

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

На правах рукописи

Арсентьева Мария Васильевна

Разработка структуры резонаторов W -диапазона

1.3.18. Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Левичев Алексей Евгеньевич

Новосибирск — 2022

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Расчет структуры резонаторов W-диапазона	14
1.1 Анализ возбуждения структуры одиночным сгустком	14
1.2 Анализ возбуждения структуры последовательностью сгустков	22
1.3 Подбор параметров структуры	26
1.4 Моделирование возбуждения структуры	29
1.5 Выводы к Главе 1	33
Глава 2. Анализ возможности получения электронного пучка для будущих экспериментов в ИЯФ СО РАН по возбуждению структуры W-диапазона	35
2.1 Стенд инжектора СКИФ	37
2.1.1 Источник электронов	38
2.1.2 Канал группировки и предускорения	43
2.1.3 Ускоряющая структура	46
2.1.4 Диагностический канал со структурой W-диапазона	49
2.2 Динамика пучка на стенде СКИФ	52
2.2.1 Моделирование динамики пучка на стенде СКИФ	52
2.2.2 Влияние ошибок выставки элементов ускорителя	58
2.2.3 Оценка влияния корректоров	60
2.2.4 Анализ поперечной динамики возбуждающего пучка в структуре W-диапазона	62
2.3 Выводы к Главе 2	68
Глава 3. Изготовление структуры резонаторов W-диапазона	70
3.1 Резонаторы структуры W-диапазона	71
3.2 Конструкция структуры W-диапазона	76
3.3 Влияние ошибок изготовления резонаторов на параметры возбуждения структуры	81
3.4 Выводы к Главе 3	85
Заключение	86

	Стр.
Список литературы	88
Список рисунков	96
Список таблиц	100

Введение

Актуальность темы. С начала развития ускорительной техники получение пучков заряженных частиц высокой энергии является ключевой задачей при создании новых установок. По этой причине повышение темпа ускорения является одной из приоритетных задач, так как физический размер установок при проектировании обычно ограничен, а их стоимость напрямую зависит от габаритов. Действующие и проектируемые линейные резонансные ускорители имеют габариты в широком диапазоне — от нескольких метров для ускорителей различных промышленных приложений [1] до десятков километров в случае возможно будущих линейных коллайдеров [2]. При этом в науке и технике существует запрос на создание компактных линейных ускорителей на диапазон энергий масштаба десятков мегаэлектронвольт. Существенным препятствием в получении высоких темпов ускорения является возникновение высокочастотных (ВЧ) пробоев в ускоряющих структурах при достижении определенного уровня входной мощности. Имеется несколько теорий механизма возникновения ВЧ пробоев [3–6], однако они применимы лишь при определенных условиях эксперимента, поэтому не являются в полной мере подтвержденными. Тем не менее, проведенные исследования отражают общую тенденцию к увеличению предельной амплитуды электрического поля с ростом рабочей частоты ускоряющего напряжения. Одни из первых исследований связи рабочей частоты и максимального электрического поля отражены в работе У. Килпатрика [7], эмпирически выведенная им формула имеет вид

$$E(\text{МВ/м})e^{-4,25/E} = 24,4 \cdot [f(\text{ГГц})]^{1/2}, \quad (1)$$

где E — максимальное электрическое поле, f — рабочая частота. В этой работе также сделаны попытки объяснить процесс возникновения ВЧ пробоев, не позволяющих далее повышать значение электрического поля выше порогового. При этом автором установлено, что при более качественной обработке поверхности электродов возможно некоторое дополнительное повышение амплитуды порогового поля пробоя. В последующих исследованиях, направленные на улучшение качества поверхности технологические разработки привели к существенному увеличению достигнутых значений амплитуды электрических полей, и, соответственно, возможных темпов ускорения. Так, в 1997 г. была

предложена другая эмпирическая формула [8]:

$$E(\text{МВ/м}) = 220 [f(\text{ГГц})]^{1/3}. \quad (2)$$

Однако и эта зависимость, подобно (1), не учитывает длительность ВЧ импульсов, что, судя по проведенным в этой области исследованиям, необходимо принимать во внимание в изучении возникновения ВЧ пробоев. Несмотря на то, что предложенные формулы в полной мере не были подтверждены, был сделан вывод о том, что повышение частоты все же позволяет работать при более высоких ускоряющих градиентах. Это привело к росту числа исследований в области ускоряющих структур с более высоким значением рабочей частоты. Помимо повышения рабочей частоты в металлических ускоряющих структурах, другим перспективным направлением, безусловно, является развитие новых методов ускорения, таких как кильватерное ускорение в плазме и в диэлектрических структурах [9]. Эти методы являются относительно новыми и в текущих условиях сложно реализуемыми экспериментально в ИЯФ СО РАН, в то время как на базе имеющего опыта работы с металлическими СВЧ (сверхвысокие частоты) структурами возможна реализация экспериментов с повышенными значениями рабочих частот. Так, в 1978 г. на базе ИЯФ СО РАН были проведены эксперименты, в которых было показано, что качественно обработанная медная поверхность резонатора на частоте 5,6 ГГц выдерживает напряженность электрического поля до 200 МВ/м, что с учетом коэффициента перенапряжения обеспечивает темп ускорения около 100 МэВ/м [10].

Степень разработанности темы. В 1984 г. Институтом инженеров электротехники и электроники (Institute of Electrical and Electronics Engineers – IEEE) были введены буквенные обозначения для радиочастотных диапазонов в спектре электромагнитных волн [11] (таблица 1). Такие обозначения радиочастотных диапазонов получили наибольшее распространение в научной литературе по физике ускорителей, в то время как в русскоязычных источниках в основном применяются альтернативные обозначения. Так, диапазон частот от 3 ГГц до 30 ГГц называют «СВЧ» (сверхвысокие частоты), от 30 ГГц до 300 ГГц — «КВЧ» (крайне высокие частоты) и т. д. Англоязычное обозначение представляется наиболее удобным при разработке и описании ускоряющих структур с рабочей частотой 3 ГГц и более ввиду большей дискретизации спектра. Два последних диапазона в таблице 1 входят в более широкий диапазон

миллиметровых волн, соответствующий частотам от 40 до 300 ГГц. По этой причине в работах с описанием структур с частотой около 100 ГГц можно встретить как термин «миллиметровые волны», так и термин «W-диапазон».

Таблица 1 — Диапазоны частот, согласно номенклатуре IEEE

Обозначение IEEE	Этимология	Частоты	Длина волны
HF	<i>англ.</i> high frequency	3–30 МГц	10–100 м
P	<i>англ.</i> previous	<300 МГц	>1 м
VHF	<i>англ.</i> very high frequency	50–330 МГц	0,9–6 м
UHF	<i>англ.</i> ultra high frequency	300–1000 МГц	0,3–1 м
L	<i>англ.</i> long	1–2 ГГц	15–30 см
S	<i>англ.</i> short	2–4 ГГц	7,5–15 см
C	<i>англ.</i> compromise	4–8 ГГц	3,75–7,5 см
X	—	8–12 ГГц	2,5–3,75 см
Ku	<i>англ.</i> under K	12–18 ГГц	1,67–2,5 см
K	<i>нем.</i> kurz	18–27 ГГц	1,11–1,67 см
Ka	<i>англ.</i> above K	27–40 ГГц	0,75–1,11 см
V	—	40–75 ГГц	4,0–7,5 мм
W	—	75–110 ГГц	2,7–4,0 мм

Для работы в диапазоне более высоких частот, чем S- или C-диапазон, в том числе при частотах порядка 100 ГГц, была предложена планарная геометрия ускоряющих структур, позволяющая варьировать значение рабочей

частоты [12; 13]. Эта структура открытого типа состоит из двух равнозначных половин, общий вид одной из них представлен на рисунке 1 [14].

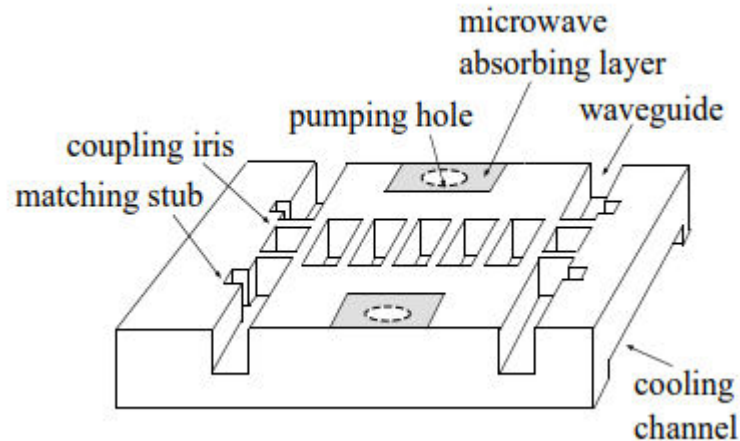


Рисунок 1 — Половина планарной структуры с открытой геометрией

Полости резонаторов при рабочих частотах в W -диапазоне имеют характерный размер около 1 мм и могут быть изготовлены с использованием рентгеновской литографии, иначе называемой LIGA [15]. Предполагалось, что такие структуры должны работать на бегущей волне с типом колебаний $2\pi/3$. В первых публикациях по данной тематике особое внимание уделено проработке технологии изготовления таких ускоряющих структур, а также расчету их электродинамических характеристик и подбору геометрии. Другой проблемой для работы со структурами в W -диапазоне частот является отсутствие источников СВЧ мощности. Помимо этого, существуют также сложности в передаче СВЧ мощности при частотах 100 ГГц и выше [16]. Альтернативный вариант возбуждения таких структур основан на их нагрузке полем пучков заряженных частиц, что и было реализовано в экспериментах в Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Стэнфорд, США). В SLAC были изготовлены прототипы структур с рабочими частотами в диапазоне 90–140 ГГц (рисунок 2, [17]), причем исследовались свойства таких структур из нескольких материалов: из чистой меди и из сплава меди с серебром.

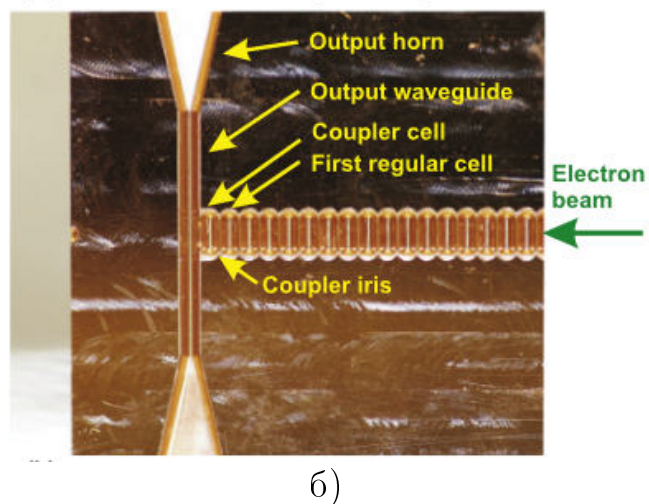
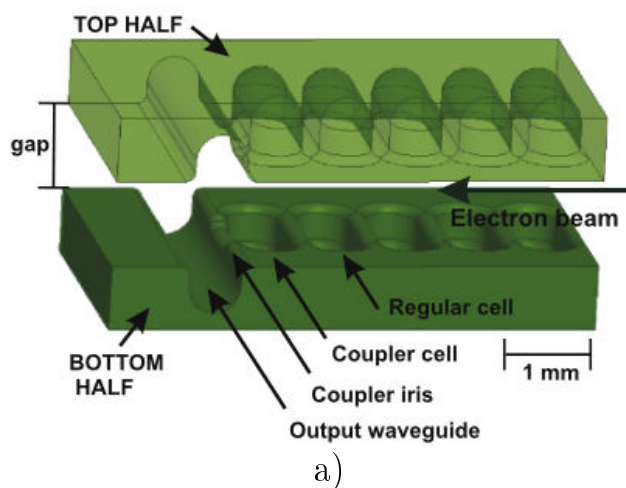


Рисунок 2 — Планарная структура с открытой геометрией на частоту 100 ГГц (SLAC)

Статистическое исследование ВЧ пробоев в этих структурах показало, что пороговое поле действительно растет с рабочей частотой. Характерное поле пробоя на частоте 120 ГГц составило 0,44 ГВ/м для структуры из чистой меди и 0,42 ГВ/м для структуры из сплава меди с серебром; такие значения достигнуты при длительности импульсов около 2 нс и темпе пробоев не хуже 10^{-3} . При таком темпе ВЧ пробой происходит не чаще, чем в одном импульсе из тысячи. Однако как и во многих предыдущих исследованиях по достижению максимально возможных градиентов, авторы допускают повышение предела по полю при помощи улучшения вакуума и тренировки поверхности.

Как уже упоминалось, разработка структур с характерным размером 1 мм требует серьезной технологической проработки. В ИЯФ СО РАН имеется успешный опыт по созданию ускоряющих структур на частоту 14 ГГц [18], однако разработка структур W-диапазона требует новых конструкторских решений, а в их изготовлении возникают значительные технологические нюансы, которые необходимо учитывать при отработке технологии производства. Для начала работы в ИЯФ СО РАН по данной тематике была выбрана структура, состоящая из независимых резонаторов, изготавливаемых индивидуально, в отличие, например, от структур на бегущей волне, как в работе [17]. Во-первых, такая концепция позволяет проводить расчет возбуждения всех резонаторов структуры индивидуально, так как связь по электромагнитному полю отсутствует либо достаточно мала. Во-вторых, изготовление такой структуры можно осуществить на Экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН с имеющимся

оборудованием. В-третьих, при работе с высокими градиентами ускорения в будущих экспериментах возможно возникновение ВЧ пробоя в отдельно взятых резонаторах, что в случае отсутствия связи между ними не повлияет на соседние ячейки. Этот аспект будет иметь значение при проведении экспериментов с ускорением пучков в уже возбужденной структуре W-диапазона: при возникновении пробоя работа структуры в целом не будет нарушена, хотя значение энергии ускоренного пучка, безусловно, уменьшится.

Первый прототип структуры из резонаторов на частоту 96 ГГц был изготовлен [19] с целью определения возможностей экспериментального производства ИЯФ СО РАН и начала отработки технологии. Однако конструкция структуры изначально не предусматривала наличие вакуумных фланцев, а также после пайки не обладала необходимой жесткостью, в результате чего ее невозможно было тестировать на ускорительной установке с электронным пучком. Однако на том этапе было показано, что отдельные ячейки могут быть изготовлены; этот позитивный опыт дал продолжение работе по разработке структур W-диапазона в ИЯФ СО РАН.

Для последующих экспериментов было решено разработать и изготовить структуру резонаторов с частотой около 86 ГГц.

Целью данной работы является определение электродинамических параметров структур W-диапазона на основе независимых резонаторов при их взаимодействии с пучком заряженных частиц, разработка и изготовление структуры, конструкция которой позволит проведение дальнейших экспериментов по возбуждению структуры пучком заряженных частиц, а также анализ возможности проведения таких экспериментов на действующих и проектируемых установках в ИЯФ СО РАН.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. При помощи теоретического анализа определить влияние параметров пучка заряженных частиц на возбуждение им волн в резонаторах структуры W-диапазона. На основе проведенного анализа необходимо подобрать параметры структуры и возбуждающего пучка, при которых достигается наиболее эффективное возбуждение структуры.
2. Провести полный цикл моделирования структуры на основе независимых резонаторов W-диапазона, а именно: моделирование с анализом электродинамических характеристик отдельных резонаторов и струк-

- туры в целом, моделирование возбуждения структуры пучком заряженных частиц.
3. Разработать требования к технологическому процессу для производства структуры с выбранными параметрами, оценить возможности изготовления такой структуры на Экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН.
 4. Определить требования к параметрам ускорительной установки для тестирования структуры W-диапазона, в том числе к фокусирующей системе для проводки возбуждающего пучка через структуру. Провести моделирование динамики пучка с учетом параметров выбранного ускорителя, а также разработать стенд, на котором будет возможна реализация экспериментов по возбуждению структуры W-диапазона.
 5. Изготовить структуру на основе независимых резонаторов W-диапазона, конструкция и свойства которой позволят ее дальнейшее тестирование в экспериментах с возбуждением в ней электрических полей при взаимодействии с пучком заряженных частиц.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Показана возможность получения значительного ускоряющего градиента при возбуждении пучком заряженных частиц электромагнитных волн поля в структуре W-диапазона, состоящей из независимых резонаторов.
2. Предложен дизайн структуры W-диапазона с ослабленной связью между резонаторами, изготавливаемыми по отдельности, в отличие от ранее реализованных вариантов структур W-диапазона. Разработанный дизайн допускает проведение измерений геометрических размеров индивидуальных резонаторов, в том числе для оценки их возбуждения последовательностью сгустков заряженных частиц.
3. Изготовлена структура W-диапазона, состоящая из отдельных резонаторов, с требуемым качеством, характеристики которой позволяют ее дальнейшее тестирование на ускорительном стенде.
4. Показана возможность проведения экспериментов по возбуждению структуры W-диапазона электронным пучком на ускорительных установках в ИЯФ СО РАН, проведено моделирование, сделаны численные расчеты ожидаемых эффектов.

Теоретическая и практическая значимость. Проведенные аналитические расчеты параметров возбуждения резонаторов пучком заряженных частиц позволяют оценить взаимодействие пучка со структурой в целом, в том числе при возбуждении многосгустковым пучком. Определены критерии для параметров электронного пучка, при котором наиболее эффективно происходит возбуждение волн в структуре W-диапазона. Разработан технологический процесс для создания структур миллиметрового диапазона длин волн. Спроектирована и изготовлена структура W-диапазона на основе независимых резонаторов, конструкция которой позволяет ее тестирование в будущих экспериментах по возбуждению пучком заряженных частиц. Опыт, полученный в ходе разработки структуры W-диапазона, может быть использован для проектирования в ИЯФ СО РАН новых компактных линейных ускорителей с высокими градиентами ускорения. Первые эксперименты по возбуждению изготовленной структуры W-диапазона пучком заряженных частиц могут быть проведены в ИЯФ СО РАН.

Методология и методы исследования. В основе исследования возбуждения структуры W-диапазона лежит теоретический анализ взаимодействия отдельных резонаторов при их нагрузке током пучка заряженных частиц, анализ процессов динамики возбуждающего пучка в электромагнитных полях на основе уравнений и с применением численного моделирования, а также анализ свойств изготовленной структуры при помощи методов вероятностного анализа на основе измерений геометрических параметров.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При прохождении через резонаторы структуры W-диапазона с возбуждением в них электромагнитных волн возможно получение значительных ускоряющих градиентов при определенных параметрах резонаторов и возбуждающего пучка.
2. Увеличение амплитуды наведенного поля может быть достигнуто путем возбуждения структуры W-диапазона последовательностью сгустков заряженных частиц. При этом максимальный получаемый градиент зависит как от электродинамических размеров структуры, так и от параметров последовательности сгустков.
3. На разработанном стенде линейного ускорителя возможно получение электронных пучков, в том числе состоящих из последовательности

сгустков, которые могут быть использованы для проведения экспериментов по возбуждению структуры W-диапазона.

4. Изготовленные на основе разработанной технологии структуры W-диапазона обладают свойствами, необходимыми для их дальнейшего тестирования в экспериментах по возбуждению пучком заряженных частиц.

Достоверность представленных результатов обеспечивается совпадением аналитических оценок параметров возбуждения структуры пучком заряженных частиц и моделирования возбуждения с применением программных пакетов CST Studio [20]; полученные в ходе теоретического анализа параметры динамики возбуждающего пучка электронов подтверждаются моделированием в программном пакете ASTRA [21].

Апробация результатов. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

- Ultrafast beams and applications 2017 (UBA17), Армения, Ереван, 2017 г.
- Международная научная студенческая конференция 2018 (МНСК-2018), Россия, Новосибирск, 2018 г.
- Linear accelerator conference 2018 (LINAC2018), Китай, Пекин, 2018 г.
- European advanced accelerator concepts workshop 2019 (EAAC2019), Италия, Портоферрайо, 2019 г.
- Russian particle accelerator conference 2021 (RuPAC2021), Россия, Алушта, 2021 г.

Личный вклад. Автор полностью выполнил все этапы расчета структуры W-диапазона и определил параметры электронного пучка, наиболее подходящие для эффективного возбуждения структуры. При ключевом участии автора проведена конструкторская разработка дизайна структуры W-диапазона, автор сформулировал требования к технологическому процессу производства. Автор принимал непосредственное участие в анализе и разработке элементов стенда линейного ускорителя, на котором могут быть проведены эксперименты по возбуждению структуры W-диапазона. Автор провел моделирование динамики электронного пучка на линейном ускорителе и показал возможность получения параметров пучка, подходящих для будущих экспериментов по возбуждению структуры W-диапазона. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в проделанную работу.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 печатных изданиях, 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [19; 22–25], 3 статьи опубликованы в сборниках трудов конференций, рецензируемых международной базой данных Scopus [26–28]. Большая часть результатов работы вошла в научно-квалификационную работу аспиранта [29], которая успешно защищена в 2022 г., содержание некоторых разделов Главы 1 и Главы 2 вошло в магистерскую диссертацию автора [30], защищенную в 2018 г. Исследования поддержаны персональным грантом Российского фонда фундаментальных исследований (договор №19-32-90146, 2019-2021).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 100 страниц, включая 57 рисунков и 15 таблиц. Список литературы содержит 51 наименование.

Глава 1. Расчет структуры резонаторов W-диапазона

Диапазон рабочих частот отдельных резонаторов, а следовательно, и всей структуры, определяется главным образом их геометрическими размерами. В свою очередь, при выборе геометрических размеров необходимо руководствоваться как технологическими возможностями производства, так и выполнимостью экспериментов по возбуждению структуры пучком заряженных частиц. С учетом этих факторов, рабочей частотой структуры выбрано значение 86 ГГц, что соответствует основной моде E_{010} цилиндрического резонатора с радиусом около 1,35 мм. Подбор остальных параметров структуры подробно описывается в разделе 1.3.

1.1 Анализ возбуждения структуры одиночным сгустком

В этом и последующем разделе приводятся аналитические оценки возбуждения резонаторов структуры на основной моде E_{010} . Вклад в спектр возбуждения остальных мод оценивается в разделе 1.4.

При прохождении точечного пучка электронов с зарядом q через резонатор, согласно фундаментальной теореме о нагрузке резонатора током пучка [31], наведенное напряжение V_b выражается как

$$V_b = 2kq. \quad (1.1)$$

Здесь k — параметр потерь, определяемый выражением

$$k = \frac{\omega r_{eff}}{4Q}, \quad (1.2)$$

где ω — круговая частота, связанная с собственной частотой резонатора f выражением $\omega = 2\pi f$, r_{eff} — эффективное шунтовое сопротивление, $Q = \omega \frac{W}{P}$ — собственная добротность резонатора, W — запасенная в резонаторе энергия, P — мощность потерь в стенках резонатора. При этом пучок оставляет в резонаторе часть своей энергии, равную

$$W_q = kq^2. \quad (1.3)$$

Шунтовое сопротивление для резонатора определяется выражением

$$r_s = \frac{V_0^2}{P}, \quad (1.4)$$

где V_0 — напряжение на оси. Эффективное шунтовое сопротивление учитывает конечное время пролета частицы через резонатор, в течение которого она, взаимодействуя с резонатором, ускоряется или замедляется. Поэтому эффективное шунтовое сопротивление включает в себя времяпролетный фактор (ВПФ) T [31]:

$$r_{eff} = \frac{(V_0 T)^2}{P} = r_s T^2. \quad (1.5)$$

Таким образом, параметр потерь для каждой моды резонатора, равный

$$k = \frac{\omega r_{eff}}{4Q} = \frac{(V_0 T)^2}{4W}, \quad (1.6)$$

полностью определяется его геометрическими размерами и добротностью.

Перейдем к непосредственному вычислению параметра потерь для моды E_{010} . Электрическое поле данной моды изменяется по закону

$$E_z(z, r, t) = E_0(z) J_0(k_{01} r) \cos(\omega t), \quad (1.7)$$

где t — время, $E_0(z)$ — распределение амплитуды электрического поля на оси резонатора. Распределение поля по радиусу r задается функцией Бесселя нулевого порядка $J_0(k_{01} r)$, где $k_{01} = \nu_{01}/R$ — критическое волновое число для моды электромагнитной волны круглого цилиндрического волновода, ν_{01} — первый корень функции Бесселя нулевого порядка. С учетом распределения электрического поля (1.7), запасенную в резонаторе объема V энергию для моды E_{010} можно найти как

$$W = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_V |E_z|^2 dV = \frac{\varepsilon_0 E_0^2 L}{2} \int_r \int_\varphi J_0^2(k_{01} r) r dr d\varphi = \frac{\varepsilon_0 \pi R^2 L J_1^2(\nu_{01})}{2} E_0^2. \quad (1.8)$$

Здесь $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная, R — радиус резонатора, L — длина резонатора, E_0 — амплитуда напряженности электрического поля в центре резонатора. Подставляя значение запасенной энергии (1.8) в (1.6), получаем новое выражение для коэффициента потерь:

$$k = \frac{LT^2}{2\varepsilon_0 \pi R^2 J_1^2(\nu_{01})}. \quad (1.9)$$

Для моды E_{010} радиус резонатора и соответствующая частота связаны выражением

$$f = \frac{c\nu_{01}}{2\pi R}. \quad (1.10)$$

Таким образом, выражение для коэффициента потерь при пролете точечного заряда через цилиндрический резонатор для возбуждения моды E_{010} в зависимости от рабочей частоты приобретает вид

$$k = \frac{2\pi LT^2 f^2}{\varepsilon_0 c^2 \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})}. \quad (1.11)$$

С учетом (1.1) и (1.11), наведенное в резонаторе точечным пучком напряжение составляет

$$V_b = \frac{qLT^2}{\varepsilon_0 \pi R^2 J_1^2(\nu_{01})}, \quad (1.12)$$

что соответствует амплитуде поля на оси

$$E_0 = \frac{qT^2}{\varepsilon_0 \pi R^2 J_1^2(\nu_{01})}. \quad (1.13)$$

Рассмотрим теперь нагрузку резонатора пучком заряда q с гауссовым распределением продольной плотности заряда, временной профиль которого имеет вид

$$I(t) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (1.14)$$

где σ_t — среднеквадратичная длительность сгустка. Пусть точечный сгусток с зарядом q наводит в резонаторе напряжение V_b , тогда точечный сгусток с зарядом dq наведет в нем напряжение $dV_g = V_b \cdot (dq/q)$. Если сгусток с зарядом dq влетает в резонатор в момент времени τ , то в момент времени t наведенное напряжение от этого заряда имеет вид

$$d\tilde{V}_g(t) = \frac{V_b}{q} \cos(\omega(t - \tau)) dq(\tau), \quad (1.15)$$

где i — мнимая единица. Здесь и далее для обозначения изменяющейся во времени величины используется обозначение \tilde{X} , а X — амплитуда этой величины. Для гауссова распределения величина элементарного заряда, влетающего в момент времени τ , составляет

$$dq(\tau) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_t^2}\right) d\tau, \quad (1.16)$$

тогда наведенное им напряжение находится как

$$d\tilde{V}_g(t) = \frac{V_b}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \cos(\omega(t - \tau)) \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_t^2}\right) d\tau. \quad (1.17)$$

Интегрируя по τ , получаем временную зависимость наведенного напряжения от всего гауссова сгустка:

$$\tilde{V}_g(t) = V_b \cos(\omega t) \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2), \quad (1.18)$$

то есть соответствующая амплитуда напряжения составляет

$$V_g = V_b \exp\left(-\frac{\omega^2 \sigma_t^2}{2}\right). \quad (1.19)$$

Из выражения (1.19) следует, что напряжение, наведенное гауссовым сгустком, отличается от случая точечного сгустка на величину форм-фактора

$$F = \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2). \quad (1.20)$$

На такой же множитель отличаются коэффициент потерь и величина амплитуды электрического поля. Таким образом, коэффициент потерь из (1.11) принимает вид

$$k_g = \frac{2\pi L T^2 f^2}{\epsilon_0 c^2 \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})} \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2), \quad (1.21)$$

а оставленная сгустком энергия в резонаторе равна

$$W_g = \frac{2\pi L q^2 T^2 f^2}{\epsilon_0 c^2 \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})} \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2) = \frac{L T^2}{2\pi \epsilon_0 R^2 J_1^2(\nu_{01})} \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2). \quad (1.22)$$

Амплитуду возбужденного продольного электрического поля на оси получаем из выражения для напряжения (1.19):

$$\begin{aligned} E_{0g} &= \frac{V_g}{L} = \frac{4\pi q f^2 T^2}{\epsilon_0 c^2 \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})} \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2) = \\ &= \frac{q T^2}{\epsilon_0 \pi R^2 J_1^2(\nu_{01})} \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2). \end{aligned} \quad (1.23)$$

С помощью (1.22) может быть получена оценки энергии, оставленной сгустком в резонаторе. Однако здесь стоит подчеркнуть, что, согласно (1.15), часть частиц сгустка будет ускоряться, другая часть — замедляться. Поэтому (1.22) не дает напрямую изменение энергии каждой частицы сгустка, что возможно вычислить только в случае точечного сгустка.

Заметим, что множитель (1.20) также описывает взаимодействие сгустка конечной длительности с высшими модами резонатора при соответствующей собственной частоте f . В силу того, что этот множитель экспоненциально убывает с квадратом частоты, данная зависимость отражает подавление высших мод по сравнению с основной при конечной длительности возбуждающего сгустка.

Рассмотрим подробнее зависимость амплитуды электрического поля (1.23) от частоты. Нормированная на заряд сгустка и ВПФ амплитуда поля имеет вид

$$\frac{E_{0g}}{qT^2} = \frac{4\pi f^2}{\epsilon_0 c^2 \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})} \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2). \quad (1.24)$$

Заметим, что выражение в (1.24) имеет локальный максимум при частоте $f = 1/\sqrt{2\pi}\sigma_t$, которая определяется длительностью возбуждающего пучка. На рисунке 1.1 приведена зависимость от частоты нормированной амплитуды для различных значений среднеквадратичной длительности возбуждающего сгустка. Кривая, соответствующая точечному сгустку, не имеет локального максимума: это говорит о том, что амплитуда поля, возбуждаемого точечным сгустком, растет пропорционально квадрату частоты. Для сгустка длительности $\sigma_t = 1$ пс максимум находится при частоте выше 200 ГГц, а сгустком с $\sigma_t = 2$ наилучшим образом может взаимодействовать со структурами W-диапазона (75–110 ГГц). То есть для каждого значения среднеквадратичной длительности сгустка существует рабочая частота, на которой этот сгусток будет наводить максимальное электрическое поле. Если же рабочая частота структуры задана, то амплитуда наведенного поля спадает экспоненциально с квадратом среднеквадратичной длительности сгустка (рисунок 1.2).

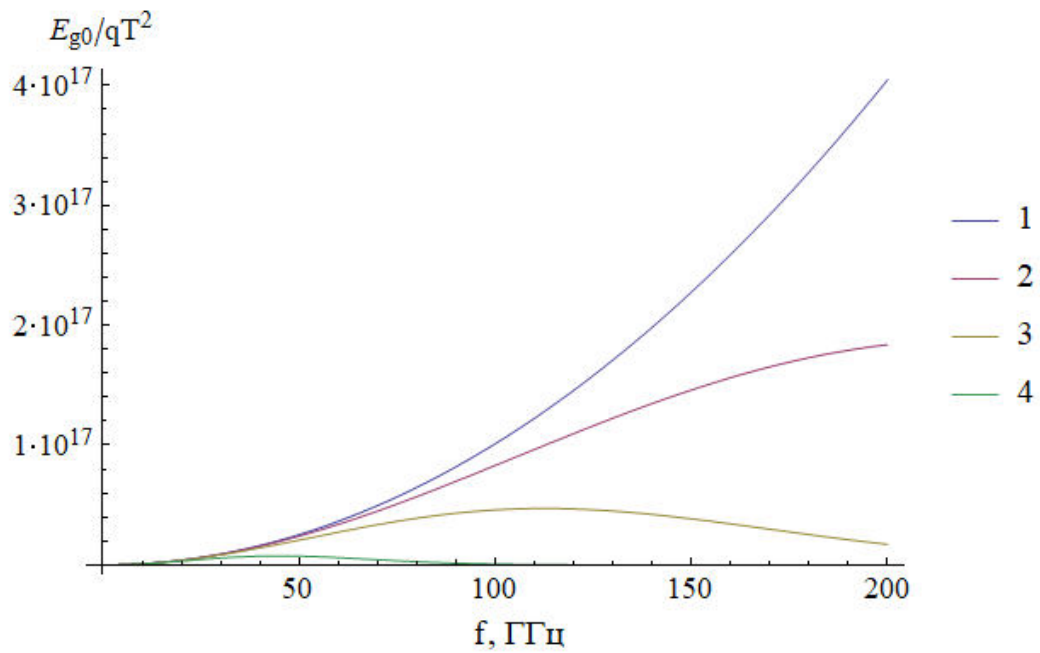


Рисунок 1.1 — Зависимость нормированной амплитуды продольной компоненты поля от рабочей частоты при различных значениях среднеквадратичной длительности возбуждающего сгустка: 1) $\sigma_t = 0$, 2) $\sigma_t = 1$ пс, 3) $\sigma_t = 2$ пс, 4) $\sigma_t = 5$ пс

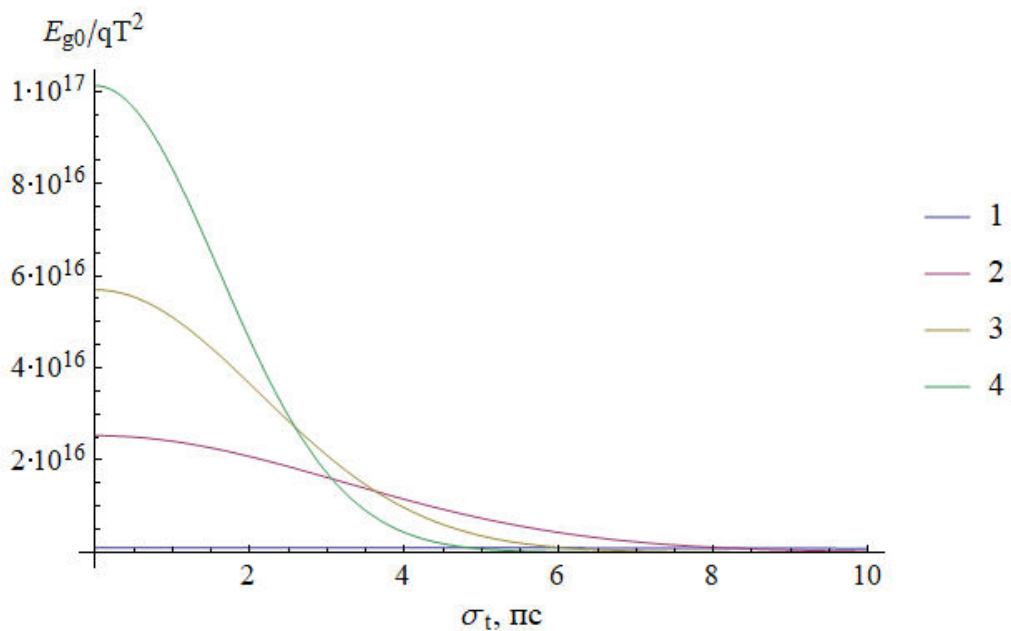


Рисунок 1.2 — Зависимость нормированной амплитуды продольной компоненты поля от среднеквадратичной длительности сгустка при различных значениях рабочей частоты: 1) $f = 10$ ГГц, 2) $f = 50$ ГГц, 3) $f = 75$ ГГц, 4) $f = 100$ ГГц

Поэтому с точки зрения получения наибольших значений амплитуды электрического поля предпочтительнее работать с более высокими частотами.

Однако при выборе рабочей частоты нужно также руководствоваться технологическими возможностями производства и ограничениями, связанными с проведением пучка через структуру.

Далее рассмотрим влияние времяпролетного фактора T на взаимодействие пучка с резонатором. Для релятивистских частиц вблизи оси резонатора на всех модах вида E_{0n0} , где n — натуральное число, ВПФ на оси определяется выражением [31]

$$T = \frac{\sin \pi L/\lambda}{\pi L/\lambda}, \quad (1.25)$$

где λ — рабочая длина волны; зависимость ВПФ от длины волны приведена на рисунке 1.3.

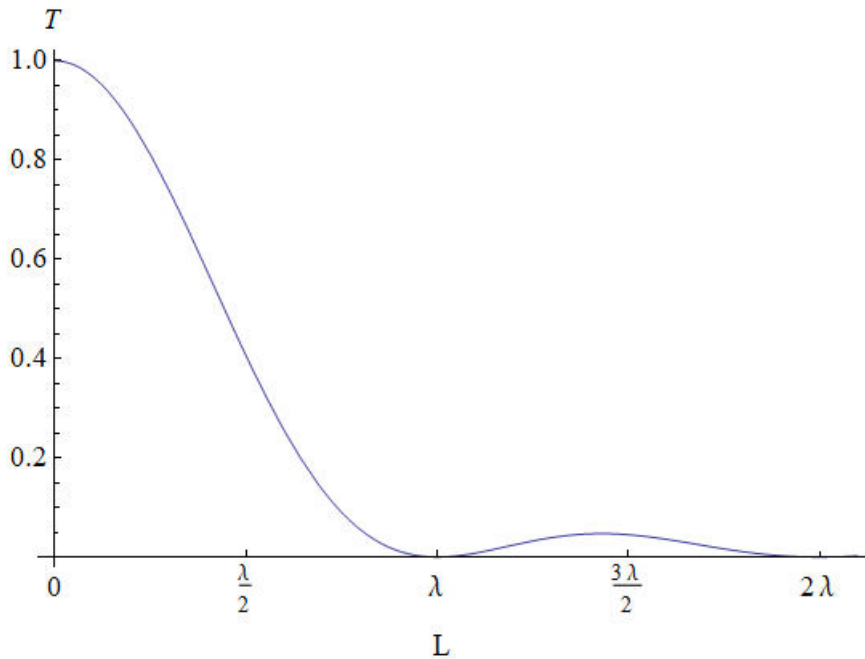


Рисунок 1.3 — Зависимость времяпролетного фактора от длины резонатора

Наиболее эффективное взаимодействие сгустка заряженных частиц и резонатора периодической структуры будет достигаться при максимальном значении потери энергии сгустка на единицу длины, равной

$$w = \frac{W_g}{L + g}, \quad (1.26)$$

где g — длина межрезонаторного промежутка в структуре, период структуры в таком случае равен $(L + g)$. Заметим, что определенная таким образом потеря энергии сгустком зависит от продольных параметров следующим образом:

$$w \propto \frac{\sin^2(\pi L/\lambda)}{L(L + g)}. \quad (1.27)$$

Рисунок 1.4 отражает зависимость выражения из (1.27) от длины резонатора при различных значениях длины межрезонаторного промежутка.

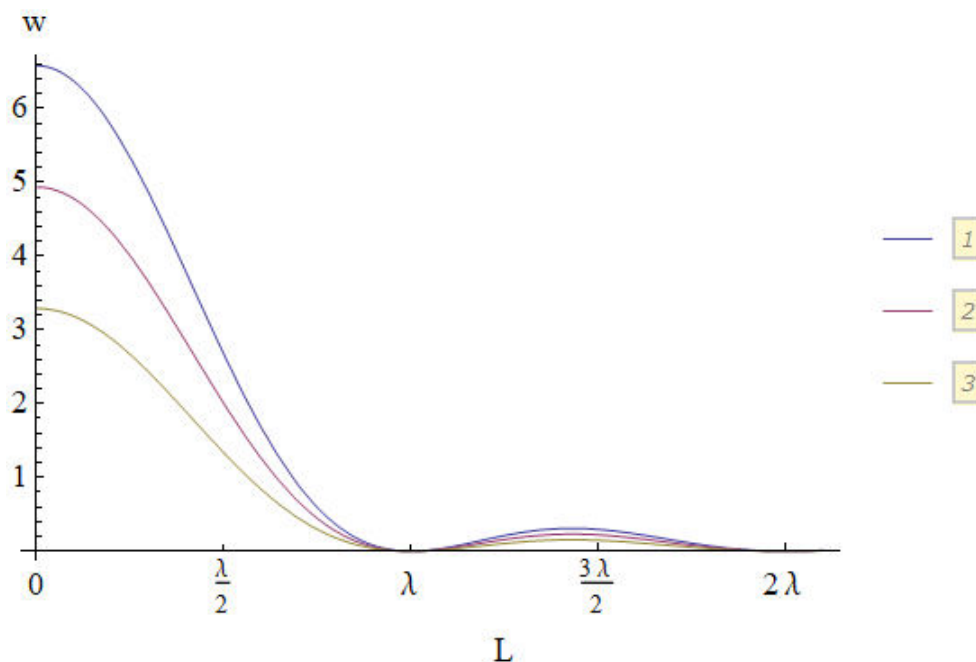


Рисунок 1.4 — Качественная зависимость энергетических потерь сгустка на периоде структуры при различных значениях длины межрезонаторного промежутка: 1) $g = L/2$, 2) $g = L$, 3) $g = 2L$

Рисунок 1.4 отражает тот факт, что наиболее эффективное взаимодействие достигается в том случае, когда длина резонатора составляет большую продольную часть периода структуры, а длина межрезонаторного промежутка при этом минимальна. Это стоит принимать во внимание, однако выбор слишком малой длины межрезонаторного промежутка влечет за собой увеличение связи между соседними резонаторами, что нежелательно, а потому необходим выбор некоторого оптимального соотношения длины резонатора и межрезонаторного промежутка. Также из рисунка 1.4 следует, что потери энергии пучка на единицу длины увеличиваются при уменьшении длины резонатора. Этим фактом также необходимо пользоваться при выборе параметров резонаторов; помимо этого следует принимать во внимание техническую возможность изготовления структуры, которая, безусловно, зависит от геометрических размеров отдельных ячеек.

1.2 Анализ возбуждения структуры последовательностью сгустков

Перейдем к случаю возбуждению отдельного резонатора структуры последовательностью сгустков заряженных частиц [25]. Пусть первый сгусток из последовательности индуцирует в одном из резонаторов структуры напряжение $\tilde{V}_0(t) = V_0 \cos(\omega t)$, которое меняется во времени с собственной частотой резонатора ω , величина V_0 является амплитудой наведенного напряжения. Введем величину V_i для обозначения амплитуды напряжения, «видимой» i -ым сгустком в последовательности. Амплитуда напряжения, «видимая» первым сгустком, составляет половину от наведенного им напряжения, то есть $V_1 = V_0/2$, согласно фундаментальной теореме о нагрузке током пучка. Рассмотрим прохождение второго сгустка, который следует за первым сгустком с временной задержкой ΔT . В силу суперпозиции электромагнитных полей, второй сгусток «видит» половину индуцированного им самим напряжения в совокупности с индуцированным первым сгустком напряжением с учетом временного затухания и набега фазы $\omega \Delta T$, то есть

$$V_2 = \frac{V_0}{2} + V_0 e^{-\Delta T/T_c} \cos(\omega \Delta T) \quad (1.28)$$

где $T_c = 2Q/\omega$ — постоянная затухания в резонаторе структуры [32]. На основе (1.28) для сгустка под номером n может быть получено выражение для напряжения, «видимого» сгустком под номером n :

$$V_n = \frac{V_0}{2} + V_0 e^{-\Delta T/T_c} \cos(\omega \Delta T) + V_0 e^{-2\Delta T/T_c} \cos(2\omega \Delta T) + \dots \quad (1.29)$$

$$\dots + V_0 e^{-(n-1)\Delta T/T_c} \cos((n-1)\omega \Delta T),$$

где первое слагаемое представляет собой напряжение, наведенное самим n -ым сгустком, второе — наведенное предыдущим сгустком под номером $(n-1)$, последнее — напряжение, наведенное первым сгустком последовательности. Выражение (1.29) может быть переписано как

$$V_n = V_0 \left(\frac{1}{2} + \sum_{m=1}^{n-1} e^{-m\Delta T/T_c} \cos(m\omega \Delta T) \right), \quad (1.30)$$

или представлено как вещественная часть от комплексной величины:

$$V_n = \operatorname{Re} \left[V_0 \left(\frac{1}{2} + \sum_{m=1}^{n-1} e^{-m\Delta T/T_c + im\omega \Delta T} \right) \right]. \quad (1.31)$$

В таком случае сумма в (1.31) может быть вычислена как сумма геометрической прогрессии:

$$V_n = \operatorname{Re} \left[V_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{e^{-\frac{\Delta T}{T_c} + i\omega\Delta T} \left(1 - e^{-(n-1)\frac{\Delta T}{T_c} + i(n-1)\omega\Delta T} \right)}{1 - e^{-\frac{\Delta T}{T_c} + i\omega_c\Delta T}} \right) \right]. \quad (1.32)$$

Величину $M_n = V_n/V_1$ будем называть коэффициентом возбуждения: она показывает, во сколько раз увеличивается напряжение, «видимое» в резонаторе n -ым сгустком по сравнению с напряжением, «видимым» первым сгустком:

$$M_n = \operatorname{Re} \left[\left(1 + \frac{2e^{-\frac{\Delta T}{T_c} + i\omega\Delta T} \left(1 - e^{-(n-1)\frac{\Delta T}{T_c} + i(n-1)\omega\Delta T} \right)}{1 - e^{-\frac{\Delta T}{T_c} + i\omega\Delta T}} \right) \right]. \quad (1.33)$$

С учетом фундаментальной теоремой о нагрузке током пучка, коэффициент возбуждения также равен по величине отношению энергии, оставляемой в резонаторе n -ым сгустком по сравнению с энергией, оставляемой первым сгустком. Заметим, что при

$$\omega\Delta T = 2\pi N \quad (1.34)$$

где N — некоторое натуральное число, комплексная величина в (1.33) становится чисто вещественной. Проведя преобразование $\omega\Delta T = \omega/f_b$, можно получить, что (1.34) соответствует случаю, когда собственная частота возбуждаемого резонатора точно кратна частоте следования сгустков. В противном случае соотношение частот имеет вид

$$\omega\Delta T = \frac{\omega}{f_b} = \frac{2\pi f}{f_b} = 2\pi(N + \delta), \quad (1.35)$$

где $\delta \neq 0$ — расстройка частоты следования сгустков относительно частоты резонатора.

Сначала рассмотрим случай, когда имеет место условие (1.34), то есть $\delta = 0$. В таком случае коэффициент возбуждения (1.33) принимает значение

$$M_n = 1 + \frac{2e^{-\frac{\Delta T}{T_c}} \left(1 - e^{-(n-1)\frac{\Delta T}{T_c}} \right)}{1 - e^{-\frac{\Delta T}{T_c}}}. \quad (1.36)$$

Вообще говоря, коэффициент возбуждения M_n зависит от номера сгустка n , соответствующий график изображен на рисунке 1.5 для нескольких значений

декремента $\Delta T/T_c$. Однако согласно приведенным зависимостям, для каждого значения $\Delta T/T_c$ характерен режим «насыщения», то есть начиная с некоторого номера сгустка коэффициент возбуждения выходит на квазипостоянное значение. Так, для значения $\Delta T/T_c = 2$ кривая практически сразу выходит на постоянное значение, потому что к моменту прохождения через резонатор второго сгустка поле от первого успевает в значительной степени уменьшиться. Для $\Delta T/T_c = 0,5$ выход кривой на квазипостоянное значение соответствует примерно 10 сгустку, а для $\Delta T/T_c = 0,2$ это происходит только после 20 сгустка в последовательности. Таким образом, для значительного возбуждения резонатора последовательностью сгустков в сравнении с возбуждением одиночным сгустком (хотя бы в 2 раза), значение $\Delta T/T_c$ должно быть не менее 1. В том случае, когда $\Delta T/T_c \gg 1$, все сгустки последовательности взаимодействуют с резонаторами как одиночные сгустки, а по мере уменьшения $\Delta T/T_c$ номер сгустка, при котором наступает режим «насыщения», увеличивается.

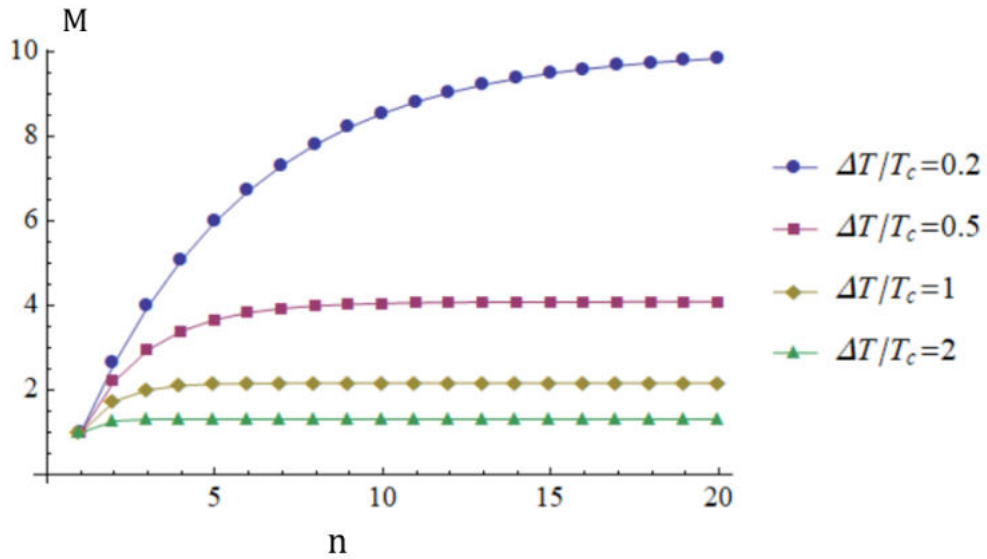


Рисунок 1.5 — Зависимость коэффициента возбуждения от номера сгустка последовательности при различных значениях декремента: 1) $\Delta T/T_c = 0,2$, 2) $\Delta T/T_c = 0,5$, 3) $\Delta T/T_c = 1$, 4) $\Delta T/T_c = 2$

Рассмотрим далее случай ненулевой расстройки частоты, то есть $\delta \neq 0$. Перепишем выражение для коэффициента возбуждения (1.33) в терминах расстройки частоты:

$$M_n = \operatorname{Re} \left[\left(1 + \frac{2e^{-\frac{\Delta T}{T_c} + 2\pi i \delta} \left(1 - e^{-(n-1)\frac{\Delta T}{T_c} + 2\pi i \delta(n-1)} \right)}{1 - e^{-\frac{\Delta T}{T_c} + 2\pi i \delta}} \right) \right]. \quad (1.37)$$

Если принять, что при проектных параметрах возбуждающего пучка и резонаторов структуры $\delta = 0$, то расстройка может быть вызвана, в том числе, ошибками изготовления резонаторов. Если при изготовлении внутреннего радиуса резонатора имеется абсолютная погрешность Δr , то изменение частоты составит

$$\Delta f = -\frac{c\nu_{01}\Delta r}{2\pi r^2} \quad (1.38)$$

В таком случае расстройка частоты определяется выражением $\delta = \Delta f/f_b$. Если же имеется отклонение частоты следования сгустков Δf_b от ее проектного значения f_b , то, согласно (1.35), величина расстройки соответствует $\delta = -\Delta f_b/f_b$.

В общем случае величина расстройки δ лежит в диапазоне от 0 до 1, или от -0,5 до 0,5. Заметим, что в силу четности косинусоидальной функции, можно ограничиться рассмотрением диапазона расстройки от 0 до 0,5. На рисунке 1.6 приведены графики зависимости коэффициента возбуждения от номера сгустка при вариации расстройки частоты и в случае различных значений $\Delta T/T_c$.

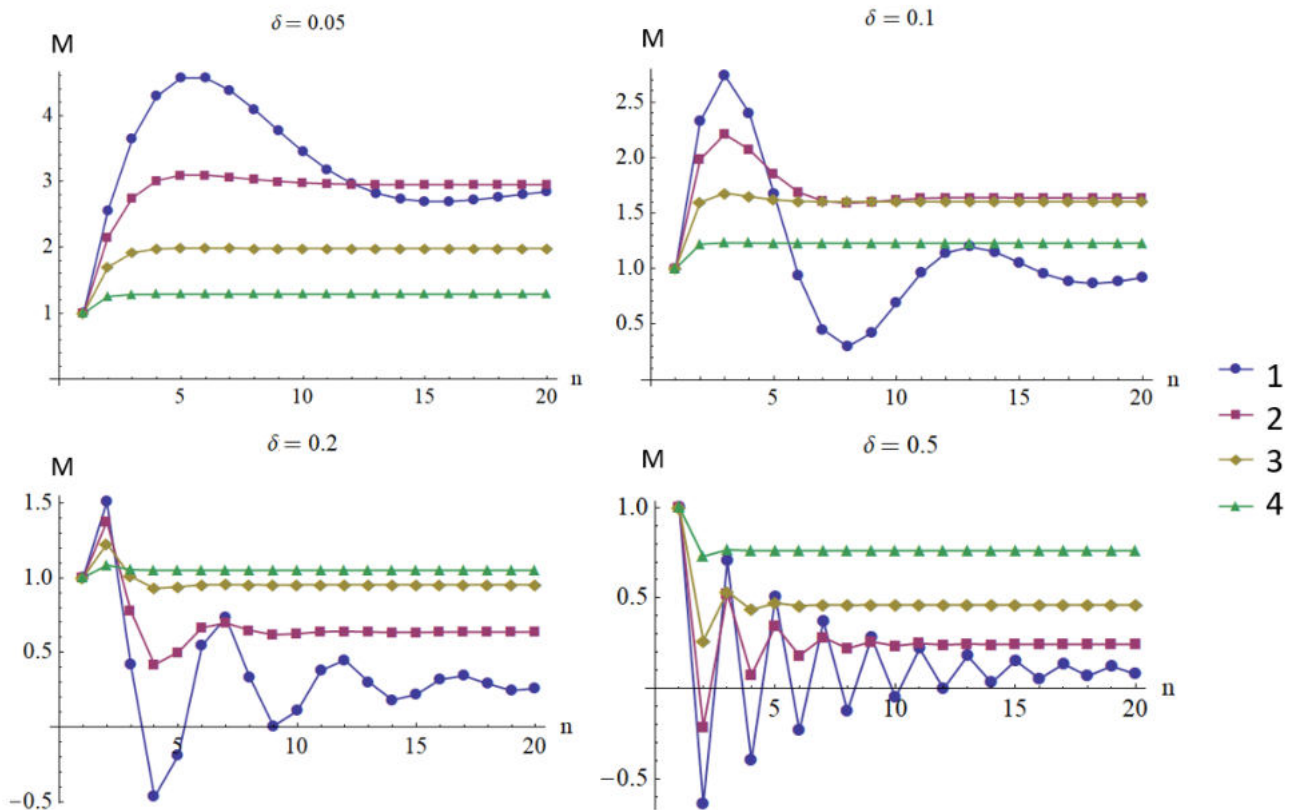


Рисунок 1.6 — Зависимость коэффициента возбуждения от номера сгустка последовательности при различных значениях декремента: 1) $\Delta T/T_c = 0,2$, 2) $\Delta T/T_c = 0,5$, 3) $\Delta T/T_c = 1$, 4) $\Delta T/T_c = 2$

Как видно из графиков на рисунке 1.6, коэффициент возбуждения чувствителен к изменению частоты, причем наибольшее его снижение видно при слабом затухании, то есть при меньших значениях $\Delta T/T_c$. Если расстройка максимальна, то есть $\delta = 0,5$, то в режиме «насыщения» коэффициент возбуждения всегда меньше 1 при всех значениях декремента, а значит сгустки начиная со второго будут взаимодействовать слабее первого сгустка в последовательности. Для наиболее эффективного взаимодействия сгустков с резонаторами с получением $M \gg 1$, необходимо минимизировать величину расстройки, то есть иметь $\delta \ll 1$.

1.3 Подбор параметров структуры

Как следует из разделов 1.1 и 1.2, на взаимодействие возбуждающего пучка с резонаторами структуры оказывают влияние как параметры пучка, так и параметры структуры, что отражено в выражениях (1.22) и (1.23). Так, амплитуда наведенного поля пропорциональна заряду возбуждающего пучка, в то время как величина энергии, оставляемой пучком в резонаторе, пропорциональна квадрату его заряда. Геометрические параметры резонаторов входят в коэффициент потерь:

$$k_g = \frac{2\pi L T^2 f^2}{\varepsilon_0 c^2 \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})} \exp(-2\pi^2 f^2 \sigma_t^2). \quad (1.39)$$

При подборе геометрических размеров отдельных резонаторов следует руководствоваться выражением (1.39), а также учитывать ряд других факторов:

- При больших значениях рабочей частоты возможно получение больших значений амплитуды наведенного поля, при условии возможности вариации длительности возбуждающего пучка (рисунок 1.1). Однако это также соответствует меньшим поперечным размерам резонаторов (радиус и центральная апертура). С уменьшением этих размеров ухудшается относительная точность при имеющейся технологии производства, а также существует нижний предел по размерам, меньше которых производство резонаторов затруднительно в целом. По этой причине выбор внутренних поперечных размеров резонаторов структуры, определяющих рабочую частоту, является компромиссом между

желанием работать с более высокими частотами и возможностью изготовить такие резонаторы.

- Соотношение длины отдельного резонатора к периоду структуры влияет на потерю энергии частицами возбуждающего сгустка, как показано в разделе 1.1.
- Длина промежутков между резонаторами и их центральная апертура влияют на связь смежных резонаторов по электромагнитному полю. Чтобы минимизировать эту связь и, как следствие, минимизировать проникновение поле из одного резонатора в другой, длина межрезонаторного промежутка должна быть выбрана достаточно большой, а центральная апертура — достаточно малой. В таком случае резонаторы могут считаться независимыми, а расчет их возбуждения позволяет не учитывать их связь.
- Величина центральной апертуры также влияет на собственную частоту резонаторов, которая увеличивается по сравнению со случаем идеального цилиндрического резонатора.
- Внешние поперечные размеры резонаторов в совокупности с общей длиной структуры определяют ее жесткость, что важно при пайке, а также при проведении экспериментов со структурой на стенде. При недостаточно большом внешнем диаметре возможно искривление оси структуры при пайке, что может сделать проведение возбуждающего пучка через нее невозможным. Излишне большой внешний диаметр также недопустим: во-первых, структура вместе с фланцами должна поместиться в апертуру используемых магнитов, во-вторых, соосность ячеек проверяется по внешнему размеру, а при его увеличении соосность измеряется с меньшей точностью.

Продольные размеры отдельных резонаторов и межрезонаторных промежутков, а также общее число резонаторов определяют полную длину структуры. Длина всей структуры, как упомянуто выше, влияет на ее жесткость. При выбранном внешнем поперечном размере излишне длинная структура не обладает необходимой жесткостью. Поэтому внешние размеры индивидуальных резонаторов, а также влияющее на полную длину структуры количество ячеек должны быть подобраны соответствующим образом. Другой фактор, который необходимо учитывать при определении полной длины структуры — реализуемость экспериментов по ее возбуждению пучком. Поперечная расходимость

пучка при его малом размере накладывает ограничение на максимальный размер структуры, при котором этот малый размер может быть выдержан.

Так как значение рабочей частоты предварительно было принято равным 86 ГГц, то это определило соответствующий внутренний диаметр $2R = 2,7$ мм. Центральная апертура резонаторов была выбрана равной $2a = 0,8$ мм, динамика пучка при его проведении через такую апертуру показана далее в разделе 2.2.4. Выбор длины межрезонаторных промежутков g обусловлен двумя факторами: с одной стороны, меньшие значения g обеспечивают меньшую общую длину структуры, с другой — длина межрезонаторного промежутка должна быть достаточно большой, чтобы обеспечить независимость резонаторов по электромагнитному полю. Критерий для независимости смежных резонаторов определен следующим: при возбуждении моды E_{010} в одном из резонаторов амплитуда поля в центре смежного резонатора должна составлять не более 10% от амплитуды поля в возбужденном. Согласно этому критерию длина межрезонаторного промежутка была выбрана равной 1 мм, на рисунке 1.7 приведено соответствующее распределение продольного электрического поля в случае возбуждения одного резонатора. При этом собственные частоты резонаторов равны друг другу, расчетная добротность составляет 3300.

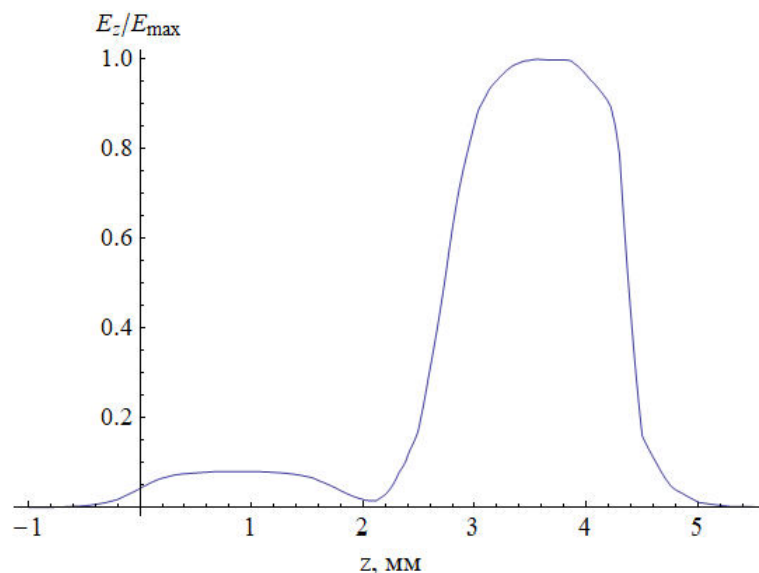


Рисунок 1.7 — Распределение нормированной амплитуды продольной компоненты электрического поля, возбужденного в одном из резонаторов, и проникающее поле в смежный резонатор

Схематичный вид отдельных резонаторов структуры с возбужденной модой E_{010} в одном из них приведен на рисунке 1.8.

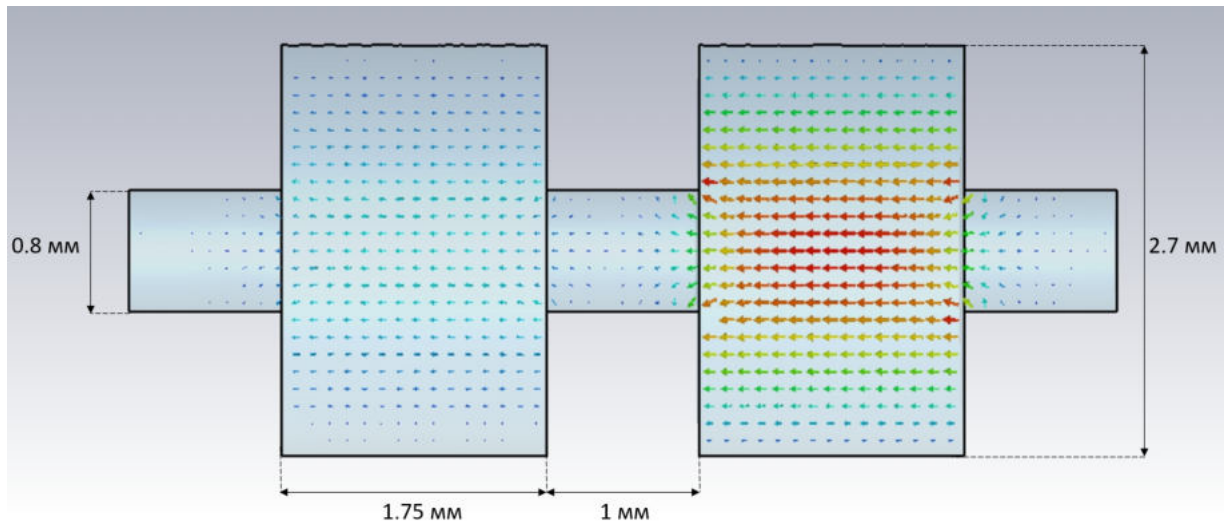


Рисунок 1.8 — Геометрические параметры структуры W-диапазона

Внешний диаметр резонаторов выбран равным 16 мм, что является максимальным размером для использования фланцев ДУ16, которые в свою очередь могут быть использованы с триплетом квадруполей, описанным в разделе 2.2.4. Число резонаторов в структуре выбрано равным 90. Выбранные параметры структуры резонаторов W-диапазона указаны в таблице 2.

Таблица 2 — Параметры структуры W-диапазона

Параметр	Значение
Длина резонатора L , мм	1,75
Длина межрезонаторного промежутка g , мм	1
Внутренний диаметр резонатора $2R$, мм	2,7
Центральная апертура $2a$, мм	0,8
Внешний радиус резонатора $2b$, мм	8
Число резонаторов в структуре N_c	90

1.4 Моделирование возбуждения структуры

Для определения вклада в возбуждение высших мод, в программном пакете CST Studio Suite [20] было проведено моделирование на определение

собственных электромагнитных мод резонаторов, результаты для частот до 200 ГГц приведены в таблице 3. Для каждой из этих мод на основе выражений (1.11) и (1.21) также были вычислены коэффициенты потерь, соответствующие случаям точечного и гауссова пучка. Как можно видеть, в случае точечного пучка наибольший вклад в возбуждение резонаторов вносят моды E_{010} , E_{012} и E_{020} . Однако в случае конечной длительности пучка $\sigma_t = 2$ пс вклад высших мод снижается на порядок.

Таблица 3 — Собственные электрические моды резонаторов структуры

№	Частота, ГГц	R/Q , Ом	Мода	k	k_g
1	85,9	484	E_{010}	$4,18 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{13}$
2	121,9	$1,4 \cdot 10^{-3}$	E_{011}	$1,8 \cdot 10^8$	$6,2 \cdot 10^7$
3	191,7	19	E_{012}	$3,7 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{11}$
4	198,2	551	E_{020}	$1,1 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{12}$

Как можно видеть, в случае точечного пучка помимо основной моды значительный вклад в возбуждение резонаторов будут вносить также моды E_{012} и E_{020} . При выбранной геометрии коэффициент потерь на моде E_{020} превосходит его значение на моде E_{010} более, чем в 2 раза (таблица 3, рисунок 1.9). Однако для конечной среднеквадратичной длительности пучка, в данном случае $\sigma_t = 2$ пс, вклад высших мод снижается на порядок. Так, с учетом длительности пучка значение коэффициента потерь на моде E_{010} превосходит его значение на моде E_{020} примерно в 2 раза (таблица 3, рисунок 1.9).

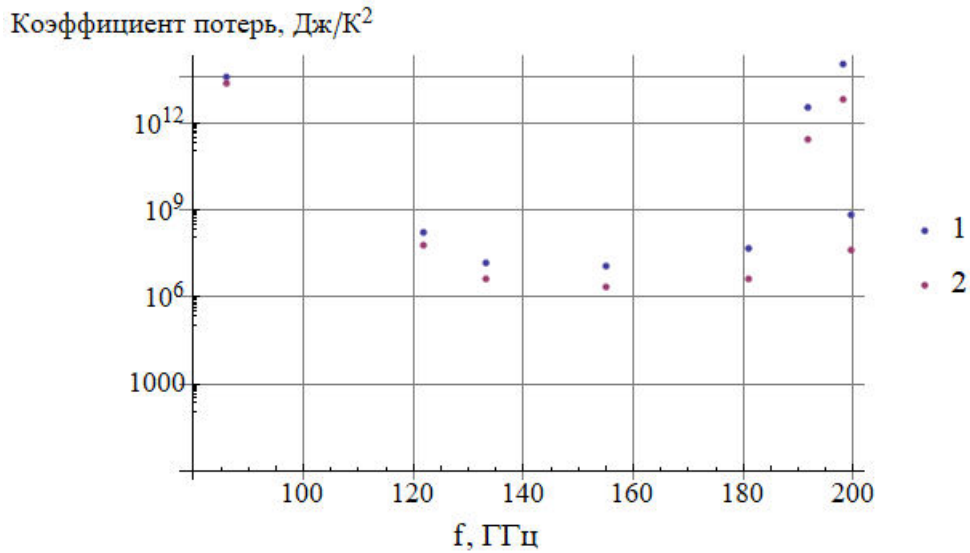


Рисунок 1.9 — Коэффициент потерь для различных частот спектра собственных мод резонатора: 1) $\sigma_t = 0$ пс, 2) $\sigma_t = 2$ пс

Моделирование возбуждения структуры пучком проводилось также в среде CST Studio Suite. Используемые параметры возбуждающего электронного пучка приведены в таблице 4. Среднеквадратичная (RMS) длительность сгустка принята равной 2 пс; выбор других параметров, а именно, энергии и заряда сгустка, является в достаточной степени произвольным. Энергия выбрана такой, чтобы пучок оставался релятивистским в течение всего его прохождения через структуру, относительные изменения в энергетическом спектре в данном случае не зависят от начальной энергии. При этом в текущем моделировании отсутствуют силы пространственного заряда для обеспечения полного токопрохождения пучка. В случае другого заряда сгустка, параметры взаимодействия пучка с резонаторами могут быть пересчитаны в соответствии с выражениями в разделе 1.1.

Таблица 4 — Параметры возбуждающего пучка

Параметр	Значение
Энергия, МэВ	50
Заряд, нКл	1
RMS длительность, пс	2

Возбужденное электрическое поле регистрировалось в середине первого резонатора структуры. Зависимость продольной компоненты электрического поля от времени изображена на рисунке 1.10.

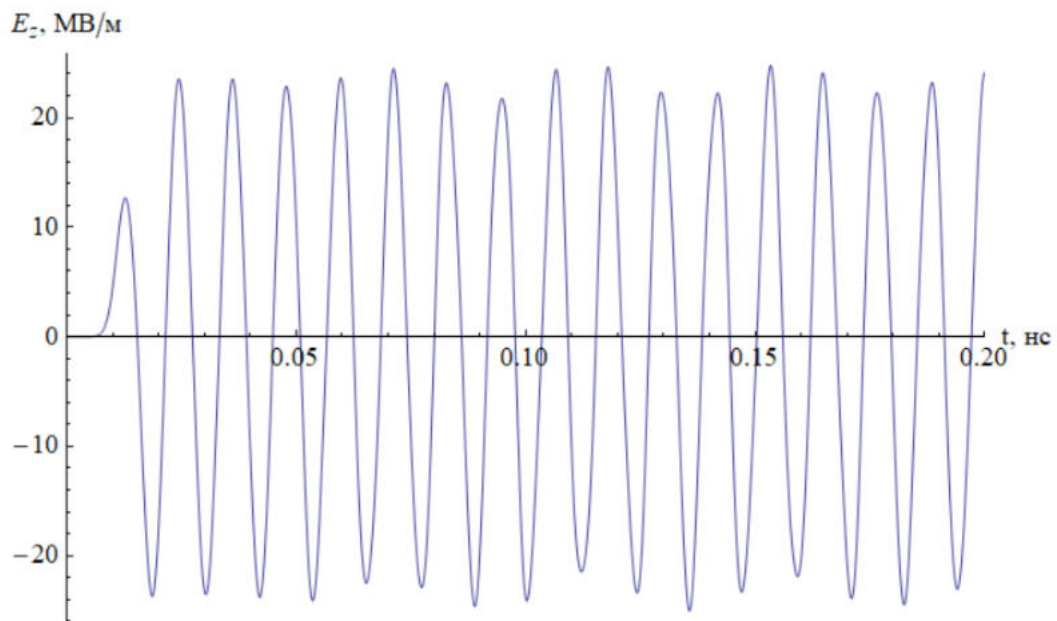


Рисунок 1.10 — Продольная компонента электрического поля, возбужденного в середине первого резонатора структуры

По аналитическим расчетам (раздел 1.1), наведенное поле на моде E_{010} должно составлять около 17 МВ/м, в то время как амплитуда поля в центре резонатора на рисунке 1.10 составляет около 22 МВ/м. Это отличие объясняется возбуждением моды E_{020} , но с меньшей амплитудой продольного поля. Фурье-спектр продольной компоненты электрического поля в первом резонаторе приведен на рисунке 1.11. Вид спектра подтверждает данные, приведенные в таблице 3: наибольшее возбуждение резонаторов происходит на моде E_{010} , в то время как амплитуда возбуждения на моде E_{020} меньше примерно в 2 раза. Другие моды возбуждаются с амплитудой, меньшей на несколько порядков.

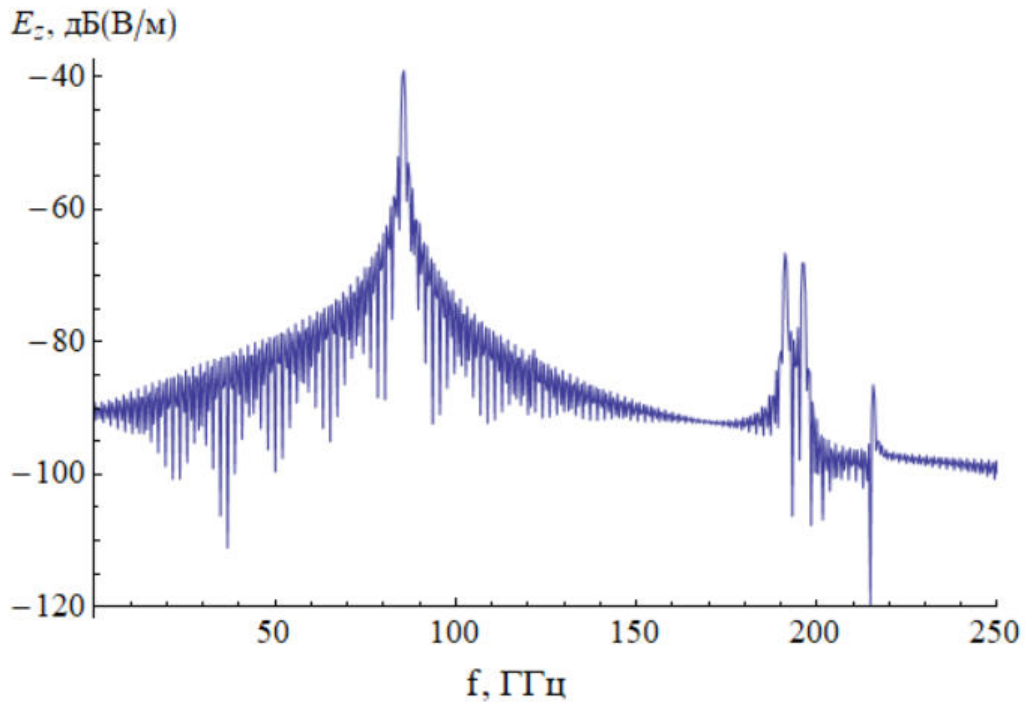


Рисунок 1.11 — Спектр продольной компоненты электрического поля, возбужденного в первом резонаторе структуре.

Таким образом, при длительности электронного сгустка $\sigma_t = 2$ пс в структуре с выбранной геометрией и рабочей частотой около 86 ГГц преимущественно возбуждается мода E_{010} .

1.5 Выводы к Главе 1

В структуре W-диапазона состоящей из независимых резонаторов, как известно, возможно возбуждение электромагнитных волн пучком заряженных частиц; в том числе, при определенном соотношении параметров структуры и пучка, возможно возбуждение преимущественно моды E_{010} , подходящей для дальнейшего ускорения в возбужденной структуре последующего электронного пучка. В этом случае подавление высших мод в резонаторах структуры при их взаимодействии с пучком достигается за счет корректного выбора длительности пучка.

С помощью последовательности сгустков заряженных частиц в резонаторах структуры возможно увеличение амплитуды наведенного поля по сравнению с режимом их возбуждения одиночным сгустком. Однако в этом

случае необходимо подобрать подходящее соотношение частоты следования сгустков и характерного времени затухания поля в резонаторах. Также для эффективного взаимодействия последовательности сгустков с каждым из резонаторов, необходимо обеспечить минимизацию расстройки его собственной частоты относительно кратной частоты следования сгустков. В частности, последнее условие должно учитываться при определении допустимых ошибок в изготовлении отдельных резонаторов.

Выбранная геометрия структуры обеспечивает малую связь между резонаторами, что упрощает анализ возбуждения и позволяет проводить его индивидуально для каждого резонатора.

Точечный пучок, длительность которого много меньше одной пикосекунды, значительно возбуждает высшие моды, что отражается на спектрах амплитуды поля в резонаторах после их взаимодействия с пучком. При выборе среднеквадратичной длительности пучка около 2 пс преимущественно возбуждается мода E_{010} , что также видно по спектру возбужденного поля. Именно такой режим возбуждения структуры W-диапазона является наиболее предпочтительным для дальнейшего ускорения в ней вторичных электронных пучков.

Стоит отметить, что возбуждение структуры ультракороткими пучками заряженных частиц также представляет интерес, а именно, с точки зрения возбуждения максимально возможных градиентов поля в структуре. В таком режиме взаимодействия пучка со структурой не происходит уменьшения амплитуды наведенного поля, что имеет место при ненулевой длительности пучка. За счет этого возможно достижение максимально возможных значений амплитуды поля при имеющихся параметрах структуры и пучка. Именно в таком режиме работы могут быть проведены дальнейшие исследования структур миллиметрового диапазона длин волн, в том числе для изучения процессов пробоя в этих структурах.

Глава 2. Анализ возможности получения электронного пучка для будущих экспериментов в ИЯФ СО РАН по возбуждению структуры W-диапазона

Как показано в Главе 1, для наиболее эффективного возбуждения электромагнитных волн в резонаторах структуры W-диапазона имеется ряд требований к параметрам возбуждающего пучка заряженных частиц:

- Пучок должен быть достаточно коротким, а именно, иметь среднеквадратичную длительность порядка несколько пикосекунд. В случае большего значения этого параметра взаимодействие пучка с резонаторами структуры менее эффективно ввиду сильной зависимости параметров возбуждения от длительности пучка (см. раздел 1.1).
- Наибольший интерес представляют пучки с большим значением заряда (0,1 нКл и более), так как амплитуда наведенного электрического поля прямо пропорциональна этому параметру.
- Помимо рассмотренного выше влияния заряда и длительности возбуждающего пучка, необходимо обеспечить достаточно малый его эмиттанс, так как этот параметр вносит вклад в поперечную динамику возбуждающего пучка при его движении через малую центральную апертуру структуры W-диапазона, что будет показано далее.

В ИЯФ СО РАН имеются две установки на основе линейных резонансных ускорителей с электронными пучками высокой энергии: Новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ, [33]) и Инжекционный комплекс ВЭПП-5 [34]. Лазер на свободных электронах (рисунок 2.1) включает в себя ВЧ пушку с рабочей частотой 180,4 МГц, которая является источником электронных пучков с частотой следования до 22,5 МГц и длительностью 1 нс. Из пушки пучок инжектируется в группирующий и ускоряющие резонаторы с рабочей частотой 180,4 МГц, после чего с использованием магнитной системы работа установки осуществляется в трех режимах («очередях») с энергией электронного пучка до 42 МэВ. Длительность пучка на НЛСЭ составляет от 10 пс до 100 пс для разных очередей [35].

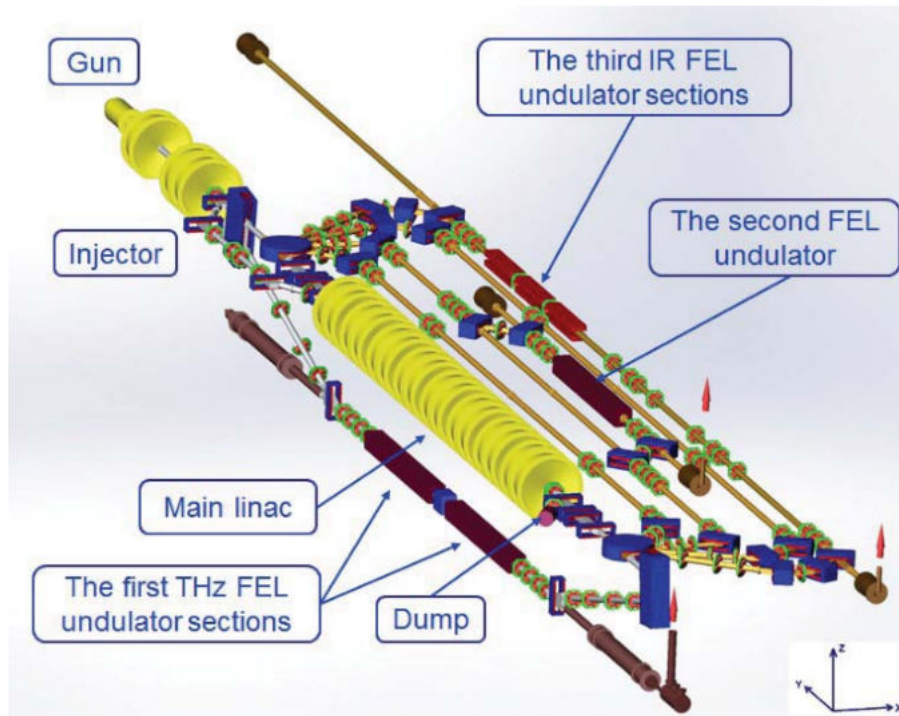


Рисунок 2.1 — Новосибирский лазер на свободных электронах

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 [36] включает в себя линейный ускоритель с энергией электронного и позитронного пучков более 400 МэВ (рисунок 2.2). Источником электронов является пушка на основе термокатода с длительностью импульса около 8 нс. После пушки пучок инжектируется в канал группировки, который включает в себя набор тонких соленоидов и группирователь на стоячей волне с рабочей частотой 2856 МГц [37]. Далее пучок проходит через ускоряющие секции на основе диафрагмированного волновода с рабочей частотой 2856 МГц [38], весь ускоритель включает в себя 14 ускоряющих секций. Для фокусировки релятивистского пучка используются квадрупольные линзы пучка на всей длине ускорителя, начиная со второй ускоряющей секции. После пятой ускоряющей секции электронный пучок поворачивает на 180° в дипольных магнитах. Работа ускорителя возможна в двух режимах: с получением электронного и позитронного пучков на выходе линака. В режиме ускорения позитронов электронный пучок после поворота взаимодействует с позитронной мишенью, после чего позитроны фокусируются в соленоиде и ускоряются в последующих секциях.

После второй ускоряющей секции на линейном ускорителе электронов расположен магнитный спектрометр, при включении которого пучок с энергией около 70 МэВ поворачивается на 180° и может быть выведен через вакуумное окно для проведения дальнейших экспериментов с ним. Стоит отметить, что после

второй ускоряющей структуры продольный профиль пучка уже сформирован, и среднеквадратичная длина отдельных сгустков составляет около 10 мм, что соответствует длительности около 30 пс. Такое значение среднеквадратичной длительности пучка может быть объяснено его недостаточной продольной группировкой перед влетом в регулярную ускоряющую секцию [22].

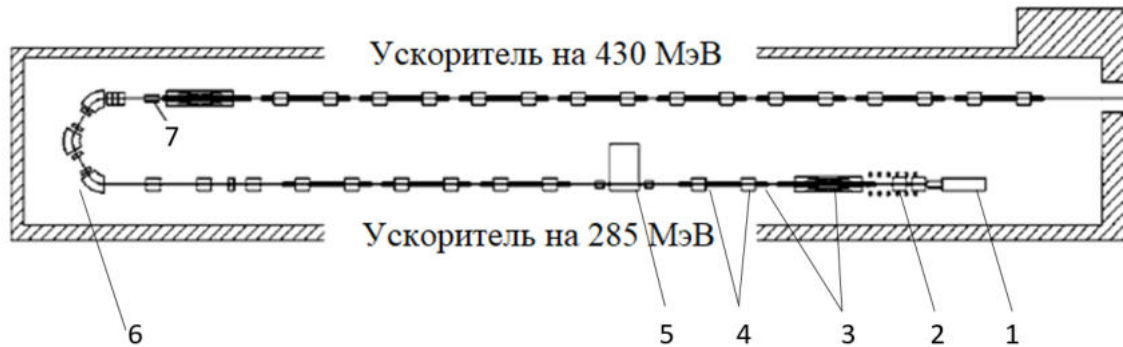


Рисунок 2.2 — Линейный ускоритель Инжекционного комплекса ВЭПП-5: 1) электронная пушка, 2) канал с тонкими соленоидами и группирователем, 3) ускоряющие секции, 4) квадрупольные линзы, 5) магнитный спектрометр, 6) дипольные поворотные магниты, 7) позитронная мишень

При использовании электронного пучка в тестировании структуры резонаторов W -диапазона на ЛСЭ или ВЭПП-5 возбуждение было бы малоэффективным: с учетом заряда электронных сгустков на этих установках амплитуда наведенного поля в резонаторах W -диапазона составила бы менее 1 кВ/м. Поэтому для анализа возможности проведения экспериментов со структурами W -диапазона были рассмотрены варианты других ускорительных установок в ИЯФ СО РАН, в том числе находящихся на этапе проектирования.

2.1 Стенд инжектора СКИФ

С 2020 г. в ИЯФ СО РАН ведется проектирование стенда линейного ускорителя электронов Сибирского кольцевого источника фотонов (СКИФ, [23; 28]). Его работа предполагается в двух режимах: с одиночным пучком с зарядом 1 нКл, а также с последовательностью эквидистантных сгустков с зарядом

0,3 нКл, а одним из требований на параметры пучка является его малый энергетический разброс (менее 0,5%). Ускоритель включает в себя ускоряющие структуры на основе диафрагмированного волновода S-диапазона [38], поэтому для обеспечения малого энергетического разброса на выходе необходимо обеспечить малую длительность пучка на входе в первую секцию. В связи с этим в процессе разработки такого стенда линейного ускорителя была, в том числе, рассмотрена возможность проведения на нем экспериментов по возбуждению структуры W-диапазона.

2.1.1 Источник электронов

Источником электронов в линейном ускорителе является ВЧ пушка с частотой 178,5 МГц, управляемая катодно-сеточным узлом. Предполагается использовать диспенсерный или оксидный катод, близкий по параметрам к катоду генераторной лампы ГС-34. Имеющаяся система позволяет не только получать необходимый заряд, но и управлять им, запирая эмиссию электронов напряжением в зазоре катод-сетка с помощью отдельного модулятора. Конфигурация резонатора пушки и характерное распределение электрического поля на оси показаны на рисунке 2.3.

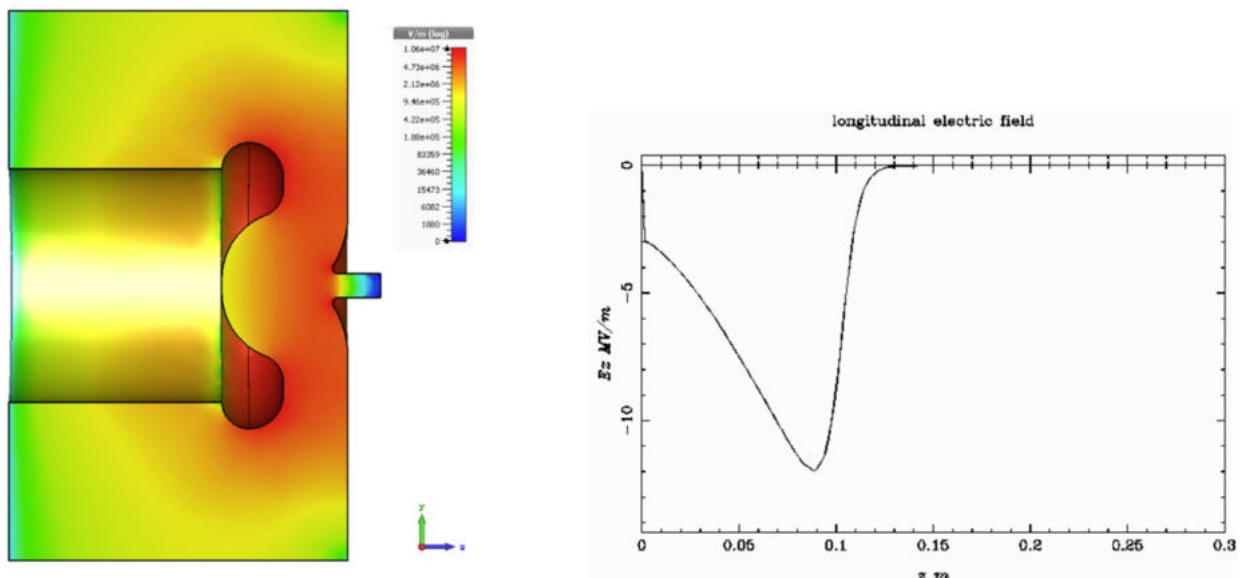


Рисунок 2.3 — Электрическое поле в резонаторе пушки: слева — конфигурация резонатора, справа — распределение ускоряющего поля на оси пушки

Основные расчетные электродинамические параметры резонатора ВЧ пушки приведены в таблице 5.

Таблица 5 — Параметры резонатора ВЧ пушки

Параметр	
Резонансная частота, МГц	178,5
Максимальное поле на оси, МВ/м	13
Коэффициент перенапряженности	1,8
Добротность	10300
Импульсная мощность, кВт	500

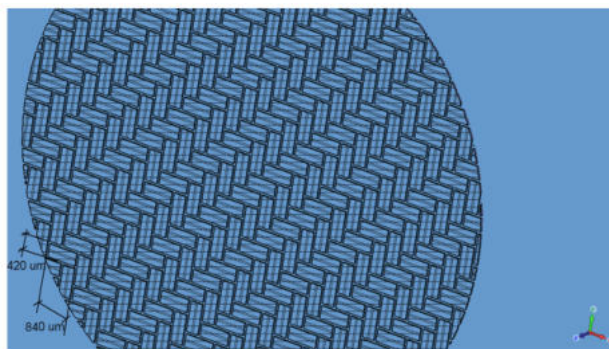
Параметры катода ВЧ пушки (рисунок 2.4, слева) приведены в таблице 6. Моделирование зазора катод-сетка проводилось с реальной паркетной сеткой, показанной на рисунке 2.4 (справа). Коэффициент прозрачности такой сетки составляет 75%.

Таблица 6 — Параметры катодно-сеточного узла ВЧ пушки

Параметр	
Мощность, рассеиваемая сеткой, Вт	3
Напряжение накала, В	12–13,2
Напряжение смещения, В	-150–0
Максимальный импульсный ток катода	11
Импульсный ток сетки, А	4
Длительность импульса, мкс	10
Коэффициент проникновения электрического поля	26%



а)



б)

Рисунок 2.4 — Катодно-сеточный узел триода ГС-34: а) внешний вид, б) расчетная модель узла с паркетной сеткой

Полученная проницаемость для переменного электрического поля ВЧ пушки на частоте 178,5 МГц составляет около 26%. С учетом этого для напряжения смещения до 25 В и управляющего напряжения модулятора до -150 В было проведено моделирование динамики пучка с помощью кода ASTRA [21]. Результаты моделирования приведены на рисунке 2.5, где показаны зависимости параметров извлекаемого пучка от фазы инжекции и амплитуды ускоряющего поля. Средняя энергия пучка на выходе пушки при рабочих значениях полей лежит в диапазоне 0,6–0,8 МэВ. При значениях фазы инжекции в диапазоне $40\text{--}50^\circ$ достигается значение извлекаемого заряда пучка около 1 нКл при амплитуде ускоряющего поля 13 МВ/м. При увеличении фазы инжекции возрастает не только заряд извлекаемого пучка, но и его продольный размер, что сказывается на степени группировки пучка и результирующем энергетическом разбросе. Увеличение заряда при фиксированной фазе достигается путем увеличения амплитуды ускоряющего поля (рисунок 2.5, г). Коэффициент перенапряженности 1,8 допускает увеличение амплитуды поля до 15 МВ/м с точки зрения возникновения ВЧ пробоев. Для заряда пучка 0,3 нКл, характерного для основного режима инжектора, никаких ограничений при моделировании не обнаружено.

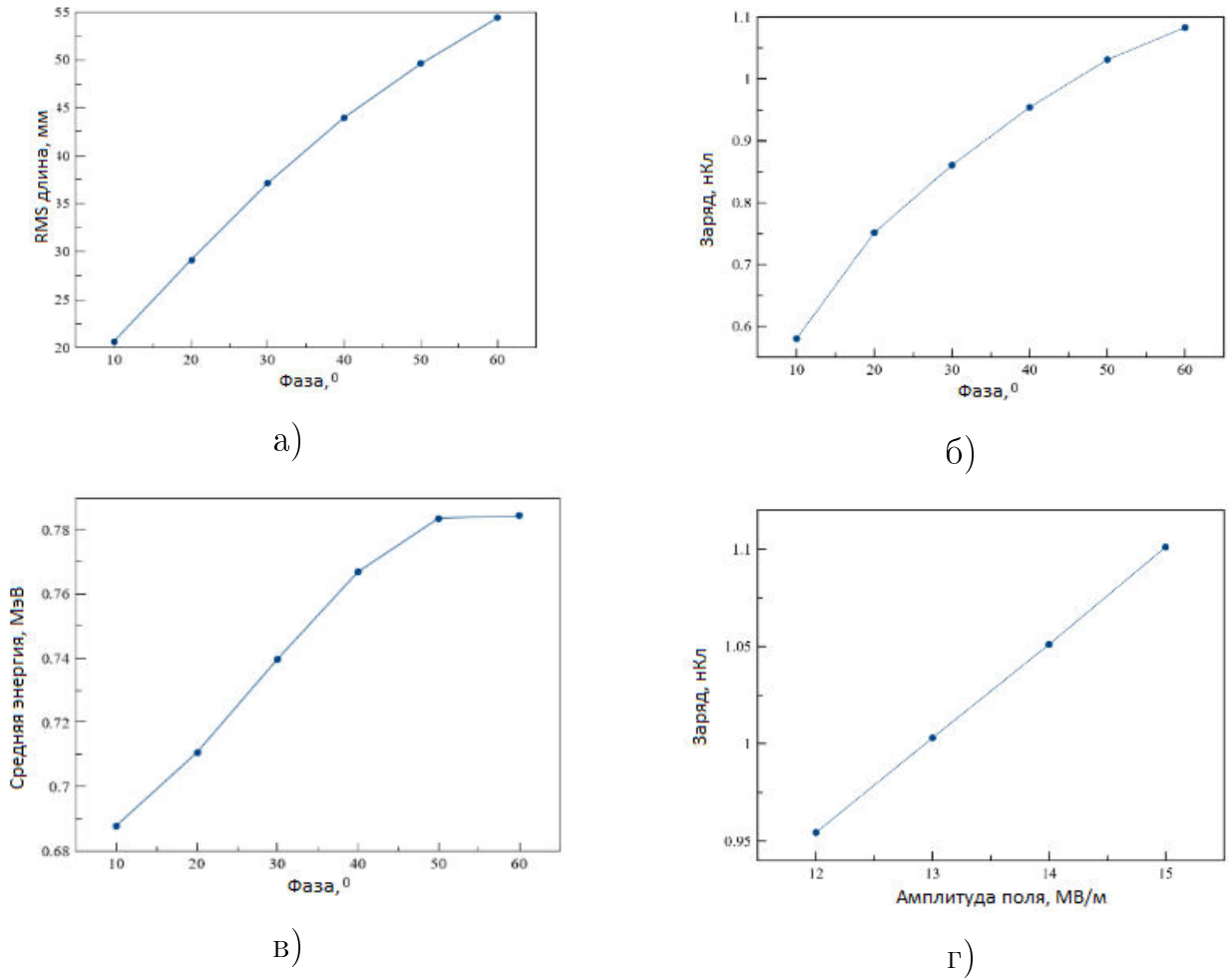


Рисунок 2.5 — Расчетные характеристики электронного сгустка на выходе ВЧ пушки: фазовая зависимость при фиксированной амплитуде электрического поля 13 МВ/м а) среднеквадратичной длины, б) извлекаемого заряда, в) средней энергии; г) зависимость извлекаемого заряда от амплитуды электрического поля при фиксированной фазе 40°

На рисунках 2.6 и 2.7 показаны поперечные фазовые портреты пучков на выходе пушки в двух режимах ее работы — при извлекаемых зарядах 0,3 нКл и 1 нКл, соответственно.

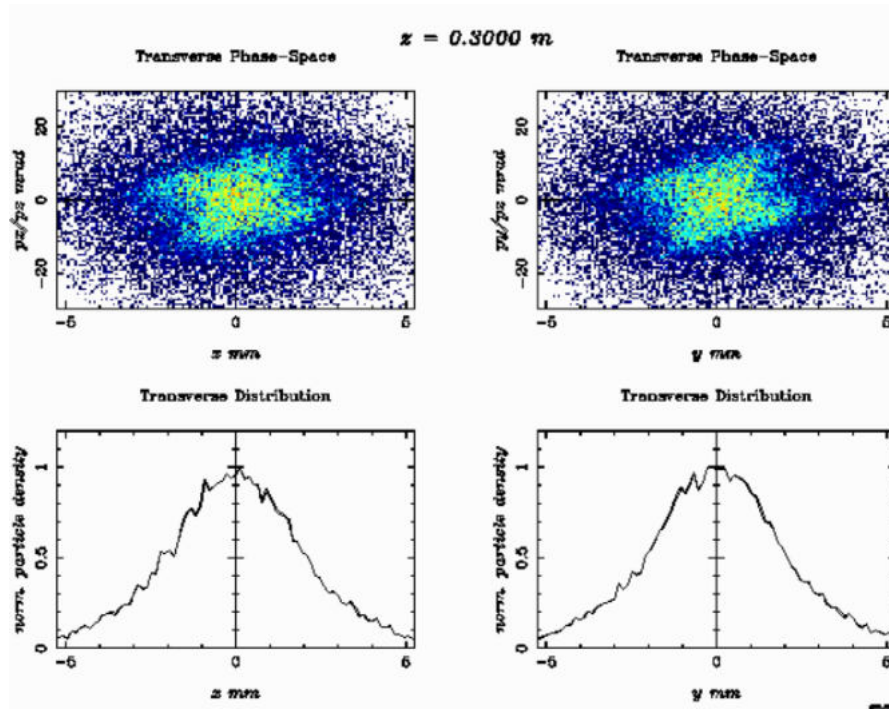


Рисунок 2.6 — Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе пушки

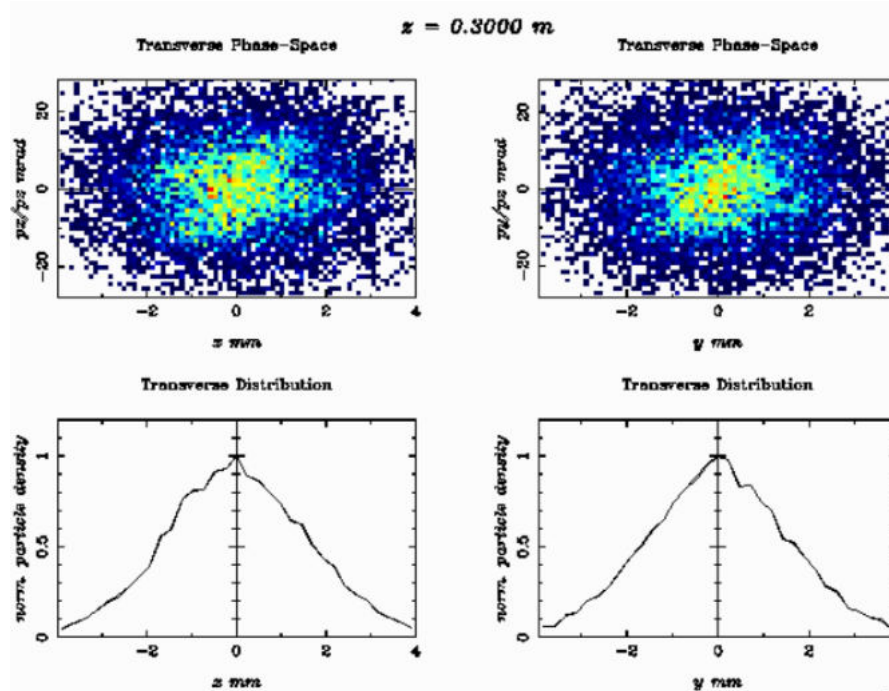


Рисунок 2.7 — Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 1 нКл на выходе пушки

2.1.2 Канал группировки и предускорения

Схема системы группировки пучка представлена на рисунке 2.8. Пучок из ВЧ пушки эмитируется в группирующей фазе, для линейаризации группирующих сил дополнительно используется резонатор третьей гармоники (РГ) с рабочей частотой 535,5 МГц. Далее пучок формируется и набирает энергию 3 МэВ в предускорителе-группирователе (ПГ), после чего инжектируется в регулярную ускоряющую секцию (УС). В магнитную систему канала группировки входят фокусирующие соленоиды и дипольные корректоры траектории пучка. Параметры магнитной системы в канале канала группировки и предускорения приведены в таблице 7.

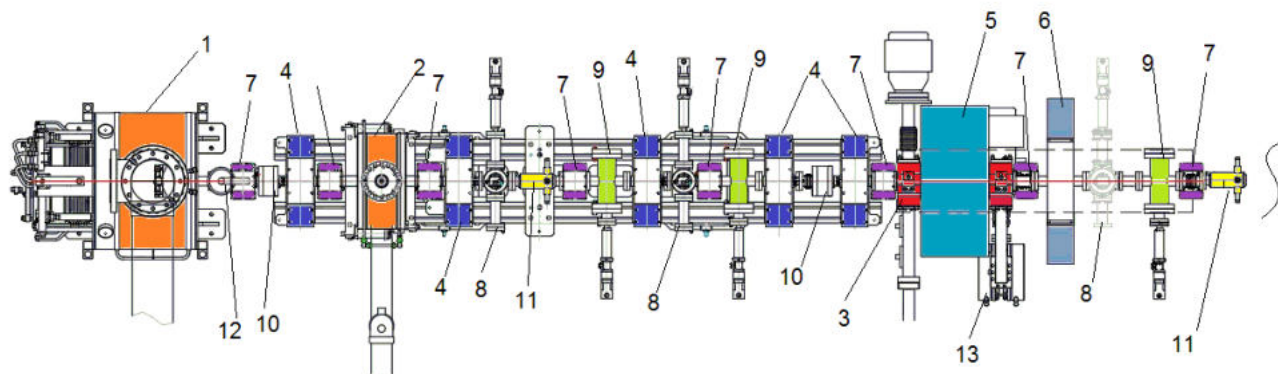


Рисунок 2.8 — Система группировки пучка: 1) ВЧ пушка с частотой 178,5 МГц, 2) группирующий резонатор с частотой 535,5 МГц, 3) предускоритель с частотой 2856 МГц, 4) соленоиды дрейфового промежутка, 5) соленоиды предускорителя, 6) согласующий соленоид, 7) корректоры траектории пучка, 8) люминофорные датчики, 9) черенковские датчики длительности пучка, 10) датчики тока пучка, 11) датчики положения пучка, 12) автоматический вакуумный шибер, 13) волноводная СВЧ-нагрузка

Таблица 7 — Параметры магнитной системы канала группировки

Магнит	Кол-во	Длина, мм	B_{max} , кГс
Соленоиды канала группировки	5	100	0,65
Соленоид ПГ	2	250	1
Согласующий соленоид между ПГ и УС	1	100	1,5
Корректоры	8	70	$0,021(B_x, B_y)$

Поперечное распределение частиц в пучке регистрируется при помощи люминофорных экранов с [24], для измерения продольных параметров профиля используются датчики на основе черенковского излучения, регистрируемого стрик-камерой. Измерение поперечных координат осуществляется при помощи полосковых датчиков — пикапов. Для измерения заряда частиц в сгустках предусмотрено использование быстрых датчиков тока (FCT – *англ.* fast current transformer [39]).

Предускоритель (рисунок 2.9) является частью регулярной ускоряющей структуры на основе диафрагмированного волновода с рабочей частотой 2856 МГц и видом колебания $2\pi/3$, его параметры приведены в таблице 8. Линейный ускоритель инжектора СКИФ будет состоять из пяти регулярных секций, в ИЯФ СО РАН такие структуры используются на Инжекционном комплексе ВЭПП-5 [36]. Предускоритель состоит из девяти регулярных ускоряющих ячеек и двух трансформаторов типа волны. Энергия пучка 0,7 МэВ на выходе ВЧ пушки позволяет использовать в предускорителе ячейки регулярной длины, то есть не уменьшать их размеры первых ячеек по сравнению с размерами последующих ячеек. Выбор оптимальной фазы инжекции в предускоритель и амплитуды электрического поля в нем [22] позволяет не только ускорить частицы до релятивистских значений энергии, но и добиться дополнительной продольной группировки пучка.

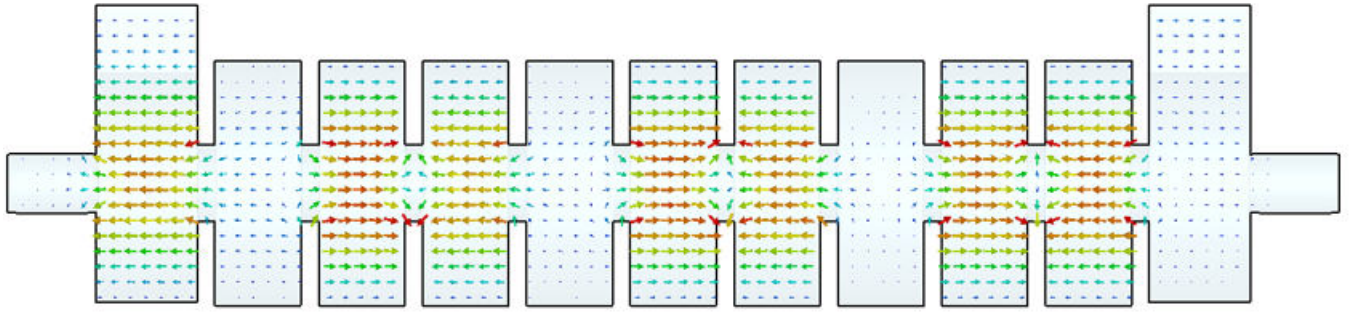


Рисунок 2.9 — Предускоритель-группирователь на основе диафрагмированного волновода

Таблица 8 — Параметры предускорителя-группирователя

Параметр	Значение
Рабочая частота, МГц	2856 МГц
Рабочий вид колебаний	$2\pi/3$
Собственная добротность	$1,3 \cdot 10^4$
Групповая скорость	0,021с
Шунтовое сопротивление, МОм/м	51
Коэффициент затухания по полю, 1/м	0,108
Период, мм	34,98
Внутренний диаметр резонатора, мм	83,8
Диаметр отверстия диафрагмы, мм	25,9
Толщина диафрагмы, мм	6
Коэффициент перенапряжения,	1,7
Время заполнения структуры, нс	56

Входная СВЧ мощность в данную структуру составляет около 10 МВт. Выражение для распределения амплитуды ускоряющего поля вдоль структуры на основе диафрагмированного волновода с постоянным импедансом имеет вид [31]

$$E(z,t) = E_0 (t - z/v_{gr}) e^{-\alpha z}, \quad (2.1)$$

где α — коэффициент затухания по полю, v_{gr} — групповая скорость. При постоянной входной мощности P_0 амплитуда поля на входе в структуру равна

$$E_0 = E(0, t) = \sqrt{2\alpha R_{sh} P_0}, \quad (2.2)$$

где R_{sh} — шунтовое сопротивление структуры. С учетом параметров предускорителя, а также выражений (2.1) и (2.2), максимальная энергия пучка на входе предускорителя оценивается как 3,6 МэВ.

2.1.3 Ускоряющая структура

Ускоряющая структура для линейного ускорителя СКИФ (рисунок 2.10) выполнена на основе диафрагмированного волновода и работает на виде колебаний $2\pi/3$ с частотой 2856 МГц [40]. Параметры структуры приведены в таблице 9.

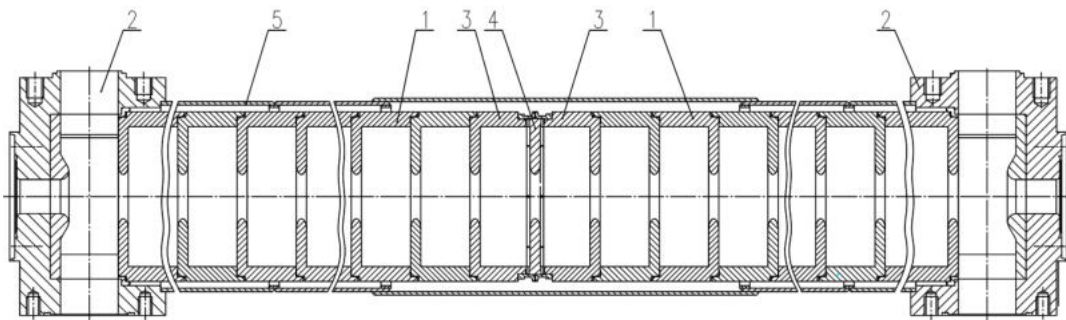


Рисунок 2.10 — Ускоряющая структура на основе диафрагмированного волновода: 1) регулярная ускоряющая ячейка, 2) трансформатор типа волны, 3) переходная (соединительная) ускоряющая ячейка, 4) соединительная диафрагма, 5) рубашка охлаждения

Таблица 9 — Параметры ускоряющей структуры стенда СКИФ

Параметр	Значение
Рабочая частота, МГц	2856 МГц
Рабочий вид колебаний	$2\pi/3$
Собственная добротность	$1,3 \cdot 10^4$
Период, мм	34,98
Внутренний диаметр резонатора, мм	83,8
Диаметр отверстия диафрагмы, мм	25,9
Толщина диафрагмы, мм	6
Длина, м	2,93
Фазовая скорость	c
Групповая скорость	0,021 c
Шунтовое сопротивление, МОм/м	51
Коэффициент затухания по полю, 1/м	0,108
Время заполнения структуры, мкс	0,456

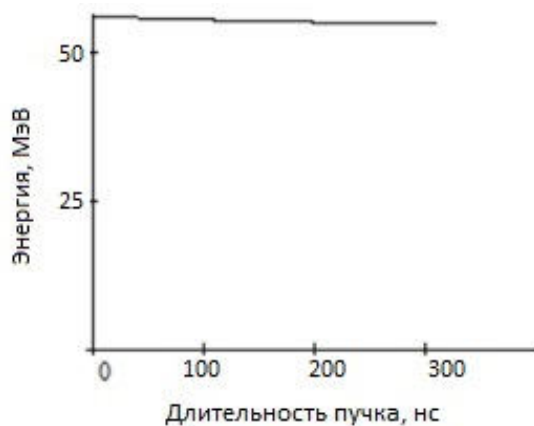
Источником СВЧ мощности для обеих ускоряющих структур — предускорителя и регулярной ускоряющей секции — является клистрон с импульсной мощностью 50 МВт. В предускоритель ответвляется мощность около 10 МВт, в регулярную секцию — 40 МВт, что соответствует максимальному набору энергии около 53 МэВ.

Программный код ASTRA не позволяет учитывать в моделировании динамики пучка его нагрузку поля ускоряющих секций, поэтому этот эффект необходимо оценивать аналитически. Полный потенциал, который набирают частицы пучка при ускорении в структуре на основе диафрагмированного волновода, при среднем токе пучка I_0 выражается как [41]

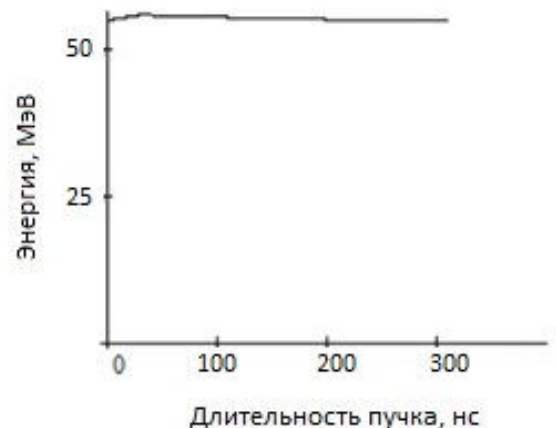
$$U(z) + U_b(z) = [E_0 + I_0 R_{sh}] \cdot \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha} - I_0 R_{sh} z, \quad (2.3)$$

где $U(z)$ — потенциал, набираемый пучком без учета нагрузки ускоряющего поля, $U_b(z)$ — вклад эффекта нагрузки поля током пучка в его потенциал.

С учетом модельных распределений частиц можно считать, что для последовательности сгустков электронов с зарядом $0,3$ нКл в каждом, частотой следования $178,5$ МГц и полной длительностью пучка 320 нс, средний ток составит $I_0 = 50$ мА. При вычислении потенциала (2.3) в конце ускоряющей структуры можно получить его зависимость от длительности пучка (рисунок 2.11, а)). Такая зависимость отражает эффект нагрузки ускоряющего поля током пучка: сгустки пучка, инжектируемые позже в полном импульсе, набирают меньшую энергию. При инжекции пучка в ускоряющие секции в момент их заполнения энергетический разброс между началом пучка и его концом составляет около $2,2\%$. Для частичной компенсации этого разброса можно инжектировать пучок в одну из секций на 30 нс раньше времени полного заполнения ускоряющей структуры, которое составляет 456 нс. В этом случае разброс между максимальной и минимальной энергиями в пучке можно сократить до 2% (рисунок 2.11, б)).



а)



б)

Рисунок 2.11 — Распределение набираемой энергии в зависимости от длительности пучка со средним током 50 мА: а) при инжекции в момент заполнения ускоряющей секции, б) при инжекции с задержкой 30 нс относительно момента заполнения ускоряющей секции

В случае увеличения заряда одиночного сгустка, нагрузка ускоряющего поля пучком растет пропорционально заряду. Так, при заряде сгустка 1 нКл разброс между максимальной и минимальной энергиями составит не менее $6,5\%$, что при настроенной на среднюю энергию пучка магнитной системе приведет к не оптимальному режиму работы всего линака. Таким образом, режим с ге-

нерацией последовательности сгустков с большими значениями заряда (более 0,3 нКл) в работе линейного ускорителя СКИФ не предусмотрен.

2.1.4 Диагностический канал со структурой W-диапазона

На рисунке 2.12 представлена схема диагностического канала стенда со структурой W-диапазона. На выходе регулярной ускоряющей структуры расположен вакуумный шибер. Поперечные координаты пучка измеряются при помощи пикапа, при необходимости ось пучка перед его проведением через структуру W-диапазона может быть скорректирована двумя двухкоординатными корректорами. Далее пучок фокусируется триплетом квадрупольных линз, что позволяет обеспечить круглый поперечный профиль пучка при его входе в структуру. Входной фланец структуры W-диапазона расположен внутри третьей квадрупольной линзы, причем конструкция гирдера магнитных элементов предусматривает вариацию положения квадрупольных линз вдоль оси пучка на 20 мм в каждую сторону. Поперечный профиль пучка после структуры регистрируется при помощи люминофорного экрана, после чего энергетический спектр пучка измеряется в магнитном спектрометре. На выходе спектрометра располагается цилиндр Фарадея для измерения общего заряда пучка.

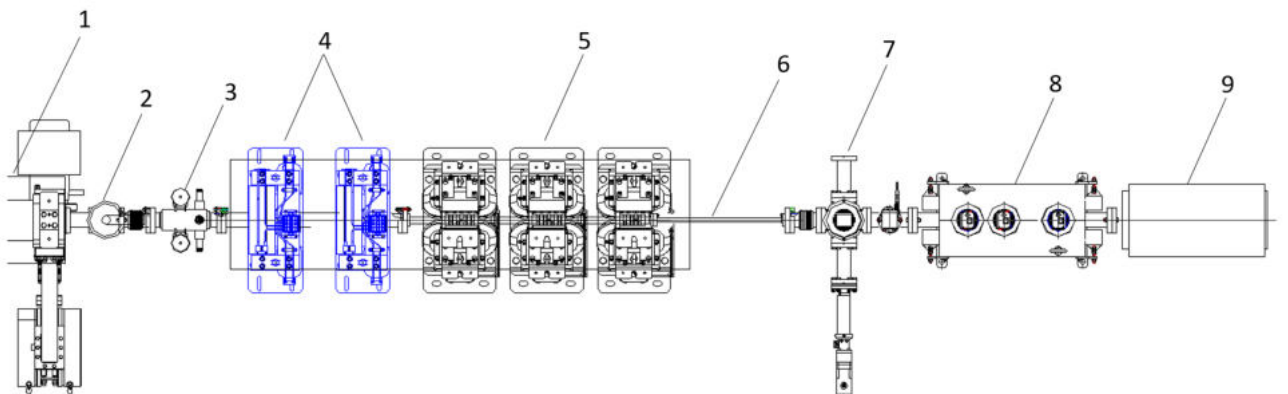


Рисунок 2.12 — Диагностический канал со структурой W-диапазона: 1) ускоряющая структура 2856 МГц, 2) вакуумный шибер, 3) пикап, 4) корректоры, 5) триплет квадрупольных линз, 6) структура W-диапазона, 7) люминофорный датчик, 8) спектрометр, 9) цилиндр Фарадея

Для регистрации энергетического спектра пучка на стенде предусмотрен дипольный спектрометр (рисунок 2.13), позволяющий измерять энергию

в диапазоне 0,6–200 МэВ с точностью не хуже 1% и энергетический разброс с точностью не хуже 2–3% [24].

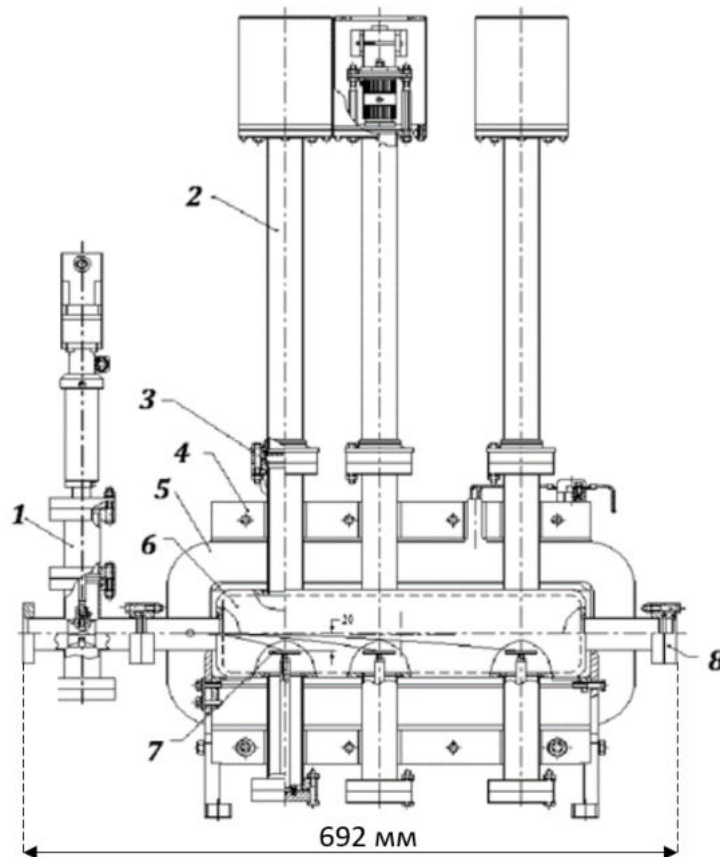


Рисунок 2.13 — Магнитный спектрометр линейного ускорителя СКИФ: 1) коллиматор, 2) сборка с цифровой камерой, 3) вакуумное окно, 4) ярмо магнита, 5) обмотки, 6) вакуумная камера, 7) люминофоры, 8) титановое выпускное окно

Движение пучка в спектрометре схематично показано на рисунке 2.14. Пучок отклоняется в магнитном поле и попадает на люминофорные пластины, после чего излучение с люминофорных экранов регистрируется при помощи цифровых камер, и на основе проведенных измерений может быть восстановлен энергетический спектр пучка.

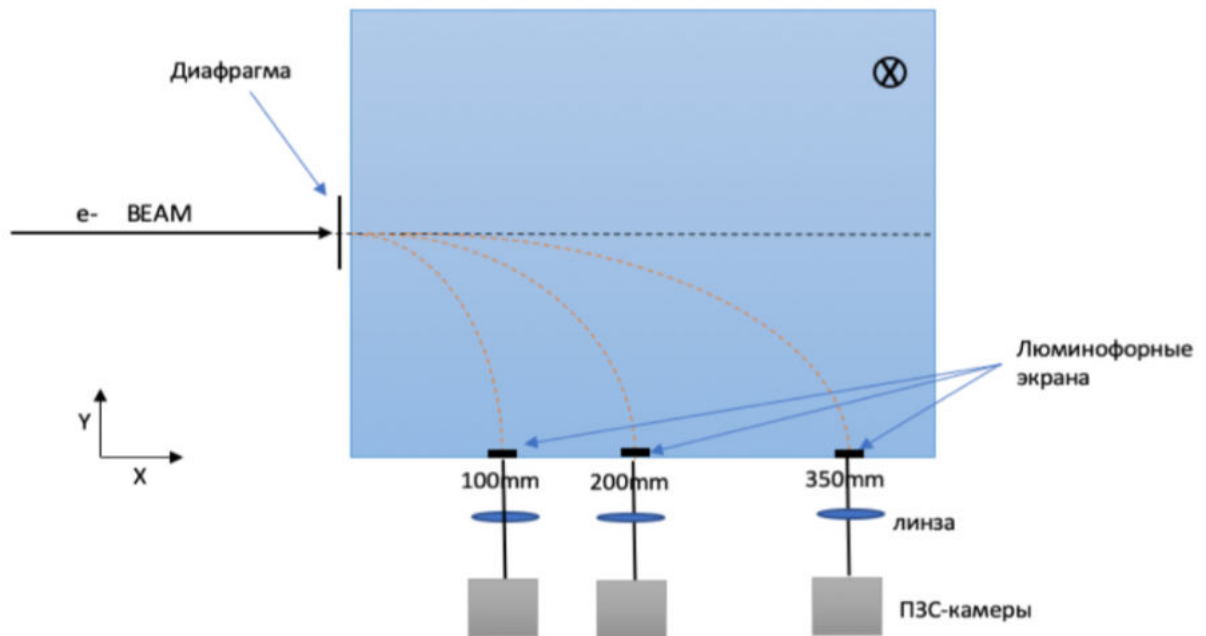


Рисунок 2.14 — Схема магнитного спектрометра для измерения энергии и энергетического разброса пучка

В таблице 10 представлены расчетные значения магнитного поля в спектрометре [24] для различных значений энергии электронного пучка, а также указан энергетический диапазон, соответствующий габаритам люминофорных экранов и их расстоянию L от места инъекции пучка в спектрометр. Величина dE/dx является дисперсией энергии в пределах каждого люминофорного экрана.

Таблица 10 — Расчетные параметры люминофорных экранов магнитного спектрометра

Люминофор	E_{min} , МэВ	E_{max} , МэВ	Поле, Гс	dE/dx , кэВ/см
$L=100$ мм, $E=0,6$ МэВ	0,45	0,966	90,45	0,64
$L=200$ мм, $E=6$ МэВ	4,913	6,51	102,1	63,88
$L=350$ мм, $E=50$ МэВ	46,41	53,801	298	295,64
$L=350$ мм, $E=200$ МэВ	185,64	215,24	1192	1182,56

2.2 Динамика пучка на стенде СКИФ

2.2.1 Моделирование динамики пучка на стенде СКИФ

Моделирование динамики пучка на всем стенде СКИФ осуществлено в программе ASTRA. Этот этап необходим как для проектирования установки, так и для оценки возможности проведения экспериментов по возбуждению структуры резонаторов W-диапазона. В ходе моделирования проводился подбор фаз электрических полей для наиболее эффективной продольной группировки, и, соответственно, минимизации энергетического разброса, для оптимизации поперечной динамики проводился подбор параметров магнитной системы.

Ниже приведены результаты моделирования для двух значений заряда пучка — 0,3 нКл и 1 нКл: показаны продольное фазовое пространство пучка (рисунки 2.15 и 2.16), поперечное фазовое пространство пучка (рисунки 2.17 и 2.18) и изменение основных параметров пучка по ходу его движения вдоль ускорительного тракта (рисунки 2.19 и 2.20).

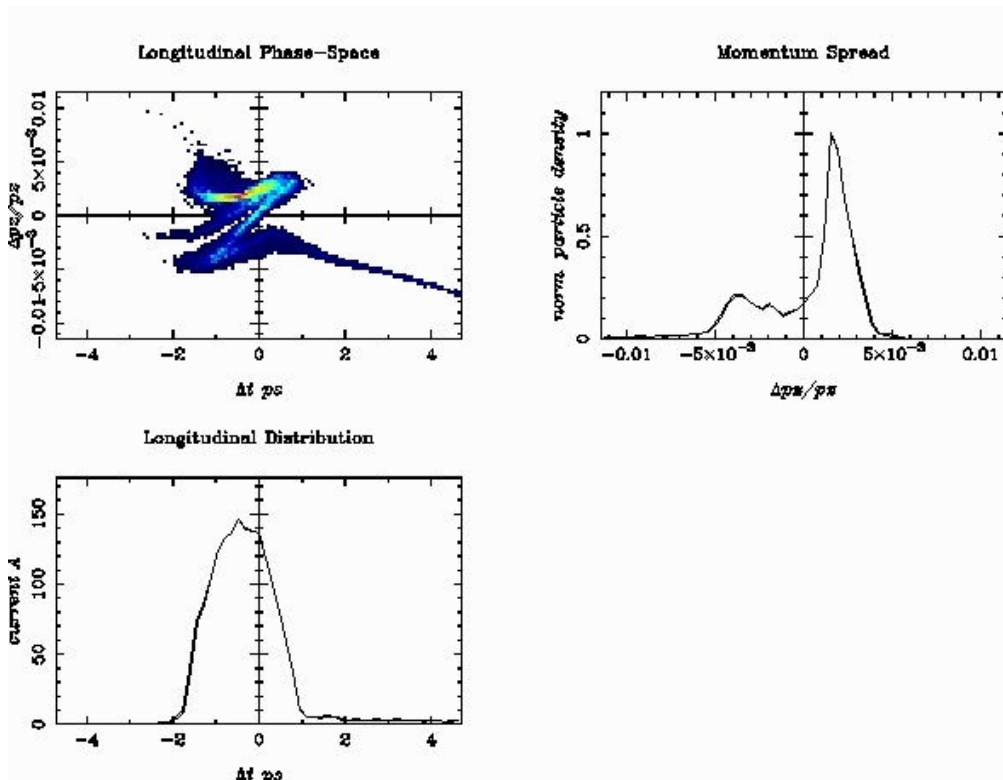


Рисунок 2.15 — Продольное фазовое пространство пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе ускоряющей секции

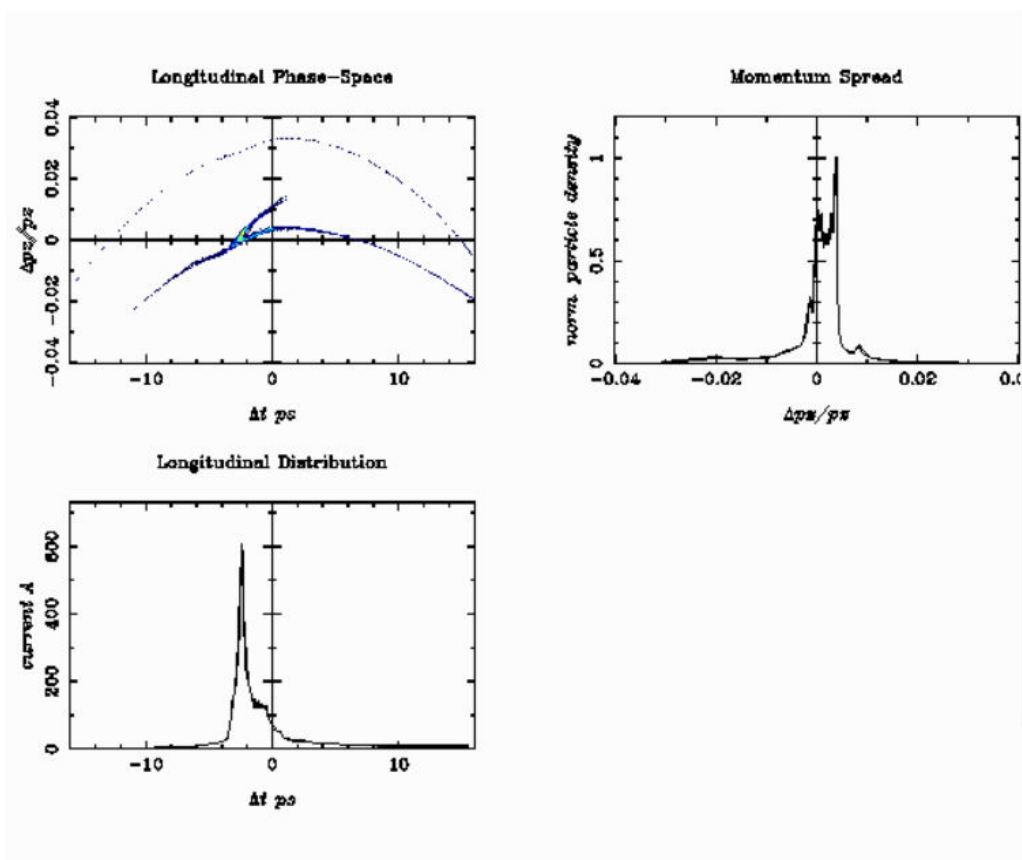


Рисунок 2.16 — Продольное фазовое пространство пучка с зарядом 1 нКл на выходе ускоряющей секции

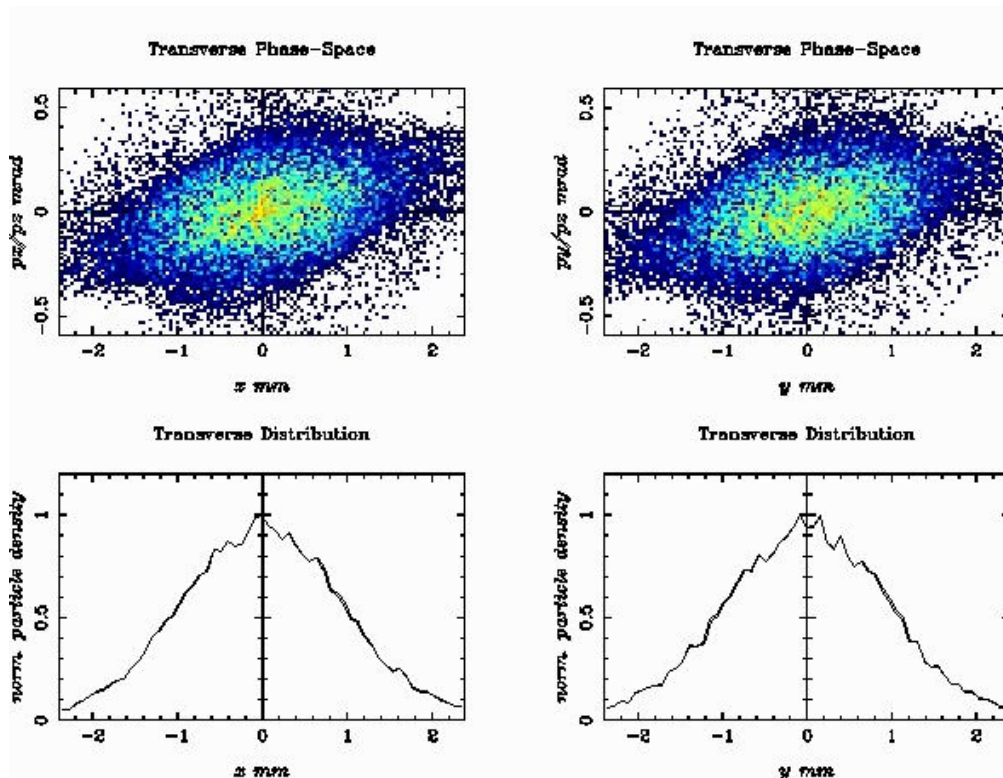


Рисунок 2.17 — Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе ускоряющей секции

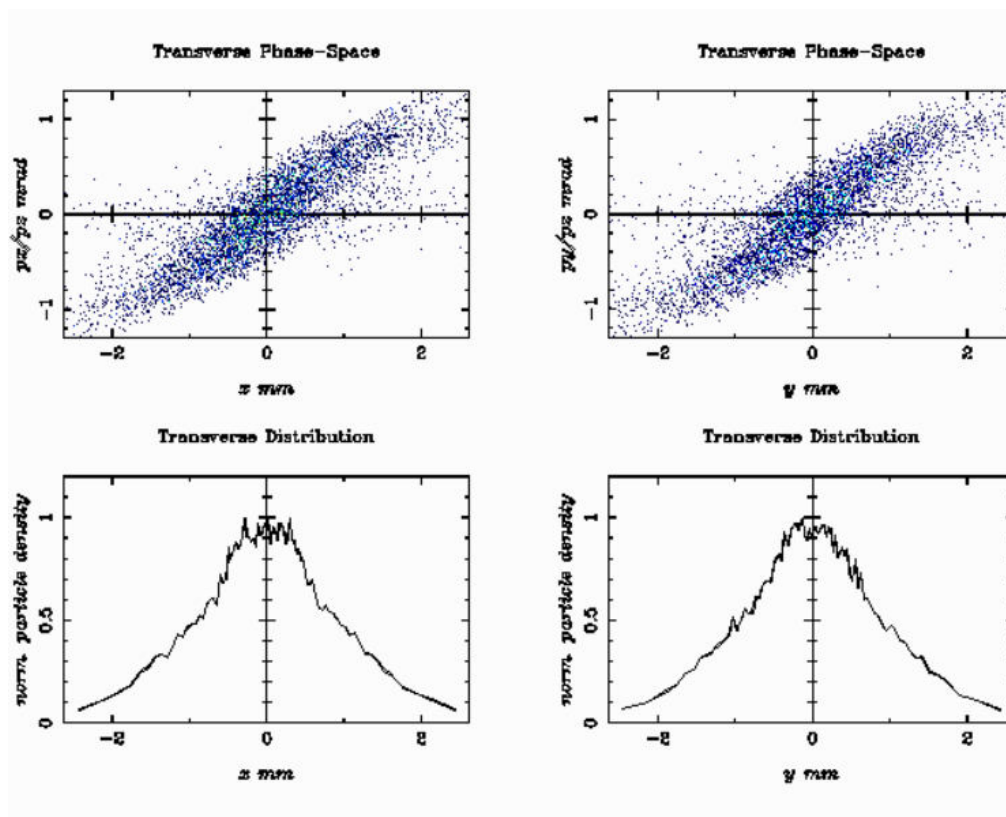
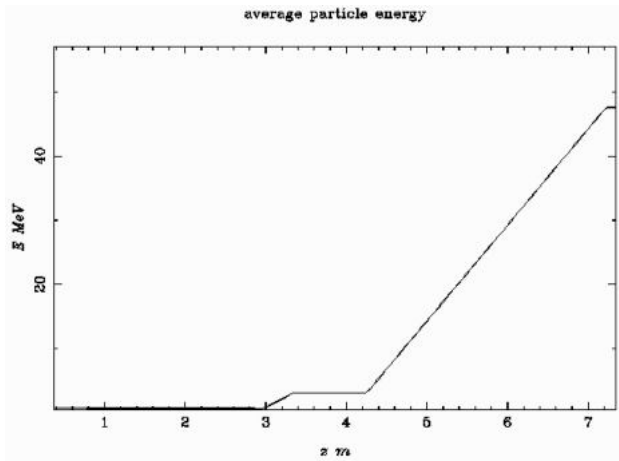
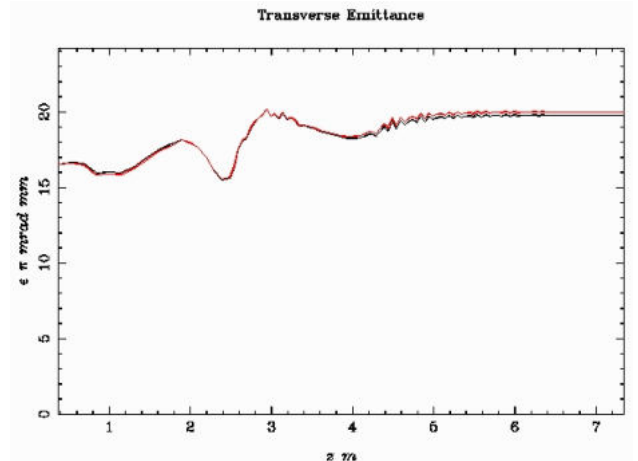


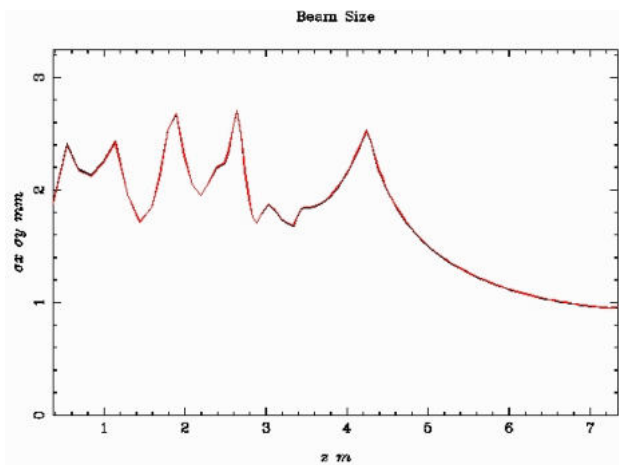
Рисунок 2.18 — Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 1 нКл на выходе ускоряющей секции



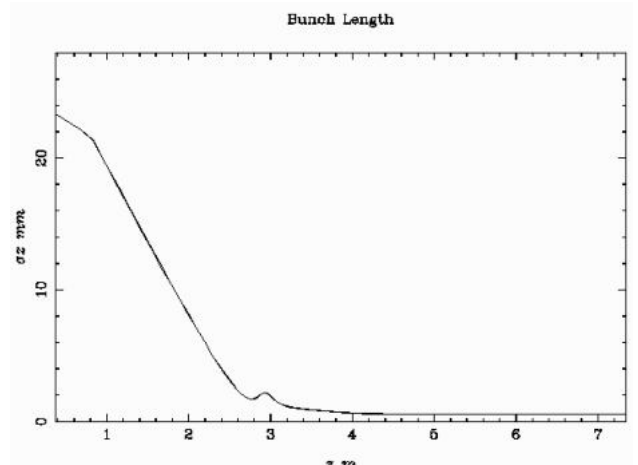
а)



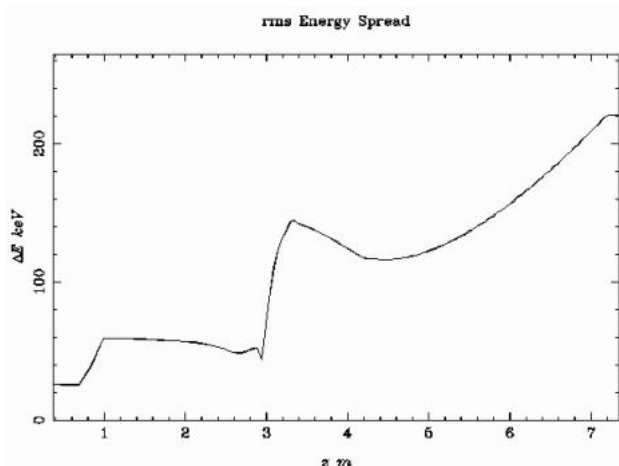
б)



в)

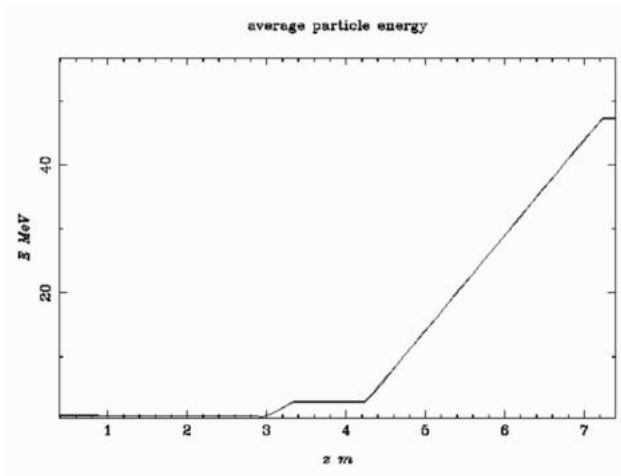


г)

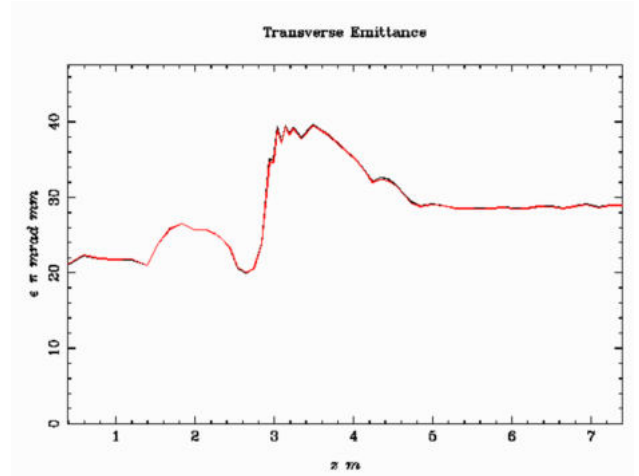


д)

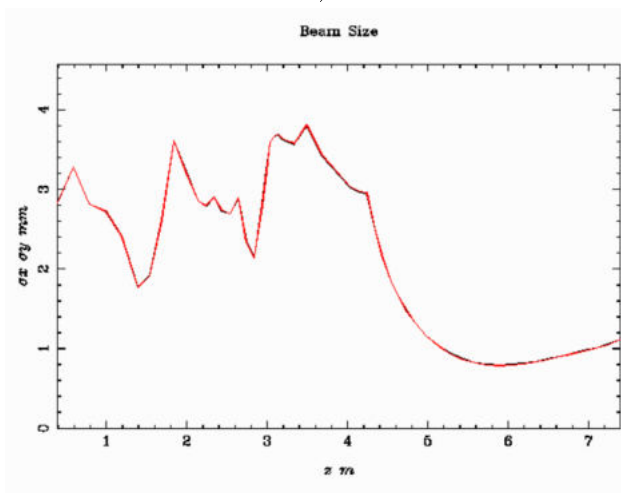
Рисунок 2.19 — Изменение параметров пучка с зарядом 0,3 нКл от пушки до конца ускоряющей секции: а) средняя энергия, б) эмиттанс, в) среднеквадратичный поперечный размер, г) среднеквадратичная длина, д) энергетический разброс



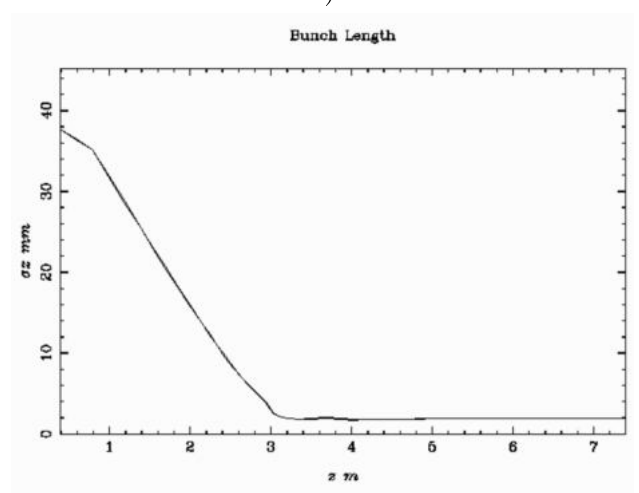
а)



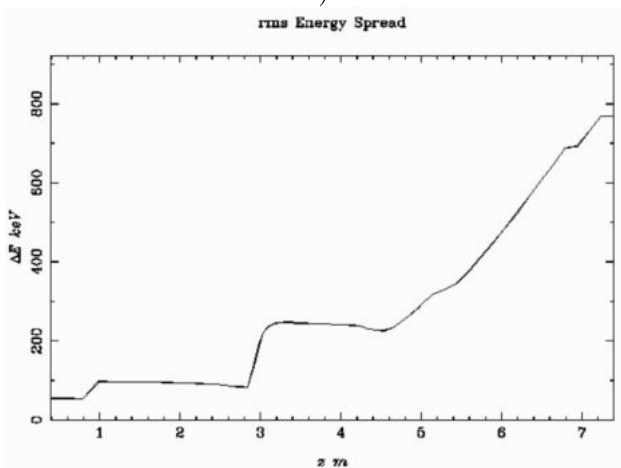
б)



в)



г)



д)

Рисунок 2.20 — Изменение параметров пучка с зарядом 1 нКл от пушки до конца ускоряющей секции: а) средняя энергия, б) эмиттанс, в) среднеквадратичный поперечный размер, г) среднеквадратичная длина, д) энергетический разброс

Параметры пучка на выходе ускоряющей секции приведены в таблицах 11 и 12.

Таблица 11 — Параметры пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе ускоряющей секции

Параметр	Значение
RMS вертикальный размер, мм	0,96
RMS горизонтальный размер, мм	0,96
Вертикальный нормализованный эмиттанс, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	20
Горизонтальный нормализованный эмиттанс, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	20
Средняя энергия, МэВ	48
Энергетический разброс, кэВ	220
RMS длительность, пс	1,8

Таблица 12 — Параметры пучка с зарядом 1 нКл на выходе ускоряющей секции

Параметр	Значение
RMS вертикальный размер, мм	1,2
RMS горизонтальный размер, мм	1,2
Вертикальный нормализованный эмиттанс, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	29
Горизонтальный нормализованный эмиттанс, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	29
Средняя энергия, МэВ	48
Энергетический разброс, кэВ	770
RMS длительность, пс	3,6

2.2.2 Влияние ошибок выставки элементов ускорителя

Для оценки влияния ошибок выставки элементов линака был проведен ряд моделирований в программе ASTRA с подключением модуля ERROR [21]. Всего было проведено три набора моделирований при изолированном отклонении различных типов элементов: 1) соленоидов, 2) группирующего резонатора, 3) предускорителя. В каждом случае было проведено 500 моделирований при отклонении элементов линака от оси. Ошибки выставки генерировались внутри программного кода в рамках нормального распределения со среднеквадратичным отклонением по горизонтали и вертикали Δx и Δy , соответственно. Использованное число макрочастиц в сгустке из пушки составило 12040. Распределение частиц в пучке и его количественные характеристики фиксировались в четырех характерных точках линака: на входе и выходе предускорителя, а также на входе и выходе первой ускоряющей секции. Необходимо учитывать, что эмиттанс в конечной точке вычисляется по активным частицам. То есть, если при значительном увеличении поперечного размера пучка часть частиц теряется, то их вклад в эмиттанс не учитывается. В таком случае отображаемый эмиттанс берется для меньшего числа частиц, чем изначально было в пучке.

Как следует из таблицы 13, наличие ошибок выставки соленоидов существенно влияет на динамику пучка: наблюдается рост поперечного эмиттанса со среднеквадратичным отклонением около 10% (столбцы 2 и 3), что в некоторых из моделирований приводит к росту эмиттанса до 1,5. На поперечный размер пучка отклонение соленоидов от оси в упомянутых точках не оказывает такого же значительного эффекта (столбцы 4 и 5), а среднеквадратичное смещение пучка от оси лежит в диапазоне 1,2–3,2 мм в зависимости от точки наблюдения (столбец 6).

Таблица 13 — Параметры пучка в при ошибке выставки соленоидов $\Delta x = \Delta y = 1$ мм

Положение, м	$\overline{\varepsilon}_y/\overline{\varepsilon}_x$,	$\Delta\varepsilon_y/\Delta\varepsilon_x$,	$\overline{\sigma}_y/\overline{\sigma}_x$, м	$\Delta\sigma_y/\Delta\sigma_x$,	y_{off}/x_{off} ,
	МКМ	МКМ	ММ	ММ	ММ
2,85 (ПГ, вход)	21,9/21,4	2,6/2,3	1,7/1,7	0,06/0,06	1,29/1,39
3,2 (ПГ, выход)	21,5/21,6	1,8/1,8	1,8/1,9	0,13/0,15	2,6/2,6
4,2 (УС, вход)	20,4/20,2	2,6/2,4	2,5/2,5	0,18/0,18	3,1/3,2
7,2 (УС, выход)	21,9/21,7	2,9/2,9	0,98/0,98	0,05/0,05	1,2/1,2

Положение, м	$\overline{\sigma}_z$, мм	$\Delta\sigma_z$, мм	ΔE , кэВ	$\Delta E/E$, %
2,85 (ПГ, вход)	1,9	0,05	52	9
3,2 (ПГ, выход)	1,15	0,04	137	5
4,2 (УС, вход)	0,58	0,05	124	4
7,2 (УС, выход)	0,58	0,06	173	0,4

При наличии отклонения группирующего резонатора от оси со средне-квадратичным отклонением $\Delta x = \Delta y = 1$ мм значительного влияния на пучок обнаружено не было (таблица 14). Среднеквадратичные отклонения параметров пучка в этой серии моделирований составляют не более 0,5%.

Таблица 14 — Параметры пучка при ошибке выставки группирующего резонатора $\Delta x = \Delta y = 1$ мм.

Положение, м	$\overline{\varepsilon}_y/\overline{\varepsilon}_x$,	$\Delta\varepsilon_y/\Delta\varepsilon_x$,	$\overline{\sigma}_y/\overline{\sigma}_x$,М	$\Delta\sigma_y/\Delta\sigma_x$,	y_{off}/x_{off} ,
	МКМ	МКМ	ММ	ММ	ММ
2,85 (ПГ, вход)	19,5/19,3	0,01/0,01	1,73/1,72	$5 \cdot 10^{-4}/3 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}/1,8 \cdot 10^{-3}$
3,2 (ПГ, выход)	19,5/19,6	0,08/0,09	1,7/1,7	$5 \cdot 10^{-4}/7 \cdot 10^{-4}$	0,05/0,05
4,2 (УС, вход)	18,6/18,4	0,01/0,01	2,5/2,5	$1 \cdot 10^{-3}/9 \cdot 10^{-4}$	0,07/0,07
7,2 (УС, выход)	19,8/19,7	0,02/0,02	1/1	$5 \cdot 10^{-4}/3 \cdot 10^{-4}$	0,01/0,01

Положение, м	$\overline{\varepsilon}_y/\overline{\varepsilon}_x$,	$\Delta\varepsilon_y/\Delta\varepsilon_x$,	$\overline{\sigma}_y/\overline{\sigma}_x$,М	$\Delta\sigma_y/\Delta\sigma_x$,	y_{off}/x_{off} ,
	МКМ	МКМ	ММ	ММ	ММ
2,85 (ПГ, вход)	1,8	$4 \cdot 10^{-4}$	52	9	0
3,2 (ПГ, выход)	1,1	$9 \cdot 10^{-5}$	132	5	0
4,2 (УС, вход)	0,56	$5 \cdot 10^{-4}$	116	4	<0,05%
7,2 (УС, выход)	0,55	$1 \cdot 10^{-4}$	172	0,4	<0,05%

2.2.3 Оценка влияния корректоров

В данном разделе оценим возможность использования дипольных корректоров имеющейся конфигурации для компенсации роста эмиттанса посредством

коррекции координаты влета пучка в соленоид предускорителя. В предположении параксиального движения в дипольном корректоре, изменение горизонтального импульса может быть записано как

$$\Delta p_x = \int_{t_1}^{t_2} F_x dt = \int_{t_1}^{t_2} ev_z B_y dt. \quad (2.4)$$

Здесь t_1 и t_2 — моменты времени в движении частицы, когда она пересекает область поля корректора, где $B_y \neq 0$. С учетом связи $v_z dt = dz$, в интеграле (2.4) может быть сделан переход от интегрирования по времени к интегрированию по координате z :

$$\Delta p_x = \int_{z_1}^{z_2} e B_y dz \quad (2.5)$$

Рассмотрим влияние дипольных корректоров на динамику пучка в канале группировки с учетом того, что энергия при пролете канала не меняется. В предположении того, что за время пролета корректора поперечная координата частицы не успевает значительно измениться, изменение горизонтальной координаты на длине пустого промежутка, обусловленное влиянием дипольного корректора, оценивается выражением

$$\Delta x \approx v_x \Delta t = \frac{\Delta p_x}{\gamma m} \frac{z_2 - z_1}{v_z}, \quad (2.6)$$

где z_2 и z_1 — граничные продольные координаты пустого промежутка. В данном случае пустым промежутком является область между двумя следующими друг за другом корректорами, либо область между корректором и следующим за ним соленоидом.

Оценим, какой импульс приобретает частица при пролете корректора с данным распределением поля. Для этого будем считать распределение гауссовым, на рисунке 2.21 приведено нормированное распределение поля, рассчитанное в OPERA [42], и его аппроксимация гауссовым распределением $B_y = e^{-z^2/h^2}$, где h — среднеквадратичное отклонение пространственного распределения поля, умноженное на $\sqrt{2}$. Данная аппроксимация позволяет оценить интеграл поля корректора с точностью 5%.

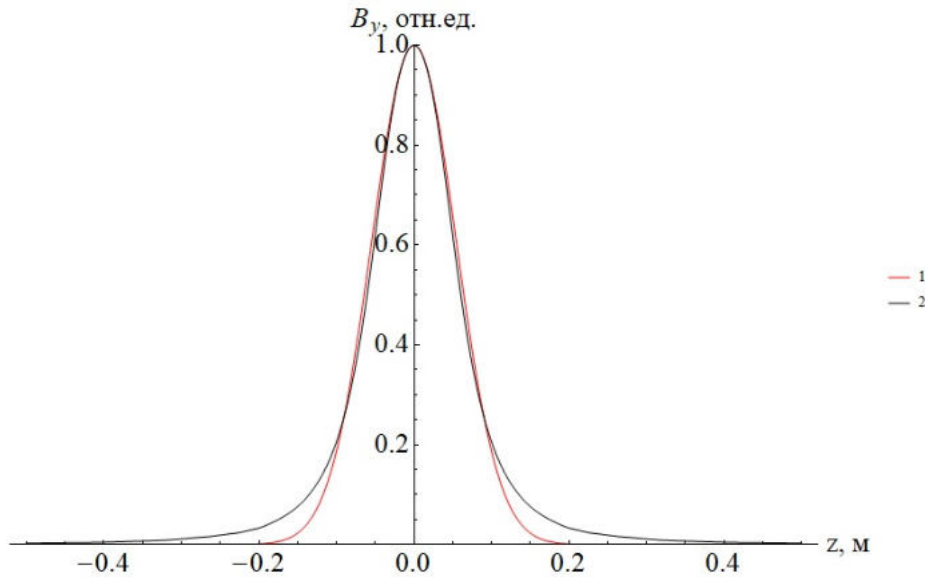


Рисунок 2.21 — Распределение поперечного поля дипольного корректора: 1) расчетное, 2) аппроксимированное

Интеграл поля корректора при аппроксимации гауссовым распределением может быть вычислен как

$$\int_{z_1}^{z_2} B_y(z) dz \approx \int_{-\infty}^{\infty} B_0 e^{-z^2/h^2} dz = B_0 h \sqrt{\pi}. \quad (2.7)$$

Для оценки возможности компенсации корректором смещения пучка от оси соленоида предускорителя примем $(z_2 - z_1) \approx 100$ мм (расстояние между магнитными элементами), $v_z \approx 0.9c$. При максимальной амплитуде поля $B_0 = 0.021$ кГс горизонтальное отклонение может достигать значения $\Delta x = 8$ мм, что является достаточным для коррекции ошибки выставки со среднеквадратичным отклонением 1 мм, а также компенсации влияния магнитного поля Земли.

2.2.4 Анализ поперечной динамики возбуждающего пучка в структуре W-диапазона

Рассмотрим задачу о проведении пучка электронов на стенде СКИФ через центральную апертуру структуры резонаторов диаметром 0,8 мм. На основе анализа уравнения огибающей пучка оценим возможности двух типов фокусировки: соленоидальной и жесткой на основе квадрупольных линз.

В первую очередь рассмотрим проведение пучка через структуру в сопровождающем поле соленоида. С учетом сил фокусировки продольным магнитным полем, пространственного заряда и конечного эмиттанса, уравнение огибающей пучка (уравнение Капчинского–Владимирского) вдоль продольной координаты z в аксиально-симметричном магнитном поле в параксиальном приближении имеет вид (см., например, [43])

$$x''(z) + \left(\frac{eB_z(z)}{2\beta\gamma mc} \right)^2 x(z) - \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m\gamma^3 v^3 r(z)^2} x(z) - \left(\frac{\epsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2 \frac{1}{x(z)^3} = 0, \quad (2.8)$$

где $x(z)$ — огибающая пучка по поперечной координате x , $r(z)$ — радиус пучка, e — заряд электрона, $B_z(z)$ — внешнее продольное магнитное поле, c — скорость света, γ — релятивистский фактор Лоренца, m — масса электрона, v — скорость частиц, $\beta = v/c$, I — ток пучка, ϵ_n — нормализованный эмиттанс в фазовом пространстве xx' . Для пучка с аксиальной симметрией имеется связь между огибающей по радиусу $r(z)$ и огибающей по одной из двух поперечных координат, $r(z) = \sqrt{2}x(z)$. Делая замену переменных $x(z) \rightarrow r(z)$ в уравнении (2.8), получаем уравнение огибающей пучка по радиусу в аксиально-симметричном магнитном поле

$$r''(z) + \left(\frac{eB_z(z)}{2\beta\gamma mc} \right)^2 r(z) - \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m\gamma^3 v^3 r(z)} - \left(\frac{2\epsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2 \frac{1}{r(z)^3} = 0. \quad (2.9)$$

В рамках оценки амплитуды необходимого соленоидального поля достаточно ограничиться случаем продольного поля, равномерного вдоль координаты z , то есть $B_z(z) = B_0 = \text{const}$.

В последующем изложении введено несколько обозначений. Ток Альфвена (характерный ток электронов) определяется выражением [44]

$$I_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{|e|} \approx 17 \text{ кА}. \quad (2.10)$$

С помощью (2.10) определим обобщенный первеанс пучка [44] как

$$K = \frac{2I}{I_0\beta^3\gamma^3}. \quad (2.11)$$

Второе слагаемое в уравнении огибающей пучка (2.9), обусловленное наличием внешнего магнитного поля, удобно переписать, введя параметр жесткости

$$k_0 = \frac{eB_z}{2\beta\gamma mc}. \quad (2.12)$$

С учетом вышеперечисленных обозначений, уравнение огибающей (2.9) принимает вид

$$r''(z) + k_0^2 r(z) - \frac{K}{r(z)} - \left(\frac{2\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2 \frac{1}{r(z)^3} = 0. \quad (2.13)$$

Заметим, что в данном уравнении вторая производная радиуса по продольной координате $r''(z)$ зависит только от текущего радиуса и не зависит от первой производной $r'(z)$, то есть

$$r''(z) = -k_0^2 r(z) + \frac{K}{r(z)} + \left(\frac{2\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2 \frac{1}{r(z)^3}. \quad (2.14)$$

Данный факт позволяет выделить частное решение уравнения огибающей, в то время как общее аналитическое решение отсутствует. Введем понятие равновесного радиуса a как радиуса, для которого $r''(z) = 0$ для любого z , то есть

$$-k_0^2 a + \frac{K}{a} + \left(\frac{2\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2 \frac{1}{a^3} = 0, \quad (2.15)$$

$$a^2 = \frac{K + \sqrt{K^2 + 4k_0^2 \left(\frac{2\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2}}{2k_0^2}. \quad (2.16)$$

Поясним значение равновесного радиуса. Если в некоторой координате z_0 выполнено соотношение $r(z_0) = a$ и при этом угол между огибающей и осью пучка $r'(z_0)$ равен нулю, то $r(z) = a$ для всех $z > z_0$. Другими словами, при начальных условиях

$$r_0 = r(0) = a, r'_0 = r'(0) = 0 \quad (2.17)$$

решение уравнения (2.13) будет постоянным и $r(z) = a$, а траектория огибающей будет прямой линией.

Из (2.16) видно, что в постоянном соленоидальном магнитном поле заданной величины всегда можно найти значение равновесного радиуса a . С другой стороны, из (2.15) получаем, что

$$k_0 = \sqrt{\frac{K}{a^2} + \frac{\varepsilon_n^2}{\beta^2 \gamma^2 a^4}}, \quad (2.18)$$

$$B_z = \frac{2\beta\gamma mc}{e} \sqrt{\frac{K}{a^2} + \frac{\varepsilon_n^2}{\beta^2 \gamma^2 a^4}}. \quad (2.19)$$

Таким образом, для заданных параметров пучка всегда можно оценить величину магнитного поля, необходимого для поддержания данного радиуса пучка a . Прежде чем перейти к оценке необходимого поля, проведем анализ выражения (2.19) с учетом параметров пучка на стенде СКИФ (таблица 11). Зависимости необходимого магнитного поля по отдельности от энергии, тока и эмиттанса при других фиксированных параметрах приведены ниже. Малые значения энергии (несколько МэВ) требуют поля более 1 Т, в то время как при энергии выше 20 МэВ поле стремится к постоянному значению (рисунок 2.22). Зависимость от тока (рисунок 2.23) практически отсутствует, а эмиттанс для динамики пучка такого размера является определяющим фактором (рисунок 2.24).

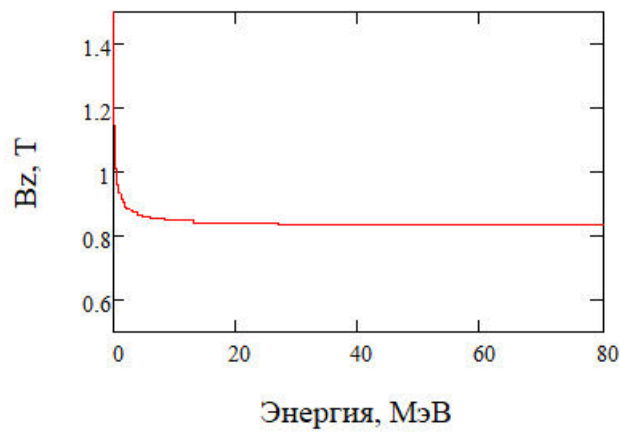


Рисунок 2.22 — Зависимость магнитного поля от энергии пучка

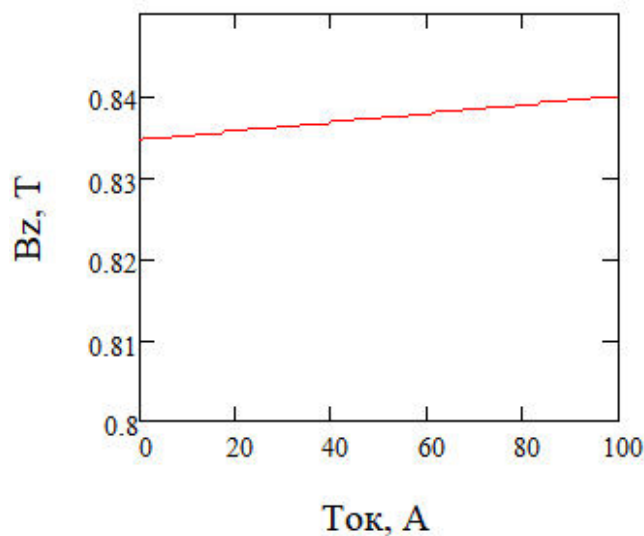


Рисунок 2.23 — Зависимость магнитного поля от тока пучка

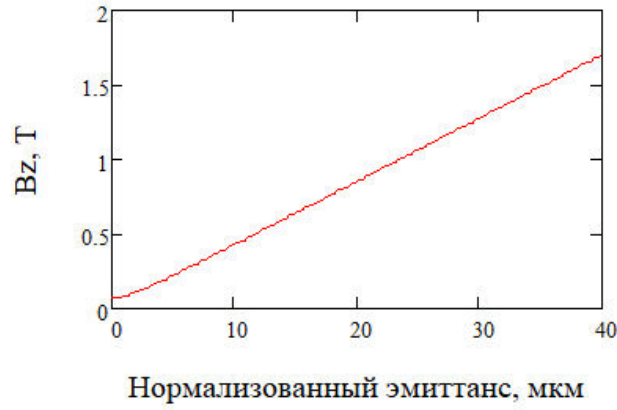


Рисунок 2.24 — Зависимость магнитного поля от эмиттанса пучка

На рисунке 2.25 изображены зависимости слагаемых в подкоренном выражении в (2.19).

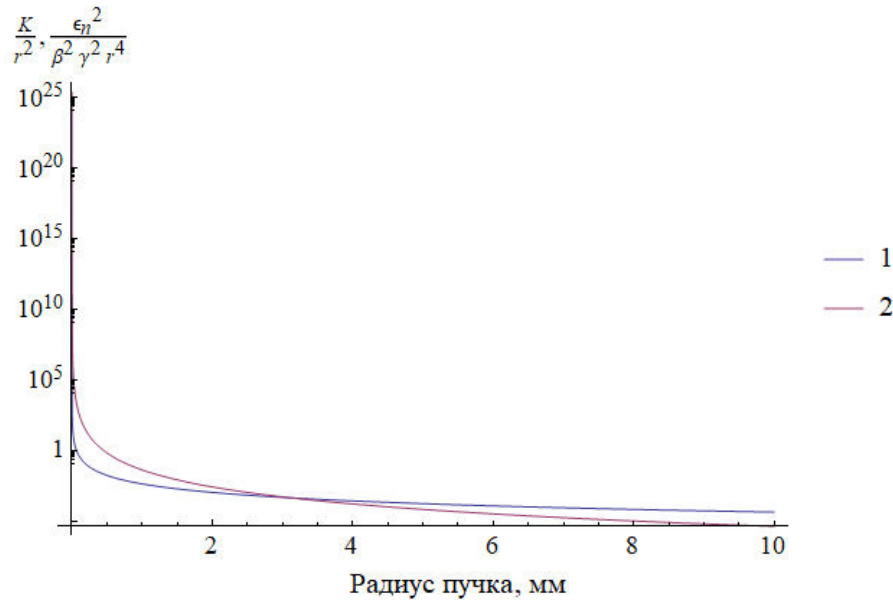


Рисунок 2.25 — Влияние слагаемых с вкладом в необходимое магнитное поле от радиуса: 1) вклад сил пространственного заряда, 2) вклад конечного эмиттанса

Рисунок 2.25 подтверждает, что при радиусе $a = 0,4$ мм динамика пучка определяется преимущественно эмиттансом. Вклад сил пространственного заряда становится сопоставимым с вкладом эмиттанса при увеличении радиуса пучка до $r_e = 2\epsilon_n/(\gamma\beta\sqrt{K})$, что для заданных параметров пучка составляет около 3 мм. При больших значениях радиуса пучка поперечная динамика будет преимущественно определяться пространственным зарядом, а эмиттанс будет иметь меньшее влияние. Этот же вывод может быть сделан на основе изначального уравнения огибающей (2.13). Поэтому при работе с пучками таких

размеров, как требуют эксперименты по возбуждению структуры W-диапазона, необходимо уменьшать нормализованный эмиттанс возбуждающего пучка, что должно достигаться еще на этапе формирования пучка.

Согласно (2.19), для проведения пучка на стенде СКИФ (таблица 11) через апертуру структуры W-диапазона 0,8 мм необходимо сопровождающее соленоидальное поле амплитуды 0,84 Т. Отдельная разработка такого соленоида [27] является трудоемкой задачей, его производство только для описываемых экспериментов со структурой миллиметрового диапазона длин волн не является целесообразным. Так как для линейного ускорителя СКИФ предполагается использование квадрупольных линз с градиентом до 17 Т/м, то была рассмотрена возможность их использования для фокусировки пучка с его последующей проводкой через структуру W-диапазона.

Для фокусировки электронного пучка на выходе ускоряющей секции может быть использован триплет квадрупольных линз, так как в этом случае возможно получение круглого пучка на его выходе. Для имеющихся квадрупольных линз максимальное значение градиента составляет 17 Т/м, что соответствует жесткости около 100 м^{-2} на энергии пучка 50 МэВ. Жесткости линз были подобраны таким образом, чтобы добиться максимального токопрохождения пучка, в этом случае кроссовер в его поперечном профиле достигается в середине структуры W-диапазона.

Для подобранных параметров квадрупольных линз было проведено моделирование динамики пучка в ASTRA. Огибающая пучка показана на рисунке 2.26. Для начального заряда пучка 0,3 нКл токопрохождение через структуру W-диапазона составляет около 50%, то есть достигается прохождение 0,15 нКл. Видимое уменьшение на графике огибающей связано с потерей частиц пучка на входе в структуру, тем не менее, оставшиеся 50% частиц успешно ее проходят. Моделирование с теми же параметрами триплета было проведено с учетом энергетического разброса 2%, показанного в разделе 2.1.3 и возникающего в последовательности сгустков ввиду нагрузки электрического поля ускоряющей структуры. Величина токопрохождения в данном случае осталась неизменной, то есть также составила около 50%.

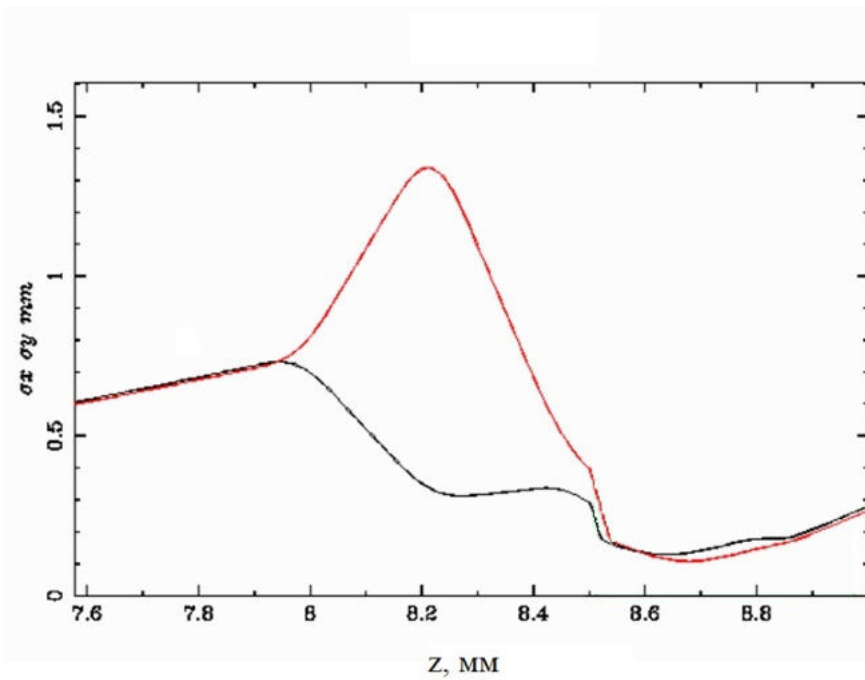


Рисунок 2.26 — Огибающая электронного пучка при его прохождении через структуру W-диапазона

На основе расчетов, приведенных в разделе 1.1, можно сделать оценку полей, возбуждаемых одиночным сгустком в резонаторах структуре. При заряде электронного сгустка 0,15 нКл и его среднеквадратичной длительности 1,8 пс (таблица 11), в резонаторах возбуждается продольное электрическое поле около 4 МВ/м. Для достижения больших значений поля необходимо иметь большие значения заряда пучка, либо меньшую его длительность. Токпрохождение через структуру резонаторов с такой геометрией и при такой фокусировке ограничивается, в первую очередь, эмиттансом электронного пучка. Эмиттанс пучка, в свою очередь, определяется параметрами ВЧ пушки, а также динамикой пучка на этапе его формирования, до достижения релятивистского значения энергии.

2.3 Выводы к Главе 2

Параметры электронных пучков действующих установок на основе линейных ускорителей в ИЯФ СО РАН не являются оптимальными с точки зрения проведения экспериментов по возбуждению структуры W-диапазона:

для этой цели необходимы сгустки малой среднеквадратичной длительности (около 1–2 пс) и малым эмиттансом. В то же время, заряд сгустков должен быть достаточным для того, чтобы возбуждались высокие электрические поля.

В качестве возможного источника электронного пучка для первых экспериментов по возбуждению структуры рассмотрен проектируемый стенд линейного ускорителя СКИФ. Показано, что на таком стенде возможно проведение электронного пучка через малую апертуру структуры W -диапазона, однако значение амплитуды возбуждаемого поля невысоко вследствие небольшого заряда пучка, который можно провести через структуру. Структура независимых резонаторов W -диапазона разработана с учетом ее тестирования в дальнейшем на стенде линейного ускорителя СКИФ, подготовлена схема эксперимента.

Для достижения больших ускоряющих градиентов в резонаторах структуры в последующих экспериментах необходимо иметь в ИЯФ СО РАН ускорительные стенды с лучшими качествами пучка, а именно необходимо:

- Иметь возможность получать ультракороткие сгустки электронов со среднеквадратичной длительностью 1 пс и менее, так как амплитуда возбуждаемого поля значительно падает с увеличением длительности возбуждающего сгустка.
- Получать электронные сгустки с малым эмиттансом, так как именно этот параметр является определяющим при прохождении возбуждающего сгустка через малую апертуру структуры W -диапазона.
- Получать сгустки с большими значениями заряда, так как амплитуда наведенного поля прямо пропорциональна заряду возбуждающего сгустка.

При таких улучшениях параметров возбуждающего пучка будет возможно получать большие градиенты ускорения в структурах W -диапазона, в том числе, для изучения их предельных возможностей в работе без возникновения ВЧ пробоев.

В качестве будущей возможной установки с подходящими параметрами пучка может быть рассмотрен стенд с ультракороткими пучками электронов на основе СВЧ пушки [45], в том числе с фотокадом, так как именно при такой генерации возможно соблюдение вышеупомянутых требований для развития структур с высокими ускоряющими градиентами в ИЯФ СО РАН.

Глава 3. Изготовление структуры резонаторов W-диапазона

Конструкция структуры W-диапазона предполагает индивидуальное изготовление медных ячеек с резонаторными полостями, которые затем при помощи пайки собираются в единую структуру. Такой способ изготовления, в отличие от использованной в других экспериментах технологии LIGA [17], допускает контроль размеров выполненных ячеек по отдельности. Это позволяет провести анализ влияния отклонения реальных параметров резонаторов от проектных значений, что показано в разделе 3.3.

Первый прототип структуры независимых резонаторов W-диапазона был изготовлен в ИЯФ СО РАН в 2018 г. [19; 26; 46], изображение этого прототипа приведено на рисунке 3.1.



Рисунок 3.1 — Первый прототип структуры резонаторов W-диапазона

Однако первый прототип структуры изначально не предполагался к дальнейшему тестированию с пучком, его конструкция не предусматривала наличие вакуумных фланцев с целью использования в реальном эксперименте. При изготовлении этого прототипа стояла задача начать отрабатывать технологии по производству отдельных ячеек, так как ранее в ИЯФ СО РАН подобного опыта не было. Помимо изготовления отдельных ячеек, также было необходимо разработать технологию пайки и изучить свойства паяного изделия. Отдельные резонаторы были успешно изготовлены (рисунок 3.2), однако паяная структура не обладала нужной жесткостью. Это привело к искривлению ее оси в процессе пайки, нарушению соосности отдельных резонаторов и, как следствие, невозможности тестирования первого прототипа структуры на ускорителе.

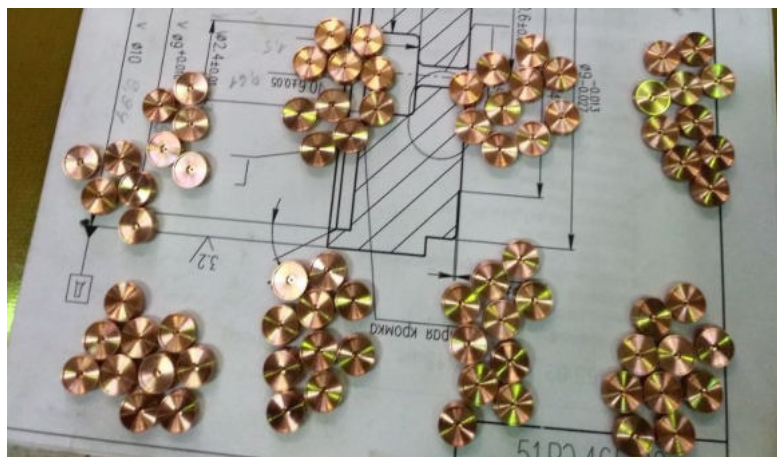


Рисунок 3.2 — Резонаторы первого прототипа структуры

С учетом полученного опыта, конструкция структуры была пересмотрена в следующих аспектах:

- Увеличен внешний диаметр отдельных ячеек и, как следствие, цельной структуры для повышения ее жесткости.
- Разработана жесткая графитовая оснастка для поддержания сборки резонаторов в процессе пайки в вакуумной печи.
- Пересмотрена технология пайки, в том числе выбрана другая схема закладки припоя и его количество.
- Разработана конструкция со вставкой паяной структуры резонаторов в вакуумные фланцы, что делает возможным тестирование структуры на ускорительном стенде.

3.1 Резонаторы структуры W-диапазона

Был разработан дизайн ячеек трех типов: регулярная чашка (рисунок 3.3) и два типа боковых чашек. Первый тип боковой чашки (рисунок 3.4) представляет собой сдвоенную ячейку (то есть включает в себя две резонаторных полости), второй тип боковой чашки имеет одну резонаторную полость (рисунок 3.5). Конструкция чашек учитывает распространения припоя при его плавлении: в процессе пайки в вертикальном положении структуры боковая сдвоенная чашка является нижней, одинарная боковая чашка — верхней. Дизайн боковых чашек также учитывает дальнейшую сборку паяной структуры с нержавеющими фланцами без пайки.

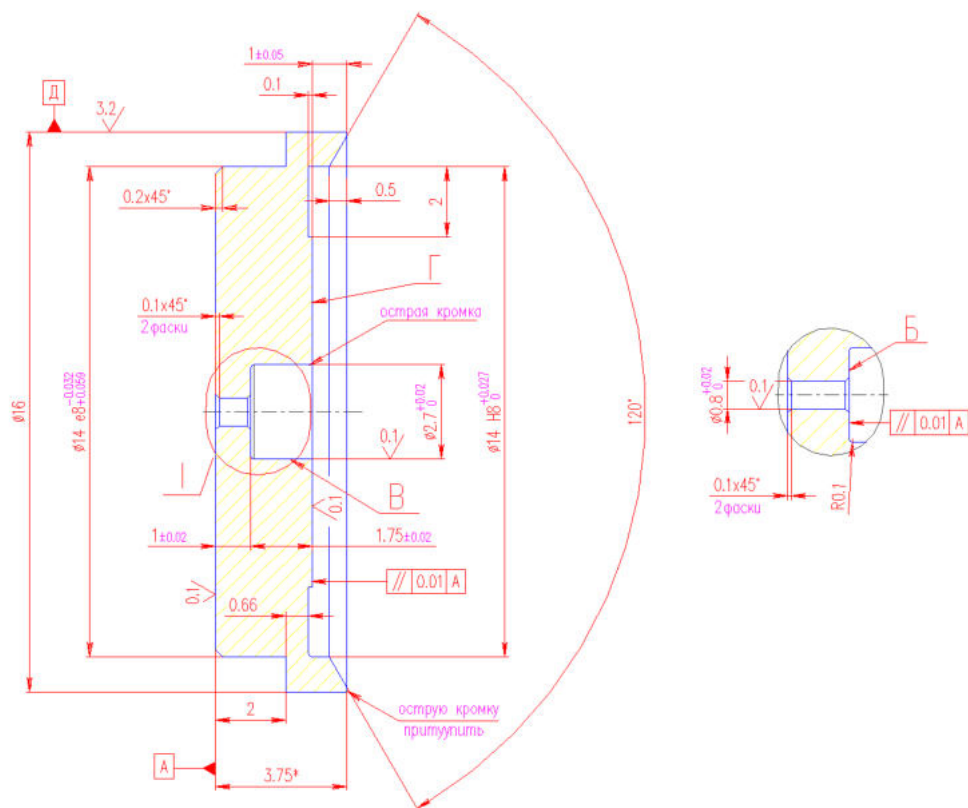


Рисунок 3.3 — Регулярная ячейка структуры

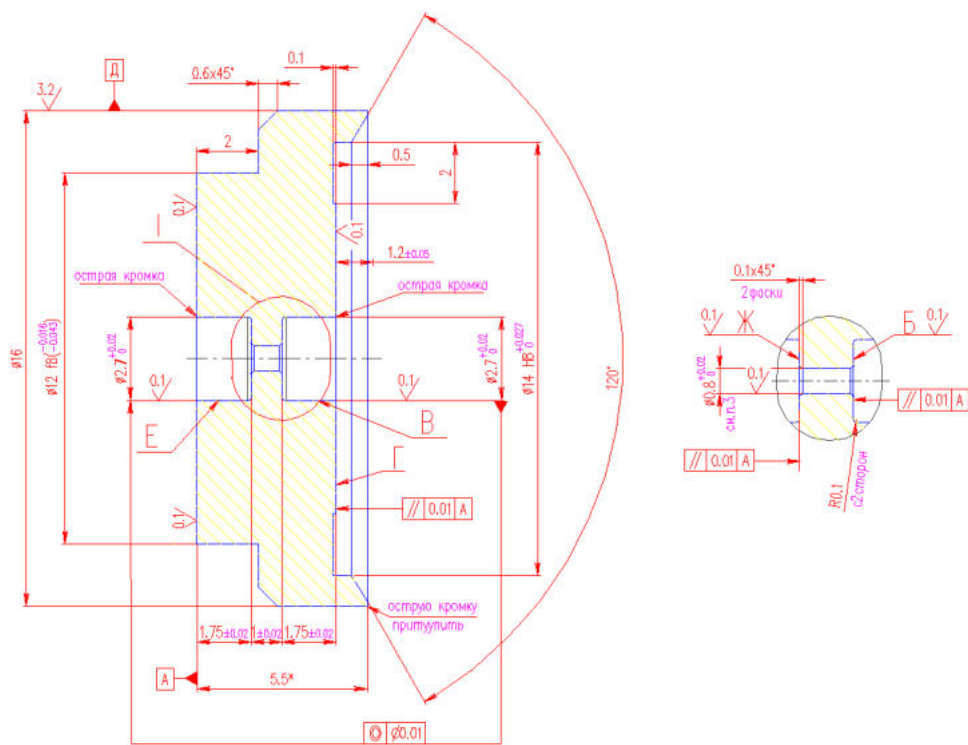


Рисунок 3.4 — Сдвоенная боковая чашка, нижняя при пайке

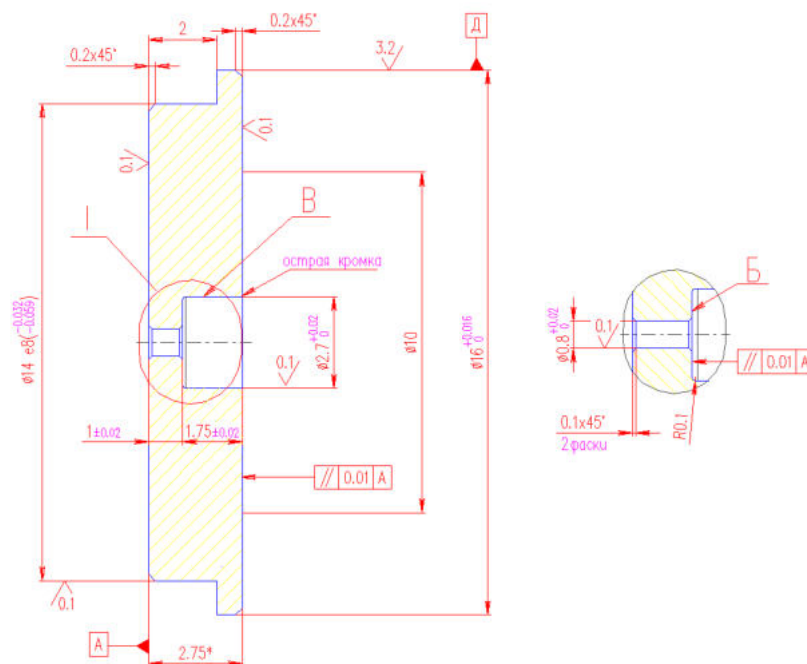


Рисунок 3.5 — Одинарная боковая чашка, верхняя при пайке

При изготовлении резонаторов в первую очередь проводится токарная обработка, в ходе которой обеспечиваются внешние размеры цилиндрических заготовок. В данном случае нет необходимости в повышенном качестве внешней поверхности и допускается шероховатость $R_a=3,2$. Параметр шероховатости R_a описывает качество изготовленной поверхности и измеряется как среднеарифметическое отклонение профиля [47], выражаемое в микронах. Получаемое значение параметра шероховатости зависит от технологии производства и используемого инструмента. Для получения центрального отверстия (0.8 мм) в ячейках используется сверло соответствующего диаметра, а изготовление резонаторной полости возможно при помощи двух технологий: токарная обработка и фрезерование. Обе эти технологии также могут применяться при изготовлении в ячейках посадочных мест, необходимых для сборки структуры, однако в рамках текущей работы была выбрана полная токарная обработка. Вариант изготовления при помощи фрезерования является менее предпочтительным в данном случае, так как обычно при нем качество поверхности получается ниже, чем при токарной обработке. Стоит подчеркнуть важность обработки посадочных мест и ответной части на ячейках с точки зрения сборки структуры и последующей пайки, в том числе для обеспечения соосности ячеек и вакуумной герметичности паяных швов.

На рисунке 3.6 изображены отдельные резонаторы структуры, изготовленные по описанной выше технологии.

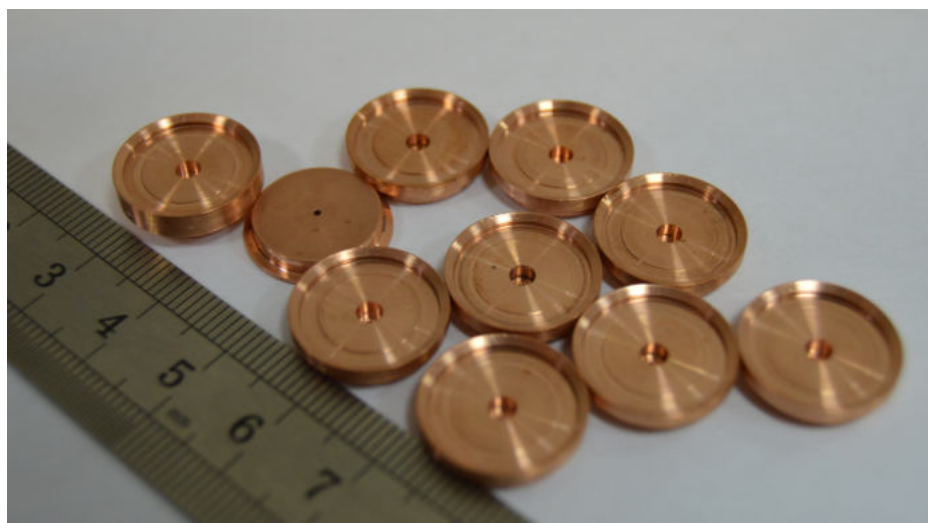


Рисунок 3.6 — Изготовленные резонаторы структуры

Для контроля геометрических размеров изготовленных ячеек использовалась координатно-измерительная машина (КИМ) Zeiss Contura [48]. Погрешность измерения такого прибора определяется выражением

$$\Delta = 1,9 + L/300 \text{ мкм}, \quad (3.1)$$

где L — расчетный размер тестового образца в мм. Соосность центрального отверстия, внутреннего диаметра и внешнего диаметра резонаторов определялась также с помощью КИМ при той же погрешности измерений. Исходя из характерных размеров отдельных ячеек, погрешность в проведенных измерениях составляет около 2 мкм.

Для возможных экспериментов по возбуждению структуры электронным пучком наибольший интерес представляют следующие характеристики отдельных ячеек: внутренний диаметр, центральная апертура и концентричность центральной апертуры относительно внешнего диаметра ячеек. Отклонение внутреннего диаметра $2r$ от проектного значения влечет изменение рабочей частоты отдельного резонатора, что в свою очередь вызывает расстройку частоты δf (раздел 1.2) и влияет на взаимодействие этого резонатора с последовательностью сгустков заряженных частиц. При изготовлении центральной апертуры $2a$ возможны отклонения как в большую, так в меньшую сторону. В первом случае ошибки изготовления влекут появление большей связи между соседними резонаторами, однако при ошибке даже порядка 20 мкм

связь увеличивается не более, чем на 3%. В том случае, если центральное отверстие изготовлено с ошибкой в меньшую сторону, это может привести к потерям частиц возбуждающего пучка при его прохождении. Поэтому при производстве ячеек желательно не допустить ошибок в изготовлении центрального отверстия в меньшую сторону. Неосность центральной апертуры ячеек относительно их внешнего диаметра Δ влечет уменьшение общей апертуры структуры, этим параметром ограничивается максимально возможный диаметр пучка, который можно пропустить через такую структуру. На рисунках 3.7-3.9 приведены гистограммы по измерениям вышеупомянутых параметров, их статистические характеристики отображены в таблице 15.

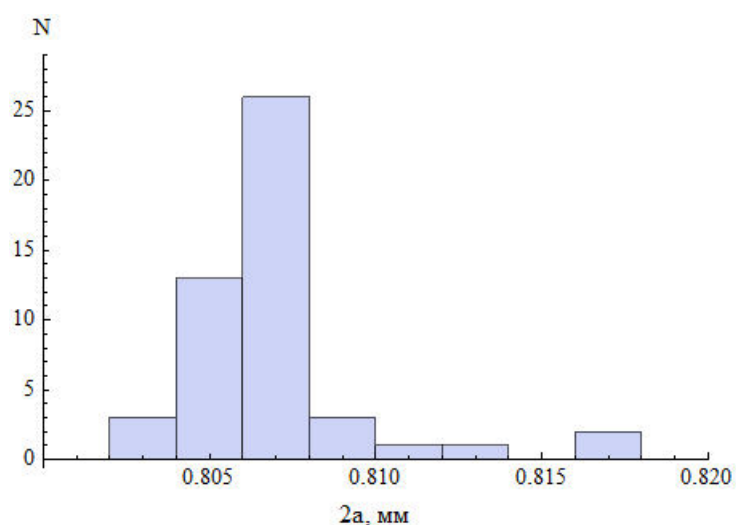


Рисунок 3.7 — Измеренные значения центральной апертуры ячеек

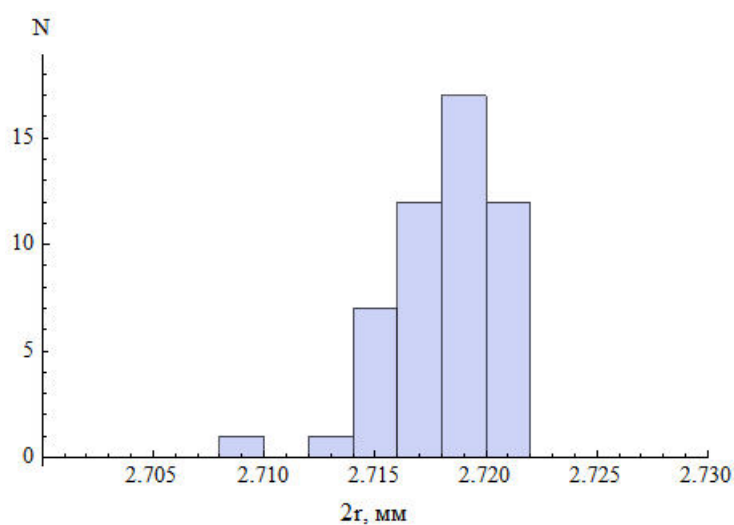


Рисунок 3.8 — Измеренные значения внутреннего диаметра ячеек

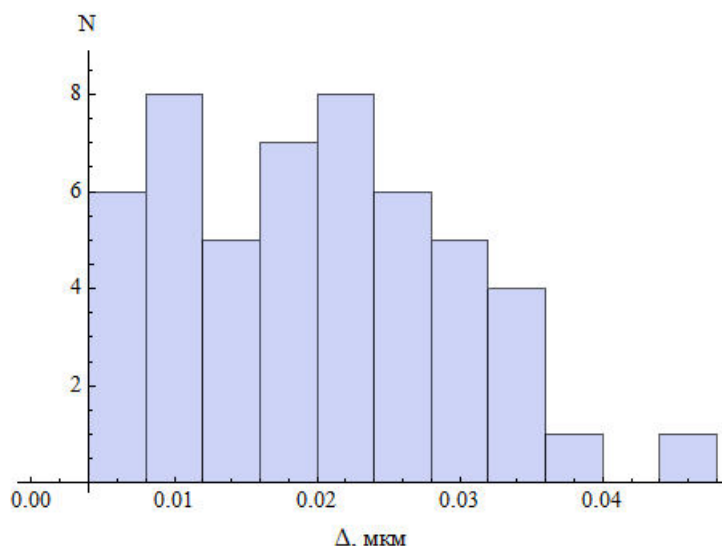


Рисунок 3.9 — Измеренные значения отклонения центральной апертуры ячеек от оси

Таблица 15 — Статистические параметры измерений изготовленных ячеек

Параметр	Среднее значение, мм	Диапазон значений, мм	Среднеквадратичное отклонение, мкм
$2r$	2,708	2,718–2,722	3
$2a$	0,806	0,802–0,822	5
Δ	0,02	0,004–0,044	10

Так как было изготовлено большее число ячеек, чем требовалось для их последующей сборки в структуру, то часть из них не были использованы в дальнейшем при пайке. А именно, были отбракованы ячейки с наибольшей несоосностью центрального отверстия относительно внешнего диаметра, тем самым были оставлены образцы с $\Delta < 0,03$ мм.

3.2 Конструкция структуры W-диапазона

Конструкция структуры предполагает ее сборку в несколько этапов, причем полное изделие состоит из двух половин (рисунок 3.10). При изготовлении каждой из них в первую очередь производится пайка 44 ячеек, из которых

42 ячейки являются регулярными, а две — боковыми. К опорным фланцам из нержавеющей стали приваривается труба из того же материала с внутренним диаметром 16,6 мм, по краям которой внутренний диаметр дополнительно расточен до 17,2 мм для вставки опорных фланцев. Использование такой трубы обеспечивает структуре дополнительную жесткость при проведении экспериментов с ней на ускорительном стенде. Паяная структура вставляется в трубу с правого конца трубы, а поворотные фланцы надеваются на опорные, после чего две половины соединяются по типу conflat (рисунок 3.11).

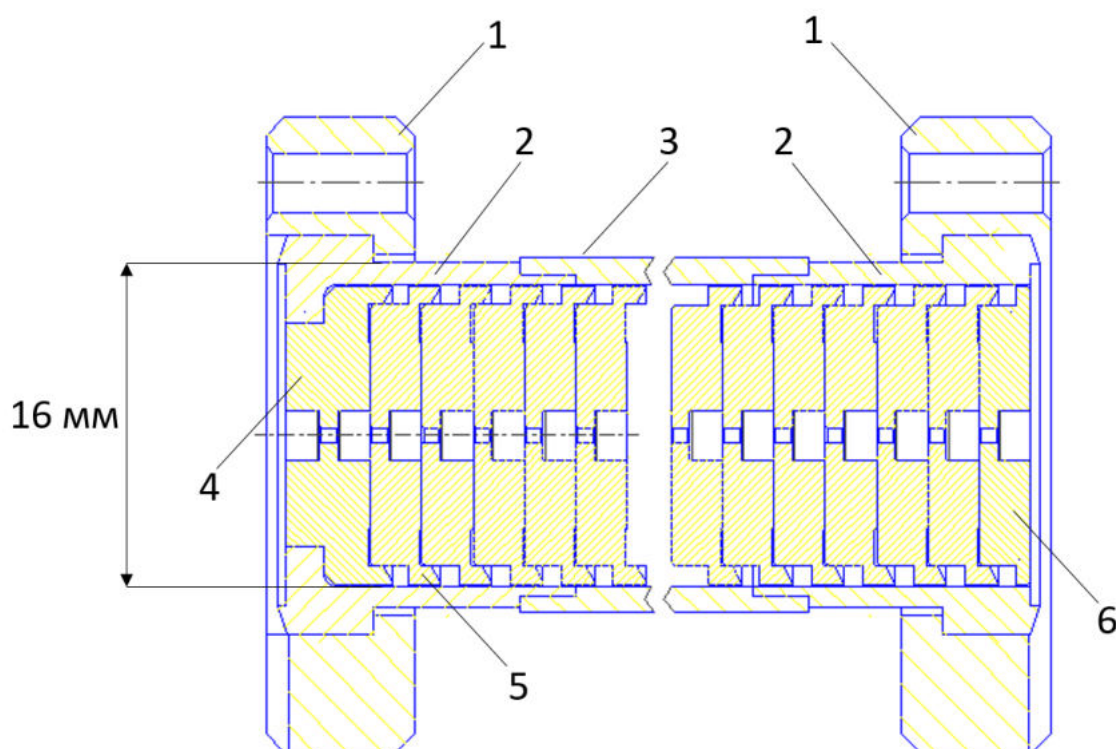


Рисунок 3.10 — Сборка ячеек структуры: 1) поворотные фланцы, 2) опорные фланцы, 3) нержавеющая труба, 4) двойная боковая чашка, 5) регулярная чашка, 6) одинарная боковая чашка

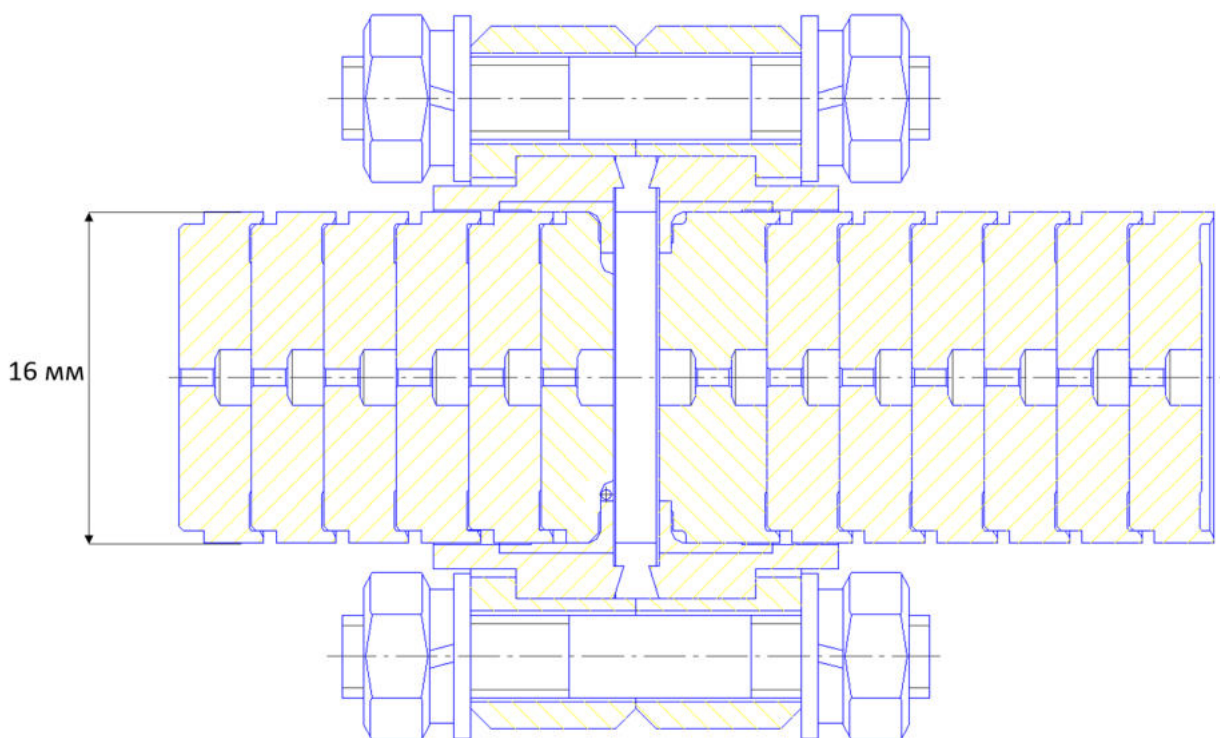


Рисунок 3.11 — Соединение паяных структур резонаторов по типу conflat

Сборка резонаторов в структуру с закладкой припоя проводится поэтапно: в каждую ячейку закладывается кольцо из припоя ПСр-72 [49] толщиной 0,8 мм и внутренним диаметром 14 мм таким образом, чтобы при пайке в вертикальном состоянии припой распространялся вглубь ячеек, заполняя цилиндрическую канавку, но не затекая в резонаторную полость (рисунок 3.12). Далее сверху располагается следующая ячейка, в которую по этой же схеме закладывается то же количество припоя. На рисунке 3.13 приведен чертеж описанной сборки ячеек с припоем. Стоит отметить важность выбора схемы расположения припоя и его количества: они должны быть подобраны таким образом, чтобы, с одной стороны, припой не затекал внутрь резонаторных полостей, с другой стороны, необходимо обеспечить вакуумную герметичность структуры.

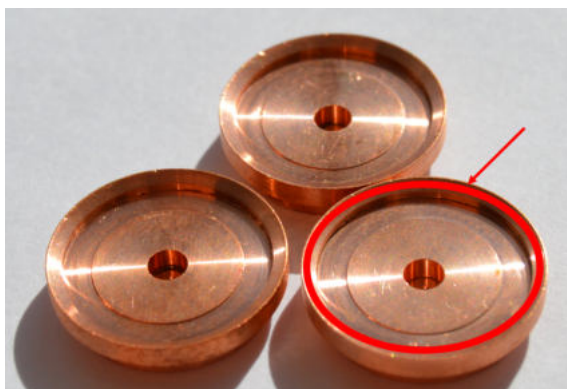


Рисунок 3.12 — Отдельные ячейки структуры перед пайкой, показано место расположения припоя на одной из ячеек

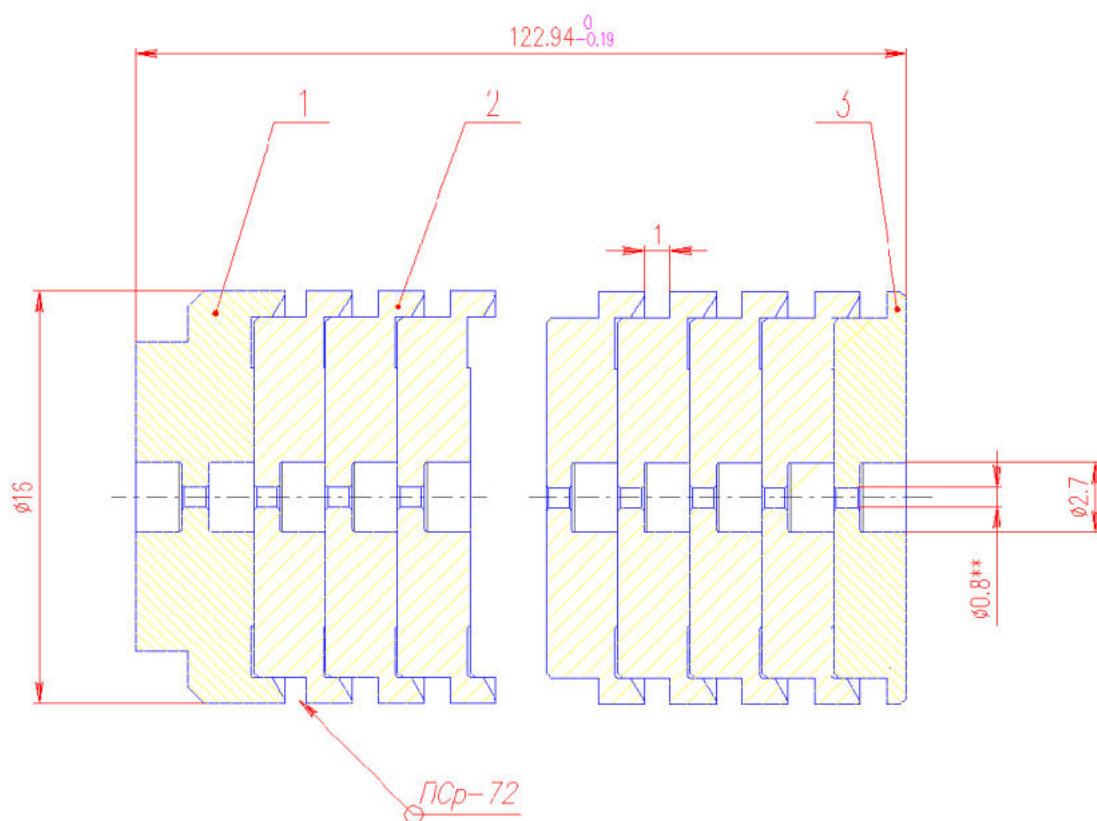


Рисунок 3.13 — Сборка ячеек с припоем перед нагревом структуры

В процессе пайки для поддержания жесткости структуры используется внешняя графитовая оснастка, изображенная на рисунке 3.14 вместе со спаянной структурой. Оснастка состоит из упора и двух половин, в которые помещается сборка резонаторов и колец из припоя с последующим стягиванием хомутами перед помещением структуры в вакуумную печь. Такая схема сборки

жестко фиксирует резонаторы в течение всего процесса пайки, что обеспечивает их соосность в паяной структуре.



Рисунок 3.14 — Графитовая оснастка с паяной структурой

На следующем этапе сборки паяная структура вставляется в вакуумные фланцы, к которым приварена труба. Таким образом, в разработанной схеме сборки и изготовления не производится пайка фланцев и внешней трубы с уже спаянными резонаторами, что обладает рядом преимуществ. Отсутствие пайки элементов из разных материалов — нержавеющей стали и меди — позволяет не учитывать их различные свойства при нагреве, в том числе тепловое расширение. Благодаря этому стало возможным использование показанной графитовой оснастки, в которой соблюдается соосность отдельных ячеек в структуре, что необходимо не только для проведения пучка через нее в будущих экспериментах, но и для обеспечения вакуумной плотности. Был также рассмотрен вариант сборки конструкции, в которой паяная структура из резонаторов помещается в трубу из нержавеющей стали, после чего на нее надеваются фланцы и осуществляется круговая или точечная сварка. Однако такой вариант не был реализован вследствие неизбежного повторного нагрева спаянных резонаторов на концах структуры, при котором есть риск нарушения соосности и вакуумной герметичности структуры.

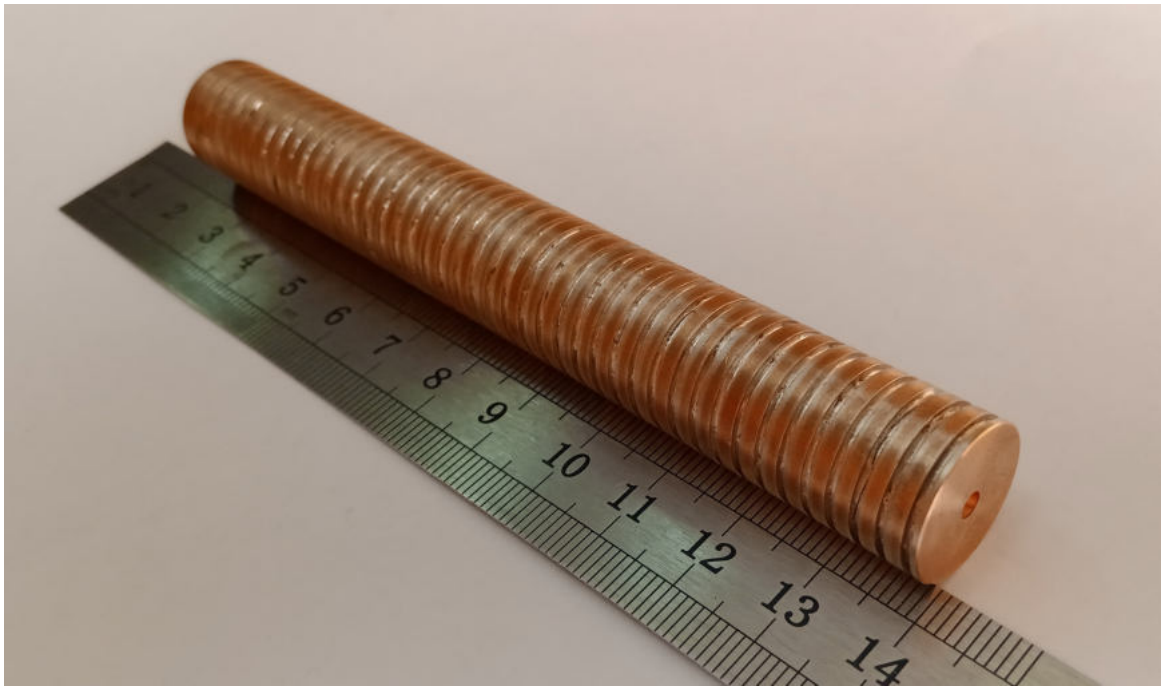


Рисунок 3.15 — Паяная структура резонаторов W-диапазона

После пайки было проведено исследование вакуумных свойств одной из двух изготовленной структуры (рисунок 3.15), равнозначных между собой. В результате исследования показана герметичность паяных швов с обеспечением вакуума не хуже 10^{-8} торр, что позволит в дальнейшем проводить эксперименты по тестированию структуры с электронным пучком.

3.3 Влияние ошибок изготовления резонаторов на параметры возбуждения структуры

Рассмотрим влияние ошибок в изготовлении отдельных резонаторов при их возбуждении последовательностью сгустков с частотой следования 178,5 МГц.

При отклонении радиусов резонаторов от проектного значения 1,35 мм в соответствии с таблицей 15 на величину точности изготовления ± 10 мкм, изменение собственной частоты резонатора относительно 86 ГГц составляет около 0,52 ГГц. Заметим, что это в несколько раз превосходит частоту следования сгустков f_b , поэтому величина расстройки δ (см. раздел 1.2) можно считать случайной величиной, равномерно распределенной [50] на единичном промежутке

от $-0,5$ до $0,5$, что обозначается следующим образом:

$$\delta \sim U[-0,5; 0,5]. \quad (3.2)$$

Коэффициент возбуждения в (1.37) представляет собой функцию случайной величины δ , дальнейшие выкладки сделаны с использованием элементов теории вероятностей, информация о которых может быть найдена, например, в [50]. Рассмотрим случай возбуждения структуры последовательностью из большого числа сгустков, так чтобы коэффициент возбуждения являлся квазипостоянным для основной части последовательности, начиная с некоторого номера, и был равен M . С помощью численного интерполирования из выражения (1.37) может быть получена функция распределения величины коэффициента возбуждения при $\delta \sim U[-0,5; 0,5]$, что по определению является вероятностью $P(M < x)$ того, что коэффициент возбуждения M примет значение, меньше некоторой фиксированной величины x , где x — произвольное действительное число, иначе говоря,

$$F_M(x) = P(M < x) \quad (3.3)$$

Функция распределения коэффициента возбуждения изображена на рисунке 3.16, откуда видно, что при заданных значениях частоты следования сгустков и рабочей частоты структуры W -диапазона величина коэффициента возбуждения не принимает значение меньше $0,2$ и не превосходит значения $4,6$.

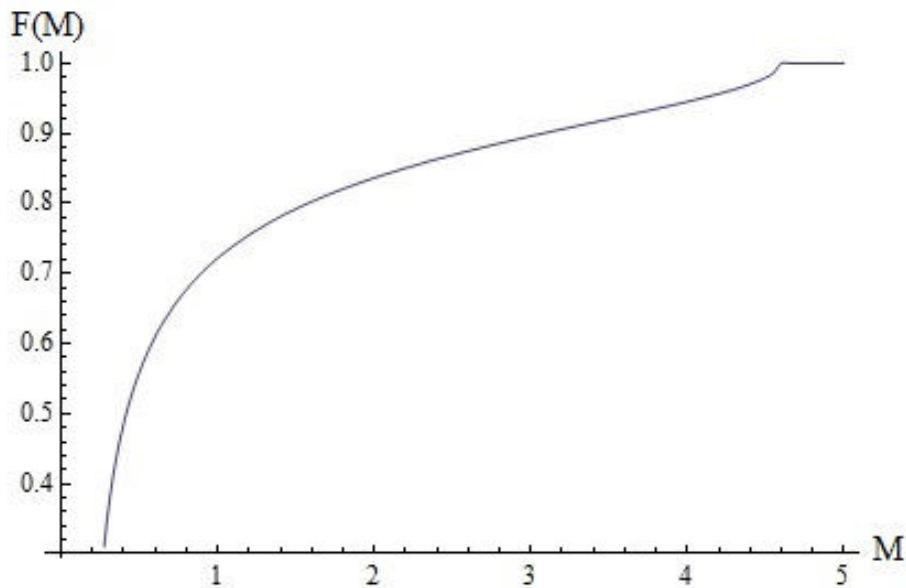


Рисунок 3.16 — Функция распределения коэффициента возбуждения

Плотность вероятности $f(x)$ является производной функции распределения $F(x)$, то есть $f(x) = dF(x)/dx$. Смысл плотности вероятности непрерывной

величины x заключается в том, что вероятность ее нахождения в интервале dx равна $f(x)dx$. Плотность вероятности коэффициента возбуждения $f_M(x)$ представлена на рисунке 3.17.

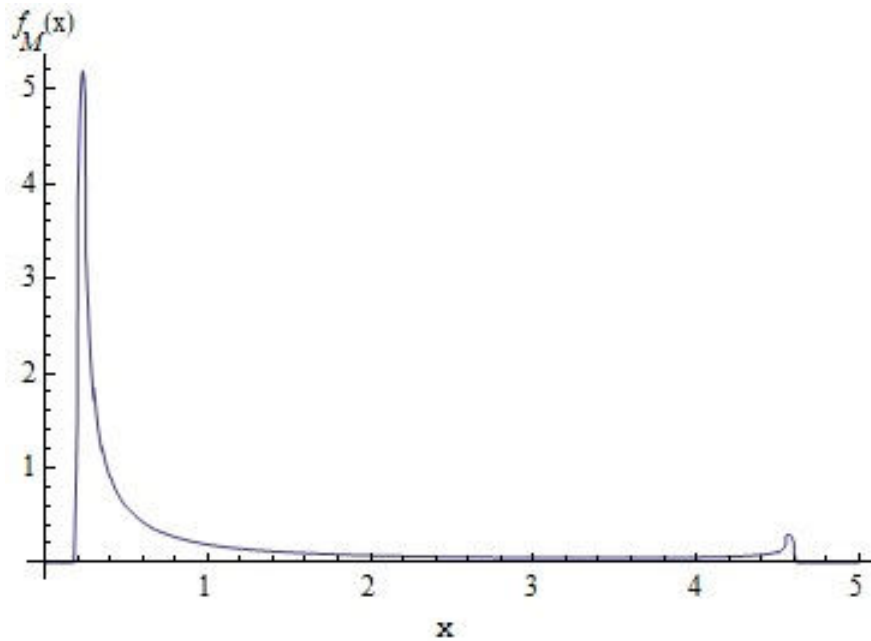


Рисунок 3.17 — Плотность вероятности величины коэффициента возбуждения

Рисунок 3.17 иллюстрирует тот факт, что наиболее вероятна величина коэффициента возбуждения в одиночном резонаторе около 0,25, где наблюдается значительный локальный максимум, то есть большая часть сгустков слабее взаимодействует с резонатором, чем первые сгустки в пучке. Также имеется небольшой локальный максимум в области коэффициента возбуждения около величины 4,5, что соответствует более сильному взаимодействию большей части сгустков по сравнению с первыми сгустками последовательности.

Рассмотрим далее взаимодействие сгустков со всеми резонаторами структуры, общее число которых в структуре равно 90. Заметим, что взаимодействие сгустков с отдельными резонаторами структуры является независимым, так как они не связаны по электромагнитному полю, а величина расстройки частоты δ имеет одинаковое равномерное распределение при изготовлении всех ячеек. В данном случае уместна центральная предельная теорема (см., например, [51]), согласно которой среднее значение величины коэффициента возбуждения \bar{M} стремится к центрированному и нормированному нормальному распределению

$$f_{\bar{M}}(x) \rightarrow \frac{\sqrt{N_c}}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2 N_c}{2\sigma^2}}, \quad (3.4)$$

где N_c — общее число резонаторов в структуре W-диапазона, σ^2 и μ — дисперсия и математическое ожидание для величины с функцией распределения (3.3), соответственно. График плотности вероятности усредненного по всем резонаторам структуры коэффициента возбуждения приведен на рисунке 3.18.

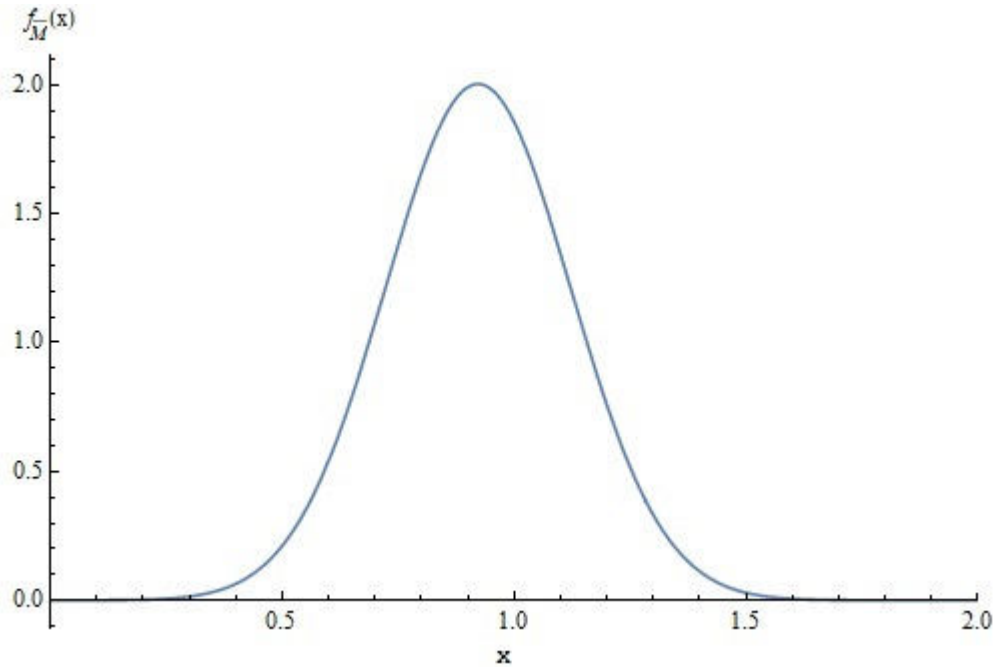


Рисунок 3.18 — Распределение плотности вероятности усредненного по резонаторам структуры коэффициента возбуждения

Как следует из рисунка 3.18, максимум плотности вероятности усредненного коэффициента распределения лежит около 1. Это равносильно тому, что при взаимодействии последовательности сгустков со структурой наиболее вероятна ситуация, когда большая часть сгустков взаимодействует со структурой на уровне первого сгустка. Иначе говоря, используемые параметры структуры W-диапазона и возбуждающего пучка не обеспечивают большего взаимодействия последовательностью сгустков, чем при взаимодействии структуры и одиночного сгустка.

При имеющейся точности изготовления резонаторов последовательность сгустков не сможет обеспечить значительного увеличения запасенной энергии в структуре по сравнению с одиночным сгустком ввиду большой расстройки частоты (1.35). Однако стоит заметить, что расстройка может быть минимизирована, причем двумя путями: во-первых, с повышением точности производства, во-вторых, с повышением частоты следования возбуждающих сгустков.

3.4 Выводы к Главе 3

В ИЯФ СО РАН разработан оригинальный дизайн структуры W -диапазона на основе независимых резонаторов, что отличает ее от вариантов исполнения структур, реализованных в других институтах. В отличие от первого прототипа структуры W -диапазона, изготовленного ранее в ИЯФ СО РАН, дизайн описанной в диссертации структуры предусматривает ее дальнейшее тестирование на реальной ускорительной установке, обеспечивая вакуумные свойства в сборке на стенде. Данное требование было учтено при разработке технологии производства как отдельных резонаторов, так и их сборки в единую структуру посредством пайки.

Конструкция структуры позволяет предварительное изучение свойств отдельных резонаторов перед их сборкой в структуру. Проведенные измерения индивидуальных ячеек структуры показали недостаточную точность, возможную при изготовлении резонаторов с имеющимся оборудованием на экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН. Данный факт не скажется на экспериментах по возбуждению структуры одиночным сгустком заряженных частиц, однако в режиме с последовательностью не ожидается эффективное увеличение амплитуды наведенного поля. Увеличение амплитуды будет возможно при условии повышения точностей производства индивидуальных резонаторов при изготовлении последующих образцов структур W -диапазона, а именно, посредством улучшения характеристик используемого оборудования на Экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН.

Изготовленная структура может быть протестирована в экспериментах по ее возбуждению пучком заряженных частиц на реальной установке, в том числе, на стенде линейного ускорителя СКИФ, разрабатываемого в ИЯФ СО РАН.

Заключение

В ИЯФ СО РАН начаты работы со структурами W -диапазона, в которых в перспективе возможно получение значительно больших градиентов ускорения по сравнению с традиционными структурами S -диапазона. Несмотря на то, что в ИЯФ СО РАН имеется опыт по работе со структурами как S -диапазона, так и выше, разрабатываемая в рамках данной диссертации структура требует новых технологических подходов.

В отличие от вариантов исполнения структур W -диапазона, реализованных в других ускорительных лабораториях, описываемая в диссертации структура состоит из независимых резонаторов. Это позволило провести анализ возбуждения индивидуальных резонаторов в предположении малой связи между ними. В качестве источника возбуждения электромагнитных волн в таких структурах может быть использован пучок заряженных частиц. Проведены оценки значения амплитуды наведенного поля в резонаторах при прохождении через них одиночного сгустка заряженных частиц. Показано, что с помощью последовательности сгустков возможно увеличение амплитуды наведенного поля по сравнению с режимом возбуждения одиночным сгустком. Для этих экспериментов необходимо обеспечить подходящее соотношение периода следования сгустков и времени затухания поля в резонаторах.

На основе анализа возбуждения волн в резонаторах структуры определены требования к параметрам возбуждающего пучка. В качестве возможной установки, на котором может быть протестирована структура W -диапазона, рассмотрен стенд линейного ускорителя СКИФ. Разработана схема стенда, проведен полный цикл моделирований динамики пучка от ВЧ пушки до ускоряющей секции. Параметры пучка на ее выходе удовлетворяют критериям к параметрам возбуждающего пучка для первых возможных экспериментов со структурой W -диапазона.

Разработаны конструкторская документация и технология для производства структуры независимых резонаторов W -диапазона. Индивидуальные резонаторы были изготовлены, измерены и спаяны в структуру, причем ее свойства позволяют дальнейшее тестирование на реальной установке.

Для дальнейших разработок в области структур W -диапазона, в том числе для последующих экспериментов с получением высоких ускоряющих градиен-

тов, в ИЯФ СО РАН необходимо создание новых ускорительных установок с лучшими качествами электронных пучков. В качестве будущей такой установки может быть рассмотрен стенд с ультракороткими пучками электронов на основе фотопушки, так как в таком режиме генерации возможно получение пучков с большим зарядом, субпикосекундной длительностью и малым эмиттансом. Для того, чтобы получать максимально возможные градиенты ускорения в структурах W -диапазона, необходимо реализовать эффективное их возбуждение последовательностью сгустков заряженных частиц. Это будет возможно при улучшении свойств структур, а именно, при повышении класса точности в изготовлении отдельных резонаторов.

При реализации вышеупомянутых условий в ИЯФ СО РАН возможно проведение экспериментов по получению высоких ускоряющих градиентов в структурах, в том числе, для изучения их устойчивости к высокочастотным пробоям.

Автор **искренне благодарен и признателен** тем, кто на разных этапах оказывал помощь в работе над диссертацией:

- Научному руководителю Левичеву Алексею Евгеньевичу за всестороннюю поддержку, ценные советы и общее руководство в ходе выполнения работы, а также всему коллективу Сектора 5-13;
- Конструктору Лидер Елене Викторовне за тщательную разработку дизайна структуры резонаторов W -диапазона «с нуля»;
- Сотрудникам Экспериментального производства ИЯФ СО РАН, благодаря которым стало возможно изготовление разработанной структуры, в особенности, Зоткину Роману Павловичу, Рузайкину Михаилу Анатольевичу, Винокурову Александру Станиславовичу, Герману Сергею Степановичу;
- Петренко Алексею Васильевичу за ценные замечания в ходе рецензирования выпускной квалификационной работы аспиранта;
- Винокурову Николаю Александровичу, Мешкову Олегу Игоревичу и Мальцевой Светлане Васильевне за внимательное вычитывание текста диссертации и важные комментарии;
- Арсентьеву Алексею Владимировичу за круглосуточную поддержку во время работы;
- Бобровниковой Ольге Николаевне за оказание информационной поддержки в оформлении текста диссертации и других документов.

Список литературы

1. Куцаев С. В. Перспективные технологии для прикладных резонансных ускорителей заряженных частиц и примеры их использования (Обзор) / С. В. Куцаев. – Текст : электронный // Журнал технической физики. – 2021. – Т. 91, вып. 2. – С. 173–206. – URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/50352>. – Дата публикации: 11.10.2020.
2. Heuer, R.-D. The International Linear Collider ILC – a Status Report / R.-D. Heuer. – Текст : электронный // Nuclear Physics B – Proceedings Supplements. – 2006. – Vol. 154, nr 1. – P. 131–136. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.01.054>. – Дата публикации: 23.02.2006.
3. Wuensch, W. High-gradient breakdown in normal-conducting RF cavities / W. Wuensch. – Текст : электронный // Proceedings of EPAC 2002. – 2002. – P. 134–138. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/e02/PAPERS/MOYGB003.pdf> (дата обращения: 31.05.2022).
4. Simakov, E. I. Advances in high gradient normal conducting accelerator structures / E. I. Simakov, V. A. Dolgashev, S. G. Tantawi. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2018. – Vol. 907. – P. 221–230. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.085>. – Дата публикации: 09.03.2018.
5. Heating of microprotrusions in accelerating structures / A. C. Keser, T. M. Antonsen, G. S. Nusinovich [et al.]. – Текст : электронный // Physical review special topics—accelerators and beams. – 2013. – Vol. 16, nr 9. – P. 092001. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.092001>. – Дата публикации: 23.09.2013.
6. Grudiev, A. New local field quantity describing the high gradient limit of accelerating structures / A. Grudiev, S. Calatroni, W. Wuensch. – Текст : электронный // Physical review special topics—accelerators and beams. – 2009. – Vol. 12, nr

10. – P. 102001. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.102001>. – Дата публикации: 26.10.2009.
7. Kilpatrick, W.D. Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc / W. D. Kilpatrick. – Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. – 1957. – Vol. 10, nr 28. – P. 824–826. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1715731> (дата обращения: 30.05.2022).
8. Wang, J.W. Field emission and RF breakdown in high gradient room temperature linac structures / J. W. Wang, G. A. Loew. – Текст : электронный // SLAC report. – 1997. – SLAC-PUB-7684. – URL: <https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/7500/slac-pub-7684.pdf> (дата обращения: 30.05.2022).
9. Ferrario, M. Advanced Accelerator Concepts / M. Ferrario, R. Assmann. – Текст : электронный // Proceedings of the CERN–Accelerator–School: Introduction to Accelerator Physics. – 2019. – URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2103.10843> (дата обращения: 30.05.2022).
10. Accelerating structure of a colliding linear electron-positron beam (VLEPP). Investigation of the maximum attainable acceleration rate / V. E. Balakin, O. N. Brezhnev, A. V. Novokhatsky, Yu. I. Semenov. – Текст : электронный // SLAC report. – 1978. – SLAC-TRANS-0187. – URL: <https://inspirehep.net/literature/132627> (дата обращения: 30.05.2022).
11. IEEE Standard Letter Designations for Radar-Frequency Bands. – Текст : электронный // IEEE Std 521-2002 (Revision of IEEE Std 521-1984). – P. 1–10. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/29086>. – Дата публикации: 08.01.2003.
12. Henke, H. Planar millimeter-wave RF structures / H. Henke. – Текст электронный // The seventh workshop on advanced accelerator concepts (Lake Tahoe, California, USA, 1997). – 1997. – P. 485–500. – URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.53008> (дата обращения: 30.05.2022).
13. Henke, H. Millimeter-Wave Structures and Power Source / H. Henke. – Текст электронный // Proceedings of EPAC 2000 (Vienna, Austria, 2000). – 2000. – P. 202–206. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/e00/PAPERS/TUXF202.pdf> (дата обращения: 30.05.2022).

14. Millimeter-Wave Structures and Power Sources / P. J. Chou, G. B. Bowden, M. R. Copeland, H. Henke. – Текст : электронный // Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Vancouver, Canada, 1998). – 1998. – P. 464–466. – URL: <https://inspirehep.net/literature/469720> (дата обращения: 30.05.2022).
15. Fabrication of microstructures with high aspect ratios and great structural heights by synchrotron radiation lithography, galvanofarming, and plastic moulding (LIGA process) / E.W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann [et al.]. – Текст : электронный // Microelectronic Engineering. – 1986. – Vol. 4, nr 1. – P. 35–36. – URL: [https://doi.org/10.1016/0167-9317\(86\)90004-3](https://doi.org/10.1016/0167-9317(86)90004-3) (дата обращения: 30.05.2022).
16. Littmann, B. Feasability Study of Optically Coupling RF-Power at mm Waves / B. Littmann, H. Henke. – Текст : электронный // Proceedings of the Particle Accelerator Conference (Vancouver, Canada, 1997). – 1997. – URL: [https://doi.org/10.1016/0167-9317\(86\)90004-3](https://doi.org/10.1016/0167-9317(86)90004-3) (дата обращения: 30.05.2022).
17. dal Forno, M. High gradient tests of metallic mm-wave accelerating structures / M. dal Forno, V. Dolgashev, G. Bowden [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2017. – Vol. 864. – P. 12–28. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.05.014>. – Дата публикации: 21.08.2017.
18. Авдыев, М. А. Ускоряющая секция ВЛЭПП на 14 ГГц / М. А. Авдыев, В. Е. Балакин, В. А. Долгашев. – Текст : электронный // Препринт ИЯФ. – 1993. – URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/1993_007.pdf (дата обращения: 30.05.2022).
19. Development of the millimeter-wave accelerating structure / M. V. Arsentyeva, A. M. Barnyakov, A. E. Levichev, D. A. Nikiforov. – Текст : электронный // Physics of particles and nuclei letters. – 2019. – Vol 16, nr 6. – P. 885–894. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477119060037>. – Дата публикации: 24.12.2019.
20. CST Studio Suite electromagnetic field simulation software : [сайт]. – URL: <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/> (дата обращения: 30.05.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.

21. ASTRA–A Space Charge Tracking Algorithm : [сайт]. – URL: <https://www.desy.de/~mryflo/> (дата обращения: 30.05.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
22. Arsentyeva, M.V. Analysis of the particle longitudinal motion during the injection process into the disk loaded traveling wave accelerating structure / M. V. Arsentyeva, K. N. Berdnikov, A. E. Levichev. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15, nr 10. – P. 10015. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/15/10/P10015>. – Дата публикации: 16.10.2020.
23. Development of 200 MeV linac for the SKIF light source injector / A. Andrianov, M. Arsentyeva, A. Barnyakov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2022. – Vol. 17, nr 2. – P. T0200. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/02/T02009>. – Дата публикации: 28.02.2022.
24. Beam diagnostics for linear accelerator of SKIF synchrotron light source / M. Xiaochao, Yu. I. Maltseva, O. I. Meshkov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2022. – Vol. 17, nr. 4. – P. T04001. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/04/T04001>. – Дата публикации: 05.04.22.
25. Arsentyeva, M. V. Excitation of the W-band structure of cavities by the charged particle train / M. V. Arsentyeva, A. E. Levichev. – Текст : электронный // Physics of particles and nuclei letters. – 2022. – Vol 19, nr 4. – P. 306–313. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477122040069>. – Дата публикации: 26.07.2022.
26. Excitation of Millimeter Wavelength Cavity Structure / M. Arsentyeva, A. Barnyakov, A. Levichev, D. Nikiforov. – Текст : электронный // Proceedings of the 29-th Linear Accelerator Conference (Beijing, 16–21 September 2018). – Geneva, 2018. – P. 543–545. – URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC> (дата обращения: 31.05.2022).
27. 3. Arsentyeva, M. V. Simulations of the millimeter wavelength accelerating structure excitation / M. V. Arsentyeva, A. E. Levichev. – Текст : электронный // Journal of physics: conference series. – 2020. – Vol. 1596. – P.

012024. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1596/1/012024>. – Дата публикации: 18.09.2020.
28. 200 MeV linac development for the SKIF light source injector / A. Andrianov, M. Arsenyeva, A. Barnyakov, [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 27th Russian Particle Accelerator Conference RUPAC2021 (Alushta, 27 September – 1 October 2021). – Geneva, 2021. P. 68–70. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/rupac2021/papers/wea03.pdf>. – Дата публикации: 15.09.2021.
29. Арсентьева, М. В. Разработка структуры резонаторов W-диапазона: специальность 1.3.18 «Физика ускорителей и пучков заряженных частиц» : научно-квалификационная работа аспиранта / Арсентьева Мария Васильевна ; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера. – Новосибирск, 2022. – 72 с. – Текст : непосредственный.
30. Арсентьева, М. В. Исследование возбуждения волн миллиметрового диапазона : специальность 03.04.02 «Физика» : выпускная квалификационная работа (диссертация магистра физики) / Арсентьева Мария Васильевна ; Новосибирский государственный университет. – Новосибирск, 2018. – 54 с. – Текст : непосредственный.
31. Wangler, T. P. Principles RF Linear Accelerators / T. P. Wangler. – Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH, 1998. – 466 p. – ISBN 978-3-527-40680-7. – Текст : непосредственный.
32. Лебедев, И. В. Техника и приборы СВЧ : учебник для студентов вузов по специальности «Электронные приборы». В 2 томах. Том 1. Техника сверхвысоких частот / И. В. Лебедев ; под редакцией Н. Д. Девяткова. – Издание 2-е, переработанное и дополненное. – Москва : Высшая школа, 1970. – 440 с. – Текст : непосредственный.
33. Current status of the Novosibirsk infrared FEL and the third stage lasing / O. A. Shevchenko, V. S. Arbuzov, K. N. Chernov [et al.]. – Текст : электронный // PEPAN Letters. – 2016. – Vol. 13, nr 7. – P. 1002–1005. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477116070451>. – Дата публикации: 06.12.2016.
34. Status of VEPP-5 Injection Complex / F. Emanov, A. Andrianov, V. Balakin [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the

- 12th International Particle Accelerator Conference IPAC2021 (Campinas, Brazil, 24–28 May 2021). – 2021. – P. 3796–3798. – URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-THPAB021>. – Дата публикации: 27.08.2021.
35. The Novosibirsk free electron laser facility / O. A. Shevchenko, N. A. Vinokurov, V. S. Arbuзов [et al.]. – Текст: электронный // SYNCHROTRON AND FREE ELECTRON LASER RADIATION: Generation and Application (SFR-2020). – Novosibirsk, Russia, 2020. – P. 020001. – URL: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/5.0031513>. – Дата публикации: 17.11.2020.
36. Commissioning of BNP injection complex VEPP-5 / P. Logatchev, A. Levichev, A. Starostenko [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of LINAC2014 (Geneva, August 31 – September 5 2014). – Geneva, 2014. – P. 702–704. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/LINAC2014/papers/tupp120.pdf> (дата обращения: 31.05.2022).
37. Павлов, В. М. СВЧ-группирователь форинжектора ВЭПП-5 / В. М. Павлов. – Текст : электронный // Препринт ИЯФ. – 2002. – URL: https://inp.nsk.su/images/preprint/2002_010.pdf (дата обращения: 30.05.2022).
38. Test of accelerating section for VEPP 5 pre injector / M. S. Avilov, V. E. Akimov, A. V. Aleksandrov [et al.] – Текст : электронный // XX International Linac Conference (Monterey, 21–25 August 2000). – 2000. – P. 428–430. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/100/papers/TUA21.pdf> (дата обращения: 31.05.2022).
39. FCT : [сайт]. – URL: <https://www.bergoz.com/products/fct/> (дата обращения: 30.05.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
40. Analysis of regular accelerating structures of a linear accelerator for the injector of Siberian photon ring source / K. A. Grishina, A. V. Andrianov, M. V. Arsentyeva [et al.]. – Текст : непосредственный // Physics of particles and nuclei letters. – 2020. – Vol 17, nr 1. – P. 65–72. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477120010082>. – Дата публикации: 27.02.2020.

41. Лебедев, А. Н. Основы физики и техники ускорителей : 2-е изд., перераб. и доп. / А. Н. Лебедев, А. В. Шальнов. – Москва : Энергоатомиздат, 1991. – 528 с. – ISBN:5-283-03971-4. – Текст : непосредственный.
42. OPERA – electromagnetic and electromechanical simulation : [сайт]. – URL: <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/opera/> (дата обращения: 30.05.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
43. Reiser, M. Theory and Design of Charged Particle Beams / M. Reiser. – New York: John Wiley and Sons, Inc., 2008. – 634 p. – ISBN 978-3-527-61763-0. – Текст : непосредственный.
44. Лоусон, Дж. Физика пучков заряженных частиц / Дж. Лоусон. – Москва: Мир., 1980. – 438 с. – Текст : непосредственный.
45. Simulations of S-band RF gun with RF beam control / A. M. Barnyakov, A. E. Levichev, M. V. Maltseva, D. A. Nikiforov // Journal of Instrumentation. – 2017. – Vol. 12, nr. 8. – P. T08002. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/08/T08002>. – Дата публикации: 08.08.2017.
46. Мальцева, М. В. Исследование возбуждения волн миллиметрового диапазона / М. В. Мальцева. – Текст : непосредственный // Материалы 56-й международной научной студенческой конференции. Инструментальные методы и техника экспериментальной физики (Новосибирск, 22–27 апреля 2018 года). – Новосибирск, 2018. – С. 33.
47. ГОСТ 2789-73. Шероховатость поверхности. Параметры и характеристики. – М.: Стандартинформ, 2018. – 5 с.
48. ZEISS CONTURA CMM : [сайт]. – URL: <https://www.zeiss.com/metrology/products/systems/coordinate-measuring-machine> (дата обращения: 30.05.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
49. ГОСТ 19738-2015. Припой серебряные. Марки. — М.: Стандартинформ, 2015. — 11 с.
50. А. Боровков А. Боровков А. А. Теория вероятностей: учеб. пособие для вузов по направлению подготовки 010100 «Математика» / А. А. Боровков. – Москва: УРСС, 2009. – 652 с. – Текст : непосредственный.

51. Симушкин, С. В. Методы теории вероятностей : учебное пособие / С. В. Симушкин. — Санкт-Петербург : Лань, 2020. — 548 с. — ISBN 978-5-8114-3442-8. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/110911> (дата обращения: 23.09.2022). — Режим доступа: для авториз. пользователей.

Список рисунков

1	Половина планарной структуры с открытой геометрией	7
2	Планарная структура с открытой геометрией на частоту 100 ГГц (SLAC)	8
1.1	Зависимость нормированной амплитуды продольной компоненты поля от рабочей частоты при различных значениях среднеквадратичной длительности возбуждающего сгустка: 1) $\sigma_t = 0$, 2) $\sigma_t = 1$ пс, 3) $\sigma_t = 2$ пс, 4) $\sigma_t = 5$ пс	19
1.2	Зависимость нормированной амплитуды продольной компоненты поля от среднеквадратичной длительности сгустка при различных значениях рабочей частоты: 1) $f = 10$ ГГц, 2) $f = 50$ ГГц, 3) $f = 75$ ГГц, 4) $f = 100$ ГГц	19
1.3	Зависимость времяпролетного фактора от длины резонатора	20
1.4	Качественная зависимость энергетических потерь сгустка на периоде структуры при различных значениях длины межрезонаторного промежутка: 1) $g = L/2$, 2) $g = L$, 3) $g = 2L$	21
1.5	Зависимость коэффициента возбуждения от номера сгустка последовательности при различных значениях декремента: 1) $\Delta T/T_c = 0,2$, 2) $\Delta T/T_c = 0,5$, 3) $\Delta T/T_c = 1$, 4) $\Delta T/T_c = 2$	24
1.6	Зависимость коэффициента возбуждения от номера сгустка последовательности при различных значениях декремента: 1) $\Delta T/T_c = 0,2$, 2) $\Delta T/T_c = 0,5$, 3) $\Delta T/T_c = 1$, 4) $\Delta T/T_c = 2$	25
1.7	Распределение нормированной амплитуды продольной компоненты электрического поля, возбужденного в одном из резонаторов, и проникающее поле в смежный резонатор	28
1.8	Геометрические параметры структуры W-диапазона	29
1.9	Коэффициент потерь для различных частот спектра собственных мод резонатора: 1) $\sigma_t = 0$ пс, 2) $\sigma_t = 2$ пс	31
1.10	Продольная компонента электрического поля, возбужденного середине первого резонатора структуры	32
1.11	Спектр продольной компоненты электрического поля, возбужденного в первом резонаторе структуре.	33

2.1	Новосибирский лазер на свободных электронах	36
2.2	Линейный ускоритель Инжекционного комплекса ВЭПП-5: 1) электронная пушка, 2) канал с тонкими соленоидами и группирователем, 3) ускоряющие секции, 4) квадрупольные линзы, 5) магнитный спектрометр, 6) дипольные поворотные магниты, 7) позитронная мишень	37
2.3	Электрическое поле в резонаторе пушки: слева — конфигурация резонатора, справа — распределение ускоряющего поля на оси пушки	38
2.4	Катодно-сеточный узел триода ГС-34: а) внешний вид, б) расчетная модель узла с паркетной сеткой	40
2.5	Расчетные характеристики электронного сгустка на выходе ВЧ пушки: фазовая зависимость при фиксированной амплитуде электрического поля 13 МВ/м а) среднеквадратичной длины, б) извлекаемого заряда, в) средней энергии; г) зависимость извлекаемого заряда от амплитуды электрического поля при фиксированной фазе 40°	41
2.6	Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе пушки	42
2.7	Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 1 нКл на выходе пушки	42
2.8	Система группировки пучка: 1) ВЧ пушка с частотой 178,5 МГц, 2) группирующий резонатор с частотой 535,5 МГц, 3) предускоритель с частотой 2856 МГц, 4) соленоиды дрейфового промежутка, 5) соленоиды предускорителя, 6) согласующий соленоид, 7) корректоры траектории пучка, 8) люминофорные датчики, 9) черенковские датчики длительности пучка, 10) датчики тока пучка, 11) датчики положения пучка, 12) автоматический вакуумный шибер, 13) волноводная СВЧ-нагрузка	43
2.9	Предускоритель-группирователь на основе диафрагмированного волновода	45
2.10	Ускоряющая структура на основе диафрагмированного волновода: 1) регулярная ускоряющая ячейка, 2) трансформатор типа волны, 3) переходная (соединительная) ускоряющая ячейка, 4) соединительная диафрагма, 5) рубашка охлаждения	46

2.11	Распределение набираемой энергии в зависимости от длительности пучка со средним током 50 мА: а) при инжекции в момент заполнения ускоряющей секции, б) при инжекции с задержкой 30 нс относительно момента заполнения ускоряющей секции	48
2.12	Диагностический канал со структурой W-диапазона: 1) ускоряющая структура 2856 МГц, 2) вакуумный шибер, 3) пикап, 4) корректоры, 5) триплет квадрупольных линз, 6) структура W-диапазона, 7) люминофорный датчик, 8) спектрометр, 9) цилиндр Фарадея . . .	49
2.13	Магнитный спектрометр линейного ускорителя СКИФ: 1) коллиматор, 2) сборка с цифровой камерой, 3) вакуумное окно, 4) ярмо магнита, 5) обмотки, 6) вакуумная камера, 7) люминофоры, 8) титановое выпускное окно	50
2.14	Схема магнитного спектрометра для измерения энергии и энергетического разброса пучка	51
2.15	Продольное фазовое пространство пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе ускоряющей секции	53
2.16	Продольное фазовое пространство пучка с зарядом 1 нКл на выходе ускоряющей секции	53
2.17	Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе ускоряющей секции	54
2.18	Поперечное фазовое пространство пучка с зарядом 1 нКл на выходе ускоряющей секции	54
2.19	Изменение параметров пучка с зарядом 0,3 нКл от пушки до конца ускоряющей секции: а) средняя энергия, б) эмиттанс, в) среднеквадратичный поперечный размер, г) среднеквадратичная длина, д) энергетический разброс . .	55
2.20	Изменение параметров пучка с зарядом 1 нКл от пушки до конца ускоряющей секции: а) средняя энергия, б) эмиттанс, в) среднеквадратичный поперечный размер, г) среднеквадратичная длина, д) энергетический разброс . .	56
2.21	Распределение поперечного поля дипольного корректора: 1) расчетное, 2) аппроксимированное	62
2.22	Зависимость магнитного поля от энергии пучка	65
2.23	Зависимость магнитного поля от тока пучка	65
2.24	Зависимость магнитного поля от эмиттанса пучка	66

2.25	Влияние слагаемых с вкладом в необходимое магнитное поле от радиуса: 1) вклад сил пространственного заряда, 2) вклад конечного эмиттанта	66
2.26	Огибающая электронного пучка при его прохождении через структуру W-диапазона	68
3.1	Первый прототип структуры резонаторов W-диапазона	70
3.2	Резонаторы первого прототипа структуры	71
3.3	Регулярная ячейка структуры	72
3.4	Сдвоенная боковая чашка, нижняя при пайке	72
3.5	Одинарная боковая чашка, верхняя при пайке	73
3.6	Изготовленные резонаторы структуры	74
3.7	Измеренные значения центральной апертуры ячеек	75
3.8	Измеренные значения внутреннего диаметра ячеек	75
3.9	Измеренные значения отклонения центральной апертуры ячеек от оси	76
3.10	Сборка ячеек структуры: 1) поворотные фланцы, 2) опорные фланцы, 3) нержавеющая труба, 4) двойная боковая чашка, 5) регулярная чашка, 6) одинарная боковая чашка	77
3.11	Соединение паяных структур резонаторов по типу conflat	78
3.12	Отдельные ячейки структуры перед пайкой, показано место расположения припоя на одной из ячеек	79
3.13	Сборка ячеек с припоем перед нагревом структуры	79
3.14	Графитовая оснастка с паяной структурой	80
3.15	Паяная структура резонаторов W-диапазона	81
3.16	Функция распределения коэффициента возбуждения	82
3.17	Плотность вероятности величины коэффициента возбуждения	83
3.18	Распределение плотности вероятности усредненного по резонаторам структуры коэффициента возбуждения	84

Список таблиц

1	Диапазоны частот, согласно номенклатуре IEEE	6
2	Параметры структуры W-диапазона	29
3	Собственные электрические моды резонаторов структуры	30
4	Параметры возбуждающего пучка	31
5	Параметры резонатора ВЧ пушки	39
6	Параметры катодно-сеточного узла ВЧ пушки	39
7	Параметры магнитной системы канала группировки	44
8	Параметры предускорителя-группирователя	45
9	Параметры ускоряющей структуры стенда СКИФ	47
10	Расчетные параметры люминофорных экранов магнитного спектрометра	51
11	Параметры пучка с зарядом 0,3 нКл на выходе ускоряющей секции .	57
12	Параметры пучка с зарядом 1 нКл на выходе ускоряющей секции . .	57
13	Параметры пучка в при ошибке выставки соленоидов $\Delta x = \Delta y = 1$ мм	59
14	Параметры пучка при ошибке выставки группирующего резонатора $\Delta x = \Delta y = 1$ мм.	60
15	Статистические параметры измерений изготовленных ячеек	76