошибка Δp_B вычисляется достаточно просто. Поле магнита известно с точностью ΔB , поэтому в точку $x = 0$ на экране могут попасть электроны с импульсами:

$$p = \frac{e(B_0 \pm \Delta B)R}{c} = p_0 \pm \frac{e\Delta BR}{c} \Rightarrow$$

$$\Delta p_B = \frac{e\Delta BR}{c}. \quad (2.11)$$

Допустим, мы можем поместить экран в нужном месте и нанести на нем опорную метку с точностью Δx_{pos} . Координата электрона на экране определяется уравнением:

$$x = m_{11}x_0 + m_{12}x'_0 + m_{16}\delta,$$

где m_{ij} – матричные элементы спектрометра. Так как считаем поперечный эмиттанс входящего пучка нулевым, то координаты x_0 и x'_0 любого электрона равны нулю. Поэтому:

$$x = m_{16}\delta.$$

Если электрон окажется на расстоянии Δx_{pos} от точки $x = 0$, то будет ошибочно принят за электрон с импульсом p_0 . Импульс этого электрона на самом деле равен:

$$\Delta x_{\text{pos}} = m_{16}\delta \Rightarrow$$

$$\Delta p_x = p_0 \frac{\Delta x_{\text{pos}}}{m_{16}}. \quad (2.12)$$

Чтобы оценить величину ошибки Δp_b , примем, что на участках дрейфа L_1 и L_2 существует малое вертикальное паразитное поле b . Причем направления паразитного поля и поля дипольного магнита совпадают. В спектрометр влетает электрон с координатами:

$$X_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \delta \end{pmatrix}.$$

Электрон на участке L_1 движется по дуге радиуса $r = pc/(eb)$ и пересекает границу области эффективного магнитного поля диполя в точке А, изображенной на рис. 2.4. В неподвижной прямоугольной системе координат $x_1y_1z_1$, центр которой расположен на входе в спектрометр, электрон в точке А имеет координаты:

$$(x_1)_A = -(r + L_1 \tan \theta)(\cos \theta)^2$$

$$+ \sqrt{(r + L_1 \tan \theta)^2(\cos \theta)^4 - L_1^2(\cos \theta)^2}, \quad (2.13)$$

$$(z_1)_A = (x_1)_A \tan \theta + L_1, \quad (2.14)$$

$$(x_1)'_A = -\frac{(z_1)_A}{(x_1)_A + r}. \quad (2.15)$$

Далее электрон поворачивается в дипольном магните и пересекает границу области эффективного магнитного поля диполя в точке В. Координаты электрона в точке В в системе координат $x_2y_2z_2$ следующие:

$$(x_2)_B = m_{11}^d(x_1)_A + m_{12}^d(x_1)'_A + m_{16}^d\delta, \quad (2.16)$$

$$(x_2)'_B = m_{21}^d(x_1)_A + m_{22}^d(x_1)'_A + m_{26}^d\delta, \quad (2.17)$$

$$(z_2)_B = m_{51}^d(x_1)_A + m_{52}^d(x_1)'_A + m_{55}^d((z_1)_A - L_1) + m_{56}^d\delta, \quad (2.18)$$

где m_{ij}^d – матричные элементы дипольного магнита. Центр системы координат $x_2y_2z_2$ совпадает с точкой выхода опорного электрона из области эффективного магнитного поля диполя, ось z_2 совпадает с направлением движения опорного электрона на участке дрейфа L_2 . Чтобы электрон был принят за опорный электрон с импульсом p_0 , он должен попасть по дуге радиуса r в точку С. Точка С имеет координаты $(x_2)_C = 0$, $(z_2)_C = L_2$. Поэтому должно выполняться равенство:

$$(x_2)_B^2 + ((z_2)_B - L_2)^2 + \frac{2r}{\sqrt{1 + ((x_2)'_B)^2}} ((x_2)'_B((z_2)_B - L_2) - (x_2)_B) = 0. \quad (2.19)$$

Из этого равенства можно найти значение импульса электрона p .

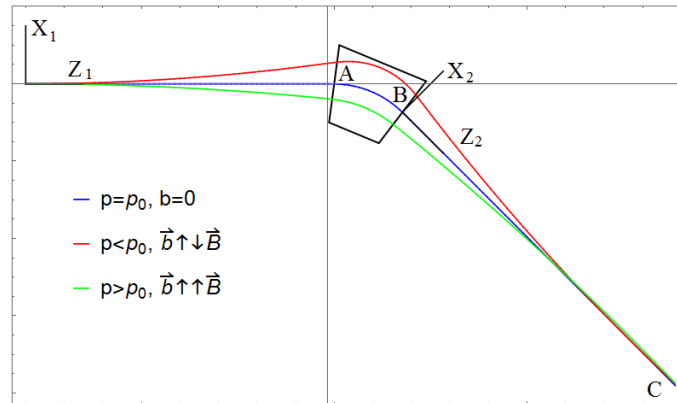


Рис. 2.4. Пояснение к поиску ошибки Δp_b . Синим цветом показана траектория опорного электрона в идеальном спектрометре без паразитного магнитного поля на участках дрейфа. Зеленым (красным) цветом изображена траектория электрона с импульсом $p \neq p_0$ в случае, когда есть паразитное магнитное поле, направленное в ту же (в противоположную) сторону, что и поле диполя

Найти корни уравнения (2.19) сложно. Но это уравнение можно упростить, если учесть, что величины $\delta = (p - p_0)/p_0$ и L/r малы, и если в уравнении (2.19) ограничиться слагаемыми нулевого порядка малости. Покажем, что условие $L/r \ll 1$ выполняется на самом деле. Пусть величина индукции паразитного поля равна среднему значению магнитного поля на поверхности Земли, то есть $b = 0.5$ Гс, импульс электрона равен $p_0 = 0.5$ МэВ/с, длина участка дрейфа равна $L = 1$ м. Тогда $L/r = ebL/p_0c = 0.03 \ll 1$.

После учета в уравнении (2.19) только членов нулевого порядка малости по δ и L/r получаем упрощенное уравнение:

$$\begin{aligned} & \frac{L_1^2}{\cos \theta} \left(\cos(\varphi - \theta) + \frac{L_2}{R} \cdot \frac{\sin(2\theta - \varphi)}{\cos \theta} \right) \\ & + 2L_1 \left(L_2 \frac{\cos(\varphi - \theta)}{\cos \theta} + R \sin \varphi \right) + L_2^2 \\ & - 4r \frac{p - p_0}{p_0} \sin \frac{\varphi}{2} \left(R \sin \frac{\varphi}{2} + L_2 \frac{\cos\left(\frac{\varphi}{2} - \theta\right)}{\cos \theta} \right) = 0. \end{aligned}$$

Поэтому ошибка Δp_b равна:

$$\begin{aligned} \Delta p_b = & \frac{p_0}{4r \sin \frac{\varphi}{2}} \left(R \sin \frac{\varphi}{2} + L_2 \frac{\cos\left(\frac{\varphi}{2} - \theta\right)}{\cos \theta} \right)^{-1} \left(L_2^2 \right. \\ & + \frac{L_1^2}{\cos \theta} \left(\cos(\varphi - \theta) + \frac{L_2}{R} \cdot \frac{\sin(2\theta - \varphi)}{\cos \theta} \right) \\ & \left. + 2L_1 \left(L_2 \frac{\cos(\varphi - \theta)}{\cos \theta} + R \sin \varphi \right) \right). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Если рассмотреть случай паразитного поля, направленного противоположно полю диполя, окажется, что ошибка Δp_b имеет такое же абсолютное значение (2.20) и отличается только знаком.

2.2.2 Разрешающая способность спектрометра

Разрешающая способность спектрометра определяется следующим образом. Имеется монохроматический пучок электронов, который проходит через спектрометр. Пучок имеет ненулевой поперечный эмиттанс ε_0 . Система наблюдения, состоящая из флуоресцентного экрана и ПЗС камеры,

характеризуется разрешением Δx_{res} : на экране точка превращается в пятнышко радиуса Δx_{res} . Поэтому на экране спектрометра монохроматический пучок наблюдается в виде пятна со среднеквадратичным радиусом Δx . В результате делается ошибочный вывод, что пучок обладает ненулевым среднеквадратичным отклонением частиц по импульсу. Поэтому минимальный среднеквадратичный разброс по импульсу частиц пучка, который можно установить с помощью спектрометра, равен:

$$\Delta\delta = \sqrt{\Delta\delta_x^2 + \Delta\delta_\varepsilon^2}. \quad (2.21)$$

Здесь $\Delta\delta_x$ – вклад в разрешение, связанный с разрешением экрана и ПЗС камеры, $\Delta\delta_\varepsilon$ – вклад, связанный с поперечным эмиттансом входного пучка. Эти вклады равны:

$$\Delta\delta_x = \frac{\Delta x_{\text{res}}}{m_{16}}, \quad (2.22)$$

$$\Delta\delta_\varepsilon = \frac{\sqrt{\varepsilon_0(\beta_0 m_{11}^2 - 2\alpha_0 m_{11} m_{12} + \gamma_0 m_{12}^2)}}{m_{16}}. \quad (2.23)$$

Здесь $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ – среднеквадратичные параметры Твисса входного пучка [73].

Покажем, как получается выражение (2.23). Координата электрона на экране равна:

$$x(x_0, x'_0) = m_{11}x_0 + m_{12}x'_0. \quad (2.24)$$

Среднеквадратичное отклонение от средней точки пучка равно:

$$\sigma_x \equiv \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}, \quad (2.25)$$

$$\langle x \rangle = \iint_{-\infty}^{+\infty} x(x_0, x'_0) f(x_0, x'_0) dx_0 dx'_0, \quad (2.26)$$

$$\langle x^2 \rangle = \iint_{-\infty}^{+\infty} (x(x_0, x'_0))^2 f(x_0, x'_0) dx_0 dx'_0. \quad (2.27)$$

Здесь $f(x_0, x'_0)$ – симметричная, четная функция распределения входного пучка, нормированная на единицу:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} f(x_0, x'_0) dx_0 dx'_0 = 1.$$

Подставка (2.24) в (2.26) и (2.27) приводит к формулам:

$$\langle x \rangle = \iint_{-\infty}^{+\infty} (m_{11}x_0 + m_{12}x'_0) f(x_0, x'_0) dx_0 dx'_0 = 0, \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \langle x^2 \rangle &= \iint_{-\infty}^{+\infty} (m_{11}^2 x_0^2 + 2m_{11}m_{12}x_0x'_0 + m_{12}^2(x'_0)^2) f(x_0, x'_0) dx_0 dx'_0 \\ &= m_{11}^2 \langle x_0^2 \rangle + 2m_{11}m_{12} \langle x_0x'_0 \rangle + m_{12}^2 \langle (x'_0)^2 \rangle \\ &= \varepsilon_0 (\beta_0 m_{11}^2 - 2\alpha_0 m_{11}m_{12} + \gamma_0 m_{12}^2). \end{aligned} \quad (2.29)$$

В (2.29) используются выражения для среднеквадратичных параметров Твисса [74]:

$$\alpha_0 \varepsilon_0 = -\langle x_0x'_0 \rangle, \beta_0 \varepsilon_0 = \langle x_0^2 \rangle, \gamma_0 \varepsilon_0 = \langle (x'_0)^2 \rangle.$$

Подстановкой (2.28), (2.29) в (2.25) получается:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sqrt{\varepsilon_0 (\beta_0 m_{11}^2 - 2\alpha_0 m_{11}m_{12} + \gamma_0 m_{12}^2)} \Rightarrow \\ \Delta\delta_\varepsilon &= \frac{\sigma_x}{m_{16}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0 (\beta_0 m_{11}^2 - 2\alpha_0 m_{11}m_{12} + \gamma_0 m_{12}^2)}}{m_{16}}. \end{aligned}$$

Перепишем (2.23) в виде:

$$\Delta\delta_\varepsilon = \frac{\sqrt{m_{11}^2 \langle x_0^2 \rangle + 2m_{11}m_{12} \langle x_0x'_0 \rangle + m_{12}^2 \langle (x'_0)^2 \rangle}}{m_{16}}. \quad (2.30)$$

Если подобрать параметры спектрометра таким образом, что $m_{12} \approx 0$, то (2.23) и (2.30) упростятся:

$$\Delta\delta_\varepsilon = \frac{|m_{11}|}{m_{16}} \sqrt{\beta_0 \varepsilon_0} = \frac{|m_{11}|}{m_{16}} \sqrt{\langle x_0^2 \rangle}. \quad (2.31)$$

При этом исключается влияние углового разброса частиц пучка на разрешение спектрометра. Здесь $\sqrt{\beta_0 \varepsilon_0} = \sqrt{\langle x_0^2 \rangle}$ – среднеквадратичный размер входного пучка. Если на входе расположена вертикальная коллимационная щель шириной $2s$ (которая ограничивает горизонтальный размер пучка), то $\sqrt{\beta_0 \varepsilon_0} \leq s$ и:

$$\Delta\delta_\varepsilon \leq \frac{|m_{11}|}{m_{16}} s. \quad (2.32)$$

Если подобрать систему наблюдения таким образом, что компонента $\Delta\delta_x$ разрешающей способности спектрометра окажется значительно меньше компоненты $\Delta\delta_\varepsilon$, то, поместив на входе в спектрометр вертикальную коллимационную щель, можно регулировать разрешающую способность спектрометра.

Отметим, что мы не учитывали зарядовый вклад в разрешающую способность спектрометра $\Delta\delta_q$. Даже если предположить, что система наблюдения работает без погрешностей, а в спектрометр направлен монохроматический пучок с нулевым поперечным эмиттансом, все равно на экране будет наблюдаться пятно, а не точка. Это будет связано с тем, что пучок обладает некоторым электрическим зарядом, который вызывает кулоновское расширение самого пучка.

2.2.3 Выбор оптимальных параметров спектрометра

В разделе 2.2 из семи параметров спектрометра были выбраны значения пяти параметров. Оставшиеся два параметра θ и L_2 выберем из следующих соображений. На линии диагностики планируется использовать вертикально-отклоняющий резонатор для изучения продольного фазового портрета пучка. Вертикальное отклонение пучка, вызванное резонатором, не должно перекрываться вертикальным отклонением частиц пучка в результате возможной вертикальной дефокусировки дипольным магнитом. Поэтому угол θ и длину второго дрейфового участка L_2 выберем из условий:

- 1) $m_{12} = 0$;
- 2) элемент m_{16} должен принять как можно большее значение;
- 3) $m_{43}^d < 0$;
- 4) $0.3 \text{ м} \leq L_2 \leq 1.0 \text{ м}$.

Первые два условия должны обеспечить достижимость требуемой разрешающей способности спектрометра с помощью установки вертикальной коллимационной щели. Третье условие должно обеспечить вертикальную фокусировку пучка дипольным магнитом, а четвертое условие наложено размерами помещения, в котором будет проводиться эксперимент.

Решим задачу из условий (1) и (3). В силу того, что условие (3) – неравенство, существует множество значений параметров L_2 и θ , при которых выполняются условия (1) и (3). Обозначим эти множества как \mathcal{L}_2 и Θ : каждому значению параметра L_2 из множества \mathcal{L}_2 соответствует единственное значение параметра θ из множества Θ (причем $-\pi/2 < \theta < \pi/2$).

Множество решений системы уравнений (1) и (3) показано на рис. 2.5, а. Из рис. 2.5, б видно, что значение элемента m_{16} увеличивается с увеличением значения L_2

из множества \mathcal{L}_2 . Фокусные расстояния дипольного магнита по осям x и y ($F_x = 1/m_{21}^d$, $F_y = 1/m_{43}^d$) показаны на рис. 2.5, в. Из этих рисунков следует, что чем больше значение L_2 , тем лучше. Поэтому с учетом условия (4) выбираем $L_2 = 1$ м. В табл. 2.2 приведены оптимальные параметры спектрометра, удовлетворяющего условиям (1-4).

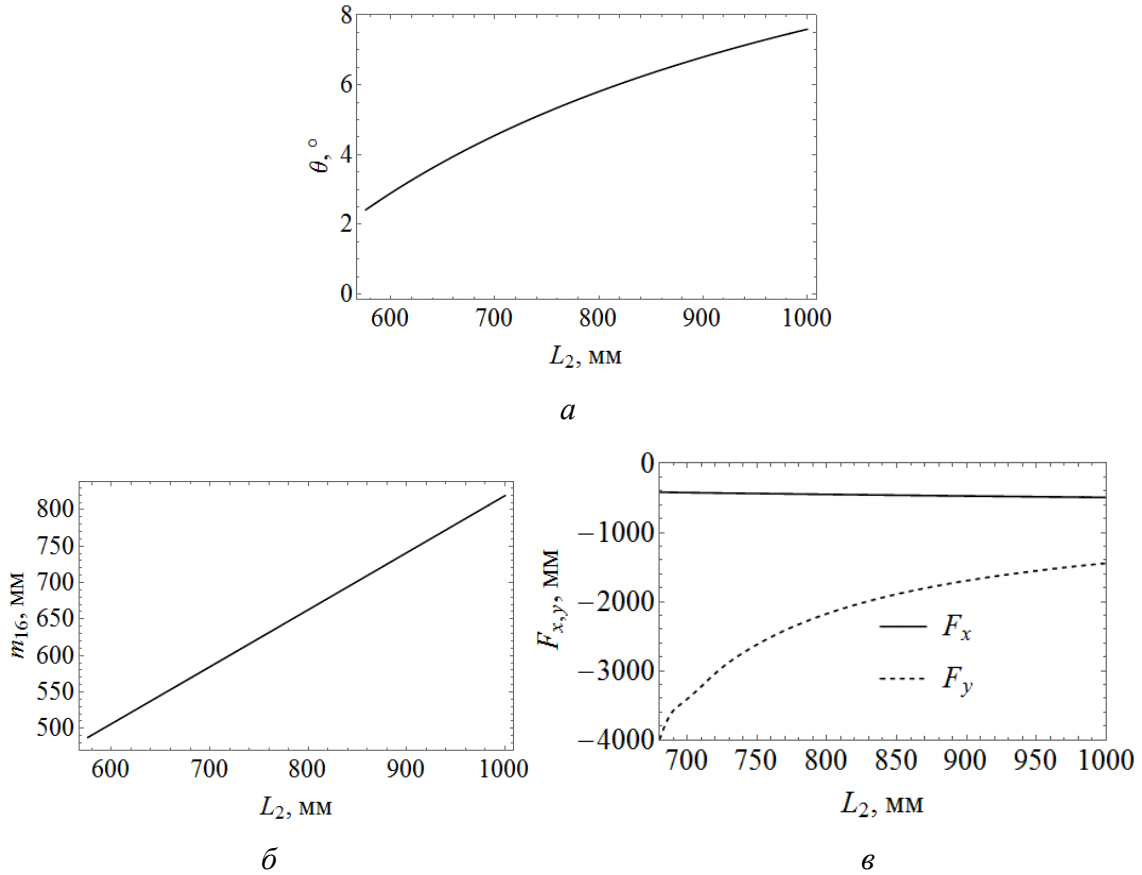


Рис. 2.5. (а) Множество решений системы уравнений (1) и (3). Зависимость элемента m_{16} матрицы преобразования спектрометра (б) и фокусных расстояний $F_{x,y}$ дипольного магнита (в) от длины L_2 из множества \mathcal{L}_2

Таблица 2.2

Параметры оптимального спектрометра

Параметр	Значение	Параметр	Значение
G	35 мм	φ	45°
L_1	0.8 м	θ	7.593°
L_2	1.0 м	K_1	0.3
R	250 мм		

2.2.4 Ошибка измерения и разрешающая способность оптимального спектрометра

Оценим ошибку измерения импульса оптимальным спектрометром. Примем, что средний импульс пучка равен $p_0 = 1$ МэВ/с, точность выставления уровня магнитного поля диполя равна $\Delta B = 1$ Гс, величина паразитного поля совпадает со средним значением магнитного поля на поверхности Земли $b = 0.5$ Гс, а погрешность установки экрана в нужное положение и изображения на нем опорной метки равна $\Delta x_{\text{pos}} = 1$ мм. В этом случае: $\Delta p_B/p_0 = 0.7\%$, $\Delta p_b/p_0 = 1.6\%$, $\Delta p_x/p_0 = 0.12\%$, $\Delta p/p_0 = 1.8\%$.

Чтобы проверить правильность аналитически выведенного выражения (2.20) для ошибки Δp_b , был проведен численный расчет траектории электрона в спектрометре с паразитным магнитным полем b . На рис. 2.6 показано, как меняется ошибка Δp_b , вычисленная по формуле (2.20) и посчитанная с помощью моделирования паразитного поля в программе ASTRA [27]. Из рисунка видно, что эти ошибки достаточно хорошо совпадают друг с другом при разных значениях измеряемого импульса p и паразитного магнитного поля b . Заметные расхождения появляются при увеличении b и уменьшении p .

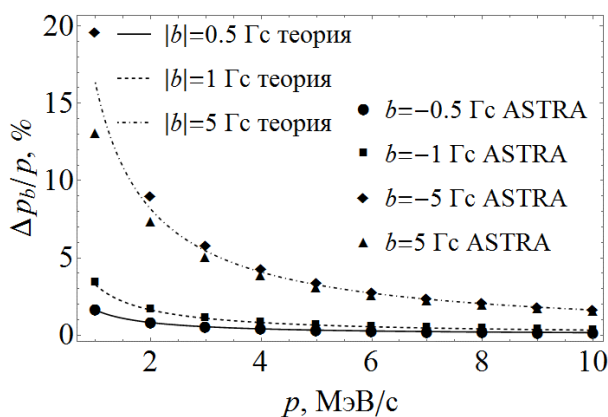


Рис. 2.6. Зависимость относительной ошибки $\Delta p_b/p$ от величины измеряемого импульса p

На рис. 2.7 показано, как меняется относительная ошибка измерения импульса в зависимости от значения импульса. С ростом импульса относительная ошибка измерения импульса падает и при импульсе 10 МэВ/с равна 0.22%.

Относительная ошибка измерения импульса должна быть как можно меньше. Для того чтобы относительная ошибка измерения импульса $p_0 = 1$ МэВ/с была лучше 0.1%, нужно, например, чтобы точность выставления магнитного поля спектрометра была не хуже $\Delta B \approx 0.08$ Гс, величина паразитного поля была меньше $b \approx 0.02$ Гс, а погрешность установки экрана в нужное положение и изображения на нем опорной метки должна быть не хуже $\Delta x_{pos} \approx 0.5$ мм. При этом на каждую из компонент ошибки Δp придется не больше 0.06%. Отметим, что выполнение условия $\Delta p/p_0 \leq 0.1\%$ для среднего импульса $p_0 = 1$ МэВ/с гарантирует, что это условие будет выполнено и для больших значений p_0 .

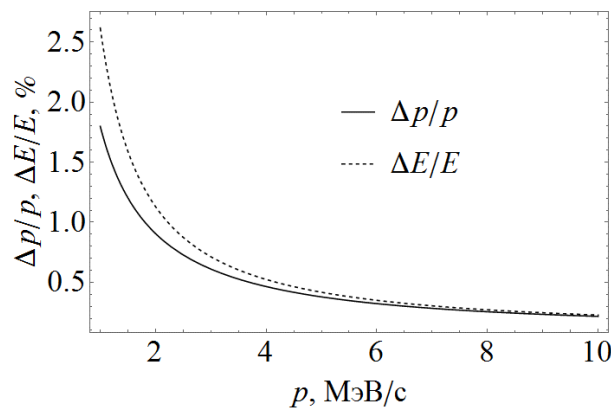


Рис. 2.7. Относительные ошибки измерения импульса $\Delta p/p$ и кинетической энергии $\Delta E/E$ в зависимости от величины измеряемого импульса p

Поэтому желание получить относительную ошибку измерения импульса 0.1% влечет за собой жесткие требования к точности выставления уровня магнитного поля в магните и к величине паразитного поля. Экранирование мю-металлом (пермаллоем) [75] пролетных трубок позволяет снизить уровень паразитного поля более чем на порядок. В то же время относительная ошибка 1.8% для измерения импульса 1 МэВ/с является вполне достаточной. В приложении В проводится поиск параметров спектрометра, который обеспечивает минимально достижимую относительную ошибку измерения импульса 1 МэВ/с.

Оценим разрешающую способность оптимального спектрометра. Чтобы разрешающая способность спектрометра была порядка 0.1%, нужно, например, чтобы разрешение системы наблюдения, состоящей из флуоресцентного экрана и ПЗС камеры, было равно $\Delta x_{res} \approx 0.6$ мм и ширина вертикальной коллимационной щели была равна $2s \approx 1$ мм. При этом на каждую из компонент разрешения $\Delta \delta$

придется примерно поровну: $\Delta\delta_\varepsilon \approx \Delta\delta_x \approx 0.07\%$. Отметим, что здесь проводится оценка разрешения спектрометра без учета кулоновского уширения пучка, обладающего собственным электрическим зарядом.

В результате делаем вывод, что с помощью оптимального спектрометра можно измерить импульс 1 МэВ/с с относительной ошибкой 1.8% и разрешением порядка 0.1%, если выполнены условия:

- 1) величина магнитного поля дипольного магнита выставлена с точностью не хуже $\Delta B = 1$ Гс;
- 2) величина паразитного поля не превышает среднего значения магнитного поля на поверхности Земли $b = 0.5$ Гс;
- 3) экран установлен в нужное положение и на нем изображена опорная метка с точностью не хуже $\Delta x_{\text{pos}} = 1$ мм;
- 4) разрешение системы наблюдения, состоящей из флуоресцентного экрана и ПЗС камеры, не хуже $\Delta x_{\text{res}} \approx 0.6$ мм;
- 5) ширина вертикальной коллимационной щели на входе в спектрометр не больше $2s = 1$ мм.

Оценим величину магнитного поля и количество витков в каждой обмотке спектрометра. Величина магнитного поля вычисляется по формуле:

$$B = \frac{pc}{eR}.$$

Известно, что спектрометр будет использоваться в основном для измерения импульсов в интервале 1-3 МэВ/с, но также может быть использован для измерения импульсов до 10 МэВ/с. Поэтому амплитуда магнитного поля B должна меняться от 0.013 Тл (для измерения импульса $p = 1$ МэВ/с) до 0.133 Тл (для измерения импульса $p = 10$ МэВ/с).

Количество ампер-витков на одну обмотку определяется выражением [76]:

$$NI = \frac{BG}{2\mu_0}, \quad (2.33)$$

где μ_0 – магнитная постоянная. Примем, что для создания в дипольном магните максимального поля 0.133 Тл через обмотки нужно пустить ток 5.5 А. После

подстановки значений B , G , I и μ_0 в (2.33) получаем, что количество витков в каждой обмотке должно быть равно $N \approx 336$.

2.2.5 Трехмерный расчет и измерение магнитного поля дипольного магнита

Трехмерный расчет магнитного поля дипольного магнита проводился в программе CST Studio [28]. Была измерена карта магнитного поля собранного дипольного магнита. Измерения проводились с помощью измерительного стенда, состоящего из координатного стола, поворотного стола, датчика Холла и датчика температуры. На рис. 2.8 показаны собранный дипольный магнит и измерительный стенд.

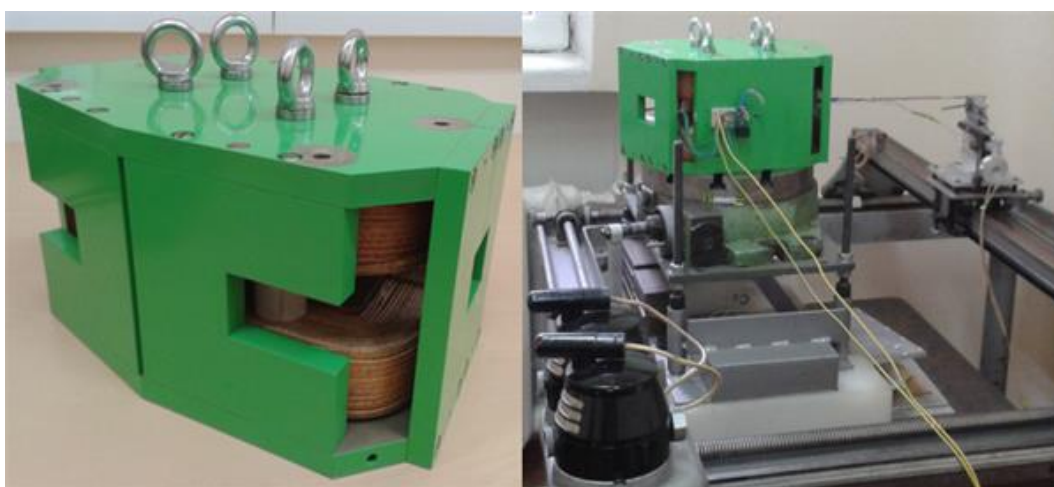


Рис. 2.8. Собранный дипольный магнит и стенд для измерения магнитного поля

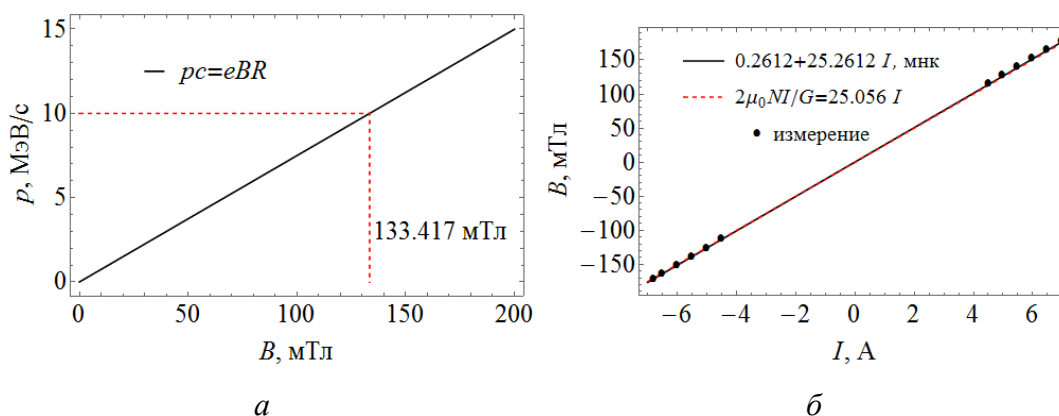
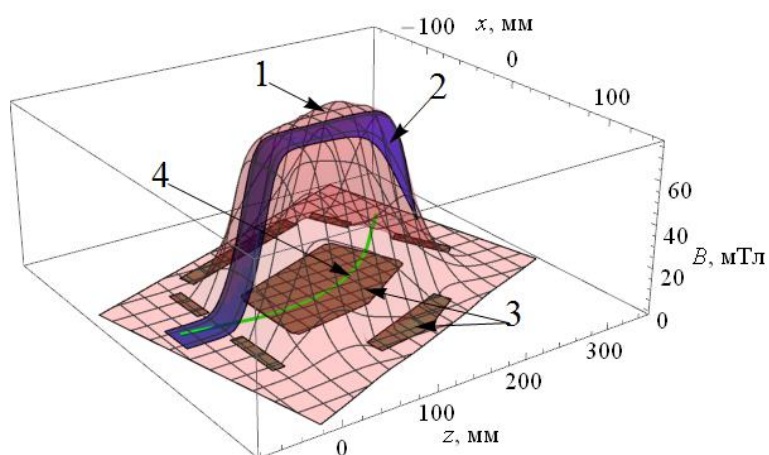


Рис. 2.9. (а) Зависимость измеряемого в спектрометре импульса электрона p от величины магнитного поля в диполе B . (б) Величина индукции магнитного поля диполя B в зависимости от величины тока I , текущего по проводам обмоток

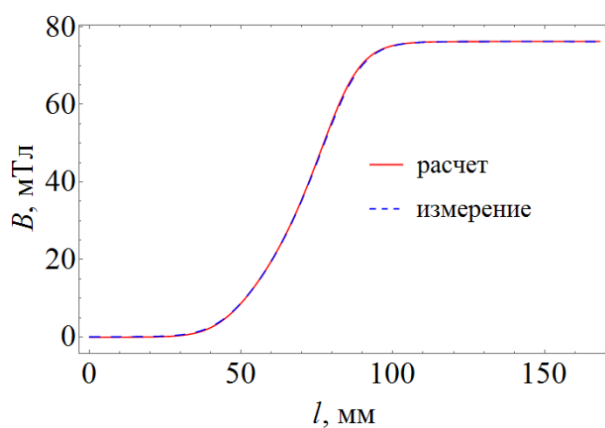
Максимальный уровень поля, который должен поддерживаться в магните, равен 0.133 Тл (рис. 2.9, а). На рис. 2.9, б показана амплитуда измеренного поля в

зависимости от тока через обмотку. В этой зависимости не наблюдаются нелинейные отклонения, поэтому в требуемом диапазоне амплитуд магнитного поля эффекты магнитного насыщения ярма не проявляются.

На рис. 2.10, *a* показаны распределения вычисленного и измеренного полей в медианной плоскости xz . Ток, проходивший по катушкам магнита, был равен 3 А. В CST Studio было рассчитано поле такого магнита. Амплитуда вычисленного поля равна 76.1 мТл, а амплитуда измеренного поля равна 76.2 мТл. В дальнейших сравнениях вычисленное поле изменено таким образом, что амплитуды обоих полей равны 76.2 мТл.



a



б

Рис. 2.10. (*a*) Распределения расчетного (1) и измеренного (2) магнитных полей дипольного магнита в медианной плоскости xz . 3 – контуры полюса и ярма магнита, 4 – опорная траектория пучка. (*б*) Распределение вычисленного и измеренного магнитных полей вдоль половины опорной траектории пучка в дипольном магните

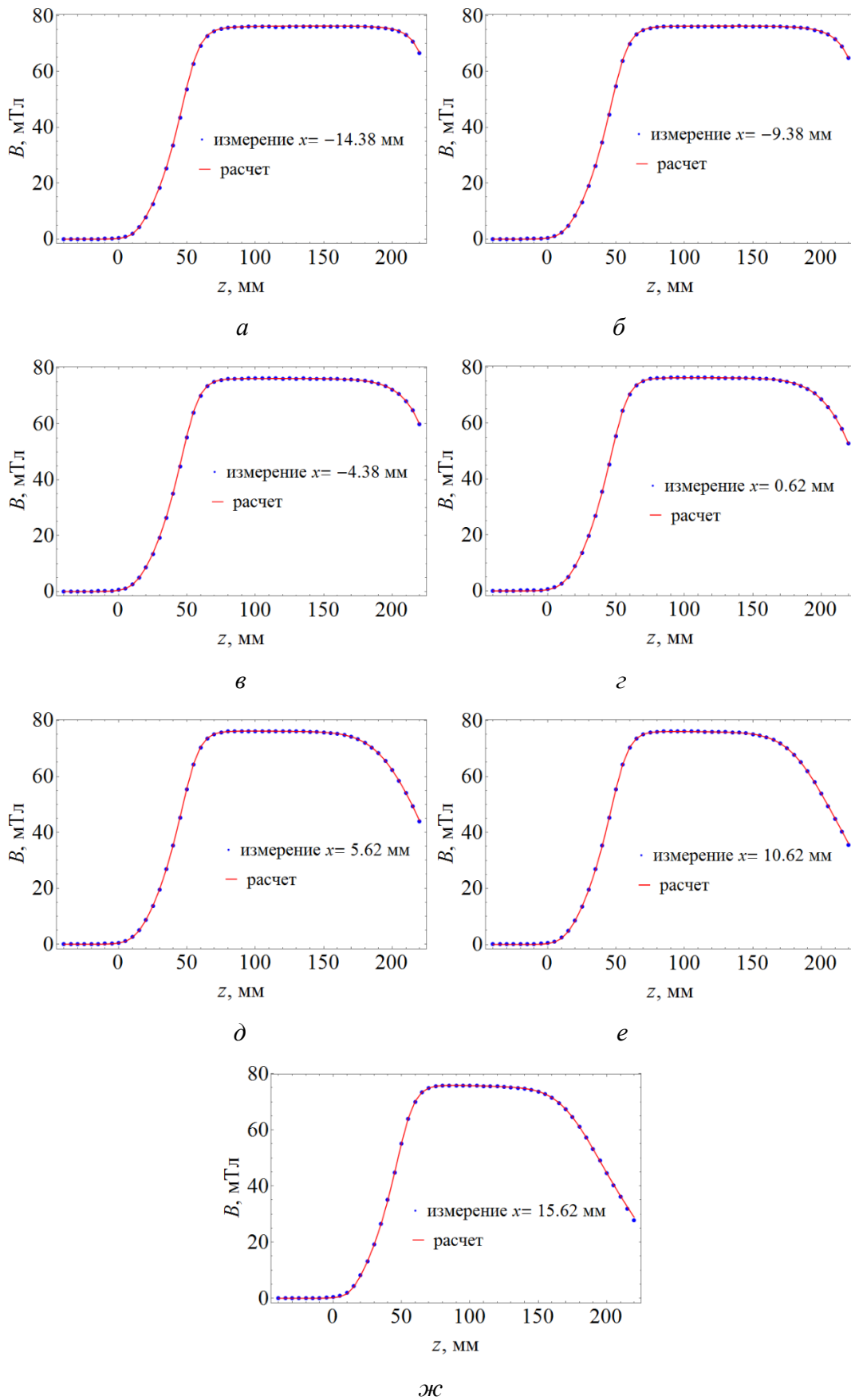


Рис. 2.11. Сравнение вычисленного и измеренного полей

На рис. 2.11, *a-ж* проводится более подробное сравнение вычисленного и измеренного полей вдоль отрезков, параллельных оси z , вдоль которых и были измерены поля.

Сравним коэффициенты краевого поля $K_1 = \int B(l)(B_0 - B(l))/(GB_0^2) dl$ и эффективные длины траекторий $L = 2 \int B(l)/B_0 dl$ [77] для измеренного и вычисленного магнитных полей. Интегралы для K_1 и L вычислялись вдоль половины опорной траектории, показанной на рис. 2.10, *a*, и их значения указаны в табл. 2.3. В таблице также приведено значение угла поворота пучка в дипольном магните, вычисленное по формуле $\phi = L/R$.

Таблица 2.3

Коэффициент краевого поля K_1 , эффективная длина траектории L в дипольном магните и угол поворота пучка $\phi = L/R$

	Расчет	Измерение
K_1	0.246	0.251
L	196.7 мм	196.6 мм
ϕ	45.08°	45.05°

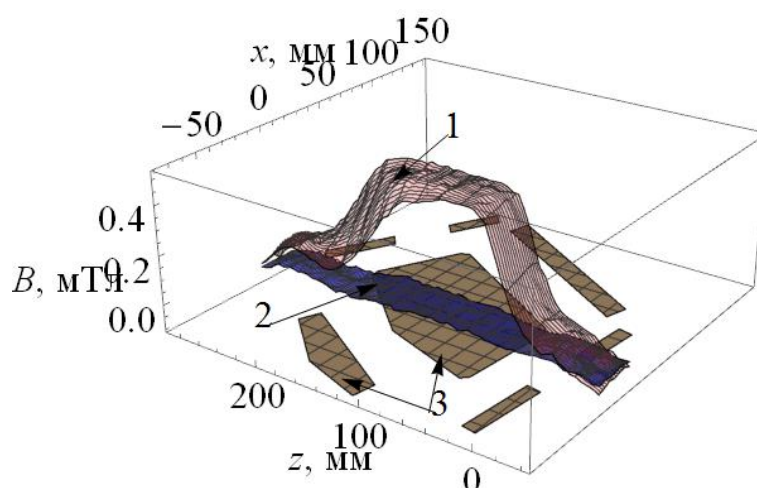


Рис. 2.12. Распределение в медианной плоскости диполя остаточного магнитного поля (1) и поля при токе 16 мА (2). 3 – контуры полюса и ярма магнита

Поскольку дипольный магнит постоянно находится на линии транспортировки, его остаточное поле будет влиять на траекторию пучка. Например, если амплитуда остаточного поля равна 6 Гс, оно отклонит электрон с импульсом 1 МэВ/с на 1.67°. То есть, пройдя расстояние 1 м после магнита, электрон сместится на 29 мм.

Величина остаточного поля зависит от предыстории включения-выключения питания обмоток. Датчик Холла, установленный в магните, позволяет контролировать уровень остаточного поля и осуществлять его минимизацию за счет подачи на обмотки компенсирующего тока. На рис. 2.12 поверхность 1 – результат измерения остаточного поля при обесточенных обмотках (его величина не превышает 6 Гс в центральной области), поверхность 2 – результат измерения с компенсирующим током 15.1 мА.

2.2.6 Расчет динамики пучка в спектрометре

Приведем результаты расчетов динамики пучка электронов в оптимальном спектрометре с помощью матричных вычислений и с помощью программ ASTRA и PARMELA [29]. Матрица преобразования спектрометра, используемая для расчетов, проверялась с помощью программы TRANSPORT. Матрица преобразования спектрометра записана в табл. 2.4.

Таблица 2.4

Матричные элементы m_{ij} матрицы преобразования спектрометра

	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$	$j = 4$	$j = 5$	$j = 6$
$i = 1$	-1.22	$-2.97 \cdot 10^{-5}$ м	0	0	0	0.819 м
$i = 2$	-2.02 м ⁻¹	-0.818	0	0	0	0.746
$i = 3$	0	0	0.238	1.32 м	0	0
$i = 4$	0	0	-0.692 м ⁻¹	0.376	0	0
$i = 5$	-0.746	-0.670 м	0	0	1.0	-0.0196 м
$i = 6$	0	0	0	0	0	1

Считалась динамика пучка, характеристики которого указаны в табл. 2.5. Этот пучок электронов был получен при численном моделировании эксперимента GunLab на входе в спектрометр сотрудниками Берлинского центра материалов и энергии имени Гельмгольца. В табл. 2.6 приведены основные характеристики пучка на экране спектрометра. В матричных вычислениях нельзя учесть пространственное разбухание пучка из-за его собственного заряда. Но пространственное распределение заряда пучка можно учесть в ASTRA. Результаты расчетов с учетом собственного поля пучка также приведены в табл. 2.6. На рис. 2.13, а, б изображены профили пучка на плоскостях xu и xz в положении экрана.

Таблица 2.5

Характеристики пучка на входе в спектрометр

Параметр	Значение	Параметр	Значение
ε_x , мм мрад	0.021	ε_y , мм мрад	1.05
σ_x , мм	0.014	σ_y , мм	0.38
x_{\max} , мм	0.050	y_{\max} , мм	3.74
ε_z , мм кэВ/с	5.52	p_z , МэВ/с	3.060
σ_z , мм	1.57	σ_{pz} , МэВ/с	0.0036
z_{\max} , мм	11.5	Δp_z , мм	0.066
q , пКл	4.0		

В табл. 2.5 и 2.6 использованы следующие обозначения: p_z – средний импульс пучка вдоль оси z ; σ_{pz} – среднеквадратичный разброс импульсов частиц пучка; Δp_z – максимальный разброс импульсов частиц пучка; $\varepsilon_{x,y}$ – среднеквадратичный нормализованный поперечный эмиттанс пучка; ε_z – среднеквадратичный продольный эмиттанс пучка; $\sigma_{x,y,z}$ – среднеквадратичные размеры пучка; x, y, z_{\max} – полные размеры пучка; q – заряд пучка.

Таблица 2.6

Параметры пучка на экране спектрометра

Параметр	Матрица	PARMELA	ASTRA (без заряда)	ASTRA (с зарядом)
ε_x , мм мрад	1.160	1.168	1.182	1.241
σ_x , мм	0.970	0.979	0.990	1.000
x_{\max} , мм	17.81	18.17	18.25	18.24
ε_y , мм мрад	1.050	1.050	1.049	1.038
σ_y , мм	0.874	0.873	0.776	0.798
y_{\max} , мм	7.13	7.02	6.28	6.361
ε_z , мм кэВ/с	5.56	5.59	5.56	5.58
σ_z , мм	1.574	1.595	1.589	1.591
z_{\max} , мм	11.95	10.51	10.96	10.96
σ_{pz} , кэВ/с	3.62	3.64	3.62	3.69
Δp_z , кэВ/с	66.46	66.88	66.81	66.77

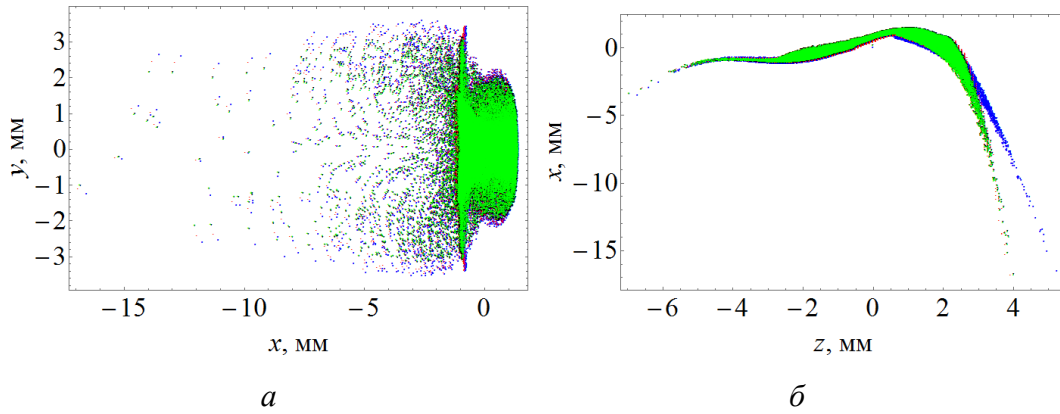


Рис. 2.13. Профили пучка в положении экрана спектрометра: синий – матричные вычисления, красный – PARMELA, зеленый – ASTRA, черный – ASTRA с учетом собственного поля пучка

Из табл. 2.6 видно, что результаты расчетов динамики пучка в спектрометре с помощью матричных вычислений, ASTRA и PARMELA достаточно хорошо совпадают друг с другом. Из расчетов динамики пучка в ASTRA следует, что матричный элемент m_{16} спектрометра с магнитным полем, посчитанным в CST Studio, равен $m_{16} = \sigma_x \overline{p_z} / \sigma_{pz} \approx 0.837$ м (без учета собственного поля пучка).

2.3 Измерение продольного эмиттанса

Целью измерений с дипольным магнитом и вертикально-отклоняющим ВЧ резонатором (рис. 2.14) является получение фазового портрета в продольном фазовом пространстве $p_z t$: вертикальная координата частиц пучка на экране спектрометра связана со временем пролета резонатора, то есть с продольным положением частиц в исходном пучке; горизонтальная координата частиц связана с их импульсом p_z .

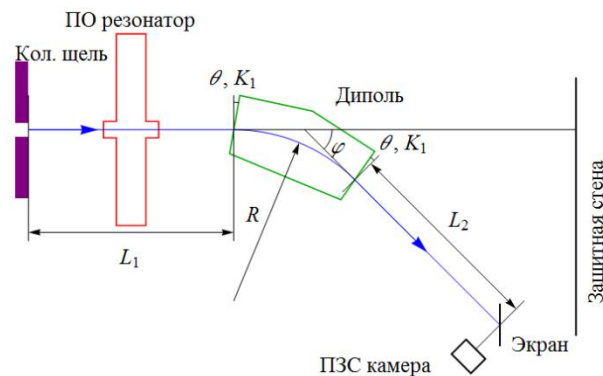


Рис. 2.14. Схема системы измерения продольного эмиттанса

2.3.1 Электромагнитное поле вертикально-отклоняющего ВЧ резонатора

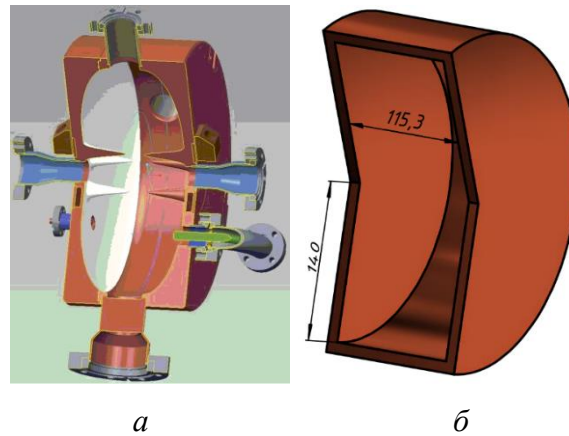


Рис. 2.15. (а) Поперечно-отклоняющий ВЧ резонатор для проекта bERLinPro [67] и (б) цилиндрический резонатор без пролетного канала

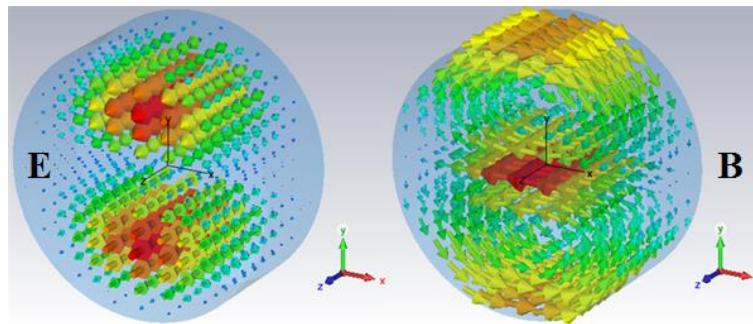


Рис. 2.16. Электрическое (слева) и магнитное (справа) поля моды TM_{110} цилиндрического резонатора без пролетного канала

Действие вертикально-отклоняющего ВЧ резонатора на пучок оценим с помощью модельного поля. Для этого вместо специально спроектированного для эксперимента резонатора (рис. 2.15, а) рассмотрим цилиндрический резонатор без пролетного канала (рис. 2.15, б), в котором возбуждаются колебания электромагнитного поля моды TM_{110} с частотой 1.3 Гц (рис. 2.16). Длина резонатора равна половине длины волны 115 мм. Электромагнитное поле такого резонатора можно записать в виде [78]:

$$E_r = 0, E_\theta = 0, E_z = -E_0 J_1(kr) \sin \theta, \quad (2.34)$$

$$B_r = -\frac{E_0}{\omega r} J_1(kr) \cos \theta, B_\theta = \frac{E_0}{c} J_1'(kr) \sin \theta, B_z = 0. \quad (2.35)$$

Здесь компоненты полей указаны в цилиндрической системе координат, θ – полярный угол, ω – циклическая частота резонатора, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ – волновое число, J_1 – функция Бесселя первого порядка. Магнитное поле в резонаторе

направлено в основном по оси x , поэтому пучок, пройдя резонатор, отклоняется по вертикали.

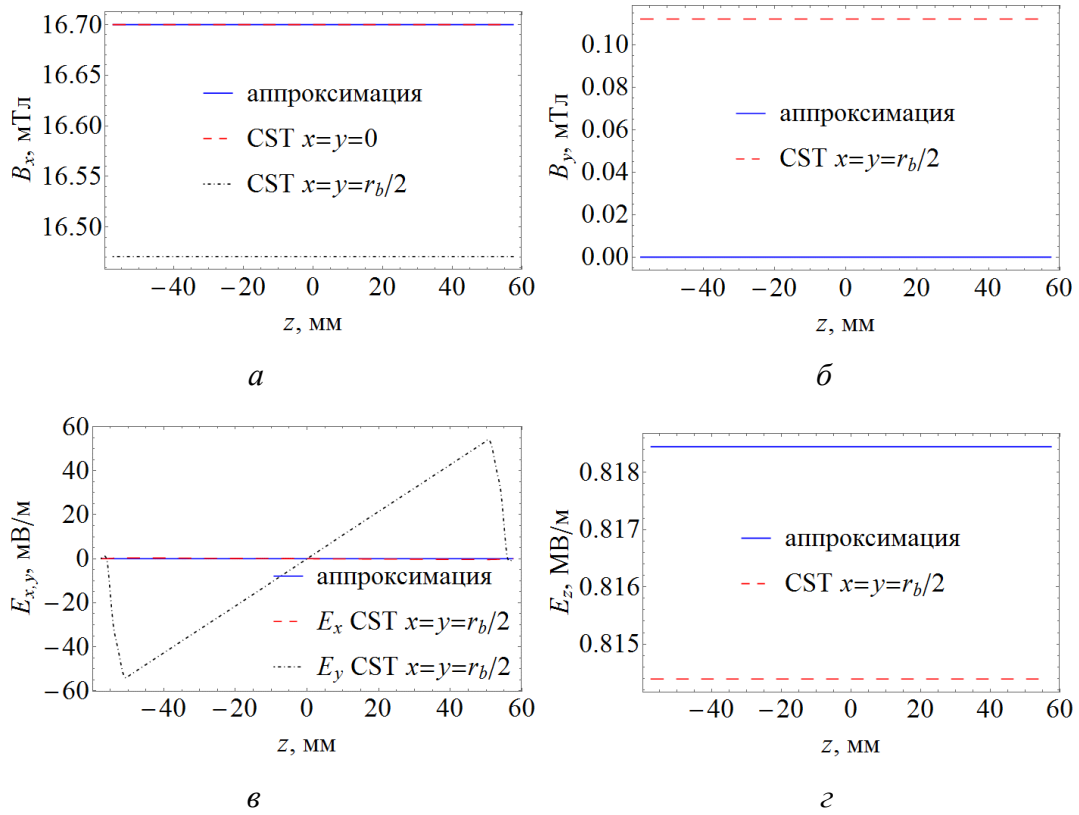


Рис. 2.17. Сравнение электромагнитного поля моды TM_{110} цилиндрического резонатора без пролетного канала, вычисленного в CST, и модельного поля (2.38-2.40)

Произведение kr можно считать много меньшим 1, даже когда радиус r равен радиусу пролетного канала резонатора $r_b = 12$ мм, потому что $kr_b \approx 0.3$. Поэтому во всех расчетах функцию Бесселя первого порядка разложим в ряд:

$$J_1(x) = \frac{1}{2}x - \frac{1}{16}x^3 + O(x^5). \quad (2.36)$$

Зная связь между компонентами вектора в прямоугольной и полярной системах координат:

$$B_x = \frac{x B_r - y B_\theta}{r}, B_y = \frac{x B_\theta + y B_r}{r}, \quad (2.37)$$

и приняв во внимание (2.36), получим компоненты электрического и магнитного полей в прямоугольной системе координат:

$$\begin{aligned}
E_x &= 0, E_y = 0, \\
E_z &= -\frac{E_0}{2}ky \left(1 - \frac{1}{8}(kr)^2 + O((kr)^4) \right), \\
B_x &= -\frac{E_0}{2c} \left(1 - \frac{1}{8}(kr)^2 \frac{x^2 + 3y^2}{r^2} + O((kr)^4) \right), \\
B_y &= -\frac{E_0}{8c}k^2xy(1 + O((kr)^2)), \\
B_z &= 0.
\end{aligned}$$

Ограничимся членами первого порядка малости по kr и получим следующее приближение для электромагнитного поля вертикально-отклоняющего резонатора:

$$E_x = 0, E_y = 0, E_z \approx E_0ky \sin(\omega t + \psi_0), \quad (2.38)$$

$$B_x = B_0 \cos(\omega t + \psi_0), B_y = 0, B_z = 0, \quad (2.39)$$

$$E_0 = cB_0. \quad (2.40)$$

На рис. 2.17, *a*-*г* показано, что такое приближение применимо.

2.3.2 Влияние вертикально-отклоняющего резонатора на электрон

Оценим действие электромагнитного поля (2.38-2.40) на электрон. Для этого решим уравнения движения:

$$\frac{dp_y}{dt} = -ev_z B_x, \quad (2.41)$$

$$\frac{dy}{dt} = v_y, \quad (2.42)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -eE_z + ev_y B_x, \quad (2.43)$$

$$\frac{dz}{dt} = v_z. \quad (2.44)$$

Примем, что скорость частицы постоянная $v_z \approx c$, $\beta = v_z/c \approx 1$. Координата входа в резонатор z_0 . Частица имеет начальные координату $y = y_0$ и импульсы p_{y0} , p_{z0} и влетает в резонатор, когда фаза поля равна ψ . Из (2.41) получается:

$$p_y(t) - p_{y0} = -\frac{eB_0\beta\lambda}{2\pi}(\sin(\omega t + \psi) - \sin \psi). \quad (2.45)$$

Так как $p_y = m_0v_y\gamma$, то (2.42) можно проинтегрировать, если учесть, что релятивистский фактор γ меняется незначительно в результате пролета через резонатор:

$$y(t) - y_0 = \frac{p_{y0}t}{m_0\gamma} - \frac{eB_0\beta\lambda^2}{4\pi^2m_0\gamma c} (\cos\psi - \cos(\omega t + \psi) - \omega t \sin\psi). \quad (2.46)$$

После подстановки (2.45) и (2.46) интегрируется (2.43):

$$\begin{aligned} p_z(t) - p_{z0} &= \frac{e^2E_0B_0\beta\lambda^2}{8\pi^2m_0\gamma c^2} (1 - \cos(\omega t) - \cos(\omega t + 2\psi)) \\ &\quad + \cos(2\omega t + 2\psi) + \omega t \sin(\omega t + 2\psi) - \omega t \sin(\omega t)) \\ &\quad + \frac{eE_0y_0}{c} (\cos(\omega t + \psi) - \cos\psi) \\ &\quad + \frac{eE_0p_{y0}\lambda}{2\pi m_0\gamma c^2} \omega t \cos(\omega t + \psi). \end{aligned} \quad (2.47)$$

Наконец, подставив (2.47) в (2.44) и проинтегрировав, получим:

$$\begin{aligned} z(t) - z_0 &= \frac{p_{z0}\lambda}{2\pi m_0\gamma c} \omega t + \frac{eE_0y_0\lambda}{2\pi m_0\gamma c^2} (\sin(\omega t + \psi) - \sin\psi - \omega t \cos\psi) \\ &\quad + \frac{eE_0p_{y0}\lambda^2}{4\pi^2m_0^2\gamma^2c^3} (\cos(\omega t + \psi) - \cos\psi + \omega t \sin(\omega t + \psi)) \\ &\quad + \frac{e^2E_0B_0\beta\lambda^3}{16\pi^3m_0^2\gamma^2c^3} \left(\frac{1}{2} \sin(2\omega t + 2\psi) - \frac{1}{2} \sin(2\psi) \right. \\ &\quad \left. - 2 \sin(\omega t) + \omega t (1 + \cos(\omega t) - \cos(\omega t + 2\psi)) \right). \end{aligned} \quad (2.48)$$

Приведем выражения для y , p_y , p_z в момент вылета частицы из резонатора, если $p_{y0} = 0$. Время пролета частицы через ячейку длиной $L \approx \lambda/2$ равно:

$$\Delta t = \frac{L}{v_z} = \frac{L}{c\beta} \Rightarrow \omega\Delta t = \frac{2\pi L}{\beta\lambda} = \pi. \quad (2.49)$$

Подставив (2.49) в (2.45-2.47), получим:

$$y(\Delta t) = y_0 - \frac{eB_0\beta\lambda^2}{2\pi^2m_0\gamma c} \left(\cos\psi - \frac{\pi}{2} \sin\psi \right), \quad (2.50)$$

$$p_y(\Delta t) = \frac{eB_0\beta\lambda}{\pi} \sin\psi, \quad (2.51)$$

$$p_z(\Delta t) - p_{z0} = \frac{e^2E_0B_0\beta\lambda^2}{2\pi^2m_0\gamma c^2} \cos\psi \left(\cos\psi - \frac{\pi}{2} \sin\psi \right) - \frac{2eE_0y_0}{c} \cos\psi. \quad (2.52)$$

В ASTRA было проведено численное решение уравнений движения электрона с импульсом $p_z(0) = 3.06$ МэВ/с в поле цилиндрического резонатора без пролетного канала (с амплитудой $E_0 = 5$ МВ/м). Сравнение результатов

численного моделирования с аналитическими решениями представлены на рис. 2.18, а-в. Видно, что они хорошо совпадают друг с другом.

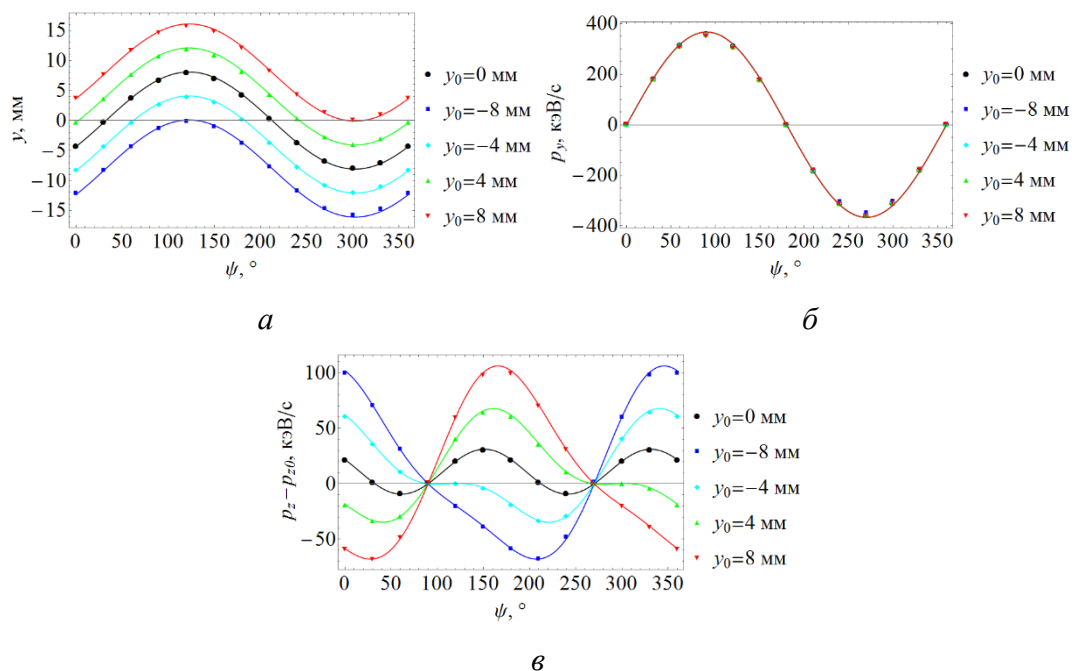


Рис. 2.18. Сравнение численного и аналитического (2.50-2.52) решений уравнения движения электрона в поле цилиндрического вертикально-отклоняющего резонатора без пролетного канала

2.3.3 Оценка амплитуды поля вертикально-отклоняющего резонатора

Амплитуда поля вертикально-отклоняющего резонатора выбирается исходя из требуемого максимального угла отклонения частиц пучка на выходе из резонатора. Покажем это.

Тангенс угла вертикального отклонения частицы при вылете из резонатора равен $\tan \alpha = p_y/p_z$. Чем больше амплитуда поля, тем больше абсолютное значение p_y , а потому и абсолютное значение угла отклонения частицы от оси z . Фазу влета опорной частицы пучка в резонатор выберем равной $\psi_0 = 0^\circ$, чтобы угол отклонения опорного электрона на выходе из резонатора равнялся нулю. Если длина пучка z_{\max} , то фаза влета электрона в начале пучка равна $\psi = \psi_0 - \omega z_{\max}/(2c) = \psi_0 - \pi z_{\max}/\lambda$. Поэтому конечный импульс p_y этого электрона равен:

$$p_y = \frac{eB_0\beta\lambda}{\pi} \sin\left(\psi_0 - \frac{\pi z_{\max}}{\lambda}\right) \approx -\frac{eB_0\beta\lambda}{\pi} \sin\left(\frac{\pi z_{\max}}{\lambda}\right) \cos\psi_0$$

$$\approx -eB_0\beta z_{\max}.$$

Здесь принято, что длина пучка намного меньше длины волны электромагнитного поля резонатора. Угол отклонения α электрона в начале пучка равен $\tan\alpha = -eB_0 z_{\max}/(m_0 c \gamma)$. Для электрона в конце пучка получается такое же выражение, но с другим знаком. Поэтому 2α – угол, который заполняют частицы пучка после вылета из резонатора:

$$\tan 2\alpha = \frac{2 \tan \alpha}{1 - (\tan \alpha)^2} \approx 2 \frac{eB_0 z_{\max}}{m_0 c \gamma}. \quad (2.53)$$

Зная угол 2α , который должны заполнить частицы пучка после вылета из резонатора, можно оценить требуемую амплитуду поля резонатора из (2.53). Точное значение амплитуды поля выбирается из численного моделирования динамики пучка в системе, состоящей из вертикально-отклоняющего резонатора и дипольного магнита.

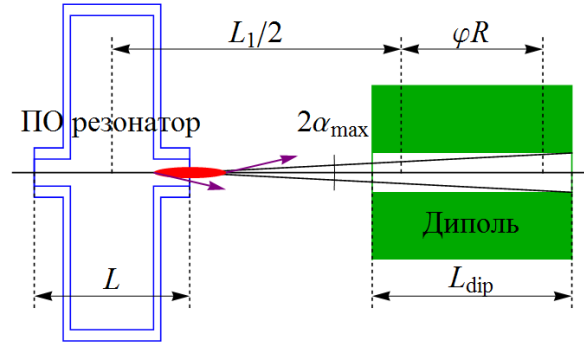


Рис. 2.19. Для оценки угла α_{\max}

Оценим предельное значение угла α для нашего случая. Угол α_{\max} определяется апертурой дипольного магнита и расстоянием от резонатора до выхода из дипольного магнита. Примем, что резонатор расположен в середине первого участка дрейфа. Тогда α_{\max} равен (рис. 2.19):

$$\alpha_{\max} = \arctan\left(\frac{G}{L_1 - L + L_{\text{dip}} + \varphi R}\right) = 1.73^\circ.$$

Здесь $G = 35$ мм – зазор между полюсами дипольного магнита, $L_1 = 0.8$ м – длина первого участка дрейфа, $L = 0.115$ м – длина резонатора, $L_{\text{dip}} = 0.277$ м – длина опорной траектории в магните, $\varphi R = 0.196$ м – длина дуги опорной траектории.

2.3.4 Расчет динамики пучка в вертикально-отклоняющем резонаторе и дипольном магните

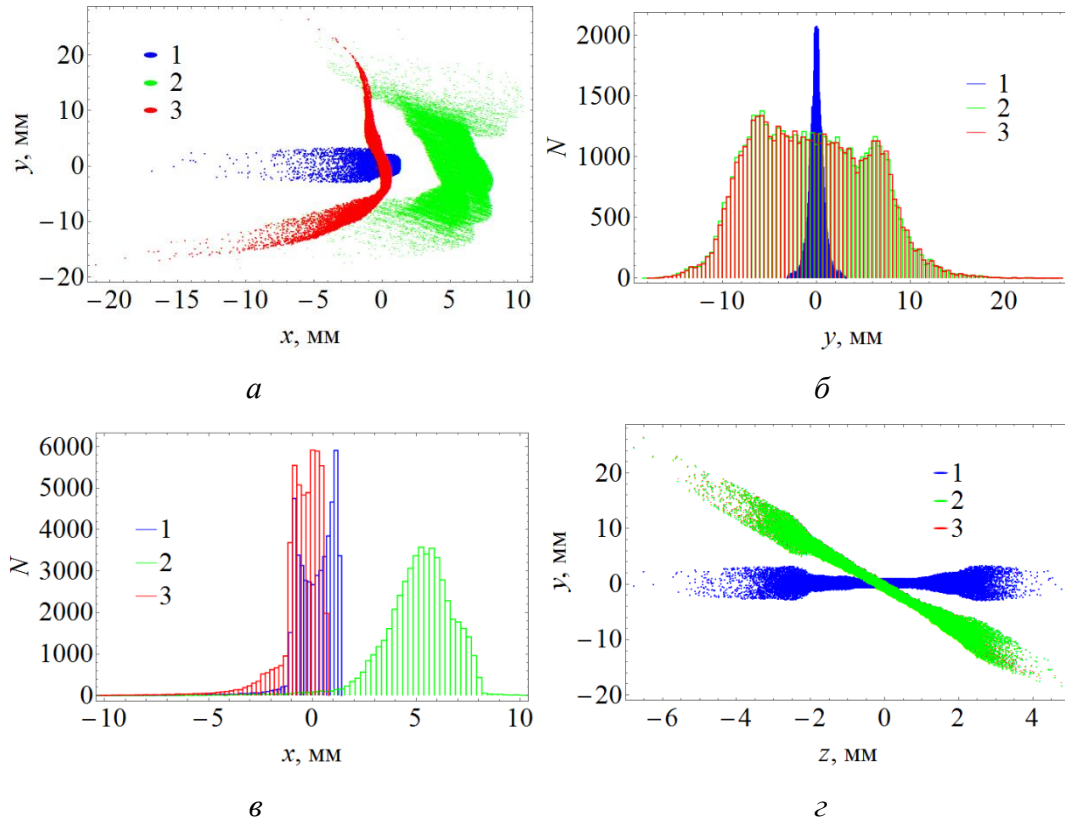


Рис. 2.20. Пятна пучка на экране (а) и гистограммы этих пятен по осям y (б) и x (в). (г) Демонстрация корреляции между координатами y частиц пучка на экране и координатами z частиц на входе в спектрометр. 1 – пучок проходит только дипольный магнит, 2 – пучок проходит резонатор и дипольный магнит, 3 – пучок проходит резонатор с выключенным электрическим полем и дипольный магнит

В программе ASTRA было промоделировано движение пучка электронов, характеристики которого указаны в табл. 2.5, в вертикально-отклоняющем резонаторе и дипольном магните. Резонатор расположен в середине первого участка дрейфа, а амплитуды электрического и магнитного полей равны $E_0 = 5$ МВ/м, $B_0 = E_0/c = 16.7$ мТл. На рис. 2.20, а показаны пятна пучка на экране, когда пучок проходит только через дипольный магнит (1) и когда пучок проходит через резонатор и дипольный магнит (2). На рис. 2.20, б и в показаны гистограммы пучков на экране по осям x и y . Оказывается, что в результате воздействия электрического поля резонатора меняется средний импульс p_z и дисперсия σ_{pz} пучка: пятно пучка, прошедшего резонатор, сдвинуто по оси x и шире пятна пучка, прошедшего только

дипольный магнит. В табл. 2.7 приведены значения p_z и σ_{pz} пучков на экране для этих случаев. В то же время из рис. 2.20, б следует, что резонатор выполняет свою роль: пучок растягивается по вертикальной оси. На рис. 2.20, г показано, что между координатами y частиц пучка на экране и координатами z частиц на входе в спектрометр возникает заметная корреляция, когда пучок проходит резонатор.

Чтобы явно продемонстрировать влияние электрического поля резонатора, оно было выключено ($E_0 = 0$ МВ/м) и в ASTRA вновь считалась динамика пучка. Пятно пучка на экране в этом случае показано на рис. 2.20, а (3). Из этого рисунка и из табл. 2.7 видно, что средний импульс и дисперсия пучка, прошедшего резонатор с выключенным электрическим полем и дипольный магнит, достаточно хорошо совпадают со средним импульсом и дисперсией пучка, прошедшего только дипольный магнит. Рис. 2.20, б подтверждают, что пучок, прошедший резонатор с выключенным электрическим полем, вытягивается по вертикальной оси y . При этом компоненты импульса p_z частиц пучка переходят в компоненты p_y . Поэтому в дипольном магните пучок оказывается повернутым сильнее по сравнению со случаем, когда резонатор выключен полностью (рис. 2.20, в).

Таблица 2.7

Характеристики пучков на экране

Система	p_z , МэВ/с	σ_{pz} , кэВ/с	Δp_z , кэВ/с
Без резонатора	3.060	3.62	66.81
С резонатором без электрического поля	3.060	3.65	67.02
С резонатором без пролетного канала	3.082	7.14	89.60
С резонатором с пролетным каналом	3.082	6.82	86.72

Оценим среднее значение импульса пучка p_z и его дисперсию после пролета через резонатор, приняв, что частицы в фазовом объеме распределены равномерно, пучок симметричен относительно плоскостей xz и yz и средний импульс пучка p_{y0} на входе равен 0:

$$p_z(\Delta t) - p_{z0} = \frac{e^2 E_0 B_0 \beta \lambda^2}{4\pi^2 m_0 \gamma c^2} + \frac{e^2 E_0 B_0 \beta \lambda^2}{4\pi^2 m_0 \gamma c^2} \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{\lambda}{2\pi z_{\max}} \sin\left(\frac{2\pi z_{\max}}{\lambda}\right) \left(\cos(2\psi_0) - \frac{\pi}{2} \sin(2\psi_0)\right), \\ \sigma_{pz} = & \left(\sigma_{pz0}^2 + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{2eE_0\sigma_{y0}}{c} \right)^2 + \left(\frac{eE_0\sigma_{py0}\lambda}{2m_0\gamma c^2} \right)^2 \right) \left(1 \right. \right. \\ & + \frac{\lambda}{2\pi z_{\max}} \sin\left(\frac{2\pi z_{\max}}{\lambda}\right) \cos(2\psi_0) \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{e^2 E_0 B_0 \beta \lambda^2}{4\pi^2 m_0 \gamma c^2} \right)^2 \left(\left(\frac{\pi^2}{4} + 1 \right) \left(1 \right. \right. \\ & - \left. \left. \left(\frac{\lambda}{2\pi z_{\max}} \sin\left(\frac{2\pi z_{\max}}{\lambda}\right) \right)^2 \right) \right) \\ & + \left(\left(\frac{\lambda}{2\pi z_{\max}} \sin\left(\frac{2\pi z_{\max}}{\lambda}\right) \right)^2 \right. \\ & - \left. \frac{\lambda}{4\pi z_{\max}} \sin\left(\frac{4\pi z_{\max}}{\lambda}\right) \right) \left(\pi \sin(4\psi_0) - \cos(4\psi_0) \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{\pi^2}{4} \cos(4\psi_0) \right) \right) \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.55)$$

где ψ_0 – фаза магнитного поля в момент влета опорной частицы в резонатор, σ_{y0} , σ_{py0} , σ_{pz0} – среднеквадратичный размер и дисперсия пучка на входе в резонатор. Если длина пучка z_{\max} намного меньше длины волны λ электромагнитного поля (выполняется условие $4\pi z_{\max}/\lambda \ll 1$, то есть для нашего случая $z_{\max} \ll 18$ мм), то:

$$p_z(\Delta t) - p_{z0} = \frac{e^2 E_0 B_0 \beta \lambda^2}{2\pi^2 m_0 \gamma c^2} \cos \psi_0 \left(\cos \psi_0 - \frac{\pi}{2} \sin \psi_0 \right). \quad (2.56)$$

$$\sigma_{pz} = \sqrt{\sigma_{pz0}^2 + \left(\left(\frac{2eE_0\sigma_{y0}}{c} \right)^2 + \left(\frac{eE_0\sigma_{py0}\lambda}{2m_0\gamma c^2} \right)^2 \right) (\cos \psi_0)^2}. \quad (2.57)$$

В этом случае изменение среднего импульса пучка равно изменению импульса опорного электрона.

На рис. 2.21, *а, б* сравниваются изменение среднего импульса пучка и дисперсия пучка, посчитанные с помощью формул (2.54), (2.55) и в программе ASTRA. В

численных расчетах в ASTRA через резонатор проходили пучки электронов с однородным, равномерным распределением по координатам x , y , z и импульсам p_x , p_y , p_z . Длина пучков до входа в резонатор была равна $z_{\max} = 10.0$ мм. Из рис. 2.21, *а*, *б* следует, что формулы (2.54), (2.55) позволяют получить достаточно хорошие оценки изменения среднего импульса и дисперсии пучка электронов, прошедшего вертикально-отклоняющий резонатор.

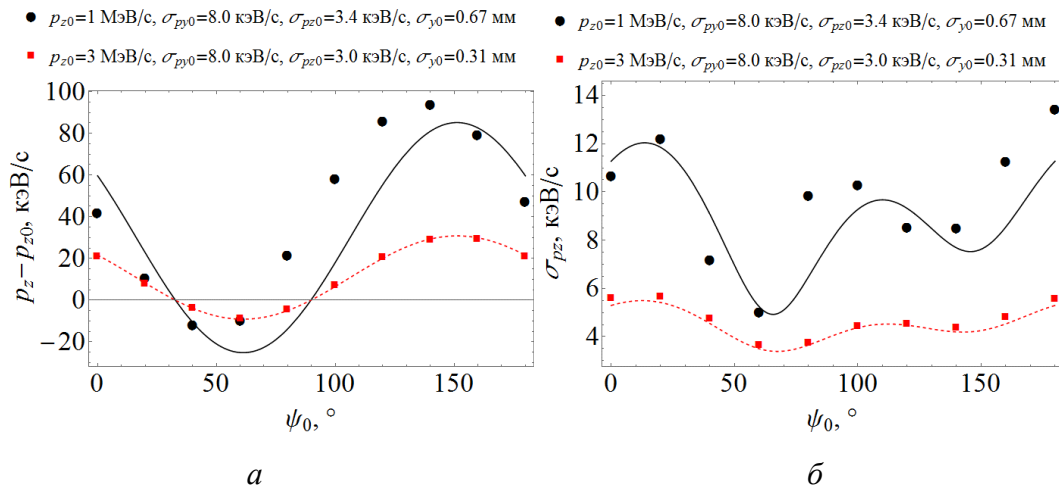


Рис. 2.21. Изменение среднего импульса $p_z - p_{z0}$ (*а*) и дисперсия σ_{pz} (*б*) пучков электронов, прошедших резонатор, в зависимости от фазы ψ_0 влета опорного электрона. Точки – численный расчет в ASTRA, линии – графики функций (2.54), (2.55)

Пучок с характеристиками из табл. 2.5, для которого было промоделировано движение в резонаторе и дипольном магните, на входе в резонатор характеризуется параметрами: $p_{z0} = 3.06$ МэВ/с, $\sigma_{py0} = 1.88$ кэВ/с, $\sigma_{pz0} = 3.62$ кэВ/с, $\sigma_{y0} = 0.546$ мм, $z_{\max} = 11.4$ мм, $\psi_0 = 0^\circ$. Поэтому оценки (2.54), (2.55) дают: $p_z = 3.082$ МэВ/с, $\sigma_{pz} = 7.21$ кэВ/с (хорошее согласие с результатами численного расчета динамики, приведенными в табл. 2.7).

2.3.5 Восстановление продольного фазового портрета пучка

Чтобы получить связь между координатами электронов на экране и их импульсом и временем пролета через резонатор, сделаем несколько допущений:

- 1) на входе в систему измерения пучок имеет нулевой поперечный размер, и все частицы пучка движутся строго вдоль оси z , то есть для всех частиц пучка верно, что $x = y = 0$, $x' = y' = 0$;

2) разброс по импульсам частиц пучка существенно меньше импульса опорного электрона p_0 .

На выходе из резонатора координаты частиц найдем по формулам (2.50-2.52). Перепишем их в виде, удобном для использования в матричных вычислениях:

$$X_{\text{TCav}} = \begin{pmatrix} x_{\text{TCav}} \\ x'_{\text{TCav}} \\ y_{\text{TCav}} \\ y'_{\text{TCav}} \\ l_{\text{TCav}} \\ \delta_{\text{TCav}} \end{pmatrix},$$

$$x_{\text{TCav}} = 0, x'_{\text{TCav}} = 0, \quad (2.58)$$

$$y_{\text{TCav}} = -\frac{eB_0\beta\lambda^2}{2\pi^2 m_0 \gamma c} \left(\cos \psi - \frac{\pi}{2} \sin \psi \right), y'_{\text{TCav}} = \frac{eB_0\beta\lambda}{\pi p_0} \sin \psi, \quad (2.59)$$

$$\delta_{\text{TCav}} = \delta_0 + \frac{e^2 E_0 B_0 \beta \lambda^2}{2\pi^2 m_0 \gamma c^2 p_0} \cos \psi \left(\cos \psi - \frac{\pi}{2} \sin \psi \right). \quad (2.60)$$

Здесь ψ – фаза поля резонатора в момент влета частицы. Траектория опорного электрона получается при выключенном резонаторе, и импульс опорного электрона p_0 – постоянная величина. $\delta_0 = (p - p_0)/p_0$ – отклонение импульса произвольной частицы от импульса опорного электрона до влета в резонатор.

После резонатора пучок пролетает участок дрейфа длиной l_1 , дипольный магнит и участок дрейфа L_2 . Координаты частиц на экране вычисляются с помощью матрицы преобразования \tilde{M} системы, состоящей из участка дрейфа l_1 , дипольного магнита и участка дрейфа L_2 :

$$X_s = \tilde{M} X_{\text{TCav}},$$

$$x_s = \tilde{m}_{11} x_{\text{TCav}} + \tilde{m}_{12} x'_{\text{TCav}} + \tilde{m}_{16} \delta_{\text{TCav}} = \tilde{m}_{16} \delta_{\text{TCav}}, \quad (2.61)$$

$$y_s = \tilde{m}_{33} y_{\text{TCav}} + \tilde{m}_{34} y'_{\text{TCav}}. \quad (2.62)$$

Подстановкой (2.59) в (2.62) вычисляется фаза влета частицы в резонатор:

$$y_s = \left(-\frac{eB_0\beta\lambda^2}{2\pi^2 m_0 \gamma c} \tilde{m}_{33} \right) \cos \psi + \left(\frac{eB_0\beta\lambda^2}{4\pi m_0 \gamma c} \tilde{m}_{33} + \frac{eB_0\beta\lambda}{\pi p_0} \tilde{m}_{34} \right) \sin \psi \Rightarrow$$

$$A = -\frac{eB_0\beta\lambda^2}{2\pi^2 m_0 \gamma c} \tilde{m}_{33}, B = \frac{eB_0\beta\lambda^2}{4\pi m_0 \gamma c} \tilde{m}_{33} + \frac{eB_0\beta\lambda}{\pi p_0} \tilde{m}_{34}, \quad (2.63)$$

$$\psi = \arcsin \frac{y_s}{\sqrt{A^2 + B^2}} - \arcsin \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}. \quad (2.64)$$

Время влета в резонатор определяется из связи $\psi = \omega t$. Импульс частицы находится из (2.61):

$$p = \left(1 + \frac{x_s}{\tilde{m}_{16}}\right) p_0 - \frac{e^2 B_0 E_0 \beta \lambda^2}{2\pi^2 m_0 \gamma c^2} \cos \psi \left(\cos \psi - \frac{\pi}{2} \sin \psi\right). \quad (2.65)$$

На рис. 2.22, б продемонстрирован результат восстановления продольного фазового портрета пучка по его пятну на экране, изображенному на рис. 2.22, а. Характеристики входного пучка, для которого посчитана динамика, приведены в табл. 2.5. На рис. 2.22, б для сравнения с восстановленным портретом (2) изображен истинный фазовый портрет пучка (1). Видно существенное отличие истинного и восстановленного портретов. Это связано с тем, что реальный пучок на входе в систему измерения обладает вертикальными поперечным размером и угловым разбросом.

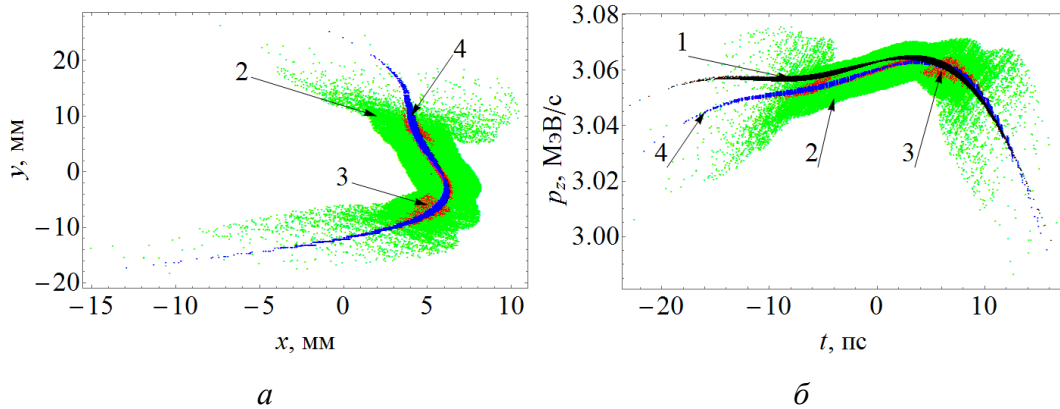


Рис. 2.22. Пятна пучков на экране (а) и восстановленные по ним продольные фазовые портреты (б). 1 – истинный портрет пучка; 2 – пятно и восстановленный портрет пучка в системе измерения без дополнительной горизонтальной коллимационной щели; 3 – пятно и восстановленный портрет пучка в системе измерения с дополнительной горизонтальной коллимационной щелью шириной 0.1 мм; 4 – пятно и восстановленный портрет пучка, у которого на входе в резонатор все частицы имеют координаты $x = y = 0, x' = y' = 0$

С помощью горизонтальной коллимационной щели можно уменьшить вертикальный поперечный размер пучка. Восстановленный портрет пучка, прошедшего в систему измерения через дополнительную горизонтальную коллимационную щель шириной 0.1 мм, показан на рис. 2.22, б как (3). Также на рис. 2.22, б показан восстановленный портрет (4) пучка, у которого на входе в

резонатор координаты обнулены $x = y = 0$, $x' = y' = 0$. В табл. 2.8 указаны продольные эмиттансы восстановленных портретов.

Таблица 2.8

Продольные эмиттансы, вычисленные по восстановленным фазовым портретам: 1 – истинный продольный эмиттанс, 2 – эмиттанс восстановленного портрета пучка без дополнительной горизонтальной коллимационной щели, 3 – эмиттанс восстановленного портрета пучка с дополнительной горизонтальной коллимационной щелью шириной 0.1 мм, 4 – эмиттанс восстановленного портрета пучка с нулевыми входными координатами $x = y = 0$, $x' = y' = 0$

Вариант	Значение
1	18.4 нс кэВ/с = 5.52 мм кэВ/с
2	33.3 нс кэВ/с = 9.98 мм кэВ/с
3	17.3 нс кэВ/с = 5.20 мм кэВ/с
4	20.2 нс кэВ/с = 6.06 мм кэВ/с

Из рис. 2.22 видно, что применение дополнительной горизонтальной коллимационной щели улучшает результат описанного метода восстановления продольного фазового портрета. Восстановленный портрет с применением горизонтальной щели отличается от истинного портрета пучка, но может быть использован для оценки истинного портрета. Отметим, что все расчеты динамики пучка проводились в ASTRA и при этом не учитывался собственный электрический заряд пучка.

2.3.6 Вертикально-отклоняющий резонатор с пролетным каналом

В предыдущих подразделах рассматривалась динамика пучка в системе измерения с цилиндрическим резонатором без пролетного канала (рис. 2.15, б). Резонатор без пролетного канала удобно использовать, потому что известны аналитические формулы для его электромагнитного поля моды TM_{110} .

На рис. 2.23, а показан цилиндрический резонатор с пролетным каналом, а на рис. 2.23, б-д сравнивается электромагнитное поле такого резонатора с модельным полем (2.38-2.40). Оба поля нормировались таким образом, что их интегралы

$\int B_x(x = y = 0, z) dz$ принимали одинаковое значение 1.92 Тл мм. Видно, что электромагнитные поля отличаются друг от друга.

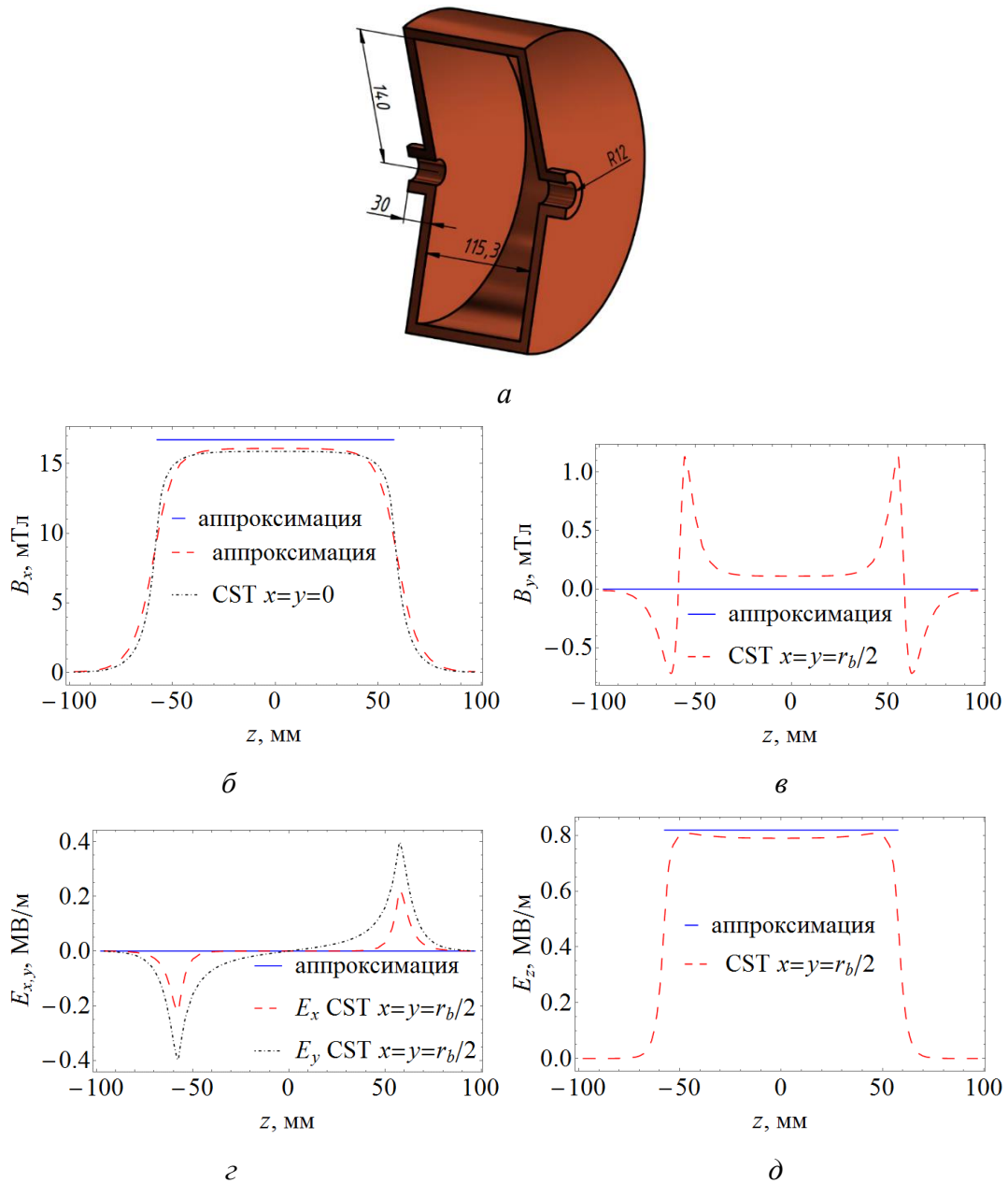


Рис. 2.23. (а) Цилиндрический резонатор с пролетным каналом. (б-д) Компоненты электромагнитного поля моды TM_{110} цилиндрического резонатора с пролетным каналом

На рис. 2.24, а показаны пятна пучка с характеристиками из табл. 2.5 на экране, когда в середине первого участка дрейфа расположены цилиндрические резонаторы без или с пролетным каналом. На рис. 2.24, б восстановлены продольные фазовые портреты пучка по его пятнам на рис. 2.24, а. В табл. 2.7

приведены некоторые характеристики пучка, прошедшего резонаторы без и с пролетным каналом. Видно, что влияния на пучок электромагнитных полей резонаторов без и с пролетным каналом достаточно хорошо совпадают. Поэтому делаем вывод о применимости всех результатов предыдущих подразделов к случаю измерения продольного эмиттанта резонатором с пролетным каналом.

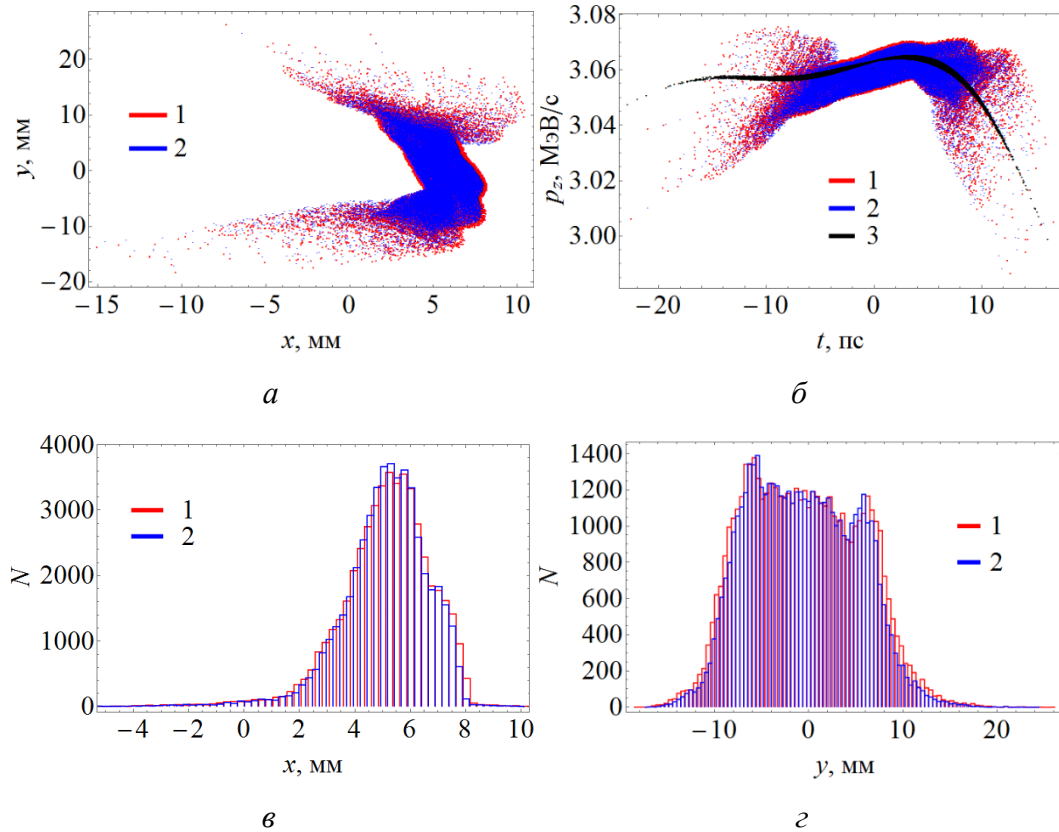


Рис. 2.24. Пятна пучка на экране (а) и гистограммы этих пятен по осям x (в) и y (г). (б) Истинный продольный фазовый портрет пучка (3) и его восстановленные портреты по пятнам на экране. 1 – используется цилиндрический резонатор без пролетного канала, 2 – используется цилиндрический резонатор с пролетным каналом

2.4 Заключение

Для проектов GunLab и bERLinPro был спроектирован и изготовлен дипольный магнит для измерения импульсов пучков электронов с разрешением 0.1%. Была изучена методика измерения продольного эмиттанта пучка вертикально-отклоняющим резонатором и дипольным магнитом.

ГЛАВА 3. МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО МАГНИТНОГО МАТЕРИАЛА

3.1 Введение

Глава 3 посвящена описанию конструкции, методов и результатов настройки магнитной системы на основе редкоземельного магнитного материала для компактного разрезного микротрона на максимальную энергию пучка 12 МэВ. Разрезной микротрон создается Техническим университетом Каталонии совместно с НИИЯФ МГУ и СИЕМАТ (Мадрид), предназначен для применения в интраоперационной лучевой терапии и может быть использован в радиографии и досмотровых комплексах. Для всех трех указанных случаев применения важным преимуществом разрезного микротрона перед линейным ускорителем является возможность изменения энергии ускоренного пучка в широких пределах. При этом относительно небольшая мощность пучка позволяет использовать систему СВЧ питания существенно меньшей мощности, а, следовательно, более дешевую, чем у линейных ускорителей.

В интраоперационной лучевой терапии облучение производится электронным пучком с энергией 4-20 МэВ и дозой 10-20 Гр [79-83]. В радиографии и досмотровых комплексах необходимы пучки тормозного излучения с мощностью дозы 0.1-40 Гр/мин, причем для досмотровых комплексов требуется поимпульсное переключение энергии между двумя или большим количеством значений с целью определения атомного номера веществ, находящихся в досматриваемом объекте [84-86].

Компактный разрезной микротрон для интраоперационной лучевой терапии был предложен в [26], состояние работ по ускорителю описано в [87-93]. Его особенностями являются:

- 1) Ускоряющая структура С-диапазона с длиной волны ускоряющего ВЧ поля 5.25 см.
- 2) Использование магнетрона в качестве источника ВЧ мощности.
- 3) Компактная электронная пушка со смещенным катодом, расположенная на общей оси разрезного микротрона.
- 4) Помещение всего разрезного микротрона в вакуумную камеру (рис. 3.1, а).

- 5) Использование редкоземельного материала в качестве источника магнитного поля поворотных магнитов, магнитов вывода и квадрупольной линзы.
- 6) Использование четырехполюсной магнитной системы в качестве поворотных магнитов.

Основные параметры ускорителя приведены в табл. 3.1, схема ускорителя изображена на рис. 3.1, б. Электронный пучок, формируемый пушкой (1), ускоряется в структуре (2) и поворачивается поворотными магнитами (3) и (4). После первого ускорения пучок отражается назад поворотным магнитом М1. После второго ускорения пучок получает достаточную энергию, чтобы обойти структуру. Квадрупольный магнит (5), расположенный на общей части всех орбит пучка, выполняет горизонтальную фокусировку. Вертикальная фокусировка обеспечивается краевым полем поворотных магнитов. С помощью магнитов вывода (6) пучок с последних четырех орбит направляется на траекторию вывода из ускорителя (7). Все элементы разрезного микротрона, кроме магнитов вывода, фиксируются на общей жесткой платформе, которая помещается в вакуумную камеру.

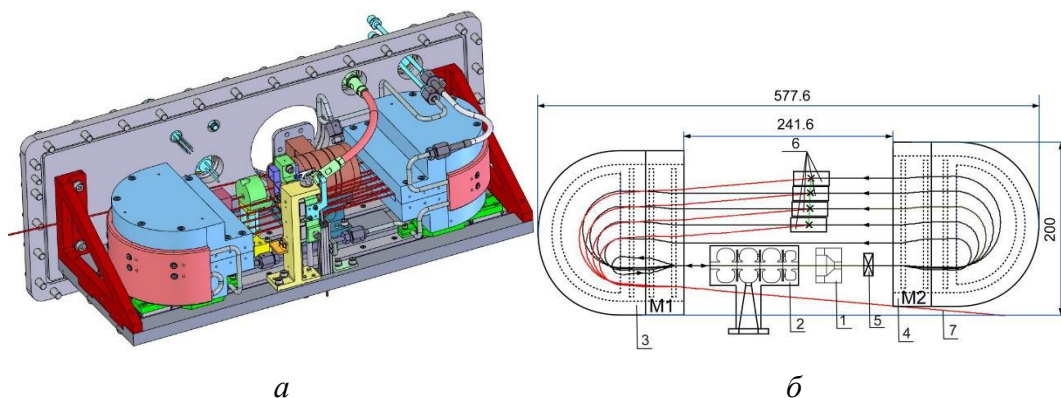


Рис. 3.1. (а) Жесткая платформа с закрепленными на ней элементами разрезного микротрона. (б) Схема ускорителя: 1 – электронная пушка, 2 – ускоряющая структура, 3, 4 – поворотные магниты, 5 – квадрупольная линза, 6 – магниты вывода

Таблица 3.1

Основные параметры разрезного микротрона

Энергии пучков, МэВ	6, 8, 10, 12
Рабочая частота, МГц	5712

Поле поворотных магнитов, Тл	0.8
Мощность дозы, Гр/мин	10-30
Габаритные размеры, мм	578×200×123
Вес, включая платформу и вакуумную камеру, кг	< 100

Впервые, поворотные магниты на основе редкоземельных материалов были использованы в разрезных микротронах на энергию 35 МэВ [94] и 70 МэВ [95], созданных World Physics Technologies Inc. совместно с НИИЯФ МГУ. Использование редкоземельных материалов в конструкции поворотных магнитов обеспечивает целый ряд преимуществ по сравнению с электромагнитами: меньшие размеры и вес; отсутствие источника питания и гистерезисных явлений, что упрощает настройку и повышает стабильность работы ускорителя; возможность реализации сложных конфигураций магнитного поля и помещения магнитов в вакуум. Конструкция магнитов на основе редкоземельных материалов и методы их настройки принципиально отличаются от конструкции и методов настройки электромагнитов.

Данная часть диссертации основана на опыте, полученном в НИИЯФ МГУ при создании магнитных систем [94, 95], и существенно развивает методы настройки и контроля параметров поля.

3.2 Результаты расчета и конструкция поворотных магнитов

3.2.1 Обоснование конструкции поворотных магнитов

Идея четырехполюсного магнита основана на объединении в конструкции одного магнита основного полюса и полюса обратной полярности, обеспечивающих поворот и фокусировку пучка, вместе с двумя дипольными магнитами, обеспечивающими замыкание орбиты после первого ускорения [89]. Использование редкоземельных материалов в качестве источника поля позволяет создать компактный магнит, а конструктивное объединение магнитных систем обеспечивает высокую точность их взаимного расположения и не приводит к усложнению ускорителя. Изображение четырехполюсного магнита приведено на рис. 3.2, *а-в*.

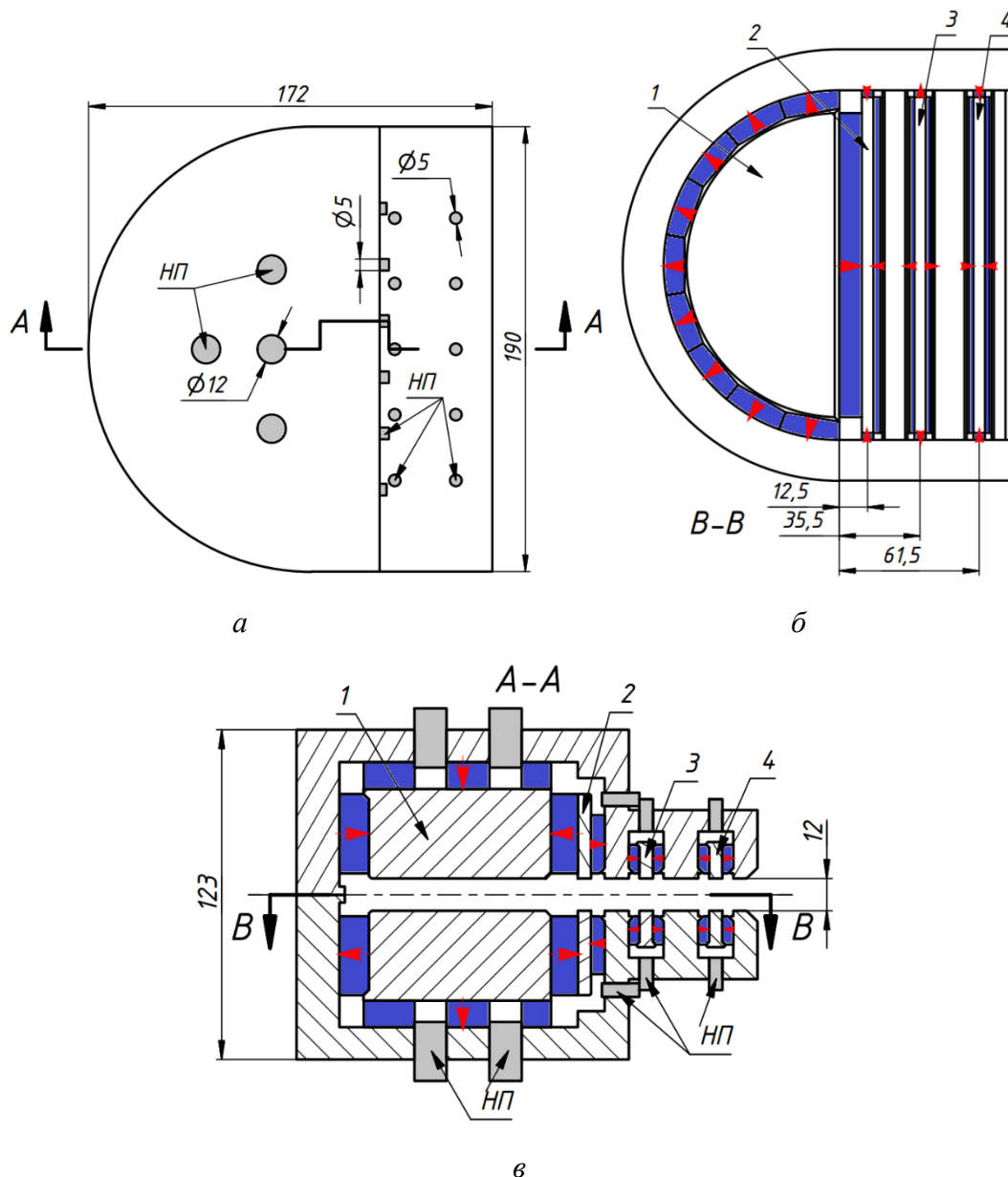


Рис. 3.2. Поворотный магнит. 1-4 – четыре полюса магнита, серым покрашены настроечные плунжеры (НП). Синим покрашены блоки из редкоземельного магнитного материала, красными стрелочками показаны направления намагничивания блоков

Конструкция магнита является развитием корбчатой конструкции, описанной в [96] для двухполюсного магнита. Полюс основного поля (1) и полюсы двух диполей (3, 4) изготовлены из стали и со всех сторон, кроме стороны, обращенной к медианной плоскости, обложены редкоземельными магнитными блоками. У полюса поля обратной полярности (2) в верхней части редкоземельный блок не устанавливается. Сборки полюсов и блоков помещены в стальной экран с внутренними перегородками. Стальной экран выполняет функцию ярма,

обеспечивая замыкание магнитного потока, проходящего через медианную плоскость, защищает окружающее пространство от рассеянного магнитного поля и разделяет функции поворотного магнита и магнитов замыкания орбиты. Такая конструкция позволяет наиболее эффективно использовать энергию, запасенную в редкоземельном материале, и формировать требуемое распределение магнитного поля с высокой точностью. Для уменьшения массы и размера магнита выбрана полукруглая конструкция основного полюса и задней части ярма в соответствии с формой орбит ускорителя.

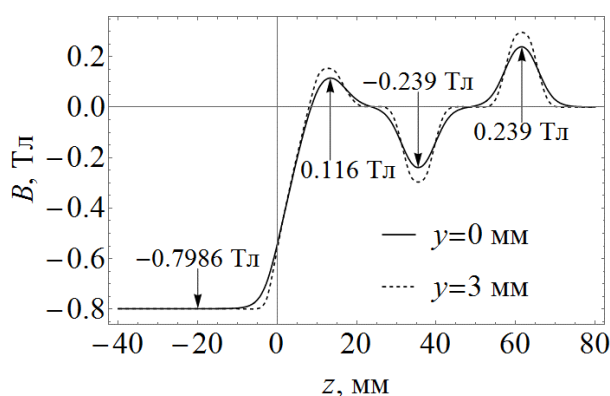


Рис. 3.3. Распределение магнитной индукции поворотного магнита в медианной плоскости и на расстоянии 3 мм от нее

Процесс и результаты оптимизации поворотного магнита описаны в работах [85, 97]. На рис. 3.3 изображено распределение магнитного поля в магните.

3.2.2 Расчет элементов настройки поворотных магнитов

Для магнитов, в которых источником поля являются редкоземельные материалы, существует проблема достижения расчетного уровня и распределения поля с требуемой точностью. Она обусловлена отличием значения остаточной намагниченности блоков, получаемого в процессе производства, от значения остаточной намагниченности, используемого при моделировании. Это отличие является следствием конечной точности измерений, неоднородности намагничивания блоков и методических погрешностей контроля остаточной намагниченности. Помимо этого, измеренный уровень и характер распределения магнитного поля может отличаться от расчетного из-за отличия реальных свойств стали от свойств, заложенных в расчеты.

Как известно, расчетный уровень и распределение поля электромагнита достигается подстройкой тока обмоток, изготовлением и сборкой магнита с высокой точностью. При необходимости получения предельно высокой однородности поля используется токовое шиммирование [98, 99]. Ошибки магнитного поля магнита на основе редкоземельных материалов могут быть скорректированы с помощью перемагничивания редкоземельных блоков и с помощью использования элементов подстройки поля.

Перемагничивание редкоземельных блоков при комнатной температуре требует индукции перемагничивающего поля до 4 Тл, поэтому проводится с помощью импульсного магнитного поля, формируемого катушкой, питаемой высоковольтным генератором тока. Возможно перемагничивание блоков в нагретом состоянии с помощью постоянного поля, что обеспечивает лучшую однородность распределения намагниченности. Перемагничивание требует трудоемкой и длительной процедуры сборки-разборки магнита, которая может сопровождаться повреждением редкоземельных блоков, и достаточно длительного процесса подбора величины намагничивающего или размагничивающего поля. На практике точность настройки уровня поля, получаемая этим методом, обычно не лучше 5-10%.

Тонкая настройка может осуществляться с помощью следующих элементов: вращающиеся намагниченные стержни, шиммы [94, 95], настроечные плунжеры из магнитомягкого или из редкоземельного материала. Также для этой цели используется механическое перемещение частей магнита. Для простой конфигурации магнита могут использоваться корректирующие обмотки, подобные обмоткам электромагнита. Для поворотных магнитов 12 МэВ разрезного микротрона был выбран метод настроечных плунжеров, который иллюстрируется рис. 3.4, *a-g* для упрощенного варианта магнита на основе редкоземельного материала.

Принцип работы настроечных плунжеров объясняется следующим образом. В ярме и редкоземельном блоке вырезаются расположенные друг против друга отверстия, через которые плунжер из магнитомягкого материала может вкручиваться от положения (*a*) до положения (*b*). Уменьшение поля в медианной плоскости ограничено эффектом насыщения материала плунжера, а также

материала ярма и полюса. В промежуточном положении плунжера за счет изменения магнитного сопротивления между плунжером и полюсом достигается промежуточное значение магнитного поля. Таким образом, для осуществления тонкой настройки магнита с помощью плунжера из магнитомягкого материала намагниченность редкоземельных блоков должна обеспечивать перед настройкой несколько большую величину поля в медианной плоскости.

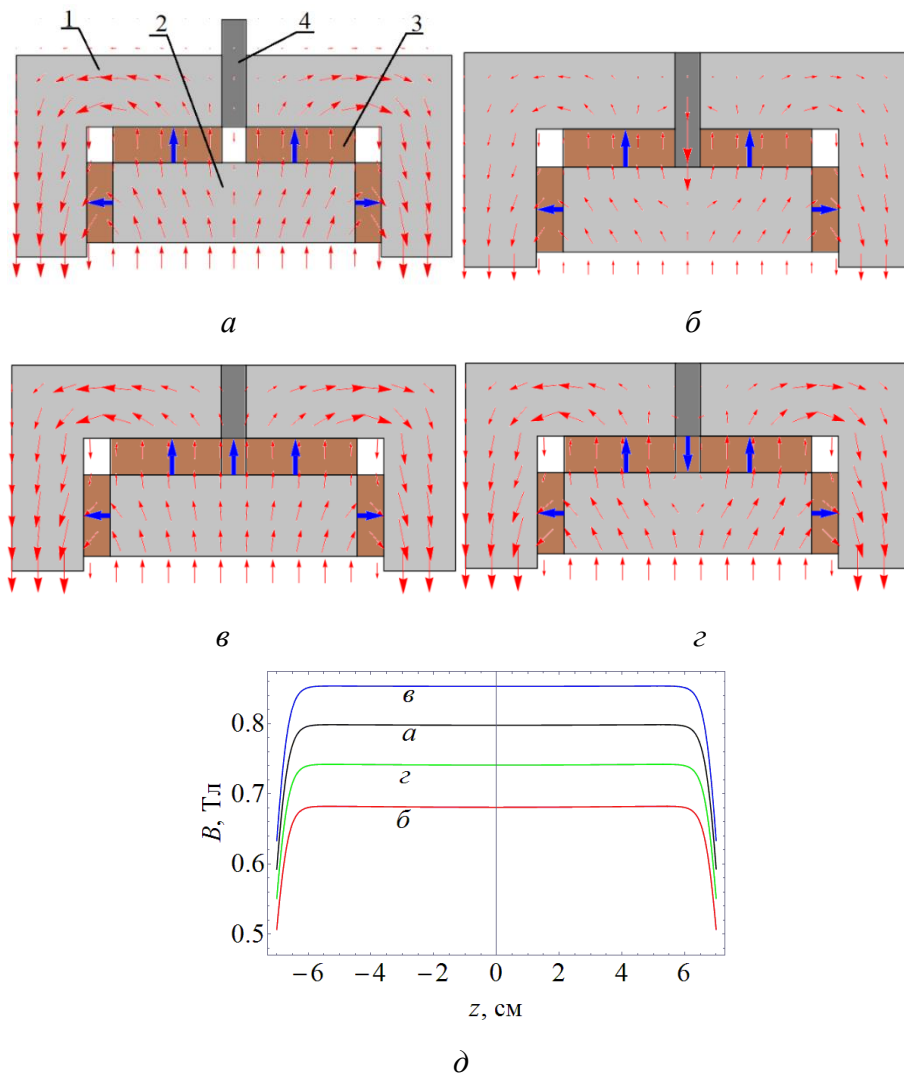


Рис. 3.4. Регулирование магнитного поля магнита на основе редкоземельного материала с помощью плунжеров. 1 – ярмо, 2 – полюс, 3 – редкоземельные блоки, 4 – плунжер. Синими стрелками указано направление намагниченности редкоземельных блоков, а красными – направление магнитной индукции поля. (а) Плунжер выведен. (б) Плунжер касается полюса. (в) Плунжер с редкоземельным блоком, намагниченным в направлении увеличения поля, касается полюса. (г)

Плунжер с редкоземельным блоком, намагниченным в направлении уменьшения поля, касается полюса

Существует возможность регулирования поля в сторону увеличения: наконечник плунжера изготовлен из редкоземельного материала с направлением намагниченности, совпадающим с намагниченностью блоков, установленных на полюсе (рис. 3.4, *в*). Для полноты картины на рис. 3.4, *г* приведен вариант плунжера с наконечником из редкоземельного материала с намагниченностью, направленной противоположно намагниченности блоков на полюсе.

Для качественной оценки диапазона регулирования с помощью программы PANDIRA [30] были выполнены двумерные расчеты систем, показанных на рис. 3.4, *а-г*. Расчеты проводились для остаточной намагниченности редкоземельных блоков около 1 Тл, в качестве материала ярма и полюса бралась сталь 1010. При этом поле в медианной плоскости варианта (*а*) составило 0.7986 Тл, и это значение было взято за 100%. Для варианта (*б*), если магнитная проницаемость материала плунжера не зависит от уровня поля и равна 1000, уровень поля уменьшался на 29%. Если же в качестве материала плунжера использовать сталь 1010, то уровень поля уменьшался только на 14%. В случае варианта (*в*) при остаточной намагниченности наконечника плунжера из редкоземельного материала, равной остаточной намагниченности блоков, возрастание поля составляет 7%. Наконец, для варианта (*г*) поле уменьшается на 7%.

Диапазон регулирования магнитного поля зависит от материалов плунжера, ярма и полюса и от соотношения площади сечения плунжера и площади поверхности полюса, покрытой редкоземельными блоками. Для системы, показанной на рис. 3.4, *а-г*, это соотношения составляет около 10%. Для поворотных магнитов разрезного микротрона на 12 МэВ решение о введении настроечных плунжеров было принято на поздней стадии проектирования, когда большая часть элементов ускорителя была изготовлена, что резко ограничило свободу выбора размеров, количества и положения плунжеров.

Расположение настроечных плунжеров поворотных магнитов изображено на рис. 3.2, *а-в*. Как видно, полюс 1 снабжен четырьмя плунжерами, полюс 2 – шестью плунжерами, а полюсы 3 и 4 – пятью плунжерами каждый. Все настроечные плунжеры сделаны из сплава ванадий-пермендюр.

Были рассчитаны изменения поля, при перемещении плунжеров из одного крайнего положения в другое. Результаты приведены в табл. 3.2. Было установлено, что перемещение плунжеров полюса 1 влияет на поле в области полюса 2. В меньшей степени перемещение плунжеров полюса 2 влияет на поле полюса 1. Например, максимальное смещение плунжера обратного полюса вызывает изменение значения B_1 поля основного полюса на 0.2%. Магнитные цепи полюсов 3 и 4 слабо связаны между собой и с цепями полюсов 1, 2, поэтому их взаимовлияние невелико.

Таблица 3.2

Относительное изменение поля под действием плунжеров

Полюс	1	2	3	4
$ \Delta B_n/B_n , \%$	5.2	7.9	5.8	5.9

3.2.3 Конструкция поворотных магнитов

Для обеспечения совпадения магнитной и геометрической медианных плоскостей магнита его конструкция должна позволять производить независимую настройку нижней и верхней частей. А вследствие необходимости размещения в вакууме на конструкцию поворотных магнитов налагаются следующие требования:

- 1) Сборка магнитов должна проводиться без использования клея.
- 2) В магните не должно быть замкнутых объемов.
- 3) В качестве редкоземельного магнитного материала следует выбрать SmCo.

Последнее требование связано с тем, что в отличие от блоков из NdFeB блоки из SmCo можно использовать в вакууме без защитных покрытий, а также нагревать до 300-400°C для обезгаживания [100].

Конструкция магнита, обеспечивающая его сборку без использования клея и при необходимости полную разборку, показана на рис. 3.5. Каждый магнит состоит из двух конструктивно идентичных половин 5а и 5б, отличающихся только направлением намагниченности редкоземельных блоков. Конструкция ярма каждой половины является разборной и состоит из пяти частей ба-бд, что необходимо для установки с помощью специальных приспособлений полюсов 1-4 и окружающих их редкоземельных блоков. Прецизионная установка полюсов

относительно экрана обеспечивается системой проставок из алюминия. Параллельность полюсов нижней и верхней частей магнита при его сборке достигается использованием трех алюминиевых проставок 7а-7в. Подстройка поля ведется плунжерами 8а-8г.

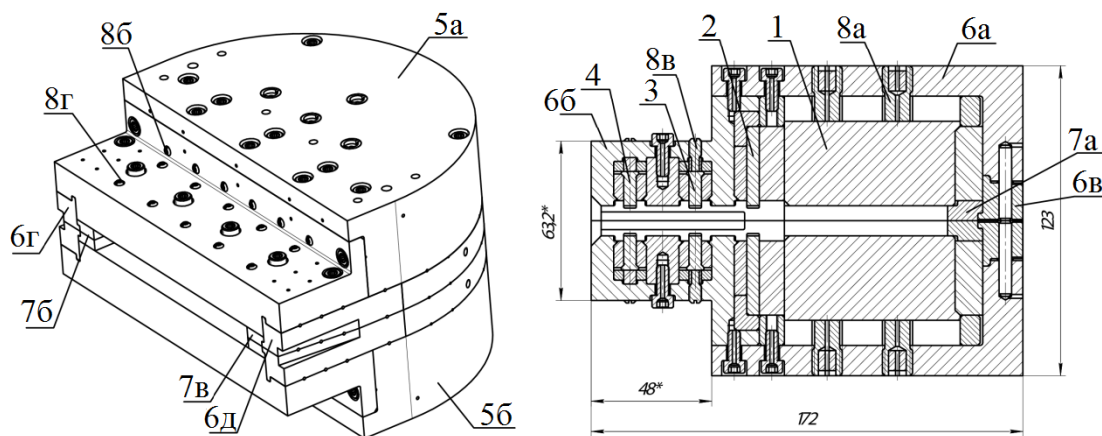


Рис. 3.5. Общий вид и разрез поворотного магнита

Для соединения двух половин используется специальное приспособление, которое обеспечивает их аккуратную и безопасную сборку при наличии значительных сил притяжения между ними. Все крепежные детали, в результате установки которых могут образоваться замкнутые полости, имеют вентиляционные отверстия.

Ярмо и полюса магнитов, за исключением полюса 2, изготовлены из стали 20. Для полюсов 2 расчет предсказывал сильное магнитное насыщение, поэтому они изготовлены из пермендюра. Элементы, изготовленные из стали, покрыты слоем никеля толщиной 20 мкм.

3.2.4 Методика намагничивания редкоземельных магнитных блоков

Изготовление и намагничивание редкоземельных магнитных блоков осуществлялось на специализированном предприятии. Блок нагревался до температуры $\sim 100^\circ\text{C}$ и помещался в однородное магнитное поле B_f электромагнита. В результате чего блок намагничивался до некоторого значения B_r . Контроль значения B_r на предприятии осуществлялся с помощью методики, которая не гарантировала совпадения измеренного значения со значением, использовавшимся в расчетах магнита.

Чтобы установить соответствие между значениями остаточной намагниченности, измеренными на предприятии и используемыми в расчетах, применялась процедура, основанная на сопоставлении измеренного и расчетного распределений поля, создаваемого редкоземельным блоком. Для этого блок помещался на плоскость из немагнитного материала, и с помощью датчика Холла измерялось значения магнитной индукции $B_m(X_i, Y_j)$ в точках $(X_i, Y_j), i = 1, 2, \dots, N, j = 1, 2, \dots, M$, плоскости, расположенной на некотором расстоянии от его поверхности. Затем с помощью программы CST Studio [28] вычислялось магнитное поле $B_c(x, y)$, которое должно было быть создано редкоземельным блоком с остаточной намагниченностью \tilde{B}_r . Такие вычисления проводились для нескольких значений намагниченности \tilde{B}_r , в результате чего получалась функция $B_c(x, y, \tilde{B}_r)$.

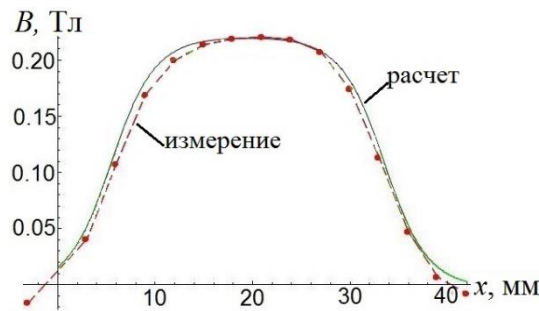


Рис. 3.6. Измеренное и расчетное магнитные поля редкоземельного блока. Модельное поле вычислено для значения \tilde{B}_r , которое минимизирует функцию $\Phi(\tilde{B}_r)$

Рассмотрим функцию

$$\Phi(\tilde{B}_r) = \sum_{i,j} \left(B_m(X_i, Y_j) - B_c(X_i, Y_j, \tilde{B}_r) \right)^2, \quad (3.1)$$

где суммирование проводится по точкам сетки, в которых было измерено реальное магнитное поле блока. Считаем, что значение остаточной намагниченности B_r реального редкоземельного блока равно значению \tilde{B}_r , при котором функция $\Phi(\tilde{B}_r)$ достигает минимума. На рис. 3.6 в качестве примера изображено распределение измеренного магнитного поля в центральном сечении типичного редкоземельного блока и распределение вычисленного магнитного поля, полученного описанным способом.

Остаточная намагниченность блока, оцененная в соответствии с описанной процедурой, составила 0.97 ± 0.01 Тл вместо значения 1.06 Тл, заданного производителю. В этой связи в техническое задание на намагничивание были внесены поправки, учитывающие это различие. Также вместо SmCo в качестве материала блоков полюса 1 был взят NdFeB, имеющий большую предельную остаточную намагниченность. Это было сделано, чтобы достичь проектное значение уровня поля при наличии отверстий для настроечных плунжеров в блоках на верхней части основного полюса. Учитывая ограниченный объем материала и умеренный уровень вакуума в камере разрезного микротрона ($2 \cdot 10^{-5}$ Па), использование NdFeB считалось допустимым, что подтверждается предыдущим опытом [101].

3.3 Методика настройки поворотных магнитов

Целью настройки поворотных магнитов является обеспечение распределения поля в рабочей области, позволяющего ускорить пучок в ускорителе без использования корректирующих магнитов, для установки которых в вакуумной камере отсутствует место.

В магнитах на основе редкоземельного материала различие остаточной намагниченности редкоземельных блоков двух половин магнита может привести к сдвигу магнитной медианной плоскости относительно геометрической и смещению пучка в вертикальной плоскости вследствие воздействия краевых полей. В этой связи была разработана методика настройки, обеспечивающая равенство потенциалов полюсов двух магнитов и заключающаяся в настройке отдельных половин при установке их на стальную плиту достаточной толщины (позволяющей избежать эффектов насыщения) и качества поверхности (не приводящего к дополнительной неоднородности поля).

В качестве одного из промежуточных критериев качества настройки отдельных половин поворотных магнитов использовались значения амплитуд магнитного поля на расстоянии 3 мм от стальной плоскости в области полюсов #1-#4. Эти значения в идеале должны были быть равны $B_1 \div B_2 \div B_3 \div B_4 = -0.7986 \text{ Тл} \div 0.1537 \text{ Тл} \div -0.2967 \text{ Тл} \div 0.2963 \text{ Тл}$ – значениям расчетного распределения поля на расстоянии 3 мм от стальной плоскости (рис. 3.3). После совпадения амплитуд магнитного поля половин поворотных магнитов в пределах 1% осуществлялась

сборка магнитов и измерение распределения магнитного поля в медианной плоскости.

Конечными критериями качества настройки поля были, во-первых, расчеты положения орбит в измеренных полях отдельно в каждом магните и их сравнение с проектным положением. Во-вторых, расчеты траектории синхронной частицы в упрощенной модели разрезного микротрона с измеренными полями без учета фазового движения. Линейный ускоритель при этом заменялся бесконечно узким зазором с неограниченной апертурой, сообщаям частицам прирост энергии, равный синхронному приросту для данной орбиты. Таким образом, значения энергии на каждой орбите точно соответствовали расчетным значениям синхронной частицы. Точка входа пучка после первого ускорения в магнит М1 (рис. 3.1, б) соответствовала проектному положению оси линейного ускорителя. В расчетах учитывалось смещение магнитов в горизонтальной плоскости друг относительно друга на 10 мм. Программа расчета позволяла вращать магниты на небольшой угол относительно вертикальной оси, а также учитывать действие квадрупольной линзы, фокусирующей пучок в горизонтальной плоскости. Прохождение через ускоритель частицы по орбитам с отклонениями от оси линейного ускорителя, заметно меньшими диаметра пролетного отверстия, являлось критерием удовлетворительной настройки магнитов.

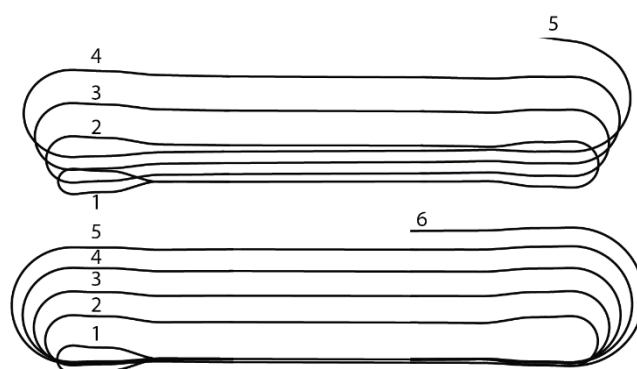


Рис. 3.7. Примеры расчётной траектории синхронной частицы в разрезном микротроне с измеренными полями поворотных магнитов различного качества настройки: (сверху) ускорение пучка без коррекции орбит невозможно, (снизу) пучок проходит через все орбиты с небольшим отклонением от оси линейного ускорителя

На рис. 3.7 показаны примеры расчетных траекторий пучка для двух случаев настройки магнитов: (сверху) качество настройки не обеспечивает прохождение пучка по орбитам, (снизу) пучок проходит по орбитам без использования корректоров и при выключенной квадрупольной линзе с отклонением от оси линейного ускорителя до 1.5 мм. Диаметр пролетного отверстия линейного ускорителя составляет 8 мм.

Отметим, что для ускорителя с размерами, показанными на рис. 3.1, б, прохождение пучка по орбитам без корректоров и фокусирующей линзы возможно при условии, что ошибка угла поворота не превышает 1-2 мрад. Это означает, что разность интегралов магнитного поля вдоль первой и второй половин траектории в 180° магните не должна превышать 0.06%.

3.4 Оборудование и методика измерений

Оборудование, с помощью которого были проведены измерения магнитного поля, состояло из датчика Холла, соединенного с компьютером, координатного стола и юстировочного стола.

На датчике Холла, через который течет электрический ток и который помещен в магнитное поле, напряжение Холла U_{Hall} линейно меняется с температурой T [102]:

$$U_{\text{Hall}}(B, T) = U_{r0}(1 + \alpha(T - T_0)) + \gamma_0(1 + \beta(T - T_0))B, \quad (3.2)$$

где U_{r0} – остаточное напряжение при температуре $T_0 = 0^\circ\text{C}$, α – температурный коэффициент остаточного напряжения, γ_0 – магнитная чувствительность, β – температурный коэффициент магнитной чувствительности. В силу температурной зависимости (3.2) показания датчика Холла подвергались температурной коррекции. Для этого рядом с датчиком Холла помещался небольшой датчик температуры, считывавший температуру датчика Холла.

Значения величин U_{r0} , α , β , γ_0 находились с помощью калибровки датчика Холла. Для калибровки использовались ЯМР-магнитометр, показания которого не зависят от температуры, и электромагнит, магнитное поле которого можно было изменять и обладало высокой степенью однородности. В процессе калибровки датчик Холла помещался рядом со щупом ЯМР-магнитометра в поле электромагнита, так что оба прибора находились в поле с близкими значениями

магнитной индукции B . Параметры U_{r0} , α , β , γ_0 вычислялись методом наименьших квадратов.

С помощью координатного стола датчик Холла перемещался в нужное положение. Точность перемещений, обеспечивавшаяся координатным столом, равнялась 0.01 мм. Управление координатным столом и считывание показаний датчиков Холла и температуры осуществлялись с помощью компьютера.

При измерении магнитного поля поворотного магнита нужно было связать положения датчика Холла и поворотного магнита друг относительно друга. Для этого магнит помещался на юстировочный стол. На рис. 3.8 показаны схематические изображения поворотного магнита и датчика Холла. Датчик Холла мог перемещаться по осям x и z . Фронт магнита нужно было выставить параллельно оси x .

Вначале проводилась грубая настройка положения магнита с помощью штангенциркуля и уровня. Затем измерялись распределения поля B_{z1} и B_{z2} вдоль двух осей z_1 и z_2 , расположенных симметрично относительно центральной плоскости магнита. Считалось, что, если фронт магнита выставлен параллельно оси x , интегралы $I_1 = \int B_{z1}(z)dz$, $I_2 = \int B_{z2}(z)dz$ должны быть близки друг другу в пределах точности, обусловленной неоднородностью поля. Если оказывалось, что разность $I_1 - I_2$ значительно отличается от нуля, магнит поворачивался на небольшой угол и измерение поля по осям z_1 и z_2 проводились заново.

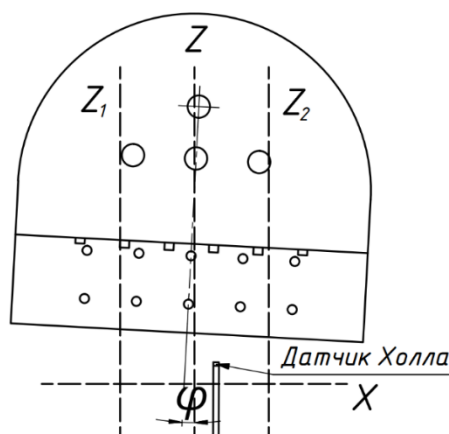


Рис. 3.8. Установка магнита по отношению к датчику Холла

На рис. 3.9, а в качестве иллюстрации показаны измеренные разности распределений B_{z1} и B_{z2} для разных положений магнитов. Если эти разности

определяются только вращением магнита относительно направления движения датчика Холла, тогда для малых углов верна формула φ :

$$dB(z) = B_{z1}(z) - B_{z2}(z) \approx \frac{\partial B_y(z)}{\partial z} (x_1 - x_2) \cdot \varphi,$$

где φ – угол поворота магнита. Так как измеренные разности, изображенные на рис. 3.9, а, совпадают по форме с функцией $\partial B_y/\partial z$ (рис. 3.9, б) и изменяют знак при некоторых углах, делаем вывод, что разность интегралов $I_1 - I_2$ в основном определяется именно поворотом магнита, а не возможной неоднородностью поля.

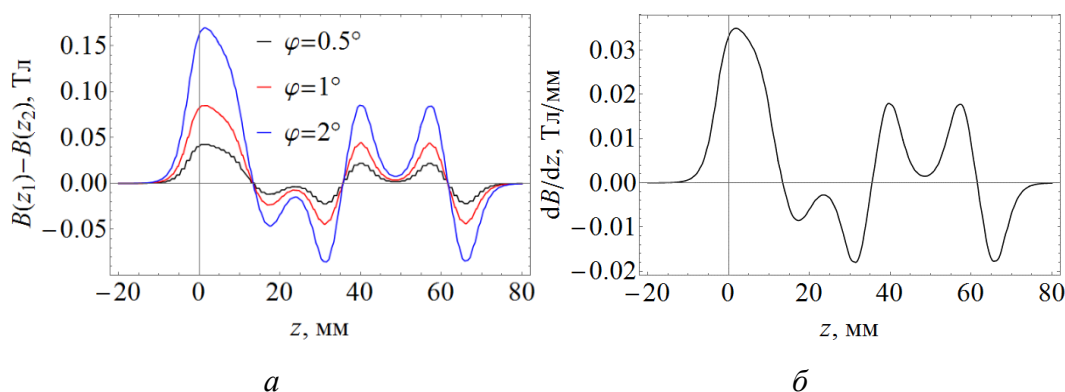


Рис. 3.9. (а) Пример разности измеренных распределений поля вдоль прямых z_1 и z_2 для различных углов поворота магнита относительно направления движения датчика Холла. (б) Пример производной поля вдоль оси z

Погрешность измерений складывалась из нескольких источников:

- 1) Параметры U_{r0} , α , β , γ_0 в результате калибровки датчика Холла были вычислены с ошибками ΔU_{r0} , $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$, $\Delta\gamma_0$. Максимальная ошибка измерения магнитной индукции, вызванная ошибками ΔU_{r0} , $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$, $\Delta\gamma_0$ равна $\Delta B_{\text{calc}} = 0.00006$ Тл.
- 2) Неточная установка датчика в медианной плоскости, в том числе возможные колебания положения датчика в процессе измерений. Датчик Холла может отстоять от медианной плоскости на $\Delta y \leq 0.2$ мм, что приводит к максимальной ошибке в области максимума второй производной поля:

$$\Delta B_{\Delta y} = \frac{\Delta y^2}{2} \left| \frac{\partial^2 B_y(y=0)}{\partial z^2} \right| \leq 0.0003 \text{ Тл.}$$

В области однородного поля основного полюса эта ошибка близка к нулю. Кроме этого, датчик Холла может быть повернут относительно медианной

плоскости на угол $\theta \leq 1^\circ$, что в свою очередь приводит к ошибке измерения магнитной индукции:

$$\Delta B_\theta = \frac{\theta^2}{2} |B_y(y=0)| \leq 0.00012 \text{ Тл.}$$

- 3) Изменение температуры магнита, приводящее к изменению остаточной намагниченности редкоземельных блоков. Температурный коэффициент остаточной намагниченности SmCo равен $k_{Br} \approx -0.03 \text{ \%}/^\circ\text{C}$. Если принять, что температура поворотного магнита в процессе измерения меняется на $\pm 2^\circ\text{C}$, то максимальная ошибка, связанная с этим, равна $\Delta B_T \approx 0.0005 \text{ Тл}$.

3.5 Результаты настройки поворотных магнитов

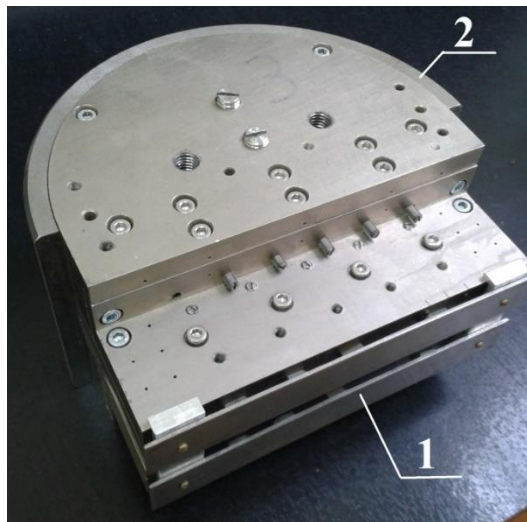


Рис. 3.10. Собранный поворотный магнит: 1 – активный экран, 2 – стальной элемент, увеличивающий толщину ярма

Фотография одного из двух изготовленных магнитов показана на рис. 3.10. В процессе предварительных измерений было выявлено, что из-за отличия реальных свойств стали от использовавшихся в расчетах, а также из-за наличия в конструкции ярма значительного числа крепежных и настроечных отверстий имеют место эффекты его локального насыщения. Эти эффекты проявляются в виде избыточного уровня краевого поля на входе магнита и значительного рассеянного поля вблизи медианной плоскости на наружной поверхности ярма. Для компенсации избыточного уровня краевого поля на входе магнита был установлен, описанный далее активный экран. Рассеянное поле в медианной

плоскости ярма было снижено до фонового уровня увеличением толщины его стенки с помощью плотно прилегающей стальной полукруглой детали.

Первоначальный уровень поля в медианной плоскости основного полюса при вывернутых настроечных плунжерах составил около 0.85 Тл, что превышало рабочее значение 0.7986 Тл на 8% и выходило за пределы области регулирования плунжеров. С целью снижения уровня основного поля, а также стабилизации намагниченности постоянных магнитов, магниты в сборе были подвергнуты отжигу в печи при температуре около 100°C. В результате отжига намагниченность магнитов из NdFeB, установленных на верхней поверхности основного полюса, снизилась до уровня, при котором поле в медианной плоскости основного полюса при вывернутых плунжерах составило 0.78 Тл, что ниже проектного уровня на 2.3%. В соответствии с методикой, описанной в подразделе 3.2.2, были установлены плунжеры с наконечниками из NdFeB, намагниченными в направлении увеличения поля. Максимальный уровень поля основного полюса, достигнутый таким образом, составил 0.7965 Тл. Поскольку снижение уровня поля на 0.3% принципиально не сказывается на положении орбит при соответствующем снижении энергии пучка, было принято решение зафиксировать этот уровень поля и настраивать поля остальных полюсов в соотношении: $B_1^{\text{new}} \div B_2^{\text{new}} \div B_3^{\text{new}} \div B_4^{\text{new}} = -0.7965 \text{ Тл} \div 0.1152 \text{ Тл} \div -0.2385 \text{ Тл} \div 0.2387 \text{ Тл}$.

В дальнейших обсуждениях один из поворотных магнитов будем называть магнитом D1, а другой – магнитом D2. В силу симметрии конструкции каждый из них может быть использован как магнит M1 или M2 в ускорителе (рис. 3.1, б).

На рис. 3.11, а-г изображены измеренные после настройки и расчетные распределения поля $B_y(z)$ половин магнитов на расстоянии 3 мм от стальной плоскости. Из этих рисунков видно, что измеренные амплитуды поля B_y в областях полюсов достаточно хорошо совпали с амплитудами проектного поля. Это позволяло предположить, что в полной сборке магнитное поле в медианной плоскости в области полюсов примет значения, близкие к проектным.

После полной сборки поворотных магнитов проводились измерения магнитного поля в медианной плоскости, по результатам которых подстраивались амплитуда и однородность поля в области полюсов, а также уровень краевого поля на входе магнита. Источниками неоднородности поля могли быть:

непараллельность плоскостей полюсов; эффекты насыщения материала; механические дефекты и неоднородность намагничивания редкоземельных блоков в области, обращенной к рабочему зазору; неточность в установке датчика Холла и магнита в процессе измерений; температурный дрейф параметров поля и датчика.

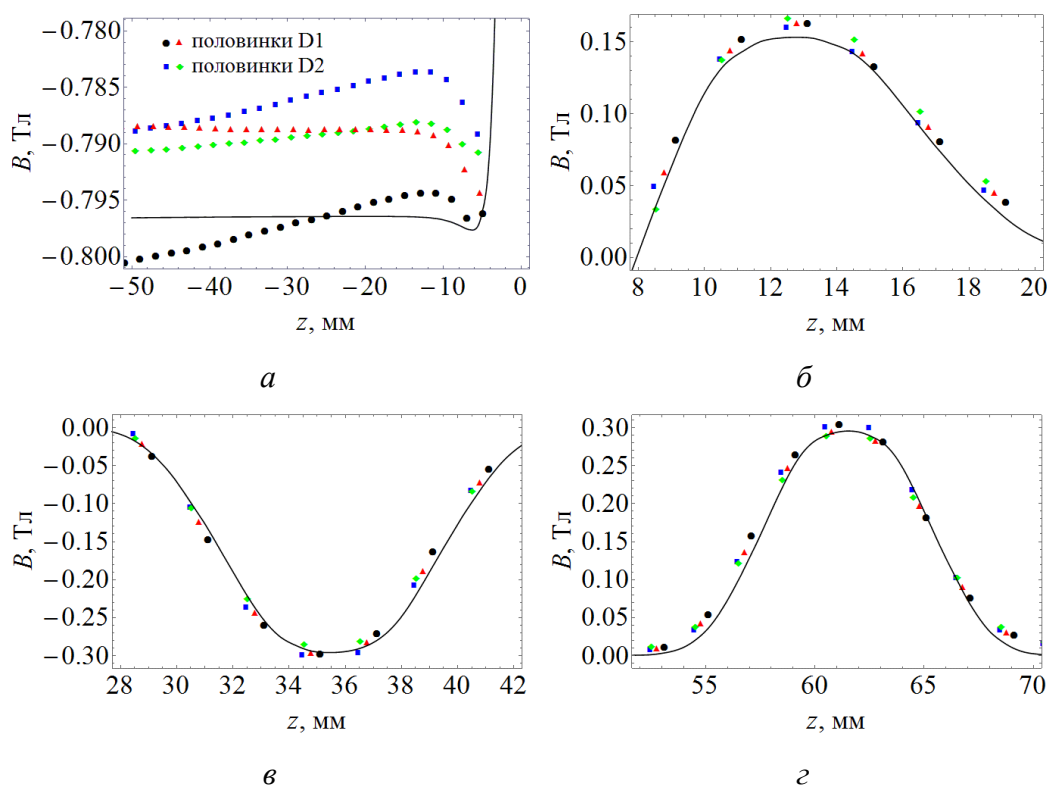


Рис. 3.11. Распределения компоненты B_y магнитной индукции поперек полюсов 1 (а), 2 (б), 3 (в), 4 (з). Сплошная линия – расчетное поле на высоте 3 мм от медианной плоскости

В процессе измерений в соответствии с методикой, описанной в разделе 3.4, предпринимались все меры для снижения факторов неточности установки и температурного дрейфа до пренебрежимо малого уровня. Подстройка амплитуд поля в области полюсов проводилась с помощью настроечных плунжеров. Непараллельность плоскостей основных полюсов устранялась локальными вставками из никелевой фольги между двумя половинами ярма в медианной плоскости, а непараллельность остальных полюсов – их механическим смещением в некоторых пределах с помощью крепежных винтов.

Для компенсации избыточного краевого поля на передний фронт поворотных магнитов были установлены стальные экраны с намагниченными NdFeB блоками, вид которых со стороны магнита и принцип действия поясняются рис. 3.12, а, б.

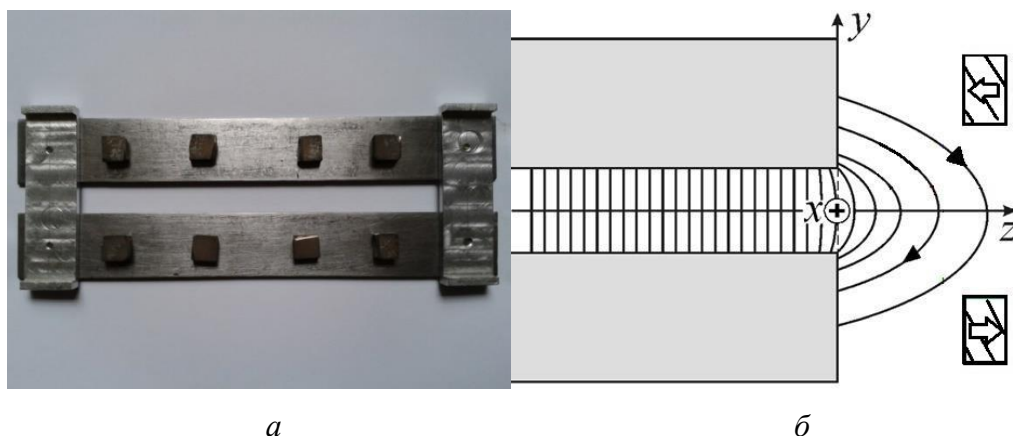


Рис. 3.12. (а) Активный экран краевого поля. (б) Принцип действия экрана; стрелочками указано направление магнитного поля магнита и намагниченность редкоземельных блоков

На рис. 3.13 изображено измеренное распределение краевого поля одного из поворотных магнитов и проектное поле. Видно, что измеренное поле B_{real} без экрана имеет большую величину и протяженность, чем проектное B_{calc} . Поэтому в краевой области $\int_{z_1}^{z_2} B_{\text{real}}(z) dz > \int_{z_1}^{z_2} B_{\text{calc}}(z) dz$. Это приводит к тому, что в краевой области пучок поворачивается на угол больший проектного, что препятствует замыканию орбиты в магните М1 после первого ускорения (рис. 3.1, б) и меняет положение остальных орбит.

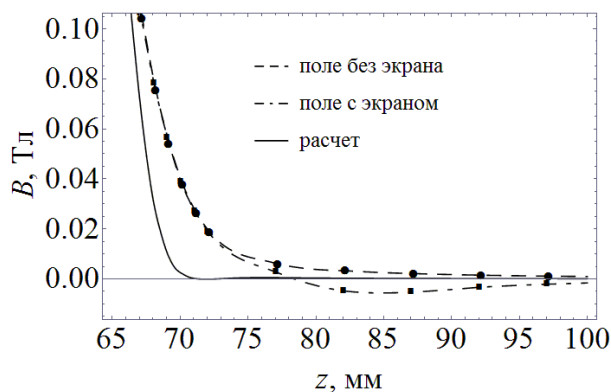
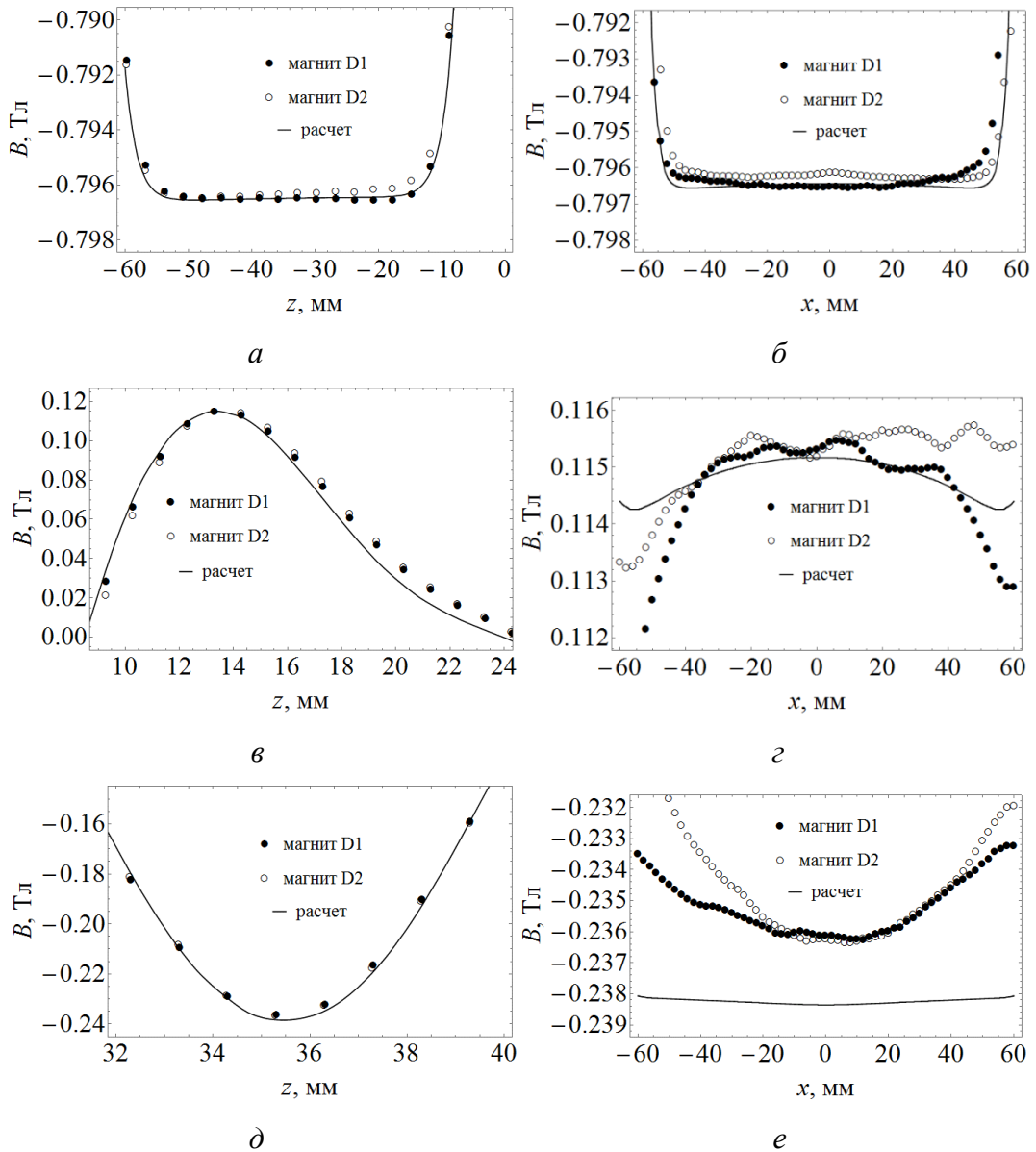


Рис. 3.13. Влияние экрана на краевые поля

При размещении редкоземельных блоков экрана, как изображено на рис. 3.12, б, краевое поле меняет направление. Намагниченность блоков подбиралась так, чтобы выполнялось равенство $\int_{z_1}^{z_2} B_{\text{real}}(z) dz = \int_{z_1}^{z_2} B_{\text{calc}}(z) dz$. Оптимальное поле с настроенным экраном показано на рис. 3.13.

Наименее контролируемые параметры, которые в конечном итоге и определили достигнутую степень однородности поля в медианной плоскости для полюсов 2, 3 и 4 и между ними в x -направлении, явились эффекты насыщения материала полюсов, а также дефекты и неоднородность намагничивания редкоземельных магнитных блоков в области, обращенной к рабочему зазору магнитов.



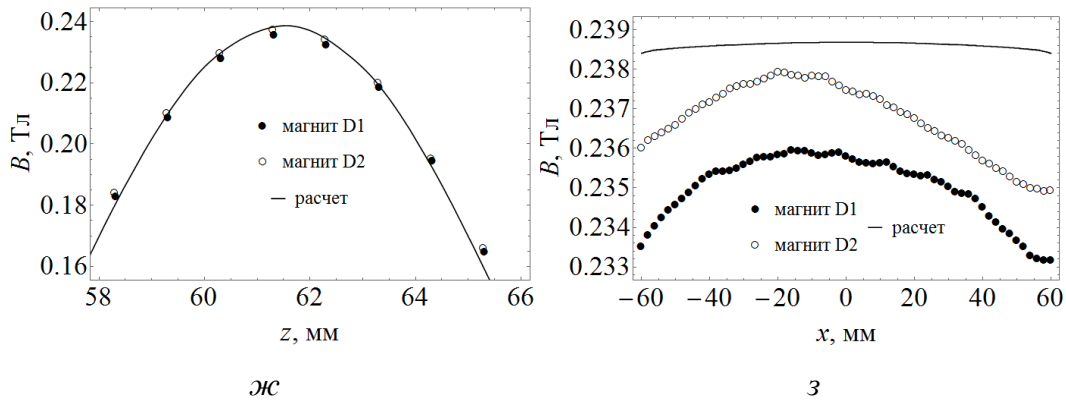
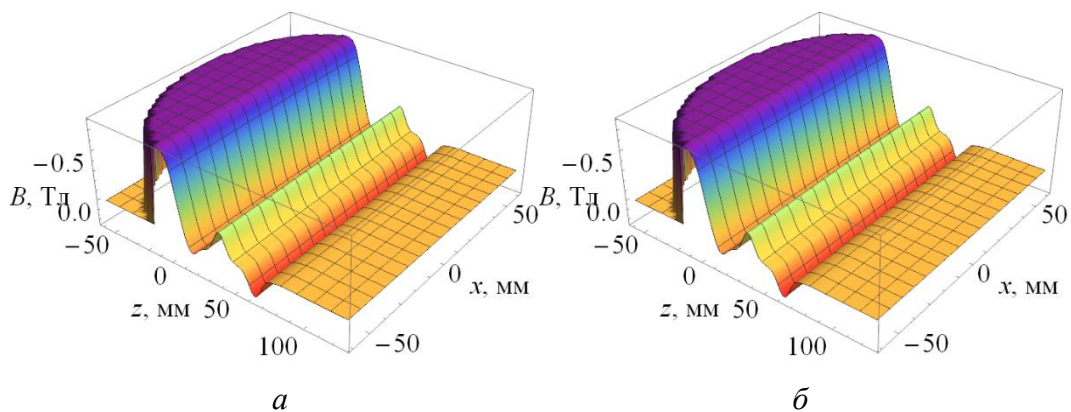


Рис. 3.14. Распределение магнитного поля в медианной плоскости вдоль осей z и x полюса 1 ($a, б$), полюса 2 ($в, г$), полюса 3 ($д, е$), полюса 4 ($ж, з$)

Как отмечено в разделе 3.3, качество настройки магнитов определялось возможностью прохождения пучка через ускоритель в численном моделировании динамики с измеренными магнитными полями без использования корректоров. При необходимости для коррекции поля было использовано локальное шиммирование с помощью тонких стальных пластин, устанавливаемых в месте положения орбит, требующих коррекции.

Полученные в результате настройки распределения поля в медианной плоскости для магнитов D1 и D2 изображены на рис. 3.14, a - $з$. На рис. 3.15, $в, г$ изображены карты распределения магнитного поля в области основных полюсов.

Результаты анализа полученных распределений приведены в табл. 3.3-3.6. В табл. 3.3 приведены проектные и измеренные значения поля в медианной плоскости в центре полюсов по оси z . Совместное отклонение уровня поля полюсов 2-4 в меньшую сторону в пределах менее 1% не влияет заметно на положение орбит и приводит лишь к незначительному изменению фокусного расстояния краевого поля.



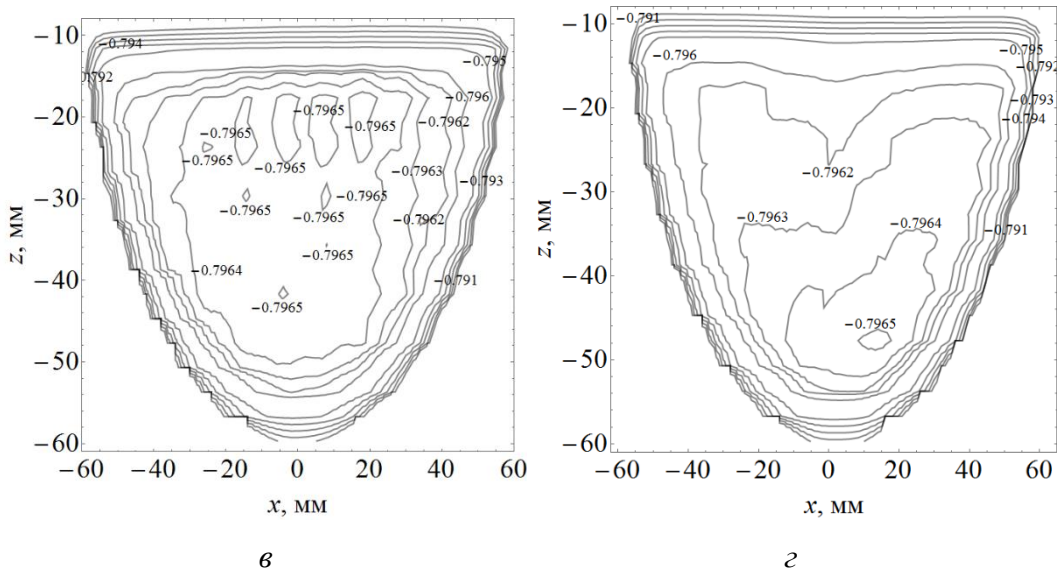


Рис. 3.15. Распределение индукции магнитного поля в медианной плоскости магнитов D1 (а) и D2 (б). Карты магнитного поля в медианной плоскости в области основного полюса магнита D1 (в) и D2 (з)

Таблица 3.3

Проектные и измеренные значения поля в медианной плоскости в центре полюсов по оси z

	B_{proj} , Тл	B_{measD1} , Тл	B_{measD2} , Тл	dB/B_{D1} , %	dB/B_{D2} , %
1	0.7964	0.79650	0.79608	0.01	-0.04
2	0.1161	0.1152	0.1151	-0.78	-0.86
3	0.2381	0.2361	0.2362	-0.84	-0.80
4	0.2381	0.2359	0.2376	-0.92	-0.21

Были выполнены расчеты положения орбит и углов наклона траекторий на выходе из магнитов D1 и D2, при этом каждый из них рассматривался как кандидат в магниты M1 и M2 ускорителя. Из-за различного положения орбит в M1 и M2 и различия деталей распределения поля у D1 и D2, они обеспечивали различный уровень ошибок положения орбит и угла поворота. В результате анализа было принято решение использовать изготовленный магнит D1 в качестве магнита M1, а магнит D2 в качестве M2.

В табл. 3.4 даны расчетные параметры орбит для магнита D1 в качестве магнита M1, в табл. 3.5 – для D2 в качестве M2. Указаны номера орбит, значения синхронной энергии E на орбитах с исходным проектным полем основного полюса

и пониженным на 0.3% полем, на которое была осуществлена настройка магнитов. Проектная координата входа орбиты в магнит обозначена как x_{in} , проектное и рассчитанное положение точки выхода орбит обозначены как $x_{out,proj}$ и x_{out} . Величины ошибки положения точки выхода орбиты даны в столбцах Δx , а величины ошибки угла поворота – в столбцах x' . Наибольшая ошибка положения орбиты (1.84 мм) и ошибка угла поворота (2.19 мрад) имеют место на третьей орбите магнита M2.

Таблица 3.4

Расчетные параметры орбит для магнита D1 в качестве магнита M1

	E , МэВ	x_{in} , мм	x_{out} , мм	$x_{out,proj}$, мм	Δx , мм	x' , мрад
1	1.917/1.912	-38	-37.8	-38	0.2	-0.03
2	3.960/3.951	-11.2	-37.8	-38	0.2	-0.02
3	6.023/6.009	9.4	-37.8	-38	0.2	1.19
4	8.055/8.036	28.1	-37.7	-38	0.3	1.65
5	10.072/10.048	46.0	-37.8	-38	0.2	1.46

Таблица 3.5

Расчетные параметры орбит для магнита D2 в качестве магнита M2

	E , МэВ	x_{in} , мм	x_{out} , мм	$x_{out,proj}$, мм	Δx , мм	x' , мрад
2	3.960/3.951	48	21.9	21.2	0.7	0.94
3	6.023/6.009	48	1.14	-0.7	1.84	2.19
4	8.055/8.036	48	-17.7	-18.1	0.4	1.59
5	10.072/10.048	48	-36.7	-36.0	-0.7	1.17
6	12.084/12.055	48	-53.6	-53.5	-0.1	-1.15

Измеренные поля магнитов были использованы для расчета прохождения синхронной частицы через разрезной микротрон, как это описано в разделе 3.3. Магниты были установлены на проектном расстоянии друг относительно друга, составляющем 387 мм между краями основных полюсов, со сдвигом вдоль оси x на 10 мм. Расчеты проводились как без вращения магнитов относительно вертикальной оси и без квадрупольной линзы, так и с вращением и с линзой. Результаты (отклонение орбит от оси линейного ускорителя) суммированы в табл. 3.6.

Таблица 3.6

Отклонение орбит от оси линейного ускорителя в расчетах динамики, в мм

Номер орбиты	1	2	3	4	5
$\alpha_1 = \alpha_2 = 0, F_q = \infty$	0.25	-0.36	-1.30	-2.33	-3.14
$\alpha_1 = 0.45$ мрад, $\alpha_2 = 0, F_q = \infty$	0.36	0.10	-0.24	-0.35	0.06
$\alpha_1 = \alpha_2 = 0, F_q = -0.75$ м (4 МэВ)	0.25	-0.48	-1.31	-1.83	-1.68
$\alpha_1 = \alpha_2 = 0, F_q = -0.43$ м (4 МэВ)	0.25	-0.56	-1.26	-1.35	-0.70

Если края магнитов установлены перпендикулярно оси линейного ускорителя (углы поворота $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$) и квадрупольная линза выключена ($F_q = \infty$), то синхронная частица проходит через ускоритель с отклонением от оси линейного ускорителя до -3.14 мм на пятой орбите. При радиусе пролетного отверстия 4 мм и с учетом конечного радиуса пучка (около 2 мм) это приведет к потере значительной части тока пучка. При повороте магнита М1 относительно вертикальной оси на угол $\alpha_1 = 0.45$ мрад отклонение траектории от оси линейного ускорителя не превысит 0.4 мм, обеспечивая возможность ускорения пучка без корректоров и квадрупольной линзы. Наконец, без вращения магнитов при включенной квадрупольной линзе отклонение пучка от оси линейного ускорителя уменьшается. Причем чем сильнее фокусировка, тем меньше отклонение.

Таким образом, результаты расчета траектории синхронной частицы в разрезном микротроне показывают возможность использования изготовленных и настроенных поворотных магнитов без дополнительных корректоров пучка. Однако магниты должны быть установлены с высокой точностью относительно оси линейного ускорителя, причем в качестве базы для установки угла вращения магнита должно использоваться направление движения датчика Холла вдоль оси x при измерениях поля. Точность установки угла должна составлять около 0.1 мрад.

3.6 Квадрупольная линза и магниты вывода разрезного микротрона

В магнитную систему разрезного микротрона помимо двух поворотных магнитов входят квадрупольная линза и четыре дипольных магнита вывода. Квадрупольная линза фокусирует пучок в горизонтальной медианной плоскости поворотных магнитов. Дефокусировка пучка квадрупольной линзой в вертикальной плоскости компенсируется фокусировкой краевым полем

поворотных магнитов. Фокусирующие силы квадрупольного и краевого поля были настроены таким образом, что в горизонтальной и вертикальной плоскостях наблюдаются устойчивые поперечные колебания пучка.

Каждый из четырех дипольных магнитов вывода при установке на соответствующую орбиту обеспечивают отклонение пучка в горизонтальной плоскости на 5° . Положение каждого магнита вдоль орбиты выбирается таким образом, что отклоненный пучок пересекает предыдущую орбиту на краю основного полюса поворотного магнита. Магниты вывода сдвинуты друг относительно друга по вертикали и закреплены в общем каркасе. Размещение определенного магнита вывода на соответствующей орбите достигается перемещением каркаса с помощью шагового двигателя, размещенного вне вакуумной камеры.

С увеличением энергии пучка расстояние между орбитами в разрезном микротроне приближается к $d = \nu\lambda/\pi$, где ν – целое число, λ – длина волны СВЧ поля линейного ускорителя. Для данного разрезного микротрона $\nu = 1$, $\lambda = 5.25$ см, поэтому $d = 1.67$ см. В силу малого расстояния между орбитами квадрупольная линза и магниты вывода должны иметь настолько большое отношение апертуры к внешним размерам, насколько это возможно. Так как и линза, и магниты вывода должны находиться в вакууме, в качестве источника магнитного поля этих элементов был выбран редкоземельный магнитный материал. Формирование полей квадрупольной линзы и магнитов вывода основано на принципах, изложенных в [103].

3.6.1 Квадрупольная линза

Для того чтобы обеспечить устойчивые колебания пучка в горизонтальной плоскости, квадрупольная линза с эффективной длиной $L_{\text{eff}} = 2$ см должна иметь градиент поля G , равный 1-2 Тл/м. Схема линзы, спроектированной в соответствии с [103], показана на рис. 3.16, а.

Если апертура такой линзы много меньше ее длины, то градиент поля определяется по формуле $G = B_r \sin(2\Psi)/(2a)$, где B_r – остаточная намагниченность блоков, a обозначения Ψ и a поясняются на рис. 3.16, а. Для короткой квадрупольной линзы с эффективной длиной, меньшей радиуса ее апертуры, в

любой плоскости, перпендикулярной к продольной оси z , поперечные компоненты поля B_x и B_y проявляют сильную нелинейную зависимость от координат y и x соответственно. Фокусирующие свойства такой линзы могут быть определены произведением эффективной длины и эффективного градиента: $L_{\text{eff}}G_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{+\infty} B_y(x, y = 0, z)dz/x = \int_{-\infty}^{+\infty} B_x(x = 0, y, z)dz/y$.

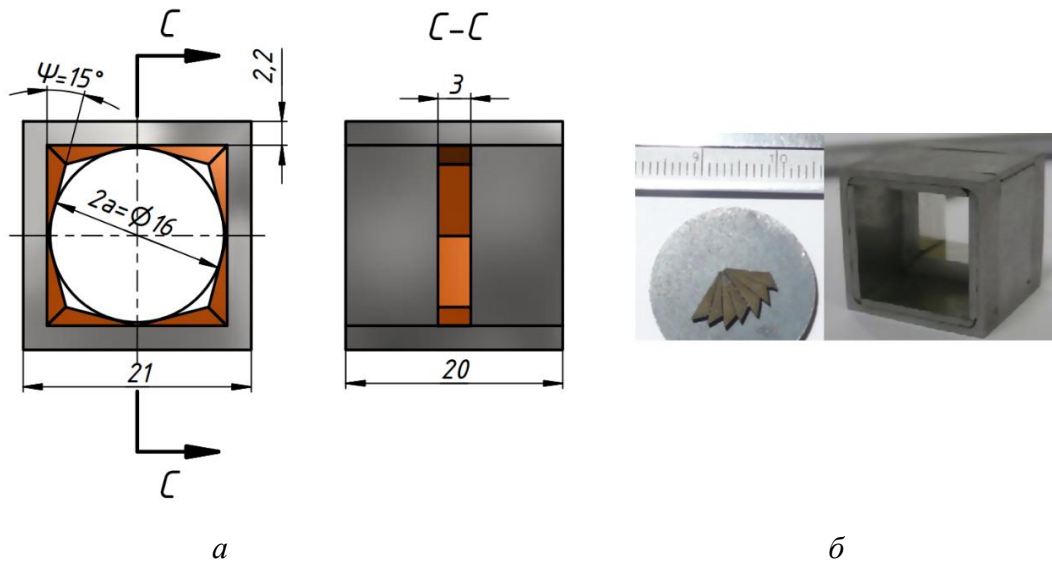


Рис. 3.16. (а) Схема квадрупольной линзы: 1 – редкоземельные блоки, 2 – стальное ярмо, стрелочками указано направление намагниченности блоков. (б) Блоки из SmCo для квадрупольной линзы (слева) и собранная квадрупольная линза (справа)

Значения размеров квадрупольной линзы и значение остаточной намагниченности, которое обеспечивает $L_{\text{eff}}G_{\text{eff}} = 0.02 - 0.04$ Тл, были вычислены в [97].

Конструкция квадрупольной линзы была спроектирована таким образом, что ее сборка была выполнена без использования клея и винтов, а только с применением специальных зажимов. SmCo был использован в качестве редкоземельного магнитного материала для блоков линзы, которые показаны на рис. 3.16, б слева. Блоки из SmCo намагничивались в нагретом состоянии в постоянном магнитном поле. После сборки квадрупольной линзы (изображена на рис. 3.16, б справа) с помощью датчика Холла и специального измерительного стола были измерены распределения магнитного поля в плоскостях xz и yz (рис. 3.17, а, б). Из распределения интеграла $I_y(x, y = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_y(x, y = 0, z)dz$, изображенного на рис. 3.17, в, следует, что $(L_{\text{eff}}G_{\text{eff}})_y = 0.0349$ Тл. Для x -компоненты $(L_{\text{eff}}G_{\text{eff}})_x =$

-0.0345 Тл. Эти значения лежат в диапазоне, обеспечивающем устойчивые поперечные колебания пучка в разрезном микротроне.

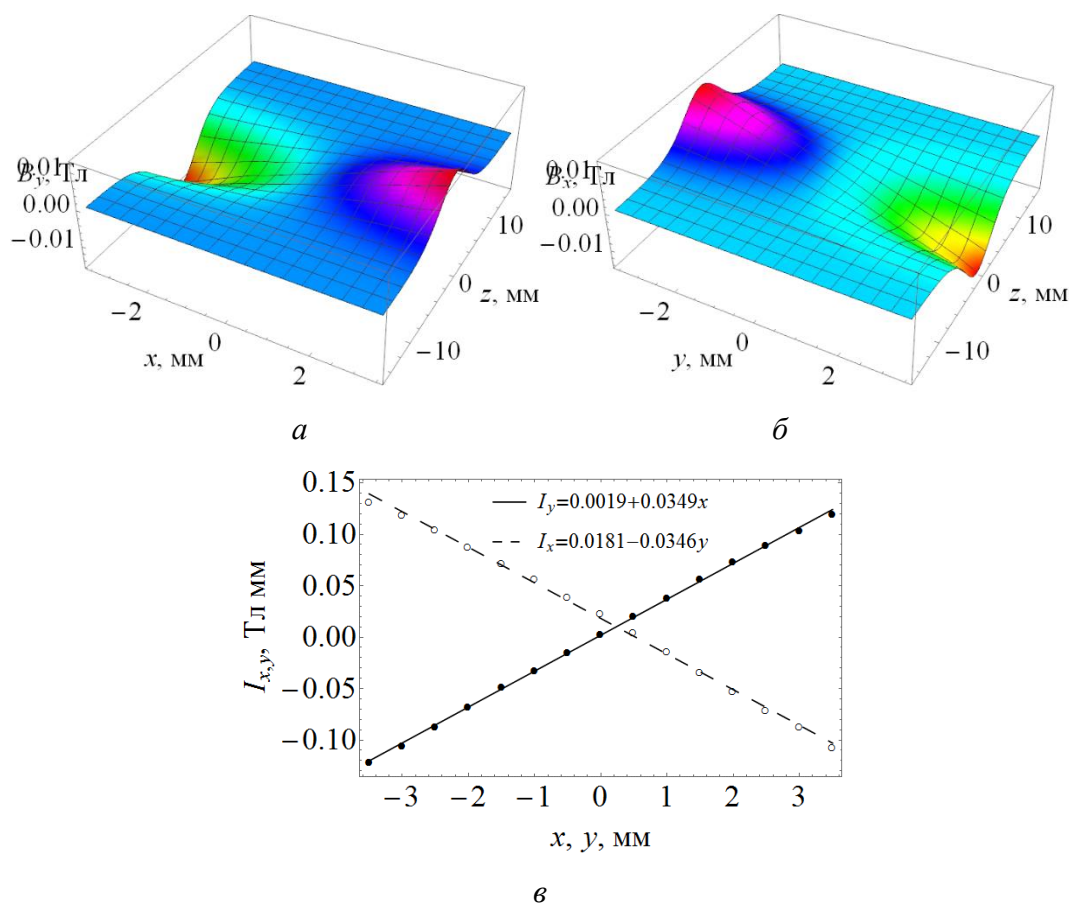


Рис. 3.17. Магнитные поля квадрупольной линзы в плоскостях xz (а) и yz (б). (в) Графики функций $I_y(x, y = 0)$ и $I_x(x = 0, y)$

3.6.2 Дипольные магниты вывода

Магниты вывода должны удовлетворять следующим основным требованиям: интегралы поля в горизонтальной плоскости должны принимать значения из табл. 3.7; интегралы поля в вертикальной плоскости должны быть близки нулю; апертура магнитов должна быть не менее 8 мм в диаметре.

Таблица 3.7

Интегралы поля магнитов вывода

Орбита	Энергия	$I_{y,proj}$	$I_{y,meas}$
3	6.009 МэВ	1.89 Тл мм	1.89 Тл мм
4	8.036 МэВ	2.47 Тл мм	2.49 Тл мм
5	10.048 МэВ	3.05 Тл мм	3.08 Тл мм

6	12.055 МэВ	3.63 Тл мм	3.66 Тл мм
---	------------	------------	------------

Конструкция дипольного магнита, описанная в [103], требует специальной формы внутренней поверхности вертикальной стенки ярма, что приводит к значительной эффективной толщине ярма. Для магнитов вывода разрезного микротрона была использована упрощенная геометрия, показанная на рис. 3.18, а. В ней отклоняющее поле создается соответствующим образом намагниченными редкоземельными магнитными блоками, помещенными в верхней и нижней частях ярма. Чтобы улучшить однородность поля вдоль оси x , по бокам были размещены дополнительные редкоземельные блоки, форма и намагниченность которых были оптимизированы с помощью программы PANDIRA.

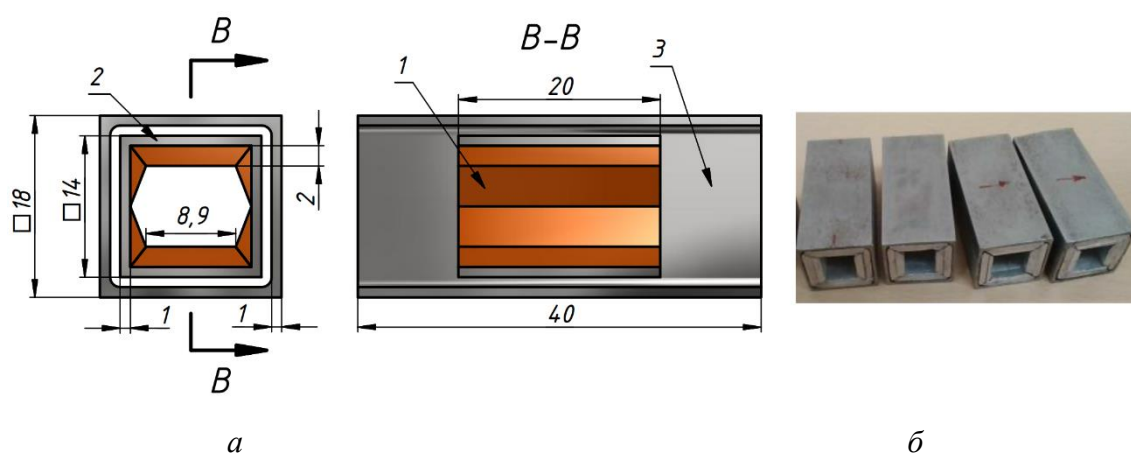


Рис. 3.18. (а) Поперечное сечение магнита вывода. 1 – редкоземельные магнитные блоки, 2 – ярмо, 3 – магнитный экран. Размеры указаны в мм. (б) Собранные магниты вывода

Все четыре магнита имеют одинаковую длину ярма и редкоземельных блоков, равную 20 мм. Требуемые значения интегралов полей магнитов достигаются соответствующим намагничиванием блоков. Чтобы избежать влияния рассеянных магнитных полей на соседние орбиты, каждый магнит вывода окружается магнитным экраном длиной 40 мм.

Как и в случае квадрупольной линзы, конструкция магнитов вывода позволяет проводить сборку магнитов без клея и винтов и только с помощью специальных зажимов и замков. Собранные магниты вывода показаны на рис. 3.18, б.

До сборки магнитов вывода их блоки из SmCo намагничивались в постоянном магнитном поле до проектных значений. После этого магниты собирались,

измерялось распределение полей в плоскостях xz и yz , вычислялись интегралы отклоняющего поля $I_y(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_y(x, y = 0, z) dz$ и паразитного поля $I_x(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_x(x = 0, y, z) dz$. Чтобы настроить вычисленные значения I_y для разных магнитов до проектных значений (табл. 3.7), а также чтобы привести значения I_x как можно ближе к нулю, редкоземельные блоки магнитов перемагничивались.

На рис. 3.19 изображены распределения магнитных полей $B_y(x = 0, y = 0, z)$ вдоль осей z всех четырех магнитов вывода. Хотя распределения полей неоднородны в центральной части магнитов вследствие неоднородности намагничивания редкоземельных блоков, это не имеет существенного значения для выводимого из ускорителя пучка.

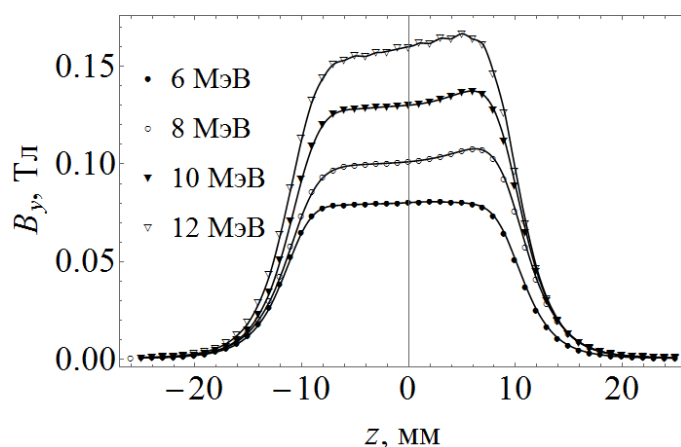


Рис. 3.19. Магнитное поле $B_y(x = 0, y = 0, z)$ четырех магнитов вывода

Вычисленные на основании распределений, показанных на рис. , значения I_y указаны в табл. 3.7. Видно, что отличие между проектными и измеренными значениями интегралов поля составляет около 1%. Следовательно, ошибка угла отклонения выводимого пучка будет меньше 1 мрад. Вертикальное отклонение пучка из-за наличия паразитного поля B_x магнитов также меньше 1 мрад.

3.7 Заключение

В рамках проекта компактного разрезного микротрона разработана концепция сборки и настройки поворотных магнитов, квадрупольной линзы и дипольных магнитов вывода на основе редкоземельного магнитного материала. Изготовленные элементы магнитной системы ускорителя были настроены, их

пригодность для использования в разрезном микротроне подтверждена результатами расчета траектории синхронной частицы в измеренных полях.

На основании выполненной работы можно сформулировать рекомендации по конструированию поворотных магнитов на основе редкоземельного материала. Диапазон регулирования амплитуды поля всех полюсов магнита с помощью тех или иных средств должен быть не менее $\pm 5\%$ относительно проектного уровня. Редкоземельные блоки, не закрытые полюсами, должны быть максимально удалены от рабочего зазора магнита во избежание влияния неоднородности их намагничивания на распределение поля в медианной плоскости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации были решены следующие задачи:

- 1) Выполнено полномасштабное численное моделирование динамики пучка электронов от фотокатода СВЧ пушки до выхода из линейного ускорителя, проведена минимизация среднеквадратичного эмиттанса пучка СВЧ пушки по параметрам лазерного импульса и магнитного поля соленоида.
- 2) Проведено исследование влияния мультипольных компонент электромагнитного поля ускоряющей структуры на величину эмиттанса, осуществлена минимизация мультипольных компонент за счет выбора геометрии устройств ввода мощности.
- 3) Изучена эволюция среднеквадратичного эмиттанса пучка в пределах ускоряющей ячейки под действием сил электрического и магнитного поля.
- 4) Исследованы методы регулирования энергии пучка на выходе линейного ускорителя в пределах 35-50 МэВ, обеспечивающие малую величину энергетического разброса и поперечного эмиттанса пучка для сгустков с зарядом 1 нКл, среднеквадратичной длиной 1 мм, нормализованным поперечным эмиттансом менее 4 мм мрад.
- 5) Изучена методика измерения продольного эмиттанса пучка с помощью вертикально-отклоняющего ВЧ резонатора и магнита-спектрометра. Предложена методика восстановления продольного эмиттанса пучка по его изображению на люминесцентном экране, основанная на аналитическом решении уравнений движения электрона в поле вертикально-отклоняющего резонатора.
- 6) Изучено влияние внеосевого продольного электрического поля поперечно-отклоняющего резонатора на средний импульс и среднеквадратичный разброс по импульсам частиц пучка.
- 7) Выполнены расчеты магнита-спектрометра, разработана его конструкция и проведены измерения распределения магнитного поля.
- 8) Разработана методика прецизионной настройки четырехполюсного поворотного магнита разрезного микротрона, основанная на использовании настроечных плунжеров, в которой в качестве критерия качества настройки использовались результаты трассировки пучка численными методами в измеренных полях двух магнитов.

Автор выражает искреннюю признательность и благодарность научному руководителю профессору Шведунову Василию Ивановичу за помощь на всех этапах выполнения диссертационной работы. Также автор выражает благодарность коллективу кафедры общей ядерной физики и особенно заведующему кафедрой профессору Ишханову Борису Саркисовичу за приобретенные навыки и знания в процессе обучения на кафедре. Автор также признателен коллективу отдела ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ за оказанную помощь и поддержку в написании диссертации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Couprie M.E.* Panorama of new generation of accelerator based short wavelength coherent light sources. // Nucl. Instr. and Meth. B, **364**, 2015, P. 4-15. DOI: 10.1016/j.nimb.2015.08.084
2. *Pellegrini C., Stöhr J.* X-ray free-electron lasers – principles, properties and applications. // Nucl. Instr. and Meth. A, **500**, 2003, P. 33-40. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00739-3
3. *Pellegrini C.* The history of X-ray free-electron lasers. // Eur. Phys. J. H, **37**, 2012, P. 659-708. DOI: 10.1140/epjh/e2012-20064-5
4. *Benson S., Borland M., Douglas D., Dowell D., et al.* X-ray sources by energy recovered linacs and their needed R&D. // Nucl. Instr. and Meth. A, **637**, 2011, P. 1-11. DOI: 10.1016/j.nima.2010.07.090
5. *Wilson I.* The compact linear collider CLIC. // Phys. Rep., 403-404, 2004, P. 365-378. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.028
6. *Bacci A., Alesini D., Antici P., Bellaveglia M., et al.* Electron Linac design to drive bright Compton back-scattering gamma-ray sources. // J. Appl. Phys., **113**, 194508, 2013. DOI: 10.1063/1.4805071
7. *Du Y., Yan L., Hua J., Du Q., et al.* Generation of first hard X-ray pulse at Tsinghua Thomson Scattering X-ray Source. // Rev. Sci. Instrum. **84**, 5, 2013. DOI: 10.1063/1.4803671
8. *Variola A., Auguste D., Blin A., Bonis J., et al.* The ThomX project status. // Proceedings of IPAC2014, 2014, P. 2062-2064. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/wepro052.pdf>
9. *Huang Z., Ruth R.D.* Laser-electron storage ring. // Phys. Rev. Lett, **80**, 1998, P. 976–979. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.976
10. *Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Tunkin V.G., Fechtchenko R.M., et al.* Proposal of a compact repetitive dichromatic X-ray generator with millisecond duty cycle for medical applications. // Proc. of SPIE, 6024, 2005. DOI: 10.1117/12.666807
11. *Ишханов Б.С., Посеряев А.В., Шведун В.И.* Накопительное кольцо для компактного источника рентгеновского излучения. // Научная сессия МИФИ-2005. Сборник научных трудов, 7, 2005, С. 150-151.

12. *Артюков И.А., Бессонов Е.Г., Виноградов А.В., Горбунков М.В., и др.*
Лазерно-электронный генератор рентгеновского излучения. // Препринт НИИЯФ МГУ, 7/806, 2006. www.sinp.msu.ru/en/system/files/preprints/pp-806.pdf
13. *Артюков И.А., Бессонов Е.Г., Виноградов А.В., Горбунков М.В., и др.*
Лазерно-электронный генератор рентгеновского излучения. // Поверхность, №8, 2007, С. 3-11.
14. *Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Maslova Yu.Ya., Kostryukov P.V., et al.*
Relativistic Thomson scattering in compact linacs and storage rings: a route to quasi-monochromatic tunable laboratory-scale X-ray sources. // Proc. of SPIE, 6702, 2007. DOI: 10.1117/12.732010
15. *Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Ishkhanov B.S., Kostryukov P.V., et al.* Laser-electron generator for X-ray applications in science and technology. // Laser Part. Beams, **26**, 03, 2008, P. 489-495. DOI: 10.1017/S0263034608000505
16. *Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Kostryukov P.V., Maslova Yu.Ya., et al.*
Design study of compact Thomson X-ray sources for material and life sciences applications. // Springer Proc. Phys., 130, 2008, P. 521-535.
http://link.springer.com/chapter/10.1007%2F978-1-4020-9924-3_62
17. *Bessonov E.G., Gorbunkov M.V., Kostryukov P.V., Maslova Yu.Ya., et al.*
Design study of compact Laser-Electron X-ray Generator for material and life sciences applications. // JINST, 4, P07017, 2009. DOI: 10.1088/1748-0221/4/07/P07017
18. *Völker J., Barday R., Jankowiak A., Kamps T., et al.* Introducing GunLab – a compact test facility for SRF photoinjectors. // Proceedings of IPAC2014, 2014, P. 630-632.
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/mopri020.pdf>
19. *Völker J., Kamps T.* Fast transverse phase space measurement system for GunLab – a compact test facility for SRF photoinjectors. // Proceedings of IBIC2014, 2014, P. 588-591.
<http://www.slac.stanford.edu/econf/C140914/papers/wepf19.pdf>
20. *Jankowiak A., Abo-Bakr M., Anders W., Kamps T., et al.* bERLinPro – a compact demonstrator ERL for high current and low emittance beams. // Proceedings of LINAC2010, 2010, P. 407-409.
<http://epaper.kek.jp/LINAC2010/papers/tup007.pdf>

21. *Kuske B., Abo-Bakr M., Durr V., Jankowiak A., et al.* The injector layout of bERLinPro. // Proceedings of IPAC2013, 2013, P. 288-290.
22. *Neumann A., Anders W., Burrill A., Frahm A., et al.* SFR photoinjector cavity for bERLinPro. // Proceedings of IPAC2013, 2013, P. 285-287.
23. *Zaplatin E., Anders W., Burrill A., Kamps T., et al.* Numerical coupling analyses of bERLinPro SRF gun. // Proceedings of IPAC2013, 2013, P. 2328-2330. <http://epaper.kek.jp/IPAC2013/papers/wepwo009.pdf>
24. *Burrill A., Anders W., Frahm A., Knobloch J., et al.* Processing and testing of the SRF photoinjector cavity for bERLinPro. // Proceedings of IPAC2014, 2014, P. 2484-2486. <http://epaper.kek.jp/IPAC2014/papers/wepri005.pdf>
25. *Abo-Bakr M., Anders W., Burrill A., Barday R., et al.* Status of the HZB ERL project bERLinPro. // Proceedings of IPAC2014, 2014, P. 340-342.
26. *Ishkhanov B.S., Pakhomov N.I., Shvedunov N.V., Shvedunov V.I., et al.* Conceptual design of the miniature electron accelerator dedicated to IORT. // Proceedings of RuPAC XIX, 2004, P. 474-476. <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/r04/papers/TUJP15.PDF>
27. *Floettmann K.* ASTRA. A space charge tracking algorithm. // DESY, 2014. <http://www.desy.de/~mpyflo/>
28. CST code // <https://www.cst.com>. Лицензия ООО “ЛЭУ МГУ”.
29. *Mouton B.* The PARMELA program. Version 4.03. // LAL/SERA 93-455, 1995.
30. *Menzel M., Stokes H.* User’s guide for the POISSON/SUPERFISH. Group of codes. // LA-UR-87-115, 1987. http://laacg.lanl.gov/laacg/services/download_sf.phtml
31. *Vladimirov I., Pakhomov N., Shvedunov V., Kubyshin Y., et al.* End magnets with rare earth permanent magnet material for a compact race-track microtron. // Eur. Phys. J. Plus, **129**, 271, 2014. DOI: 10.1140/epjp/i2014-14271-3
32. *Владимиров И., Пахомов Н., Шведунув В., Кубышин Ю. и др.* Квадрупольная линза и магниты вывода компактного разрезного микротрона. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., № 6, 2014, С. 70-74. <http://vmu.phys.msu.ru/file/2014/6/070.pdf>
33. *Владимиров И., Каманин А., Пахомов Н., Шведунув В., и др.* Спектрометр для эксперимента GunLab. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., № 1, 2016, С. 66-71.

34. *Владимиров И., Ииханов Б., Овчинникова Л., Юров Д., и др.* Источник электронов с высокой яркостью пучка. // Препринт НИИЯФ МГУ №2016-1/889, 2016. <http://sinp.msu.ru/ru/system/files/preprints/2016-1-889.pdf>
35. *Kubyshin Yu., Rigla J., Vladimirov I., Pakhomov N., et al.* Performance of the magnetic system of a 12 MeV UPC race-track microtron. // Proceedings of RUPAC2012, 2012, P. 472-474.
<https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/rupac2012/papers/weppc014.pdf>
36. *Vladimirov I., Pakhomov N., Shvedunov V., Zakharov V., et al.* Rare-earth end magnets of a miniature race-track microtron and their tuning. // Proceedings of IPAC2014, 2014, P. 1277-1279.
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2014/papers/tupro100.pdf>
37. *Vladimirov I., Pakhomov N., Shvedunov V., Zakharov V., et al.* Quadrupole lens and extraction magnets of a miniature race-track microtron. // Proceedings of IPAC2014, 2014, P. 1283-1285.
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/tupro102.pdf>
38. *Vladimirov I., Shvedunov V., Kamps T., Voelker J.* Spectrometer for SRF gun. // Proceedings of IPAC2014, 2014, P. 3608-3610.
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/thpme150.pdf>
39. *Akre R., Dowell D., Emma P., Frisch J., et al.* Commissioning the Linac Coherent Light Source injector. // Phys. Rev. ST Accel. Beams, **11**, 030703, 2008. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.11.030703
40. *Variola A.* The ThomX project. // Proceedings of IPAC2011, 2011, P. 1903-1905. <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2011/papers/weoaa01.pdf>
41. *Dowell D., Jongewaard E., Limborg-Deprey C., Schmerge J., et al.* Results of the SLAC LCLS gun high-power RF tests. // Proceedings of PAC07, 2007, P. 1296-1298. <http://epaper.kek.jp/p07/PAPERS/TUPMS047.PDF>
42. *Boyce R., Dowell D., Hodgson J., Schmerge J., Yu N.* Design considerations for the LCLS RF gun. // LCLS TN 04-4, 2004. <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/technotes/lcls-tn-04-4.pdf>
43. *Dowell D., Jongewaard E., Lewandowski J., Limborg-Deprey C., et al.* The development of the Linac Coherent Light Source RF gun. // SLAC-PUB-13401, 2008. <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/13250/slac-pub-13401.pdf>

44. Wang X., Batchelor K., Ben-Zvi I., Lynch D., et al. Design and construction a full copper photocathode RF gun. // Proceedings of PAC1993, 1993, P. 3000-3002. http://epaper.kek.jp/p93/PDF/PAC1993_3000.PDF
45. Carlsten B. New photoelectric injector design for the Los Alamos National Laboratory XUV FEL accelerator. // Nucl. Instr. and Meth. A, **285**, 1989, P. 313-319. DOI: 10.1016/0168-9002(89)90472-5
46. Serafini L., Rosenzweig J. Envelope analysis of intense relativistic quasilaminar beams in RF photoinjectors: a theory of emittance compensation. // Phys. Rev. E, **55**, 1997. P. 7565-7590. DOI: 10.1103/PhysRevE.55.7565
47. Miginsky S. Optimization of electron-optical channels based on the model of locally cold beam. // Dr. Sci. Thesis, BINP, Novosibirsk, 2008.
48. Schmerge J. LCLS gun solenoid design considerations. // LCLS-TN-05-14, 2005. <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/technotes/lcls-tn-05-14.pdf>
49. Kumar A., Pant K.K., Krishnagopal S. Design and beam dynamics simulation of an S-band photocathode rf gun. // Phys. Rev. ST Accel. Beams, **5**, 103501, 2002. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.5.103501
50. Hirano K., Fukuda M., Takano M., Yamazaki Y., et al. High-intensity multi-bunch beam generation by a photo-cathode RF gun. // Nucl. Instr. and Meth. A, **560**, 2006, P. 233-239. DOI: 10.1016/j.nima.2006.01.106
51. Kim C., Park S.J., Park J.H., Parc Y.W., et al. Laser system of photocathode RF gun at Pohang Accelerator Laboratory. // Proceedings of FLS, 2006. <http://adweb.desy.de/mpy/FLS2006/proceedings/PAPERS/WG403.PDF>
52. Oshima T., Hama Y., Ishikawa H., Kashiwagi S., et al. All-solid-state picosecond laser system for photo cathode RF-gun and X-ray generation at Waseda University. // Proceedings of PAC2001, 2001, P. 2400-2402. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p01/PAPERS/WPAH135.PDF>
53. Dowell D.H., Schmerge J.H. Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes. // Phys. Rev. ST Accel. Beams, **12**, 074201, 2009. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.12.074201
54. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике. «Высшая школа», М., 1991.
55. Lide D.R. CRC Handbook of Chemistry and Physics. CRC Press, Boca Raton, 2005. <http://www.hbcpnetbase.com>
56. Palmer D. A review of metallic photocathode research. // SLAC-TN-05-080. <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-tn-05-080.pdf>

57. *Palmer D.* The next generation photoinjector. // Ph.D. Thesis, 1998.
<http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-500.pdf>
58. *Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N., Khankin V.V., et al.* Design of a linear accelerator with a magnetic mirror on the beam energy of 45 MeV. // Proceedings of RuPAC2014, 2014, P. 251-253.
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/rupac2014/papers/wepsb40.pdf>
59. *Ermakov A.N., Alimov A.S., Ishkhanov B.S., Frejdovich I.A., et al.* Main parameters and operational experience with new generation of electron accelerators for radiography and cargo inspection. // Proceedings of RuPAC2014, 2014, P. 143-145.
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/rupac2014/papers/weca08.pdf>
60. *Wilson P.B.* High energy electron linacs: applications to storage ring RF systems and linear colliders. // SLAC-PUB-2884, 1991.
<http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-2884.pdf>
61. *Kilpatrick W.D.* Criterion for vacuum sparking designed to include both rf and dc. // Rev. Sci. Instrum., **28**, 1957, P. 824-826. DOI: 10.1063/1.1715731
62. *Wang J.W.* Some problems on RF breakdown in room temperature accelerator structure, a possible criterion. // SLAC/AP-51, 1986.
<http://www.slac.stanford.edu/pubs/apnotes/slac-ap-051.pdf>
63. *Tanabe E.* Voltage breakdown in S-band linear accelerator cavities. // IEEE Trans. Nucl. Sci., **30**, 1983, P. 3551-3553. DOI: 10.1109/TNS.1983.4336722
64. *Limborg-Deprey C., Dowell D., Emma P., Iverson R., et al.* Simulations for the LCLS injector. // Proceedings of FEL 2007, 2007, P. 260-263.
<https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/f07/PAPERS/TUPPH019.PDF>
65. *Chae M.S., Hong J.H., Parc Y.W., In Soo Ko, et al.* Emittance growth due to multipole transverse magnetic modes in an rf gun. // Phys. Rev. ST Accel. Beams, **14**, 104203, 2011. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.104203
66. *Schmeißer M., Barday R., Burrill A., Jankowiak A., et al.* Results from beam commission of an SRF plug-gun cavity photoinjector. // Proceedings of IPAC2013, 2013, P. 282-284.
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/ipac2013/papers/mopfi002.pdf>
67. *Ferrarotto A., Riemann B., Weis T., Kamps T., et al.* A novel transverse deflecting cavity for slice diagnostics at BERLinPro. // Proceedings of

- IPAC2015, 2015, P. 827-829.
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2015/papers/mopha024.pdf>
68. *Prokop C., Piot P., Church M., Y.-E Sun.* Longitudinal phase space measurement for the advanced superconducting test accelerator photoinjector. // Proceedings of IPAC2012, 2012, P. 3009-3011.
<https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2012/papers/weppr034.pdf>
69. *Alesini D., Di Pirro G., Ficcadenti L., Mostacci A., et al.* RF deflector design and measurements for the longitudinal and transverse phase space characterization at SPARC. // Nucl. Instr. and Meth. A, **568**, 2006, P. 488-502. DOI: 10.1016/j.nima.2006.07.050
70. *Rihaoui M., Mihalcea D., Piot P., Power J., et al.* Single-shot longitudinal phase space measurement diagnostics beamline status at the Argonne Wakefield Accelerator. // Proceedings of PAC2011, 2011, P. 1858-1860.
<https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/PAC2011/papers/wep196.pdf>
71. *Штефен К.* Оптика пучков высокой энергии. М., 1969.
72. *Brown K.L., Rothacker F., Carey D.C., Iselin Ch.* TRANSPORT. A computer program for designing charged particle beam transport systems. // SLAC-91, UC-28, 1983. <http://lss.fnal.gov/archive/nal/fermilab-nal-091.pdf>
73. *Humphries S.* Charged particle beams. <http://www.fieldp.com/cpb.html>
74. <https://uspas.fnal.gov/materials/10MIT/Emittance.pdf>
75. *Baum E., Bork J.* Systematic design of magnetic shields. // J. Magn. Magnetic Mater., **101**, 1991, P. 69-74. DOI: 10.1016/0304-8853(91)90682-Z
76. *Иродов И.* Основные законы электромагнетизма. «Высшая школа», М., 1991.
77. *Tanabe J.* Iron dominated electromagnets design, fabrication, assembly and measurements. // SLAC-R-754, 2005. <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-754.pdf>
78. *Burt G.* Transverse deflecting cavities. // <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1201/1201.2600.pdf>
79. *Gunderson L.L., Willet C.G., Harrison L.B., Calvo F.A. (eds.).* Intraoperative Irradiation: Techniques and Results. Humana Press, 2011.
80. *Зырянов Б.Н., Чахлов В.Л., Ходкевич Б.С., и др.* // Актуальные проблемы современной онкологии: сб. статей, 9, 1991, С. 131–135.

81. *Picardi L., Ronsivalle C., Tata A., Vignati A., et al.* The Italian “IORT project”.
// Proceedings of EPAC 2000, 2000, P. 2545-2547.
<http://epaper.kek.jp/e00/PAPERS/WEP5B04.pdf>
82. *Ronsivalle C., Picardi L., Iacoboni V., Teodoli S., et al.* Technical features and experimental characterization of the IORT-1 system, a new IORT dedicated accelerator. // Nucl. Instr. and Meth. A, **562**, 2006, P. 1042-1045. DOI: 10.1016/j.nima.2006.02.091
83. *Meurk M.L., Goer D.A., Spalek G., Cook T.* The Mobetron: a new concept for IORT. // Front. Radiat. Ther. Oncol., 31, 1997, P. 65-70. DOI: 10.1159/000061147
84. *Ogorodnikov S., Petrunin V.* Processing of interlaced images in 4-10 MeV dual energy customs system for material recognition. // Phys. Rev. ST Accel. Beams, **5**, 104701, 2002. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.5.104701
85. *Ishkhanov B.S., Kurilik A.S., Rudenko D.S., Stopani K.A., et al.* Multiple-beam method for object scanning. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., **72**, 6, 2008, P. 859-862. DOI: 10.3103/S1062873808060300
86. *Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kurilik A.S., Shvedunov V.I.* Measuring the atomic numbers of unknown objects on a electron accelerator with variable energy. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., **76**, 11, 2012, P. 1198-1200. DOI: 10.3103/S1062873812110068
87. *Kubyshin Yu.A., Poseryaev A.P., Shvedunov V.I.* Analytic study of longitudinal dynamics in race-track microtrons. // Proceedings of EPAC 2006, 2006, P. 2008-2010. <http://epaper.kek.jp/e06/PAPERS/WEPCH041.PDF>
88. *Kubyshin Yu., Carrillo D., García-Tabarés L., Toral F., et al.* C-band linac optimization for a race-track microtron. // Proceedings of EPAC08, 2008, P. 778-780. <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e08/papers/mopp096.pdf>
89. *Ferrer M., Kubyshin Yu., Rigla J.P., Poseryaev A., et al.* Compact design of race-track microtron magnets. // Proceedings of EPAC08, 2008, P. 2380-2382. <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e08/papers/wepc159.pdf>
90. *Kubyshin Yu.A., Berenguer J., Crisol A., Gonzalez X., et al.* Current status of the 12 MeV UPC race-track microtron. // Proceedings of PAC09, 2009, P. 2775-2777. <http://epaper.kek.jp/PAC2009/papers/we6pfp112.pdf>

91. *Kubyshin Yu., Alov A.V., Shvedunov V.I., Pakhomov N.I.* A novel electron gun for off-axis beam injection. // Proceedings of PAC11, 2011, P. 2029-2031.
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/pac2011/papers/wep290.pdf>
92. *Kubyshin Yu.A., Gonzalez X., Mathot S.J., Carrillo D., et al.* RF and accelerating structure of 12 MeV UPC race-track microtron. // Proceedings of IPAC11, 2011, P. 169-171.
<https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2011/papers/mopc042.pdf>
93. *Alov A.V., Carrillo D., Kubyshin Yu.A., Pakhomov N.I., et al.* Electron gun with off-axis beam injection for a race-track microtron. // Nucl. Instr. and Meth. A, **624**, 2010, P. 39-46. DOI: 10.1016/j.nima.2010.09.023
94. *Shvedunov V.I., Barday R.A., Frolov D.A., Gorbachev V.P., et al.* A racetrack microtron with high brightness beams. // Nucl. Instr. and Meth. A, **531**, 2004, P. 346-366. DOI: 10.1016/j.nima.2004.04.236
95. *Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Gribov I.V., Knapp E.A., et al.* 70 MeV racetrack microtron. // Nucl. Instr. and Meth. A, **550**, 2005, P. 39-53. DOI: 10.1016/j.nima.2005.04.079
96. *Novikov G.A., Chubarov O.V., Halbach K., Karev A.I., et al.* Novel race track microtron end magnets. // Nucl. Instr. and Meth. B, **139**, 1998, P. 527-530. DOI: 10.1016/S0168-583X(97)00947-6
97. *Rigla J.P.* Design and characterization of magnetic systems in race-track microtrons. // PhD Thesis, Universitat Politecnica de Catalunya, Barcelona, 2013.
98. *Herminghaus H., Kaiser K.H., Ludwig U.* Beam optics and magnet technology of the microtron in Mainz. // Nucl. Inst. and Meth., 187, 1981, P. 103-107. DOI: 10.1016/0029-554X(81)90476-6
99. *Herminghaus H., Jennewein P., Ludwig-Mertin U., Meyer G., et al.* The reversing magnet of the 850 MeV stage of MAMI. // Proceedings of EPAC1988, 1988, P. 1151-1153.
http://epaper.kek.jp/e88/PDF/EPAC1988_1151.PDF
100. *Furlani E.P.* Permanent magnet and electromechanical devices. Academic Press, 2001.
101. *Novikov G.A., Ermakov A.N., Pakhomov N.I., Semyachkin V.K., et al.* A permanent magnet electron beam phase-shifter. // Nucl. Instr. and Meth. A, **524**, 2004, P. 60-67. DOI: 10.1016/j.nima.2004.01.053

102. *Хомерики О.К.* Применение гальваномагнитных датчиков в устройствах автоматике и измерений. «Энергия», М., 1971.
103. *Skachkov V.S.* Quasi-sheet multipole permanent magnets. // Nucl. Inst. and Meth. A, **500**, 2003, P. 43-54. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01991-5
104. *Floettmann K.* Some basic features of the beam emittance. // Phys. Rev. ST Accel. Beams, **6**, 034202, 2003. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.6.034202
105. *Panofsky W.K.H., Wenzel W.A.* Some considerations concerning the transverse deflection of charged particles in radio-frequency fields. // Rev. Sci. Instrum., **27**, 967, 1956. DOI: 10.1063/1.1715427

ПРИЛОЖЕНИЕ А. ВЫЧИСЛЕНИЕ НОРМАЛИЗОВАННОГО ПОПЕРЕЧНОГО ЭМИТТАНСА

Нормализованный поперечный среднеквадратичный эмиттанс пучка вычисляется по формуле [104]:

$$\varepsilon_x = \frac{\overline{p_z}}{m_0 c} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2}, \quad (\text{A.1})$$

где $\overline{p_z}$ – средний импульс пучка вдоль оси z , m_0 – масса покоя электрона, $\langle x^2 \rangle = \sum x^2/n - (\sum x/n)^2$, $\langle x'^2 \rangle = \sum x'^2/n - (\sum x'/n)^2$, $\langle x x' \rangle = \sum x x'/n - \sum x \sum x'/n^2$, $x' = p_x/p_z$. Эмиттанс, вычисляемый по формуле (A.1), называется нормализованным поперечным эмиттансом в пространстве следов (normalized trace space emittance). Этот эмиттанс, вообще говоря, отличается от нормализованного поперечного эмиттанса в фазовом пространстве (normalized emittance) [104]:

$$\varepsilon_{\text{phx}} = \frac{1}{m_0 c} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x p_x \rangle^2}, \quad (\text{A.2})$$

где $\langle p_x^2 \rangle = \sum p_x^2/n - (\sum p_x/n)^2$, $\langle x p_x \rangle = \sum x p_x/n - \sum x \sum p_x/n^2$.

Таблица А.1

Нормализованные эмиттансы сгустков фотоэлектронов

Параметр	$\lambda = 248$ нм	$\lambda = 266$ нм
ε_x , мм мрад	1.41	1.34
ε_{phx} , мм мрад	0.372	0.212
ε_{thx} , мм мрад	0.375	0.217

В подразделе 1.2.4 приведены формулы (1.1) для оценки некоторых параметров сгустка электронов, образующегося в результате облучения катода с эффективной работой выхода Φ_{eff} фотонами с энергией E_{phot} . Среди формул (1.1) есть выражение для теплового эмиттанса:

$$\varepsilon_{\text{thx}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle} \sqrt{\frac{E_{\text{phot}} - \Phi_{\text{eff}}}{3m_0 c^2}}. \quad (\text{A.3})$$

Формула (A.3) дает возможность посчитать тепловой эмиттанс в фазовом пространстве, а не в пространстве следов. Чтобы наглядно показать это, в табл. А.1 приведены значения эмиттансов ε_x и ε_{phx} для пучков, о которых идет речь в

подразделе 1.2.4: к медному фотокатоду с работой выхода $\Phi = 4.7$ эВ приложено внешнее электрическое поле $E_z = 106 \cdot \sin 30^\circ$ МВ/м; катод облучается лазерными импульсами с длинами волн 248 нм и 266 нм и со среднеквадратичным радиусом 0.6 мм. В той же таблице приведены значения теплового эмиттанса ε_{thx} .

ПРИЛОЖЕНИЕ Б. ЭВОЛЮЦИЯ НОРМАЛИЗОВАННОГО ПОПЕРЕЧНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА В УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЕ

В подразделе 1.3.1 было отмечено, что при ускорении в линейном ускорителе нормализованный поперечный эмиттанс пучка изменяется по «зубчатому» закону (рис. 1.14, а). Эти нерегулярности обусловлены действием на сгусток конечной длины зависящих от времени радиального электрического и азимутального магнитного полей. Для релятивистских частиц поперечное действие электрического и магнитного полей резонатора, при условии обращения их в ноль на входе и выходе, с высокой точностью взаимно компенсируется независимо от фазы частицы [105]. В итоге суммарный рост эмиттанса по прохождении очередной ускоряющей ячейки близок к нулю, несмотря на зависимость ускоряющего поля от времени. Отметим, что подобное изменение поперечного эмиттанса наблюдается не только при ускорении в линейном ускорителе, но и в СВЧ пушке, что видно по тому же рис. 1.14, а.

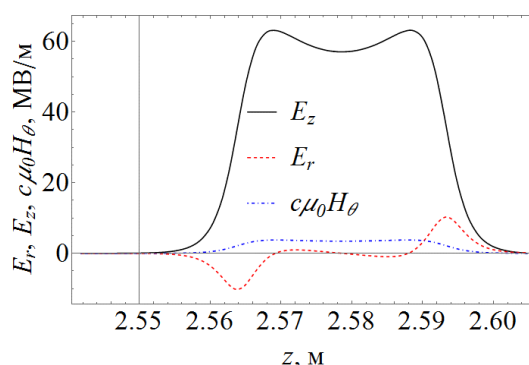


Рис. Б.1. Продольная и поперечная компоненты напряженности электрического поля и азимутальная компонента магнитного поля в первой ячейке второй секции. Поле нормировано на значение 30.0 МВ/м

Проанализируем изменение поперечного эмиттанса пучка в первой ускоряющей ячейке второй секции при ускорении оптимального пучка до энергии 50 МэВ. На рис. Б.1 изображены распределения продольной $E_z(x = 2 \text{ мм}, y = 0, z)$ и поперечной $E_x(x = 2 \text{ мм}, y = 0, z)$ компонент напряженности электрического поля в ячейке и распределение азимутального магнитного поля $H_\theta(x = 2 \text{ мм}, y = 0, z)$. На рис. Б.2, а-в показаны изменения среднеквадратичного радиуса пучка σ_x , среднеквадратичного углового разброса частиц пучка $\sigma_{x'}$ и изменение нормализованного поперечного эмиттанса ε_x в первой ускоряющей ячейке второй секции. Пучок, попав в ячейку в фазе ускорения, сначала не испытывает действия

со стороны поперечной компоненты электрического поля, так как находится в пролетной трубке. Около первого носика фокусирующая сила максимальна, и пучок начинает сжиматься. Вблизи второго выходного носика поперечная сила наоборот дефокусирует пучок.

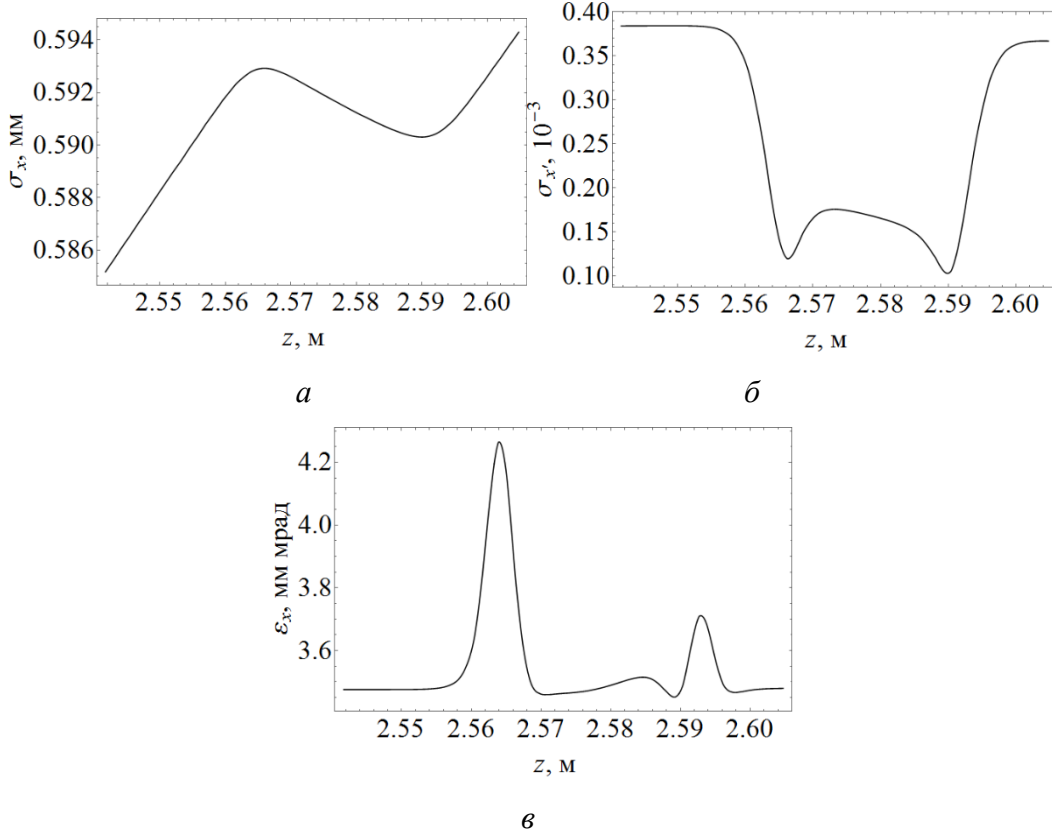


Рис. Б.2. Изменения среднеквадратичного радиуса σ_x , среднеквадратичного углового разброса частиц пучка $\sigma_{x'}$ и нормализованного поперечного эмиттанса ϵ_x оптимального пучка при прохождении первой ячейки второй секции

Нормализованный поперечный эмиттанс вычисляется по формуле:

$$\epsilon_x = \frac{\overline{p_z}}{m_0 c} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2},$$

где $\overline{p_z}$ – средний импульс пучка вдоль оси z , m_0 – масса покоя электрона, $\langle x^2 \rangle = \sum x^2/n - (\sum x/n)^2 = \sigma_x^2$, $\langle x'^2 \rangle = \sum x'^2/n - (\sum x'/n)^2 = \sigma_{x'}^2$, $\langle x x' \rangle = \sum x x'/n - \sum x \sum x'/n^2 = \sum x x'/n$, так как для азимутально-симметричного случая $\sum x/n = 0$, $\sum x'/n = 0$. Поэтому:

$$\epsilon_x = \frac{\overline{p_z}}{m_0 c} \sqrt{(\sigma_x \sigma_{x'})^2 - \langle x x' \rangle^2}.$$

На рис. Б.3 показаны графики функций $\sigma_x(z)\sigma_{x'}(z)$, $\langle xx' \rangle(z)$. Заметим, что функция $\langle xx' \rangle(z)$ знакопеременная: больше нуля при расходящемся пучке и меньше нуля при сходящемся. Поэтому точки пересечения функцией $\langle xx' \rangle(z)$ оси z примерно совпадает с положением экстремумов функции $\sigma_x(z)$. Так как при остальных значениях z функции $\sigma_x(z)\sigma_{x'}(z)$ и $|\langle xx' \rangle(z)|$ одного порядка (несколько десятых мм мрад), в результате вычитания одной функции из другой получается функция с двумя ярко выраженными максимумами, которые и определяют максимумы нормализованного эмиттанса ε_x в ячейке.

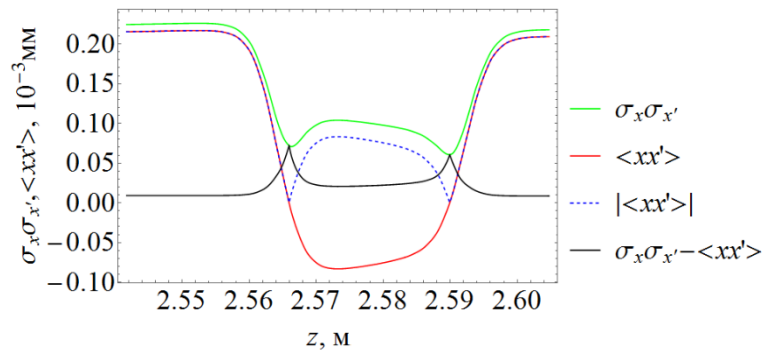


Рис. Б.3. Графики функций $\sigma_x(z)\sigma_{x'}(z)$, $\langle xx' \rangle(z)$

ПРИЛОЖЕНИЕ В. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОМЕТРА ИЗ УСЛОВИЯ МИНИМИЗАЦИИ ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСА

Из раздела 2.2.4 следует, что относительная ошибка измерения импульса $p_0 = 1$ МэВ/с оптимальным спектрометром составляет примерно $\Delta p/p_0 \approx 1.8\%$. Попробуем найти такие параметры спектрометра, что относительная ошибка измерения импульса 1 МэВ/с будет меньше 1.8% даже тогда, когда паразитное магнитное поле равно 0.5 Гс. Для этого найдем параметры спектрометра, который будет удовлетворять условиям:

- 1) $m_{12} = 0$;
- 2) $\Delta p/p = \min$;
- 3) $0.3 \text{ м} \leq L_2 \leq 1.0 \text{ м}$.

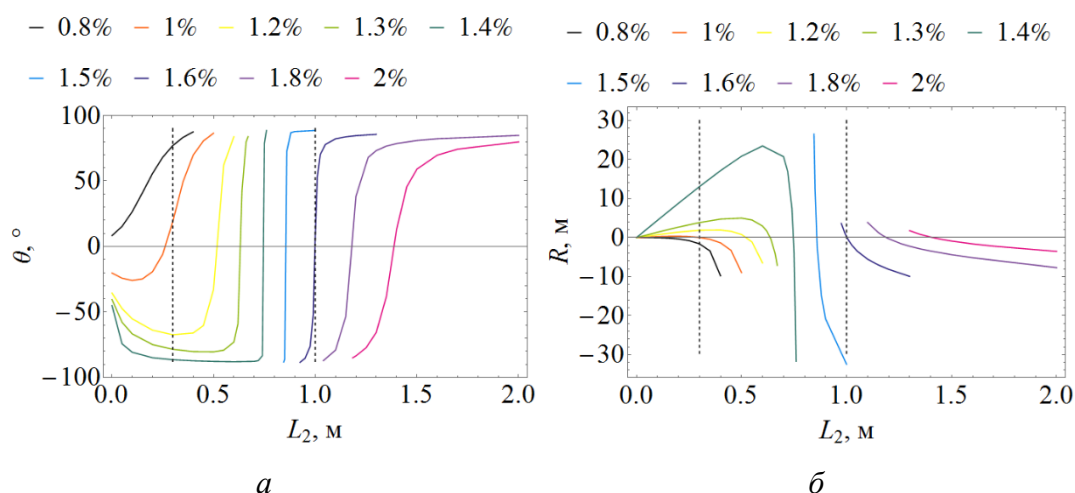


Рис. В.1. Графики функций $\theta(L_2)$ и $R(L_2)$, обеспечивающих разные относительные ошибки $\Delta p_b/p_0$ для спектрометра

Первое условие должно обеспечить достижимость требуемой разрешающей способности спектрометра с помощью вертикальной коллимационной щели вне зависимости от характеристик пучка. Второе условие должно обеспечить наилучшую точность измерения импульса в спектрометре. Решая задачу, будем искать значения параметров L_2, R, θ . Значения остальных параметров спектрометра примем равными параметрам оптимального спектрометра из табл. 2.2.

Считаем, что измеряемый импульс электрона равен $p_0 = 1$ МэВ/с и что паразитное магнитное поле на участках дрейфа равно 0.5 Гс. Основной вклад в погрешность Δp вносит ошибка Δp_b . Постараемся ее минимизировать.

На рис. В.1, *a*, *б* показаны функции $\theta(L_2)$ и $R(L_2)$, обеспечивающие спектрометру разные относительные ошибки $\Delta p_b/p_0$ и выполнение условия (1). Например, на кривых, обеспечивающих относительную ошибку $\Delta p_b/p_0 = 1.6\%$, лежат значения параметров оптимального спектрометра.

Из рис. В.1, *a*, *б* следует, что минимальная относительная ошибка $\Delta p_b/p_0$, которую можно достичь при наличии условий (1-3), равна $\sim 1.1\%$. Считаем, что уменьшение относительной ошибки $\Delta p_b/p_0$ с 1.6% до 1.1% несущественно. Поэтому считаем параметры из табл. 2.2 оптимальными и не требующими корректировки.