

Минобрнауки России
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИЯФ СО РАН)

М.В. Арсентьева, А.Е. Левичев, А.М. Барняков, К.Н. Бердников,
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
А.П. Сумбаев,
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-200

Часть I: Аналитические расчёты

ИЯФ 2020-06



НОВОСИБИРСК
2020

Минобрнауки России
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИЯФ СО РАН)

М.В. Арсентьева, А.Е. Левичев, А.М. Барняков, К.Н. Бердников,
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
А.П. Сумбаев,
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-200
Часть I: Аналитические расчёты

ИЯФ 2020-06

НОВОСИБИРСК
2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ	5
2. УСКОРЯЮЩАЯ СИСТЕМА ЛУЭ-200	10
2.1 СВЧ группирователь	10
2.2 Регулярные ускоряющие структуры с учетом нагрузки током пучка.....	13
3. МАГНИТНАЯ СИСТЕМА	28
3.1 Соленоидальный фокусирующий канал	28
3.2 Жесткофокусирующий канал	33
Заключение	40
Литература	43

1. Введение

Линейный ускоритель электронов на энергию 200 МэВ (ЛУЭ-200) [1,2,3] проектировался в качестве драйвера источника резонансных нейтронов бустерного типа (ИРЕН) на основе предложенного в ИЯФ им. Г.И. Будкера линейного ускорителя с бегущей волной [4]. Структурная схема ускорителя представлена на рисунке 1.1. Источник электронов на основе пушки с термокатодом и постоянным напряжением 200 кВ должен обеспечивать пучок длительностью около 100-250 нс и током 1.5 А. Далее пучок проходит группирователь, который выполнен на основе резонансных ячеек со стоячей электромагнитной волной. В группирователе изначально непрерывный пучок преобразуется в последовательность сгустков с частотой регулярных ускоряющих структур для дальнейшего захвата в режим ускорения. Более подробно параметры систем ускорителя представлены в соответствующих разделах. Первичные проектные параметры ускорителя (энергия электронов 200 МэВ, ток пучка в импульсе 1.5 А с длительностью 250 нс, частота циклов 150 Гц) должны были обеспечить среднюю мощность пучка около 11.3 кВт, необходимую для производства коротких вспышек нейтронов для времяпролётных нейтронных спектрометров высокого разрешения установки ИРЕН.

В ЛУЭ-200 используются ускоряющие структуры на бегущей волне. Основным элементом ускоряющей системы являются секции, изготовленные в виде диафрагмированного волновода, в которых распространяется бегущая электромагнитная волна с продольной составляющей электрического поля. Оптимальными источниками СВЧ мощности для ускоряющей системы являются клистроны 5045 (SLAC, USA), способные вырабатывать импульсную СВЧ мощность до 67 МВт при средней мощности 30 кВт. Использование систем компрессии СВЧ мощности позволяет существенно повысить эффективность заправки мощности в ускоряющую структуру таким образом, что средний темп ускорения может достигать 33-35 МэВ/м. Проектом ускорителя предусмотрена сборка из двух секций длиной по 3 м, обеспечивающих заданную энергию электронов.

Ускоритель ЛУЭ-200 введён в опытную эксплуатацию в два этапа: сначала, в 2008г., как «первая очередь» (одна ускоряющая секция), затем, в 2016г., как «вторая очередь» (две ускоряющие секции). Результаты, полученные на первой и второй очередях, представлены в таблицах 1.1-1.2 и на рисунках 1.2-1.4.

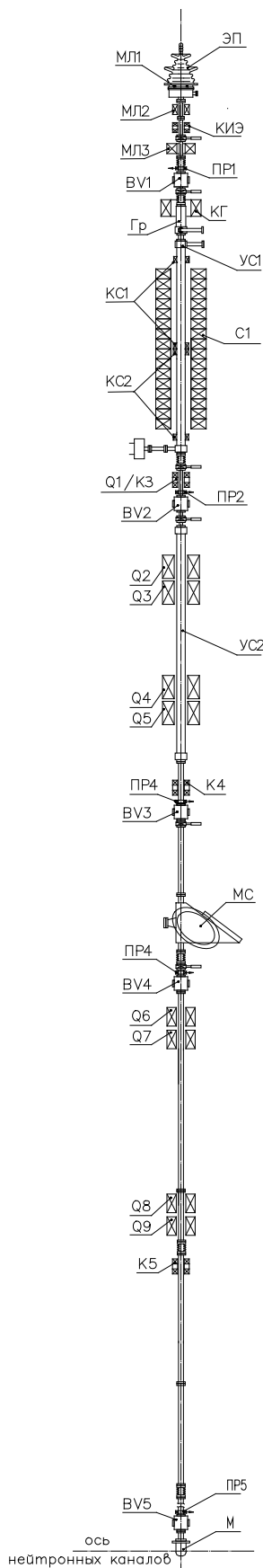
Таблица 1.1. Параметры первой очереди ускорителя ЛУЭ-200 [2].

Параметр	Проект ИЯФ 1993 г.	Проект 1-ой очереди	Ожидание 1-ой очереди	Реализация 1-ой очереди (регулярная работа)
Количество ускоряющих секций	2 секции (2 клистрона)	1 секция (1 клистрон)	1 секция (1 клистрон)	1 секция (1 клистрон)
Тип клистрона, мощность клистрона	5045 SLAC 67 МВт	5045 SLAC 67 МВт	ТН2129 Thomson 20 МВт	ТН2129 Thomson 17 МВт

Максимальная энергия электронов	212 МэВ	106 МэВ	57 МэВ	32-42 МэВ
Средний ток пучка в импульсе	1.5 А	1.5 А	1.5 А	1.5-2.5 А
Длительность импульса тока	250 нс	250 нс	250 нс	100 нс
Частота циклов	150 Гц	150 Гц	150 Гц	25 Гц
Средняя мощность пучка	≈ 12 кВт	≈ 6 кВт	3.2 кВт	0.13-0.2 кВт

Таблица 1.2. Параметры второй очереди ускорителя ЛУЭ-200

Параметр	1-я очередь	2-я очередь	
		2 секции	
Количество ускоряющих секций	1 секция	1-я секция	2-я секция
		Тип клистрона – источника СВЧ мощности ускоряющих секций	ТН2129 Thomson
Импульсная мощность клистрона номинальная	20 МВт	50 МВт	20 МВт
Импульсная мощность клистрона реализованная	17 МВт	30 МВт	17 МВт
Средняя/максимальная энергия электронов	35/42 МэВ	55/60 МэВ	
Средний ток пучка в импульсе	1.5 А	1.5 А	
Длительность импульса тока	100 нс	100 нс	
Частота циклов	25 Гц	50 Гц	
Средняя мощность пучка	0.131 кВт	0.412 кВт	



Элементы ускоряющей системы и системы диагностики пучка:

ЭП – Электронная пушка;

Гр – СВЧ - группирователь;

УС1 – первая ускоряющая секция;

УС2 – вторая ускоряющая секция;

BV1, BV2, BV3, BV4, BV5 – бимвьюеры;

ПР1, ПР2, ПР3, ПР4, ПР5 – магнитоиндукционные датчики тока пучка (пояса Роговского);

М – мишень-конвертер;

Электромагниты:

ЭП – электронная пушка;

МЛ1, МЛ2, МЛ3 – короткие соленоидальные магнитные линзы;

КГ – короткий соленоид группирователя;

С1 – фокусирующий соленоид первой ускоряющей секции;

КИЭ, КС1, КС2, К3, К4, К5 – магниты системы коррекции траектории пучка;

Q1 – первая квадрупольная линза;

Q2/Q3, Q4/Q5 – FD дублеты широкоапертурных квадрупольных линз второй ускоряющей секции;

Q6/Q7, Q8/Q9 – FD дублеты квадрупольных линз канала транспортировки пучка до мишени;

МС – магнитный спектрометр;

Рисунок 1.1. Структурная схема ускорителя ЛУЭ-200

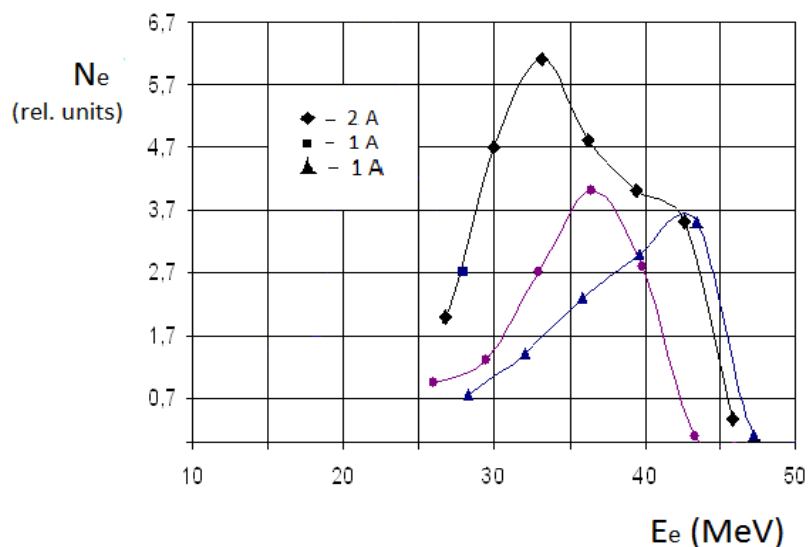


Рисунок 1.2. Спектры энергий частиц пучка электронов, ускоренного в первой секции ЛУЭ-200, запитанной от клистрона TH2129 Thomson, при различных токах пучка I_n и различных уровнях мощности возбуждения [2]. Кривая 1 – $I_n = 2$ А, кривые 2 и 3 – $I_n = 1$ А при различных уровнях мощности возбуждения клистрона.

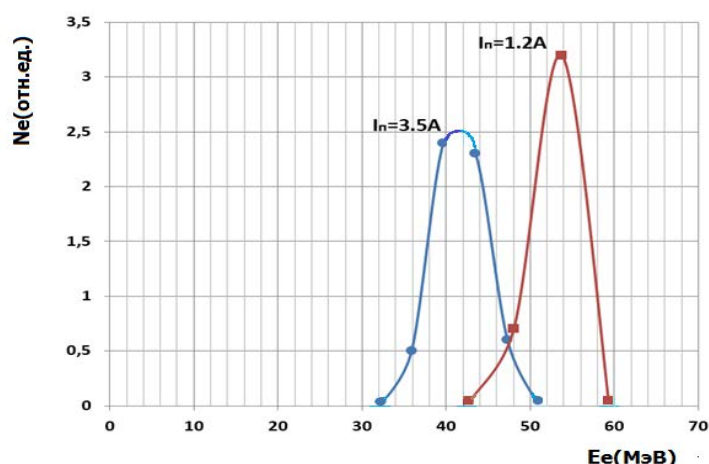


Рисунок 1.3. Спектры энергий пучка электронов, ускоренных в двух секциях ЛУЭ-200 при различных токах пучка электронной пушки I_n [3]: 1 – ток $I_n = 3.5$ А, 2 – ток $I_n = 1.2$ А.

К концу 2017г. в регулярном режиме ускоритель отработал на облучение фотонейтронной мишени более 6000 часов. Как следует из представленных материалов, параметры пучка ускорителя, достигнутые как на одной секции, так и на двух секциях, не соответствуют ни проектным параметрам, ни планируемым параметрам, скорректированным с учётом использования одной или двух секций и конкретных клистронов. Средняя энергия частиц пучка оказывается почти на 25% ниже расчётной, спектр энергий имеет значительную ширину. Как при работе одной первой секции, так и при работе двух секций отмечается низкий уровень токопрохождения пучка – примерно 30% по всему ускорителю от катода до мишени, причём основные потери тока пучка ($\approx 50\%$ по амплитуде) приходится на участок группирователь + первая ускоряющая секция. Результатом таких потерь для ускорителя, как драйвера источника нейтронов в целом, являются снижение мощности пучка электронов и снижение интеграла выхода нейтронных потоков.

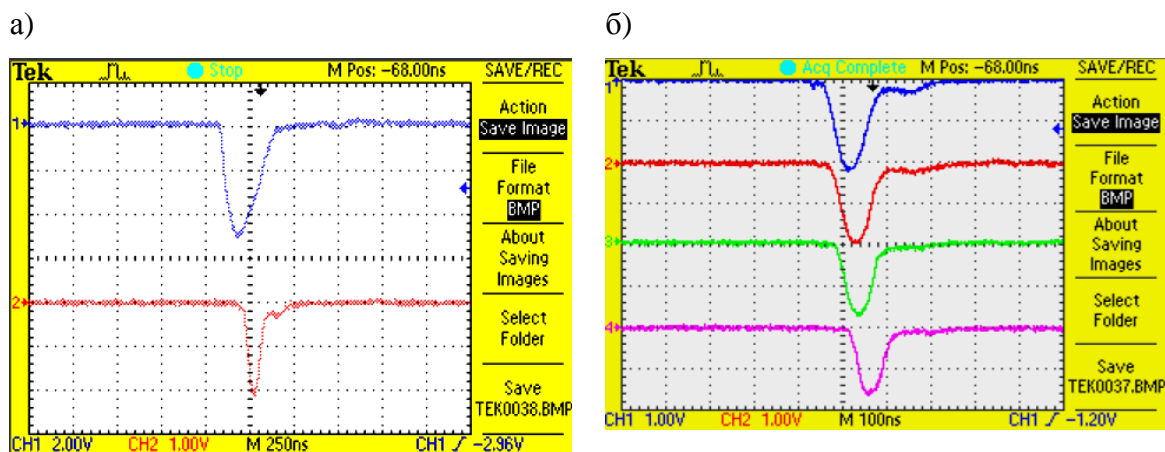


Рисунок 1.4. Осциллограммы тока пучка [1]: а) луч 1 – после пушки, 250 нс/дел; 2 А/дел.; луч 2 – после первой ускоряющей секции; 250 нс/дел. 1 А/дел.; б) луч 1 - ток пучка после первой секции, луч 2 – после второй секции, луч 3 – после магнитного спектрометра, луч 4 – ток пучка на мишени; все: 1 А/дел., 100 нс/дел.

С целью повышения эффективности работы ускорителя необходим анализ возможных причин снижения качества пучка и определение средств их устранения или, по крайней мере, минимизации их влияния. В связи с обозначенными проблемами в данной работе выполнены расчётно-теоретические исследования, решающие следующие задачи:

1. Проведение расчётных оценок возможности достижения проектных параметров ускоренного пучка в заданной схеме ускорителя (группирователь + две ускоряющие секции, запитанные от собственных клистронов с выходной мощностью по 60 МВт).
2. Проведение расчётных оценок возможности получения максимальных по мощности параметров ускоренного пучка в схемах, реализованных во второй очереди действующего ускорителя в двух вариантах:
 - 2.1. Группирователь + две ускоряющие секции + два клистрона (E3730A Toshiba + TH2129 Thomson) + SLED,
 - 2.2. Группирователь + две ускоряющие секции + два клистрона E37340 Canon с системами SLED).
3. Разработка предложений по модернизации схемы ускорителя с моделированием и аналитическими расчётными оценками эффективности предложенных решений.

При решении поставленных задач использованы как аналитические исследования, так и численное моделирование с помощью кодов ASTRA [5] и CST Studio [6]. Результаты работы представлены в двух отдельных частях настоящей публикации, связанных между собой общим предметом исследований, выводами и рекомендациями, выработанными на основе этих исследований: часть I – аналитические расчёты, часть II – численное моделирование.

В разделах 2 и 3 представлено описание базовых систем ускорителя и анализ особенностей работы ускоряющей системы, состоящей из группирователя и ускоряющих секций, и магнитной системы, представленной соленоидальными магнитами и квадрупольными линзами.

2. Ускоряющая система ЛУЭ-200

Схема ускоряющей системы ЛУЭ-200 представлена на рисунке 2.1. Схема основана на использовании элементной базы линейного ускорителя - форинжектора ВЭПП-5 [9].

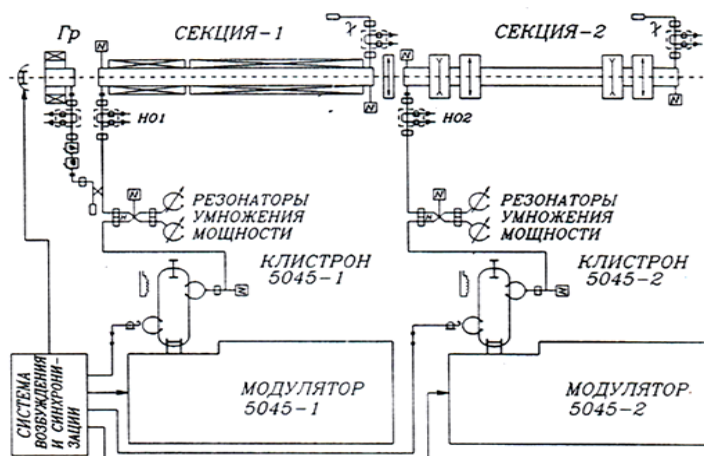


Рисунок 2.1. Структурная схема ускоряющей системы ускорителя ЛУЭ-200 [4].

В схеме предусмотрено питание каждой из ускоряющих секций СВЧ мощностью от импульсных клистронов 5045 SLAC (2856 МГц, 60 МВт). Каждый клистрон запитывается от собственного модулятора. Возбуждение клистронов синхронизировано от единого генератора-синтезатора с развязкой двух каналов возбуждения через фазовращатель, установленный на низком уровне СВЧ мощности. Питание группирователя предусмотрено ответвлением от фидера первой ускоряющей секции части СВЧ мощности первого клистрона через волноводный направленный ответвитель с ослаблением 17 дБ и цепочку, состоящую из фазовращателя ($0 - 350^\circ$) и регулятора мощности - аттенюатора ($0 - 22$ дБ). В каждый СВЧ фидер, питающий ускоряющую секцию, включены системы компрессии СВЧ мощности, состоящие из двух накопительных резонаторов и 3-х децибельного щелевого моста.

2.1 СВЧ группирователь

СВЧ группирователь представляет собой структуру, состоящую из четырёх резонаторов, включая возбуждающий резонатор. Его схема представлена на рисунке 2.2. Первый экземпляр такого резонатора был изготовлен в ИЯФ и установлен на комплексе форинжектора ВЭПП-5 [4]. На ускорителе ЛУЭ-200 используется точно такой же группирователь, который, как и на форинжекторе ВЭПП-5, пристыкован непосредственно к первой ускоряющей секции.

График аксиального распределения поля группирователя показан на рисунке 2.3. Расчетное распределение продольного электрического поля группирователя совпадает с распределением, измеренным при изготовлении [9]. Измеренные параметры группирователя приведены в таблице 2.1.

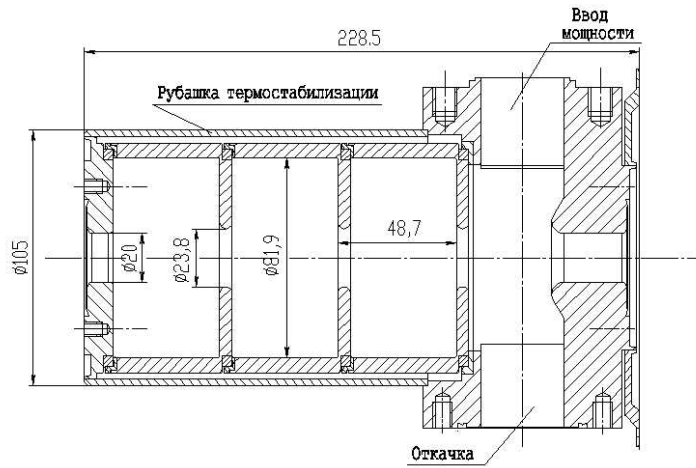


Рисунок 2.2. Схема СВЧ группирователя.

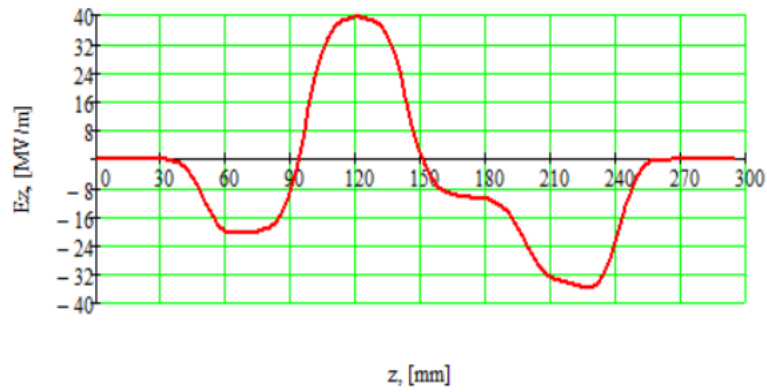


Рисунок 2.3. Расчетное распределение продольного электрического поля на оси группирователя при запасенной энергии 1 Дж.

Таблица 2.1. Измеренные характеристики резонатора СВЧ группирователя.

Собственная добротность	3349
Коэффициент связи	1.3
Шунтовое сопротивление	0.4 МОм

Процессы группировки пучка в СВЧ группирователе можно проанализировать с помощью уравнений продольной динамики:

$$\frac{dp_z}{dt} = eE(z) \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (2.1)$$

Продольный импульс частицы $p_z = \beta \gamma m$, где m - масса покоя электрона, e - его заряд, β и γ - обычные релятивистские факторы частиц, $E(z)$ - распределение величины продольного электрического поля на оси группирователя (см. рисунок 2.3). С учетом этого уравнение (2.1) можно переписать в виде

$$\frac{d\gamma\beta}{dt} = \frac{e}{mc} E(z) \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (2.2)$$

Производная $d\gamma\beta/dt = \dot{\gamma}\beta + \beta\dot{\gamma}$, где точкой обозначается производная по времени, может быть преобразована следующим образом:

$$\dot{\gamma} = \frac{d}{dt} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \beta\gamma^3\dot{\beta}. \quad (2.3)$$

Тогда (2.2) приобретает вид:

$$\frac{d\gamma\beta}{dt} = \dot{\beta}\gamma(\beta^2\gamma^2 + 1) = \frac{e}{mc} E(z) \cos(\omega t + \varphi_0).$$

Если принять, что поперечный импульс частиц много меньше продольного $\gamma\beta_{\alpha,r} \ll \gamma\beta$, то $\gamma^2 = \beta^2\gamma^2 + 1$, и, переходя к продольной координате $dt = dz/\beta c$, получаем

$$\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{3/2}} \frac{d\beta}{dz} = \frac{E(z)}{U_0} \cos(\varphi + \varphi_0), \quad (2.4)$$

где $U_0 = mc^2/e$ – энергия покоя электрона в вольтах, φ – фаза движущейся частицы относительно электрической компоненты СВЧ поля:

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{\omega}{\beta c}. \quad (2.5)$$

Решая систему уравнений (2.4) - (2.5) для сгустка частиц с равномерным распределением начальных фаз в промежутке $[0 - \pi]$, можно построить гистограмму распределения частиц по фазам на выходе СВЧ группирователя. На рисунке 2.4 представлены распределения частиц на выходе группирователя для двух значений СВЧ мощности, вводимой в группирователь: 10 кВт и 100 кВт. Из рисунка 2.4. видно, что при входной мощности 100 кВт происходит перегруппировка пучка. В этом случае распределение частиц близко к равномерному с фазовой протяжённостью 50° (15 мм). При входной мощности резонатора группирователя 10 кВт распределение частиц близко к гауссову распределению с $\sigma_\varphi = 5^\circ$.

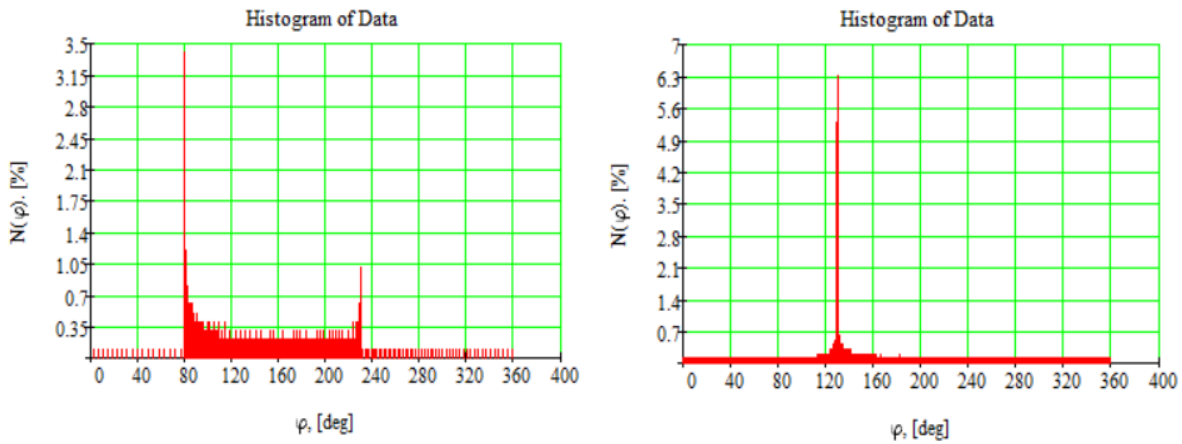


Рисунок 2.4. Распределение частиц в пучке по фазам после пролета через группирователь: слева – при входной мощности 100 кВт, справа – при входной мощности 10 кВт.

При решении уравнений (2.4) - (2.5) не учитывались силы, обусловленные собственным зарядом сгустков пучка. Учёт кулоновских полей расталкивания, включая продольные компоненты, для частиц с энергией 200 кэВ может изменить результаты, представленные на рисунке 2.4. Мощности 10 кВт на входе в группирователь может оказаться недостаточно для продольного сжатия сгустков пучка до размера с $\sigma_\varphi = 5^\circ$, как показано на рисунке 2.4. В этом случае для группировки пучка может потребоваться входная мощность больше 10 кВт.

Кроме этого, поскольку данный группирователь не увеличивает среднюю энергию пучка, процесс группировки будет продолжаться в электрическом поле первой ускоряющей структуры. Так как скорость СВЧ волны в структуре равна скорости света c , а начальная энергия пучка 0.2 МэВ обеспечивает скорость частиц лишь $0.7c$, волна ускоряющего поля будет обгонять пучок по фазе. С учетом этого фаза инжекции пучка должна быть выбрана больше фазы СВЧ волны, при которой происходит максимальное ускорение частиц. В этом случае пучок будет скользить по фазе ускоряющей волны и одновременно увеличивать свою энергию. Когда скорость частиц станет близка к скорости света, среднее положение пучка должно оказаться в фазе с максимальным градиентом ускорения. При этом, поскольку начальная фаза инжекции выше фазы максимального ускорения, пучок будет находиться в области эффективной продольной группировки. При расчёте гистограмм, представленных на рисунке 2.4. данный эффект не учитывался.

2.2 Регулярные ускоряющие структуры с учетом нагрузки током пучка

Общие характеристики

Ускоряющая секция ЛУЭ-200 представляет собой диафрагмированный волновод с постоянным импедансом с модой колебания $2\pi/3$. Её общий вид и параметры представлены на рисунке 2.5 и в таблице 2.2, соответственно.

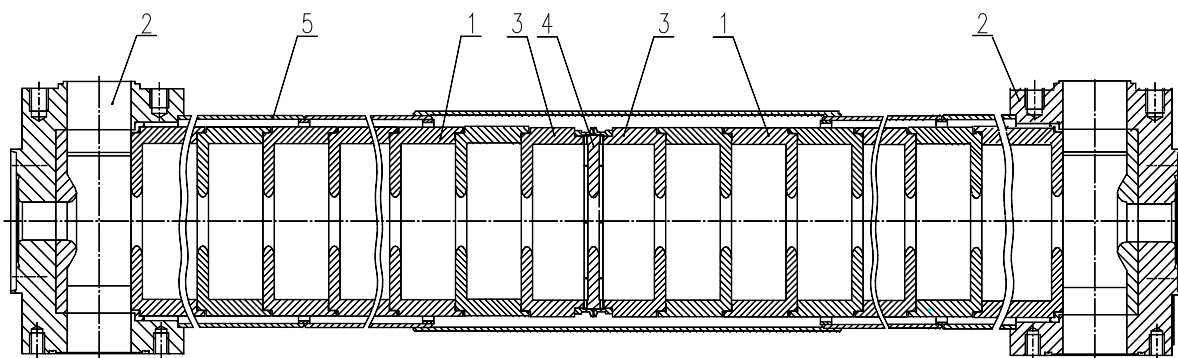


Рисунок 2.5. Ускоряющая структура на основе диафрагмированного волновода: 1 – регулярная ускоряющая ячейка - резонатор, 2 – трансформатор типа волны, 3–переходная (соединительная) ускоряющая ячейка, 4 – соединительная диафрагма, 5 – рубашка охлаждения.

Таблица 2.2. Параметры ускоряющей структуры на основе диафрагмированного волновода с постоянным импедансом.

Рабочая частота f_0	2855.5 МГц
Внутренний диаметр резонатора	83.75 мм
Диаметр отверстия диафрагмы	25.9 мм
Толщина диафрагмы	6 мм
Период структуры	34.99 мм
Рабочий вид колебаний	$2\pi/3$
Относительная фазовая скорость β_ϕ	1

Относительная групповая скорость β_{gr}	0.021
Групповая скорость $V_{gr} \cdot c$	0.21
Длина секции L	2.93 м
Количество ускоряющих ячеек (включая два трансформатора типа волны)	85
Собственная добротность Q_{a0}	13200
Шунтовое сопротивление R_{sh}	51 МОм/м
Постоянная времени $\tau_{a0} = 2Q_{a0}/\omega_0$	1.471 мкс
Коэффициент затухания по полю α	0.108 м ⁻¹
Время заполнения $T_f = \frac{L}{V_{gr}}$	0.465 мкс

Поле СВЧ волны с учётом тока пучка

Ускоряющее поле на оси структуры с постоянным импедансом вдоль продольной координаты z можно описать суперпозицией двух уравнений [10]:

$$E_z(z) = E_0 e^{-\alpha z} - I_0 R_{sh} (1 - e^{-\alpha z}). \quad (2.6)$$

Здесь первый член уравнения соответствует полю, сформированному внешним генератором: $E_0 = \sqrt{2\alpha R_{sh} P_0}$, где P_0 – мощность генератора, R_{sh} – шунтовое сопротивление, α – коэффициент потерь структуры. Второй член уравнения определяет поле, индуцированное частицами пучка электронов со средним током в импульсе I_0 . Предполагается, что пучок состоит из точечных сгустков (длительность сгустков много меньше длины волны), которые следуют с частотой рабочей моды колебания структуры $f_0 = \omega_0/2\pi$.

С помощью (2.6) можно энергию, которую приобретут частицы пучка при ускорении в структуре, с учётом поля, индуцированного пучком, представить в виде:

$$W(z) = e \int_0^z E_z(z) dz = e \left[(E_0 + I_0 R_{sh}) \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha} - I_0 R_{sh} z \right]. \quad (2.7)$$

Из (2.7) видно, что существует средний ток пучка I_{cr} , при котором набор энергии частицы в структуре длиной L будет равен нулю:

$$I_{cr} = \sqrt{\frac{2\alpha P_0}{R_{sh}}} \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L - (1 - e^{-\alpha L})}. \quad (2.8)$$

Так называемый критический ток I_{cr} в ускоряющей структуре с постоянным импедансом, зависит от шунтового сопротивления, мощности генератора, потерь в стенках ускоряющих ячеек и длины структуры. Следует заметить, что в рассмотренном случае мощность P_0 , которая поступает от генератора, подразумевается постоянной.

Если рассматривать не стационарный режим, а режим с изменением мощности генератора во времени $P_0(t)$, то энергия, приобретаемая частицами пучка за счет поля от генератора и поля, индуцированного самим пучком, будет определяться уравнением [10]:

$$\Delta W(\tau) = -e R_{sh} L I_0 \left\{ \left(1 - \frac{\tau_{0A}}{T_f} \right) [1 - e^{(-\tau/\tau_{a0})}] + \frac{\tau}{T_f} e^{(-\tau/\tau_{a0})} \right\}. \quad (2.9)$$

Здесь τ – время от начала инжекции в ускоряющую структуру первого сгустка пучка ($0 \leq \tau \leq \tau_b$, где τ_b – длительность пучка), $\tau_{a0} = 2Q_{a0}/\omega_0$ – постоянная времени ускоряющей структуры, Q_{a0} – добротность структуры, ω_0 – рабочая круговая частота, $T_f = \frac{L}{V_{gr}}$ – время заполнения структуры, V_{gr} – групповая скорость волны ускоряющего поля. Само поле E_b , индуцированное пучком с током $I(t)$ в нестационарном режиме, можно записать через выражение:

$$F(z, t) = \begin{cases} 0, & \text{при } z < V_{gr}t \\ -\frac{R_{sh}}{\tau_{a0}} \exp\left(-\frac{t-z/c}{\tau_{a0}}\right), & \text{при } V_{gr}t \leq z \leq ct, \\ 0, & \text{при } L \geq z > ct \end{cases}$$

$$E_b(z, t) = \int_0^t F(z, \tau) I(\tau) d\tau. \quad (2.10)$$

Здесь функция $F(z, t)$ обозначает поле излучения от малого заряда $I(\tau)d\tau$, а пределы интегрирования указывают на то, что поле распространяется с групповой скоростью и не может «опережать» ускоряемый ультрарелятивистский пучок.

Для случая, когда пучок влетает в уже полностью заполненную СВЧ мощностью ускоряющую структуру, то есть при $\tau \geq T_f$, можно записать:

$$W(\tau) = W_m + \Delta W_b(\tau), \quad (2.11)$$

где, соответственно выражению (2.7), $W_m = eE_0 \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha}$. В данном случае максимальный энергетический разброс определяют величина тока пучка и его длительность.

В выполненных преобразованиях пучок представлялся последовательностью точечных сгустков, следующих с рабочей частотой ускоряющей структуры. В реальности сгустки пучка могут обладать внутренним продольным распределением частиц, отличным от равномерного. В этом случае суммарное поле, индуцированное пучком, будет меньше с учетом форм - фактора, который зависит от характера распределения частиц в сгустке. Например, для сгустков, имеющих распределения частиц по Гауссу, и для сгустков с равномерным распределением частиц форм - факторы определяются выражениями, соответственно [11]:

$$F_G = e^{-\frac{1}{2}\omega_0^2\sigma_t^2}, \quad (2.12)$$

$$F_U = \frac{\sin(\omega_0 t_b/2)}{\omega_0 t_b/2}, \quad (2.13)$$

где σ_t – продольная среднеквадратичная длительность сгустка, t_b – длительность пучка для равномерного случая. Таким образом, выражения (2.9) - (2.10) можно точнее записать в виде:

$$\Delta W_b(\tau) = -eR_{sh}LF_{G,U}I_0 \left\{ \left(1 - \frac{\tau_{0A}}{T_f}\right) [1 - e^{-\tau/\tau_{a0}}] + \frac{\tau}{T_f} e^{-\tau/\tau_{a0}} \right\}, \quad (2.14)$$

$$E_b(z, t) = F_{G,U} \int_0^t F(z, \tau) I(\tau) d\tau, \quad (2.15)$$

позволяющем рассматривать конкретные варианты распределения частиц в сгустках.

Поле СВЧ волны с учётом тока пучка при включении системы SLED

Рассмотрим случай, когда мощность, поступающая от генератора, не стационарна, например, при использовании умножителя мощности типа SLED [12]. В этом случае

мощность, поступающая из резонаторов SLED в нагрузку, характеризуется мощностью, поступающей от генератора, и мощностью, излучаемой из резонаторов, что и определяет ее нестационарный характер. Пусть амплитуда импульса входного сигнала, поступающего на вход резонатора системы умножения мощности SLED, нормированная на амплитуду генератора E_g , определяется зависимостью, представленной на рисунке 2.6. Переворот фазы осуществляется в момент времени t_1 и длится до времени t_2 .

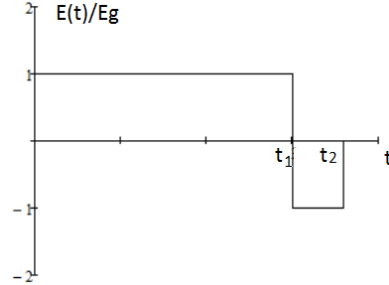


Рисунок 2.6. Нормализованная амплитуда сигнала, поступающего на вход резонатора системы умножения мощности SLED.

В этом случае амплитуду поступающей в нагрузку волны E_{in} , нормированную на амплитуду волны мощности от генератора, можно записать в виде [13]

$$\begin{aligned} \frac{E_{1in}(t)}{E_g} &= \sqrt{\frac{P_{1in}(t)}{P_0}} = \frac{\beta_{sl}-1}{\beta_{sl}+1} - \frac{2\beta_{sl}}{\beta_{sl}+1} e^{-t/\tau_{sll}}, \\ \frac{E_{2in}(t)}{E_g} &= \sqrt{\frac{P_{2in}(t)}{P_0}} = -\frac{\beta_{sl}-1}{\beta_{sl}+1} + \frac{2\beta_{sl}}{\beta_{sl}+1} e^{-t/\tau_{sll}} (2e^{t_1/\tau_{sll}} - 1), \\ \frac{E_{3in}(t)}{E_g} &= \sqrt{\frac{P_{3in}(t)}{P_0}} = \frac{2\beta_{sl}}{\beta_{sl}+1} e^{-t/\tau_{sll}} (2e^{t_1/\tau_{sll}} - e^{t_2/\tau_{sll}} - 1), \\ E_{in}(t) &= \begin{cases} \frac{E_{1in}(t)}{E_g}, & 0 \leq t < t_1 \\ \frac{E_{2in}(t)}{E_g}, & t_1 \leq t \leq t_2, \\ \frac{E_{3in}(t)}{E_g}, & t_2 < t \end{cases} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Здесь P_0 – мощность генератора, P_{in} – мощность, поступающая в нагрузку, β_{sl} – коэффициент связи резонаторов системы SLED, $\tau_{sll} = \frac{2Q_{sll}}{\omega_0}$ – нагруженная постоянная времени, ω_0 – резонансная круговая рабочая частота, $Q_{sll} = \frac{Q_{slo}}{(1+\beta_{sl})}$ – нагруженная добротность, Q_{slo} – собственная добротность резонатора. Индекс «sl» означает, что параметры относятся к резонатору системы умножения мощности SLED. Мощность, которая поступает в ускоряющую структуру, будет определяться выражением:

$$P_{in}(t) = P_0 \cdot [E_{in}(t)]^2. \quad (2.17)$$

При отсутствии пучка в ускоряющей структуре будет распространяться волна с СВЧ мощностью, соответствующей выражению (2.17):

$$P_{str}(z, t) = P_{in} \left(t - \frac{z}{V_{gr}} \right) \cdot e^{-2\alpha z}, \quad (2.18)$$

а поле вдоль структуры будет имеет вид

$$E_{str}(z, t) = \sqrt{2\alpha R_{sh} P_{str}(z, t)}. \quad (2.19)$$

Будем рассматривать период времени после переворота фазы генератора, т.е. от t_1 до времени полного заполнения ускоряющей структуры, то есть до $t_1 + T_f$. Другими словами, начало отсчета выберем за момент времени t_1 . Тогда выражение для энергии, которую набирают частицы пучка за счет поля внешнего генератора без учета нагрузки током пучка, в соответствии с (2.19) будет иметь вид

$$W_{str}(t) = e \int_0^L E_{str}(z, t) dz. \quad (2.20)$$

При учёте излучения пучка (2.9) полная приобретаемая частицами энергия после пролёта ускоряющей структуры при $\tau < T_f$, определяется как

$$W(\Delta, t) = W_{str}(t - \Delta) + \Delta W_b(t). \quad (2.21)$$

Здесь подразумевается, что пучок всегда инжектируется в начальный момент времени, а импульс возбуждения ускоряющей структуры СВЧ мощностью может быть сдвинут по времени относительно инжекции пучка на величину Δ .

Рассмотрим систему умножения мощности SLED. Система работает на частоте 2856 МГц, переворот фаз осуществляется в момент времени $t_1 = 3.0$ мкс (рисунок 2.6), а весь СВЧ импульс занимает 3.5 мкс. Коэффициент усиления по мощности зависит от коэффициента связи резонаторов. Рассмотрим 3 режима работы системы SLED с разными коэффициентами связи и, соответственно, разными коэффициентами усиления. При этом собственная добротность резонаторов остается постоянной $Q_0 = 86000$. На рисунке 2.7 показаны графики нормированных импульсов отраженного сигнала от системы SLED.

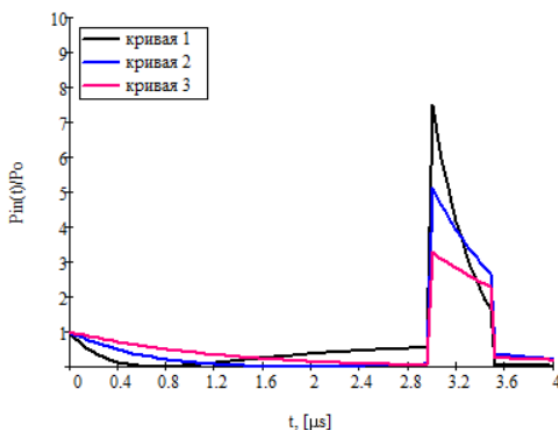


Рисунок 2.7. Огибающая СВЧ мощности, отражённой от резонаторов системы SLED, нормированная на «падающую» мощность генератора: 1 – коэффициент связи $\beta = 9.5$, коэффициент усиления по мощности $K_p = 7.5$; 2 – коэффициент связи $\beta = 4$, коэффициент усиления по мощности $K_p = 5$; 3 – коэффициент связи $\beta = 2$, коэффициент усиления по мощности $K_p = 3$.

В связи с тем, что пучок имеет конечную (не равную нулю) длительность, частицы взаимодействуют с ускоряющим полем структуры, величина которого зависит от времени инжекции частиц, т.е. от положения частиц в пучке. При этом если частицы будут пролетать структуру раньше времени заполнения, то они будут взаимодействовать с недозаполненной структурой. Без учета нагрузки током пучка, согласно (2.14) распределение электрического поля вдоль ускоряющей структуры в момент завершения её заполнения будет иметь вид, показанный на рисунке 2.8.

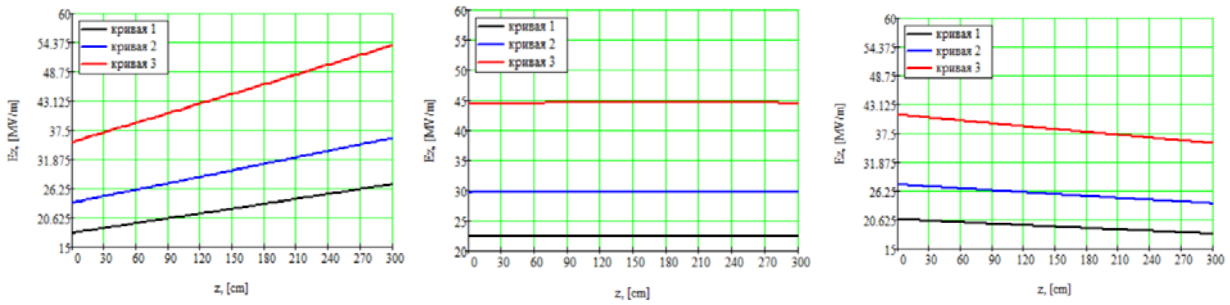


Рисунок 2.8. Распределение электрического поля вдоль ускоряющих структур, запитанных от клистронов разной мощности с учетом использования системы SLED при нулевом токе пучка. Слева направо: для коэффициент усиления по мощности системы SLED $K_p = 7.5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 3$. 1 – при мощности клистрона = 17 МВт, 2 = 30 МВт, 3 = 67 МВт.

С учетом (2.19) - (2.20) набор энергии пучком в зависимости от времени инжекции без учета нагрузки током пучка представлен на рисунке 2.9.

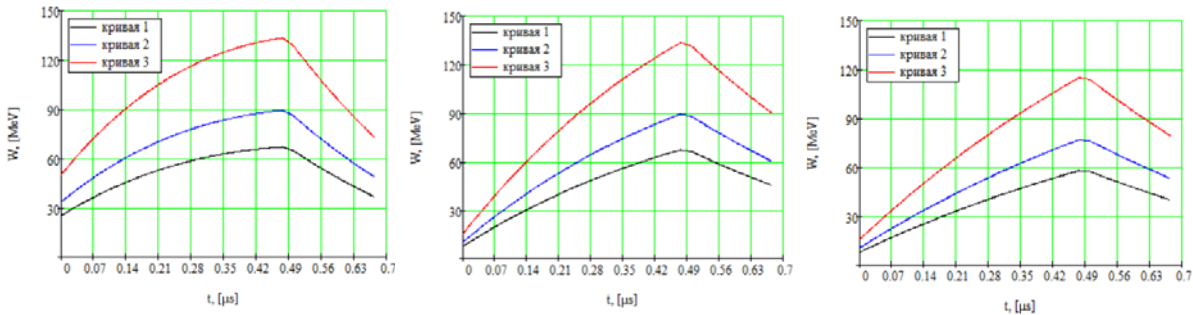


Рисунок 2.9. Набор энергии частицами пучка при пролете ускоряющей структуры с клистронами разной мощности при нулевом токе пучка в зависимости от времени инжекции. Слева направо: для коэффициент усиления по мощности системы SLED $K_p = 7.5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 3$. 1 – мощность клистрона 17 МВт, 2 – 30 МВт, 3 – 67 МВт.

Уровень полей, с которыми взаимодействуют частицы пучка при влете в ускоряющую структуру, имеет принципиальное значение. Амплитуды таких полей, полученных от разных клистронов и разных систем умножения мощности SLED, показаны на рисунке 2.10.

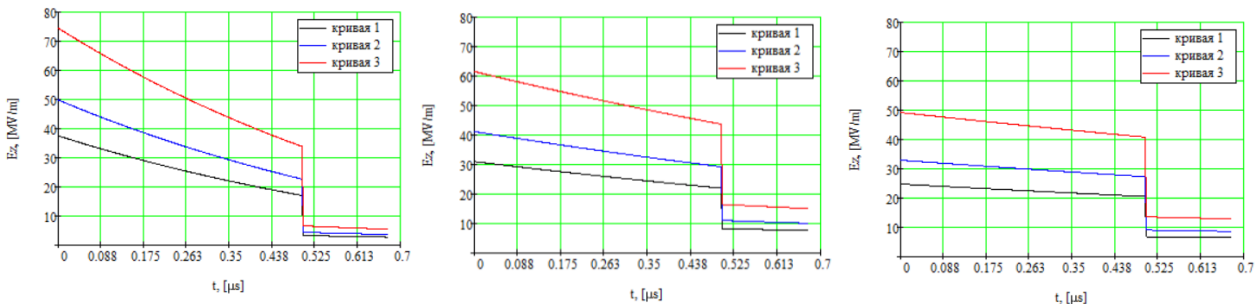


Рисунок 2.10. Величины электрических полей в начале ускоряющей структуры в зависимости от времени при $I_0 = 0$ для клистронов различной мощности. Слева направо: для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 7.5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 3$. 1 – мощность клистрона = 17 МВт, 2 – 30 МВт, 3 – 67 МВт.

С одной стороны, уровень этих полей может влиять на захват частиц в режим ускорения, определяя его эффективность. С другой стороны, достигаемые в первых ячейках ускоряющих секций уровни напряженностей электрического поля для некоторых случаев приближаются к пределам электрической прочности ускоряющих структур, что может приводить к СВЧ пробоям. Это обстоятельство требует отдельного анализа с учётом возможностей ускорительных структур, разработанных и изготовленных в ИЯФ СО РАН.

Ускоряющие секции, которые используются в ЛУЭ-200, предназначены для ускорения сгруппированных сгустков ультррелятивистских частиц с $\gamma \gg 1$. При инжекции в секцию нерелятивистских частиц, частиц с большим энергетическим разбросом или сгустков частиц с широким набором фаз, в зависимости от величины ускоряющего поля возникает дрейф частиц по фазе поля, снижающий эффективность их захвата в режим ускорения. Дрейфуя по фазе ускоряющего поля, частицы могут приобретать в среднем нулевой прирост энергии или переходить в область отрицательного поля, что может привести даже к их движению в сторону катода. Область начальных параметров пучка и полей в ускоряющей секции, которые отвечают режиму захвата в режим ускорения, можно получить с помощью выражения [14]:

$$\gamma_{inj} > \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{G(1+\sin \varphi_{inj})} + \frac{G(1+\sin \varphi_{inj})}{2\pi} \right], \quad (2.22)$$

где $G = E_0 \lambda / m_0 c^2$, E_0 – амплитуда напряженности ускоряющего поля структуры, λ – длина волны ускоряющего поля, $m_0 c^2 = 0.511$ МэВ – энергия покоя электрона, γ_{inj} – релятивистский фактор частиц инжектируемого пучка, φ_{inj} – фаза инжекции.

На рисунке 2.11 показана диаграмма области захвата частиц в режим ускорения при энергии инжекции частиц 200 кэВ, вычисленная с помощью (2.17). Видно, что даже при фазе инжекции внутри области захвата, существуют такие амплитуды поля, при которых снова возникают условия для потерь частиц. Причем, как следует из рисунка 2.11, они могут возникнуть как при минимальных значениях поля, так и при максимальных. Если инжекция происходит сразу после переворота фазы в системе умножения мощности SLED, то, судя по рисунку 2.10, в зависимости от вводимой мощности, амплитуды полей могут достигать значений, которые находятся вне области захвата частиц в режим ускорения. В этом случае может наблюдаться эффект изменения фронтов пучка, когда частицы, движущиеся в начале пучка или в его конце, попадают на своем пути в поля, не отвечающие режиму ускорения.

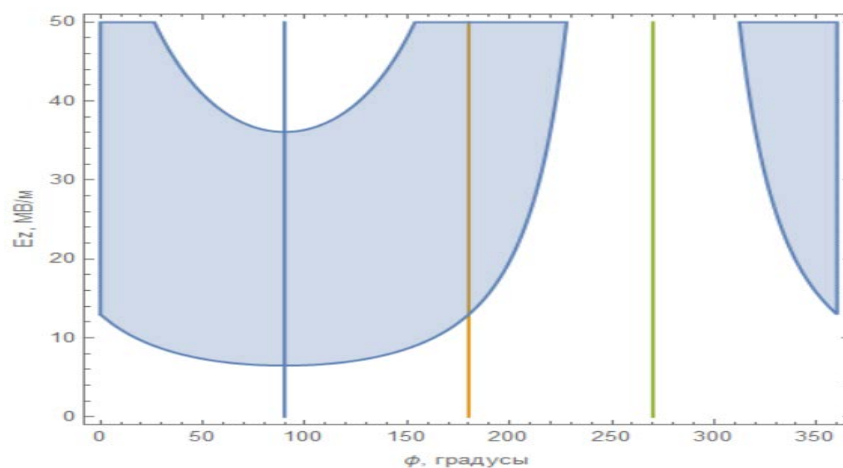


Рисунок 2.11. Диаграмма области захвата частиц (затемнённые части) в режим ускорения при энергии инжекции 200 кэВ.

На рисунке 2.12 показаны амплитуды полей, возбуждаемых в ускоряющей структуре, полученные с помощью (2.10). Видно, что в начале ускоряющей структуры поля излучения, индуцированные пучком, отсутствуют, а далее практически линейно возрастают до максимальных значений. Это значит, что в самом начале ускоряющей структуры поле формируется только генератором, то есть можно считать, что «фронтальные» частицы пучка при инъекции в первую ускоряющую структуру всегда взаимодействуют с полями, возбужденными генератором (рисунок 2.6).

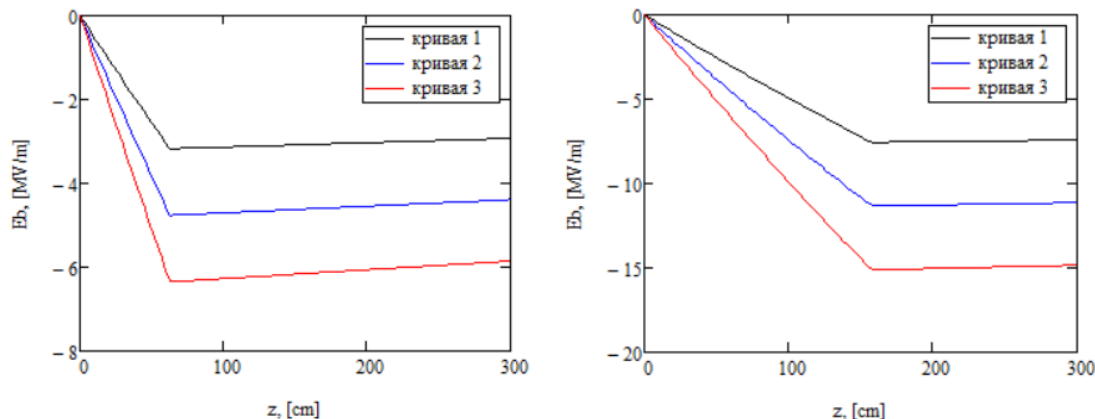
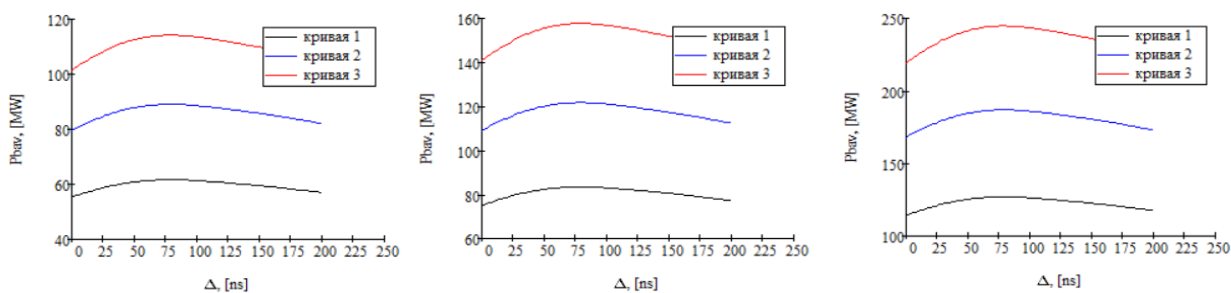


Рисунок 2.12. Распределения полей, индуцированных пучком в регулярной ускоряющей структуре. Форм фактор $F_U(t_b = 20 \text{ пс}) = 0.967$. Слева – длительность тока пучка 100 нс, время возбуждения – 100 нс, справа – длительность тока пучка 250 нс, время возбуждения 250 нс. Кривая 1 – ток 1 А, 2 – 1.5 А, 3 – 2 А.

С учетом (2.14), (2.19) и (2.21) можно получить выражение для средней мощности в пучке длительности τ_b :

$$P_{bav}(\Delta) = \frac{1}{\tau_b} \int_{t_1}^{t_1 + \tau_b} I_0 W(\Delta, t) dt. \quad (2.23)$$

Здесь t_1 – время начала импульса тока, энергия измеряется в электроновольтах. На рисунке 2.9 показана зависимость средней мощности в пучке с длительностью $\tau_b = 100$ нс в зависимости от сдвига времени инъекции по отношению ко времени заполнения ускоряющей структуры СВЧ мощностью.



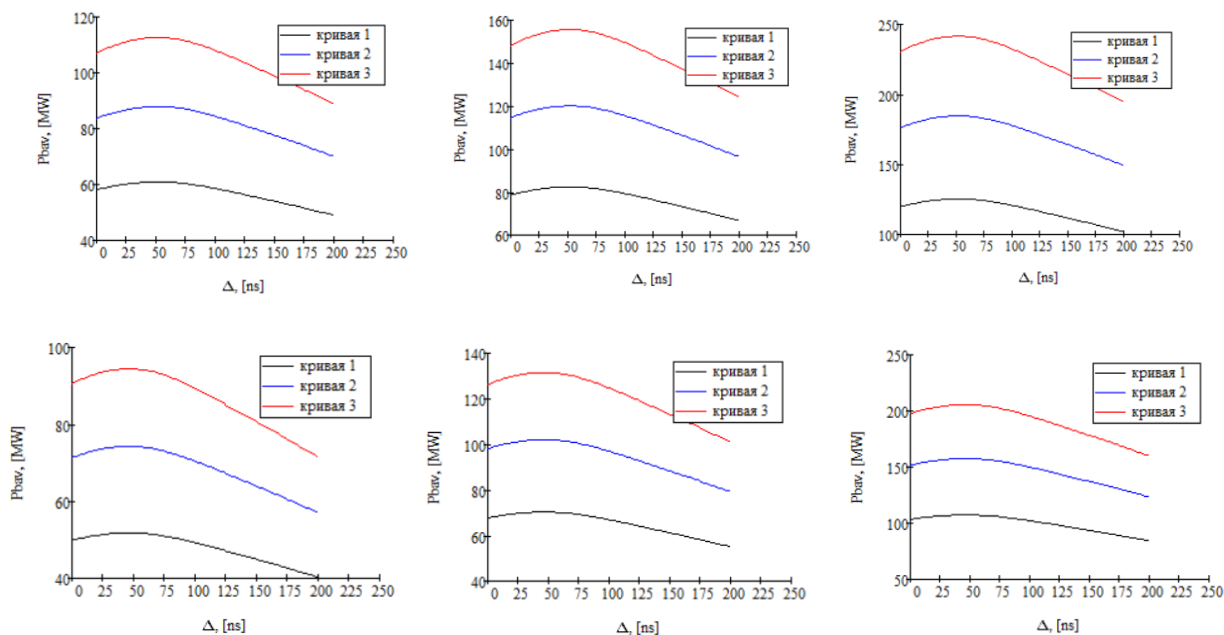
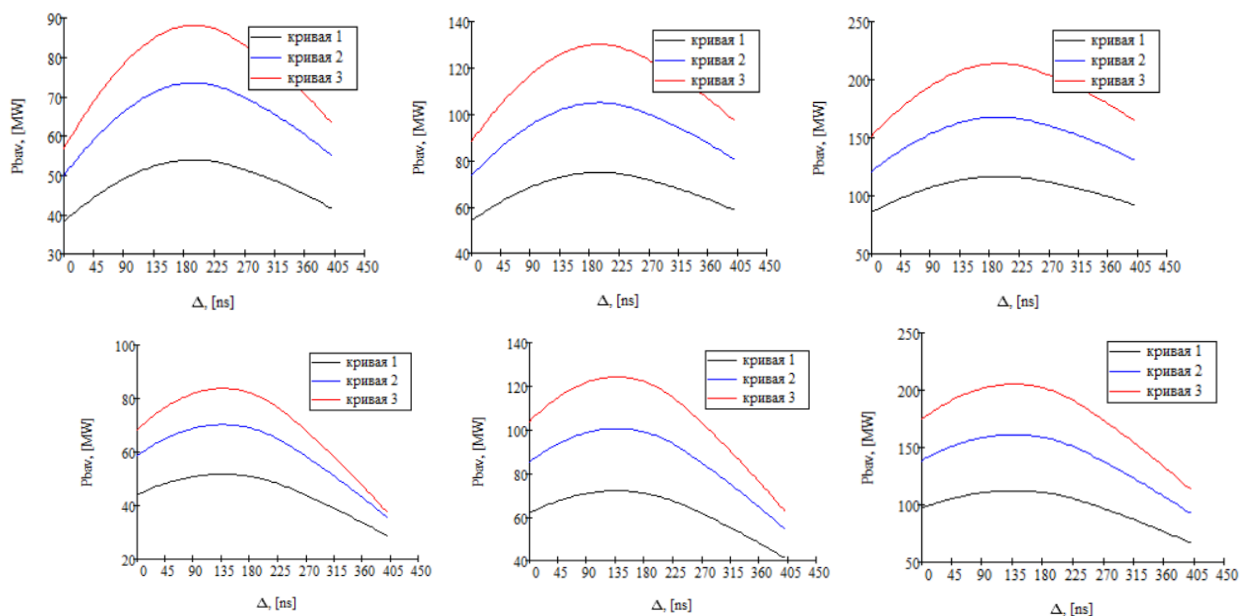


Рисунок 2.13. Средняя мощность пучка в импульсе с длительностью 100 нс в зависимости от сдвига времени инъекции по отношению к времени заполнения СВЧ мощностью ускоряющей структуры: слева направо 17 МВт, 30 МВт, 67 МВт, соответственно. Сверху вниз: для коэффициент усиления по мощности системы SLED $K_p = 7.5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 3$. Кривая 1 – ток пучка 1 А, 2 – 1.5 А, 3 – 2 А.

Из рисунка 2.13 видно, что существует время задержки относительно времени заполнения ускоряющей структуры, при котором достигается максимальная мощность в пучке. При этом независимо от тока пучка и мощности клистрона данная задержка практически одинакова для конкретного коэффициента умножения системы SLED: для $K_p = 7.5$ - $\Delta = 80$ нс, $K_p = 5$ - $\Delta = 50$ нс, $K_p = 3$ - $\Delta = 44$ нс. Такие же расчеты, но для пучка длительностью 250 нс представлены на рисунке 2.10. Видно, что здесь также существует значение временной задержки, которая отвечает максимальной средней мощности в импульсе тока пучка: $K_p = 7.5$ - $\Delta = 200$ нс, $K_p = 5$ - $\Delta = 140$ нс, $K_p = 3$ - $\Delta = 124$ нс. При этом само значение мощности меньше, чем для тока длительностью 100 нс, что объясняется большей нагрузкой тока пучка.



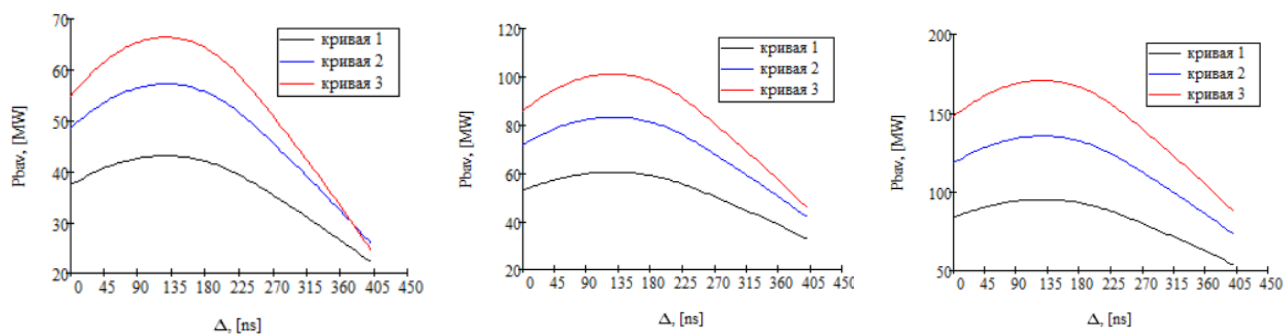


Рисунок 2.14. Средняя мощность в пучке с длительностью 250 нс в зависимости от сдвига времени инъекции по отношению к времени заполнения СВЧ мощностью ускоряющей структуры: слева направо 17 МВт, 30 МВт, 67 МВт, соответственно. Сверху вниз: для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 7.5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 5$; для коэффициента усиления по мощности системы SLED $K_p = 3$. Кривая 1 – ток пучка 1 А, 2 – 1.5 А, 3 – 2 А.

В таблице 2.3 приведены энергетические характеристики пучка при разных токах, мощностях клистрона и коэффициентах умножения системы SLED. Видно, что для тока пучка длительностью 100 нс максимальная энергия не так сильно зависит от коэффициента умножения мощности. При этом энергетический разброс также меньше, чем для более длительного импульса тока.

Таблица 2.3 Энергетические параметры пучка при коэффициенте усиления системы SLED $K_p = 7.5$.

	Ток пучка 1 А			Ток пучка 1.5 А			Ток пучка 2 А		
Мощность клистрона, МВт	17	30	67	17	30	67	17	30	67
Длительность тока $\tau_b = 100$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 0$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	67	89	134	67	89	134	67	89	134
Минимальная энергия, МэВ	43	59	94	39	55	90	35	51	85
Средняя энергия, МэВ	55	75	114	53	73	112	51	70	110
Энергетический разброс	35%	34%	29%	42%	38%	32%	49%	43%	36%
Длительность тока $\tau_b = 100$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 80$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	65	86	129	65	86	129	65	86	129
Минимальная энергия, МэВ	56	78	121	52	73	116	48	69	112
Средняя энергия, МэВ	62	83	127	59	81	125	57	79	122
Энергетический разброс	13%	10%	6.5%	20%	15%	10%	26%	20%	13%
Длительность тока $\tau_b = 250$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 0$ нс									

Максимальная энергия, МэВ	67	89	134	67	89	134	67	89	134
Минимальная энергия, МэВ	13	23	42	4	14	34	- 4	6	25
Средняя энергия, МэВ	38	54	85	33	49	81	28	44	76
Энергетический разброс	81%	75%	68%	93%	84%	75%	106%	94%	81%
Длительность тока $\tau_b = 250$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 200$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	58	78	119	58	78	116	58	78	116
Минимальная энергия, МэВ	43	62	102	34	54	93	25	45	85
Средняя энергия, МэВ	54	75	117	49	70	112	44	65	107
Энергетический разброс	27%	20%	14%	42%	31%	20%	56%	42%	27%

Таблица 2.4 Энергетические параметры пучка при коэффициенте усиления системы SLED $K_p = 5$.

	Ток пучка 1 А			Ток пучка 1.5 А			Ток пучка 2 А		
Мощность клистрона, МВт	17	30	67	17	30	67	17	30	67
Длительность тока $\tau_b = 100$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 0$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	67	89	134	67	89	134	67	89	134
Минимальная энергия, МэВ	48	66	104	43	62	99	39	58	95
Средняя энергия, МэВ	58	79	120	56	76	117	53	74	115
Энергетический разброс	29%	25%	22%	35%	30%	26%	42%	35%	29%
Длительность тока $\tau_b = 100$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 50$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	62	84	128	62	83	125	62	83	124
Минимальная энергия, МэВ	53	76	118	51	72	114	47	68	110
Средняя энергия, МэВ	61	82	125	58	80	123	56	76	121
Энергетический разброс	11%	9%	7.5%	18%	13%	9%	25%	18%	11%
Длительность тока $\tau_b = 250$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 0$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	67	89	134	67	89	134	67	89	134
Минимальная энергия, МэВ	23	36	62	14	27	54	6	19	45

Средняя энергия, МэВ	44	62	97	39	57	92	34	52	87
Энергетический разброс	66%	60%	53%	78%	69%	60%	92%	79%	66%
Длительность тока $\tau_b = 250$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 140$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	55	77	122	54	71	116	54	71	110
Минимальная энергия, МэВ	39	58	95	31	49	86	22	41	78
Средняя энергия, МэВ	52	72	112	47	67	107	42	62	102
Энергетический разброс	29%	25%	22%	42%	31%	25%	59%	43%	29%

Таблица 2.5 Энергетические параметры пучка при коэффициенте усиления системы SLED $K_p = 3$.

	Ток пучка 1 А			Ток пучка 1.5 А			Ток пучка 2 А		
Мощность клистрона, МВт	17	30	67	17	30	67	17	30	67
Длительность тока $\tau_b = 100$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 0$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	58	77	115	58	77	115	58	77	115
Минимальная энергия, МэВ	41	57	89	36	52	85	32	48	81
Средняя энергия, МэВ	50	68	103	47	65	101	45	63	99
Энергетический разброс	30%	26%	22%	37%	31%	26%	45%	37%	30%
Длительность тока $\tau_b = 100$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 44$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	54	72	110	54	71	108	62	72	107
Минимальная энергия, МэВ	46	64	100	41	59	95	47	55	91
Средняя энергия, МэВ	52	70	107	49	67	105	56	66	103
Энергетический разброс	15%	12%	10%	23%	17%	12%	25%	23%	15%
Длительность тока $\tau_b = 250$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 0$ нс									
Максимальная энергия, МэВ	58	77	115	58	77	115	58	77	115
Минимальная энергия, МэВ	18	30	53	10	21	44	1	13	36
Средняя энергия, МэВ	37	53	84	32	48	79	27	43	74
Энергетический разброс	68%	61%	54%	83%	72%	61%	98%	83%	69%
Длительность тока $\tau_b = 250$ нс, задержка относительно времени заполнения структуры $\Delta = 124$ нс									

Максимальная энергия, МэВ	47	66	104	46	61	98	46	61	93
Минимальная энергия, МэВ	31	46	78	22	38	69	13	29	61
Средняя энергия, МэВ	43	60	95	38	55	90	33	50	85
Энергетический разброс	34%	29%	25%	52%	38%	29%	71%	52%	34%

По результатам выполненного анализа можно подобрать необходимую задержку инжекции импульса тока пучка по отношению ко времени заполнения ускоряющей структуры, чтобы получить максимальную мощность в пучке за импульс тока. Кроме того, можно определить максимальные и средние энергии, а также энергетический разброс в пучке для разных мощностей клистронов и коэффициентов умножения системы SLED.

Особенности краевого поля ускоряющей структуры

В ускоряющей структуре в области ввода СВЧ мощности происходит практически скачкообразное изменение амплитуды ускоряющего поля. Данную область можно рассматривать, как эквивалентную электростатическую линзу. Если для ультрарелятивистских частиц ее действие может быть несущественным, то для пучка с начальной энергией 0.2 МэВ такое поле может обладать существенным фокусирующим эффектом.

Рассмотрим инжекцию частиц ускоряемого пучка с энергией 200 кэВ в начальную часть ускоряющей структуры в области ввода СВЧ мощности в общем виде как движение частиц в аксиально - симметричных магнитном и электрическом полях. На основе уравнения параксиального луча [15] можно получить выражение для радиус - вектора отдельной частицы r :

$$r'' + \frac{\gamma'}{\gamma\beta^2} r' + \left(\frac{\gamma''}{2\gamma\beta^2} + \left(\frac{cB_z(z)}{2\gamma\beta U_0} \right)^2 \right) r = 0, \quad (2.24)$$

где γ и β – Лоренц - фактор и относительная скорость частицы, соответственно, $U_0 = 0.511$ МэВ – энергия покоя электрона, c – скорость света в вакууме, $B_z(z)$ – распределение продольной компоненты магнитного поля по оси; верхним штрихом обозначены производные по продольной координате z .

Проанализируем воздействие на частицы пучка отдельно электрического поля. Для такого случая $B_z(z) = 0$ и (2.24) примет вид уравнения электростатической линзы [15]:

$$r'' + \frac{\gamma'}{\gamma\beta^2} r' + \frac{\gamma''}{2\gamma\beta^2} r = 0, \quad (2.25)$$

которой можно представить вход в ускоряющую структуру, то есть область трансформатора типа волны. В отличие от классической электростатической линзы в данном случае существует зависимость амплитуды электрического поля от времени. Во – первых, частицы пучка могут попадать в разные фазы ускоряющего поля. Если считать, что пучок перед ускоряющей структурой уже сгруппирован в достаточно короткие сгустки, протяжённостью менее половины длины волны [14], то все частицы должны попадать в ускоряющие фазы. Однако из-за конечного размера пучка величина поля, в зависимости от фазы, будет разной. Кроме того, в процессе инжекции амплитуда электрического поля в ускоряющей структуре будет изменяться во времени ещё и вследствие переходного процесса в системе умножения мощности SLED, от которой запитаны ускоряющие структуры ЛУЭ-200. Таким образом, для оценки влияния краевой фокусировки следует

проанализировать уравнение (2) для разных амплитуд поля. При этом особенности продольной динамики пучка при инжекции не релятивистского пучка не рассматриваются.

Выражение (2) является уравнением маятника с вынуждающей силой. Фокусирующий эффект в нём вносит множитель перед r , а множитель перед r' отвечает за ускорение или торможение в электрическом поле. Для релятивистского фактора γ можно записать:

$$\gamma = \frac{W}{U_0} + 1 = \frac{1}{U_0} \int_{z_1}^{z_2} E_z(z) dz + 1, \quad (2.26)$$

где W – кинетическая энергия частицы, $E_z(z)$ – продольное распределение электрического поля ускоряющей структуры. Согласно (3), $\gamma' \propto E_z(z)$, а $\gamma'' \propto E_z'(z)$. Производная электрического поля $E_z'(z)$ отлична от нуля в области ввода СВЧ мощности в ускоряющую структуру, а также в области диафрагм связи.

Определим размер области рассмотрения $z_1 \leq z \leq z_2$ длиной трансформатора типа волны ускоряющей структуры, которая составляет менее 30 мм. Поэтому будем считать, что в момент инжекции на частицу действует только фокусирующее краевое электрическое поле. Если в течение действия этого поля радиус - вектор частицы не успевает значительно измениться, то из уравнения (2) можно найти фокусное расстояние f_e эквивалентной тонкой линзы

$$\frac{r'}{r} = \frac{1}{f_e} = \int \frac{\gamma''}{2\gamma\beta^2} dz. \quad (2.27)$$

или, с учетом (2.26),

$$f_e \approx 2\gamma\beta^2 \frac{U_0}{E_{z0}}, \quad (2.28)$$

В выражении (2.28) принято, что электрическое поле нарастает практически мгновенно до значения E_{z0} , то есть считаем, что энергия частиц не успевает измениться. Изменение фокусного расстояния f_e при наличии энергетического разброса в пучке ΔW можно получить с помощью выражений (2.27) и (2.29):

$$\frac{\Delta f_e}{f_e} = 2 \left(\frac{U_0^2}{(U_0+W)^2} + 1 \right) \frac{1}{E_{z0}}. \quad (2.29)$$

На рис. 2.15 представлена зависимость фокусного расстояния f_e от амплитуды электрического поля. Как уже было отмечено, приближением тонкой линзы можно воспользоваться только в случае, если на длине линзы размер пучка не успевает сильно измениться, то есть, когда длина линзы много меньше её фокусного расстояния. С учётом того, что протяжённость линзы, образованной краевым полем ускоряющей структуры, значительно меньше длины трансформатора типа волны, то есть < 30 мм, согласно рис. 2.15 следует считать, что вычисления справедливы при полях < 25 МВ/м. При больших полях представленными выкладками можно воспользоваться только в качестве оценочных выражений, поскольку фокусное расстояние становится менее 30 мм.

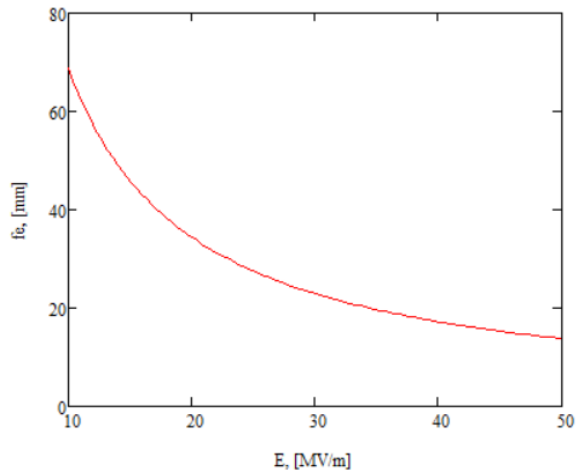


Рис. 2.15. Зависимость фокусного расстояния электрической тонкой линзы от амплитуды поля

На рис. 2.16 продемонстрирована скорость изменения фокусного расстояния линзы при наличии энергетического разброса.

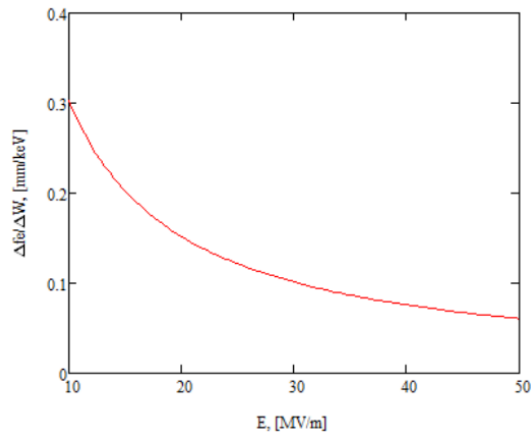


Рис. 2.16. Скорость изменения фокусного расстояния при наличии энергетического разброса для линз на основе магнитного и электрического полей при средней энергии частиц 0.2 МэВ

Из рисунка следует, что частицы с разной энергией будут фокусироваться по-разному. С учетом особенностей группирователя [14], расположенного перед ускоряющей структурой, энергетический разброс пучка на входе в секцию будет возрастать и вносить дополнительный вклад в изменение фокусного расстояния краевой электрической линзы и, как следствие, в увеличение углового разброса пучка. Как уже было отмечено выше, эффект электрической линзы возникает и на выходе из ускоряющей секции, причём на выходе он имеет дефокусирующий характер. Однако Лоренц фактор частиц при ускорении в секции возрастает более, чем на два порядка и, вследствие выражения (2.28), фокусное расстояние такой линзы увеличивается, а её влияние на пучок падает в той же степени.

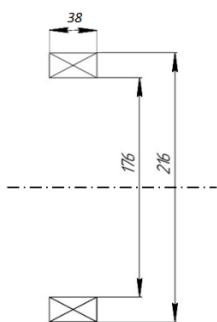
3. Магнитная система

Фокусирующая система ускорителя состоит из двух кластеров: соленоидального канала и жёсткофокусирующего канала. От катода электронной пушки до второй ускоряющей секции транспортировка пучка обеспечивается за счёт соленоидальных магнитных линз МЛ1, МЛ2, МЛ3, короткого соленоида КГ и длинного соленоида С1, в котором расположена первая ускоряющая секция. Далее при ускорении во второй ускоряющей секции и в канале транспортировки пучка от второй секции до мишени используется жесткая фокусировка FD - дублетами квадрупольных линз Q1 - Q9.

3.1 Соленоидальный фокусирующий канал

Схема расположения соленоидов ускорителя ЛУЭ-200 на участке от катода до конца первой ускоряющей секции приведена на рисунке 1.1 и на рисунке 3.6,а. Отдельные магнитные элементы представлены рисунками 3.1 - 3.5. На рисунке 3.6,б представлено распределение суммарного магнитного поля магнитных элементов рассчитанное с помощью кода FEMM [7]. при значениях токов в них, соответствующих рабочим режимам ускорителя.

а



б

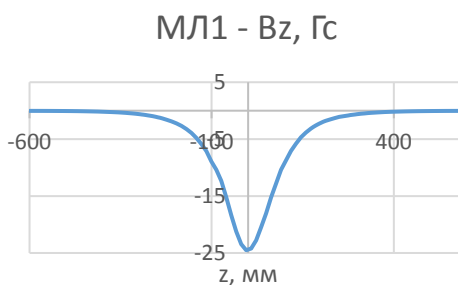
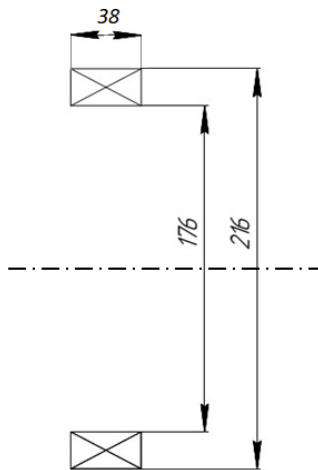


Рисунок 3.1. Геометрические параметры (а) и распределение магнитного поля МЛ1 (б).
Количество витков $N = 777$, ток $I = 0.49$ А.

а



б

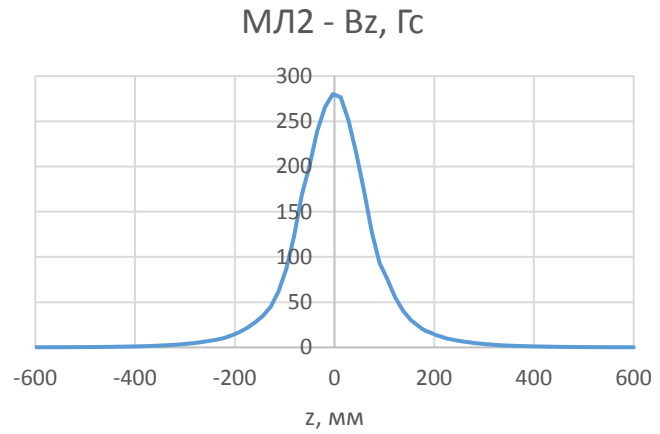
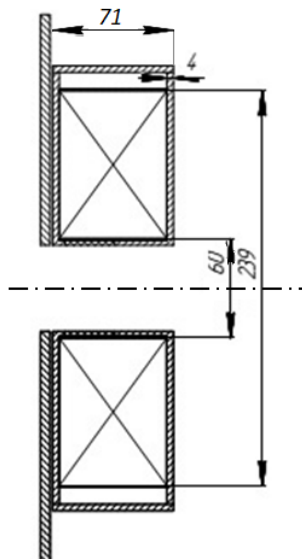


Рисунок 3.2. Геометрические параметры (а) и распределение магнитного поля МЛ2 (б). Количество витков $N = 1247$, ток $I = 3$ А.

а



б

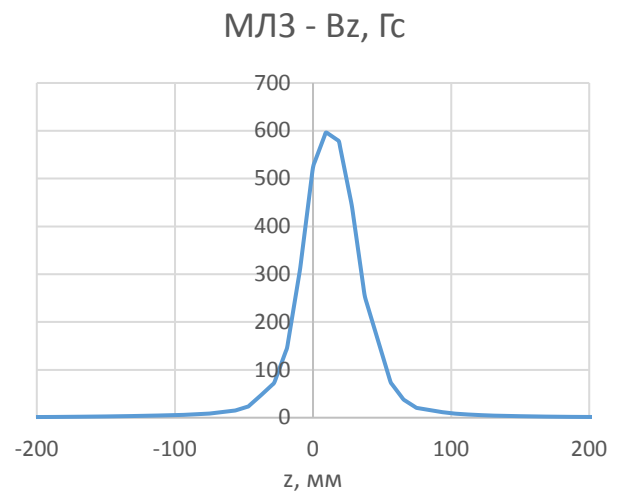
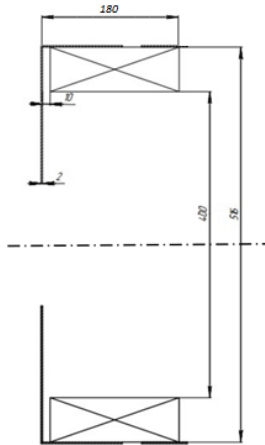


Рисунок 3.3. Геометрические параметры (а) и распределение магнитного поля МЛ3 (б). Количество витков $N = 1000$, ток $I = 2.5$ А.

а



б

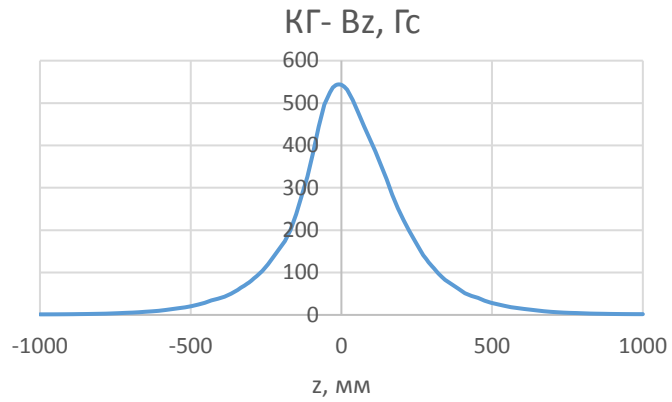
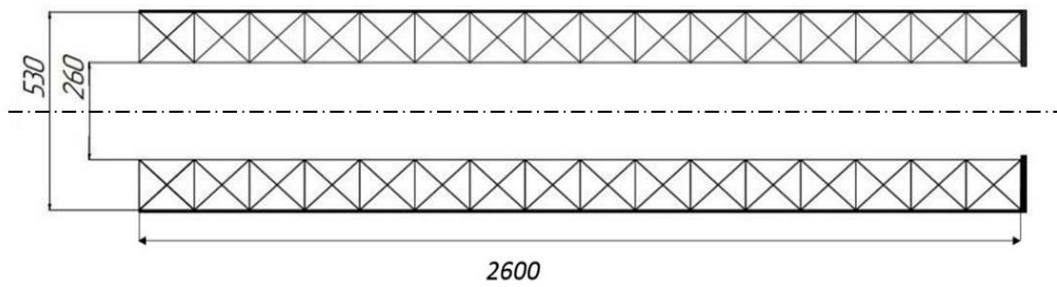


Рисунок 3.4. Геометрические параметры (а) и распределение магнитного поля КГ (б). Количество витков $N = 56$, ток $I = 300$ А.

а



б

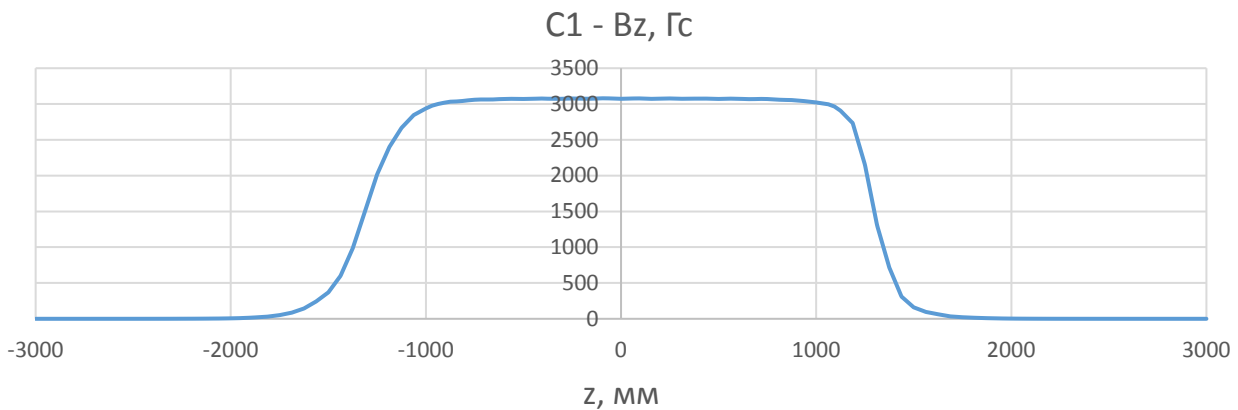
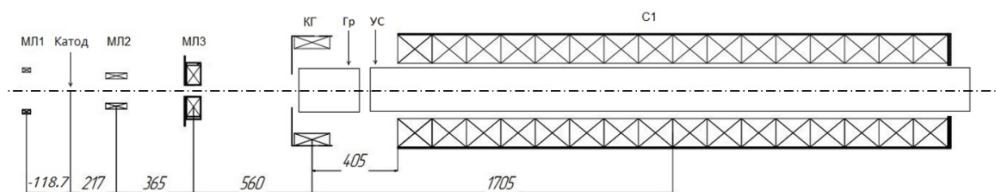
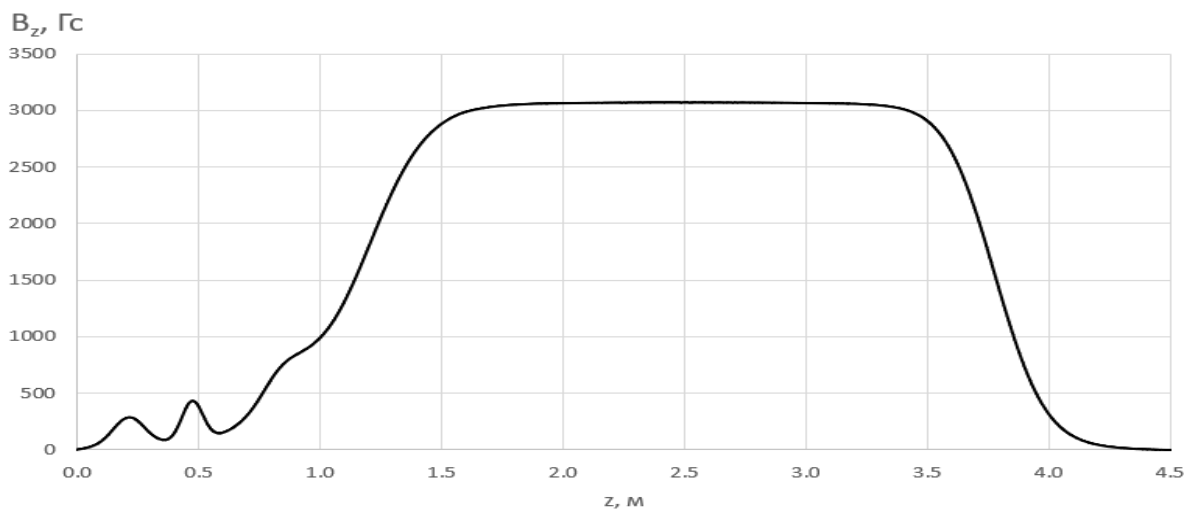


Рисунок 3.5. Геометрические параметры (а) и распределение магнитного соленоида С1 (б); 16 катушек по 100 витков с током $I = 400$ А.



а



б

Рисунок 3.6. Расположение соленоидальных элементов магнитной системы относительно катода (а) и их суммарное поле (б). Обозначение элементов соответствует Рис. 1.1, размеры указаны в мм, положение катода соответствует $z = 0$.

Фокусирующие свойства соленоидов можно оценить с помощью уравнения для огибающей пучка в параксиальном приближении [15]:

$$r'' + \left(\frac{cB_z(z)}{2\gamma\beta U_0} \right)^2 r - \frac{I}{I_e} \frac{2}{(\gamma\beta)^3} \frac{1}{r} = 0, \quad (3.1)$$

где I – значение тока в сгустке, $I_e = 4\pi\epsilon_0 m_0 c^3 / e = 17$ кА – Альфвеновский ток, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, m_0 – масса покоя электрона, c – скорость света в вакууме, e – заряд электрона. Решение уравнения (3.1) для начального радиуса $r_0 = 5$ мм, который соответствует радиусу катода пушки ЛУЭ-200, приведено на рисунке 3.7 при использовании распределения магнитного поля, показанного на рисунке 3.6, с учетом начальной энергии пучка $W_0 = 200$ кэВ и среднего тока пучка в импульсе $I = 2$ А. При расчёте огибающей использовались пять различных начальных значений углов влёта пучка в диапазоне $\{-3;3\}$ мрад. Из рисунка видно, что некоторые частицы в конце увеличивают амплитуды своих осцилляций, однако при этом радиус огибающей сохраняется менее 5 мм.

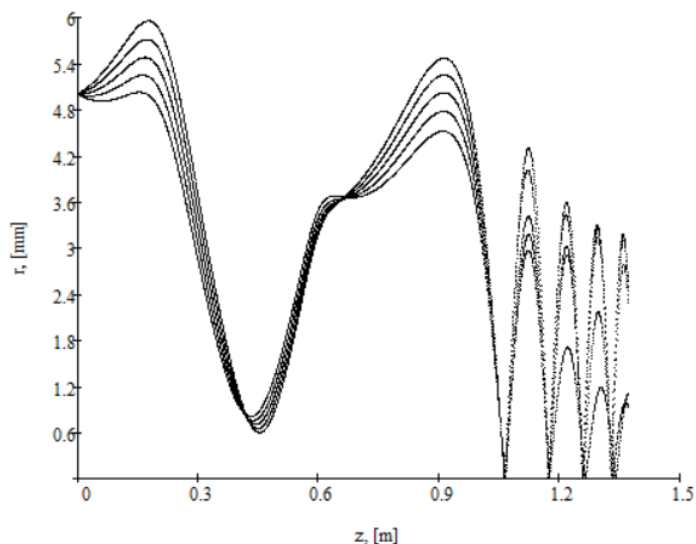


Рисунок 3.7. Огибающая пучка для канала с соленоидами до первой ускоряющей структуры при разных значениях начального угла от -3 мрад до 3 мрад.

Расчёты огибающей выполнены от нуля до координаты $z = 1.372$ м, то есть до начала первой ускоряющей структуры, однако группирователь, вход в который располагается в точке $z = 1.108$, вносит в пучок энергетический разброс. На рисунке 3.8 представлен расчет огибающей для начального радиуса $r_0 = 5$ и нулевого угла, но при наличии энергетического разброса, который появляется после координаты $z = 1.108$. Видно, что осцилляции пучка в области расположения группирователя отличаются для разных энергий, но также укладываются в область радиусов ≤ 5 мм.

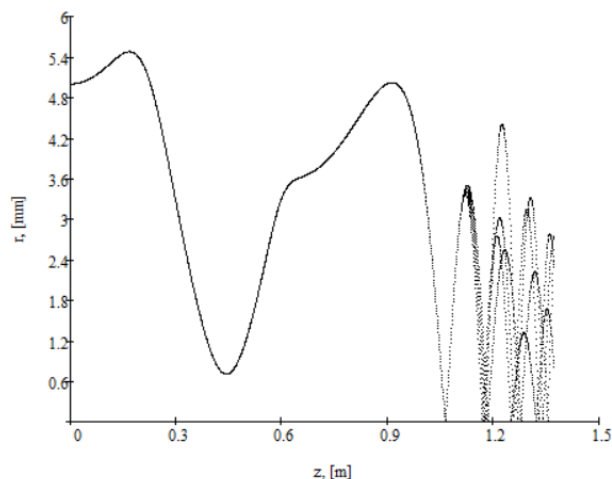


Рисунок 3.8. Огибающая пучка для канала с соленоидами до первой ускоряющей структуры при появлении в месте расположения группирователя энергетического разброса в диапазоне от -50 кэВ до 50 кэВ.

Рисунок 3.9 показывает расчет огибающей для начальных параметров $W_0 = 200$ кВ, $r_0 = 5$ и угле $r' = 0$ мрад, но для пяти разных токов от 0.4 до 2 А. При уменьшении тока усиливается перефокусировка около координаты 0.3 м, что приводит к последующему увеличению максимального радиуса пучка до 8 мм.

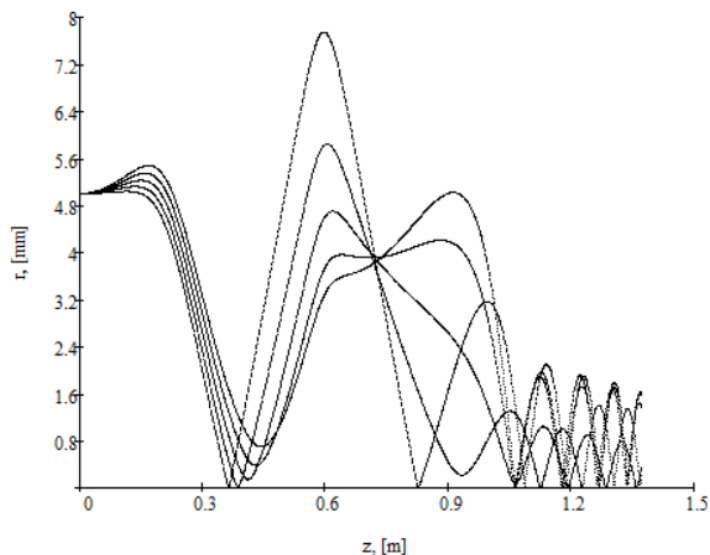


Рисунок 3.9. Огибающая пучка для начальных параметров $W_0 = 200$ кВ, $r_0 = 5$ мм и угла $r' = 0$ мрад при пяти разных токах пучка от 0.4 А до 2 А.

Результаты выполненных расчётов поперечной динамики частиц показывают, что магнитная система на основе соленоидов вполне успешно выполняет транспортировку пучков с широким диапазоном значений токов, углов и энергий. При этом поле соленоида первой ускоряющей структуры является для пучка достаточно жёстким и приводит к значительным осцилляциям его огибающей. Кроме этого, краевое электрическое поле на входе первой ускоряющей структуры также является достаточно сильным для пучка с начальной энергией 200 кэВ. Оно дополнительно должно вносить вклад в фокусировку пучка при инжекции в структуру. В итоге это приведет к еще большим осцилляциям. С учетом энергетического разброса в пучке будет возрастать его эмиттанс. Тем не менее, имеющаяся схема на основе соленоидов способна обеспечить его прохождение до входа во вторую ускоряющую секцию.

3.2 Жесткофокусирующий канал

Используемые на ускорителе квадруполи представлены на рисунках 3.10-3.11 по результатам построения в Opera3D [8]. Магниты сгруппированы в FD - дублиеты одностипных широкоапертурных квадруполей Q2/Q3, Q4/Q5 (квадруполи типа Q2) и в FD - дублиеты одностипных малоапертурных квадруполей Q6/Q7, Q8/Q9 (квадруполи типа Q6). Параметры квадруполей представлены в таблице 3.1. Указанная на рисунке 1.1 квадруполюсная линза Q1 оказалась неэффективной и в расчётах, и в практике проводки пучка на ускорителе, поэтому в дальнейшем рассмотрении не учитывается.

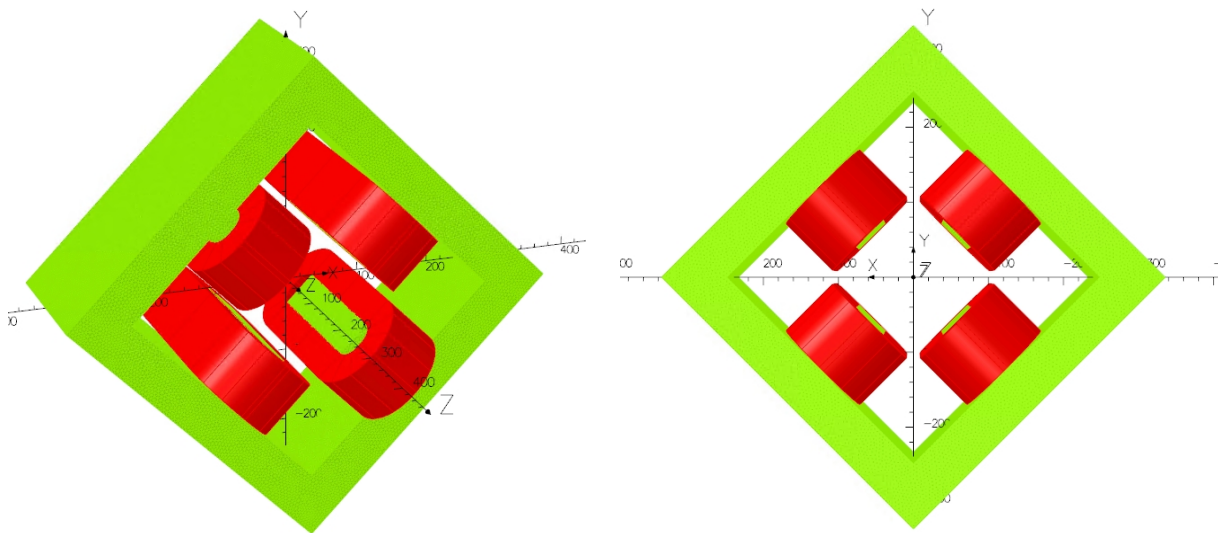


Рис. 3.10. Квадруполи типа Q2

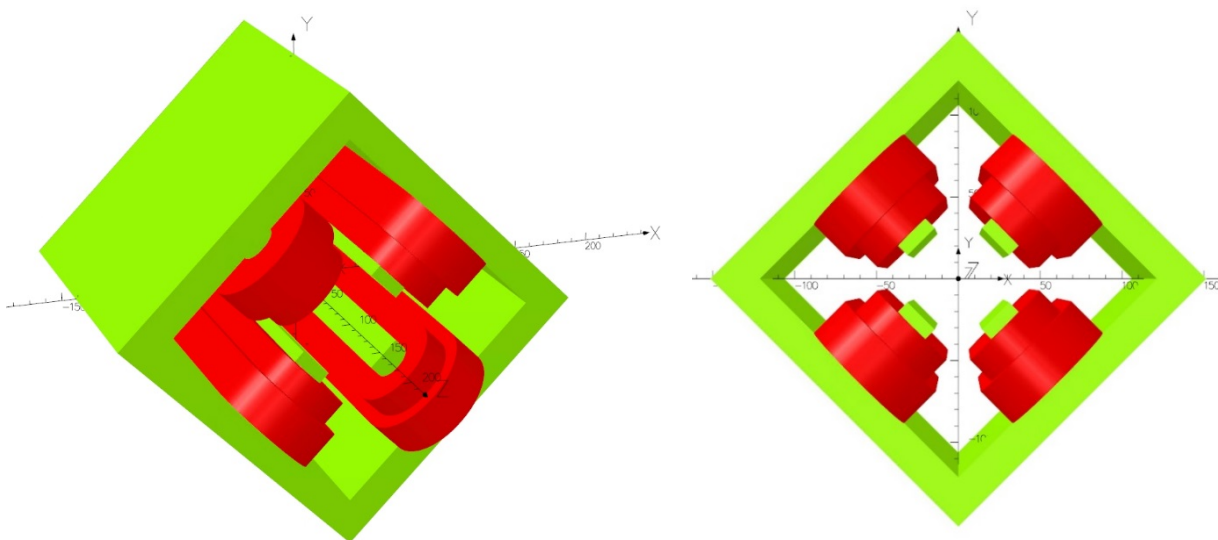


Рисунок 3.11. Квадруполи типа Q6

Таблица 3.1. Параметры квадрупольей.

	Длина м	Физическая апертура мм	Рабочая апертура, мм	Число витков	Базовый ток обмоток, А	Расстоя- ние от катода м	Базовый градиент Т/м	Рабочий ток, А	Рабочий градиент Т/м
Q1	0.1	40	20	90 ампер-витков		4.622	1.6	0	0
Q2	0.2	160	30	50	150	5.492	3	40	0.67
Q3	0.2	160	30	50	150	5.792	3	50	0.83
Q4	0.2	160	30	50	150	7.262	3	40	0.67
Q5	0.2	160	30	50	150	7.582	3	50	0.83

Q6	0.2	60	30	82	13	11.302	3	0.7	0.096
Q7	0.2	60	30	82	13	11.722	3	1	0.136
Q8	0.2	60	30	82	13	15.412	3	1.2	0.163
Q9	0.2	60	30	82	13	15.812	3	1.45	0.197

Анализ движения пучка в квадрупольном канале можно провести с точки зрения решения двух задач: по начальным характеристикам пучка получить параметры линз для согласованного канала или получить устойчивое движение в канале и определить его аксептанс с необходимыми начальными портретами пучка на фазовых плоскостях. Без численного моделирования движения пучка в первой ускоряющей структуре невозможно определить начальные параметры пучка для последующего квадрупольного канала, поэтому определим устойчивое движение в квадрупольном канале и его аксептанс. На основе полученных данных можно будет определить необходимые начальные параметры пучка и понять, насколько они реализуемы.

Согласование квадрупольного канала можно провести классическим методом нахождения модуля функции Флоке и огибающей пучка [16]. Поскольку квадрупольный канал находится после первой ускоряющей структуры, то можно считать, что пучок является релятивистским, а вторая ускоряющая структура влияет только на набор энергии. Кроме этого, будем рассматривать весь промежуток между выходом из первой ускоряющей структуры до мишени в виде одного периода. Расположение квадрупольных линз показано на рисунке 3.12.

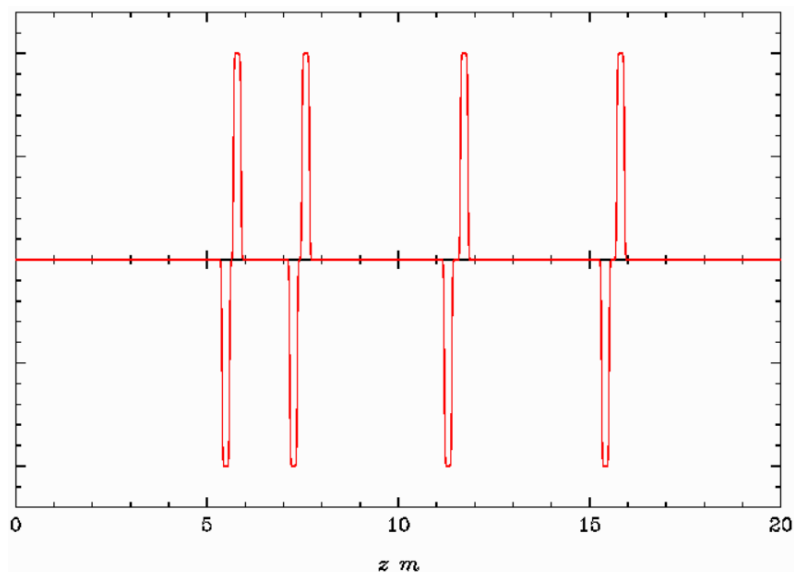


Рисунок 3.12. Расположение квадрупольных линз ускорителя ЛУЭ-200.

Для выбора области устойчивости необходимо воспользоваться матрицами перехода для квадрупольных линз и дрейфового промежутка [17]:

$$M_f = \begin{pmatrix} \cos(kz) & \frac{\sin(kz)}{k} \\ -k\sin(kz) & \cos(kz) \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

$$M_d = \begin{pmatrix} \text{ch}(kz) & \frac{\text{sh}(kz)}{k} \\ k\text{sh}(kz) & \text{ch}(kz) \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

$$M_o = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Здесь M_f , M_d и M_o – матрицы перехода для фокусирующей квадрупольной линзы, дефокусирующей квадрупольной линзы и свободного промежутка соответственно, z – продольная координата, k – жесткость линзы:

$$k = \sqrt{\frac{cG}{U_0\gamma\beta}}, \quad (3.5)$$

где G – градиент квадрупольной линзы. Будем анализировать поведение пучка после выхода из первой ускоряющей структуры, тогда, с учетом расстояний до линз и их размеров, перемножая в правильном порядке матрицы для каждого из элементов (3.2)-(3.4), получим полное матричное решение $M_{x,y}(k, z)$ для каждой из координат. Определить фазу μ движения на выбранном промежутке можно с помощью выражения

$$\cos\mu = \frac{1}{2} \left(M_{x_{11}}(k) + M_{x_{00}}(k) \right). \quad (3.6)$$

Зависимость косинуса фазы от жесткости квадрупольных элементов приводится на рисунке 3.13. Заметим, что в области $-1 \leq \cos\mu \leq 1$ будет устойчивое периодическое движение с периодом, равным длине промежутку от выхода из первой ускоряющей структуры до мишени.

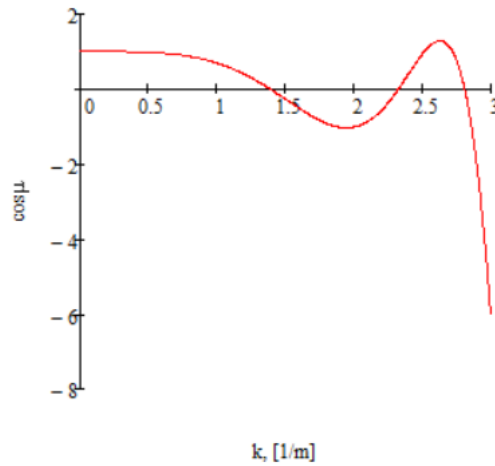


Рисунок 3.13. Зависимость косинуса набег фазы от жесткости квадрупольных линз.

Определив с помощью (3.6) набег фазы μ , можно найти модуль функции Флоке $\rho(z)$.

$$\rho_{x,y}(z) = \sqrt{\left(\text{Re } \phi_{x,y}(z) \right)^2 + \left(\text{Im } \phi_{x,y}(z) \right)^2}. \quad (3.7)$$

$$\text{Re } \phi_{x,y}(z) = \sqrt{\left| \frac{v_{x,y}(S_0)}{\sin\mu} \right|} \left[u_{x,y}(z) + \frac{v_{x,y}'(S_0) - u_{x,y}(S_0)}{2v_{x,y}(S_0)} v_{x,y}(z) \right]$$

$$\text{Im } \phi_{x,y}(z) = \sqrt{\left| \frac{\sin\mu}{v_{x,y}(S_0)} \right|} v_{x,y}(z).$$

Здесь S_0 – полный период искомого решения, $u_{x,y}(z) = M_{x,y_{11}}(k, z)$, $v_{x,y}(z) = M_{x,y_{21}}(k, z)$, $u_{x,y}'(z) = M_{x,y_{12}}(k, z)$, $v_{x,y}'(z) = M_{x,y_{22}}(k, z)$ [16]. Бета-функция связана с модулем функции Флоке следующим образом:

$$\beta_{x,y}(z) = \rho_{x,y}(z)^2. \quad (3.8)$$

С учетом (3.7) - (3.8) на рисунке 3.14 показаны бета-функции для различных жесткостей квадрупольных линз. Кривые 1 и 2 построены для случая области устойчивости периодического движения. Кривые 3 и 4 рассчитаны для более сильных градиентов и отражают меньшую бета-функцию. Если считать, что максимальный радиус апертуры канала равен радиусу апертуры ускоряющей структуры 12.5 мм, то для бета-функции графика 1 максимальный аксептанс составит $A_{x1} = 10$ мм мрад, $A_{y1} = 10$ мм мрад, а для второго случая – $A_{x2} = 22$ мм мрад, $A_{y2} = 15$ мм мрад. Градиенты линз для бета-функций, показанных на рисунке 3.14, будут иметь зависимость от энергии, показанную на рисунке 3.15. Из данного рисунка видно, что изменения градиентов квадрупольных линз для случая с меньшей бета-функцией более значительное. Это приведёт к расхождению в фокусировке частиц с разными энергиями. Таким образом, несмотря на большой аксептанс, для пучка с энергетическим разбросом эффективнее будет работать вариант с меньшими значениями жесткости линз.

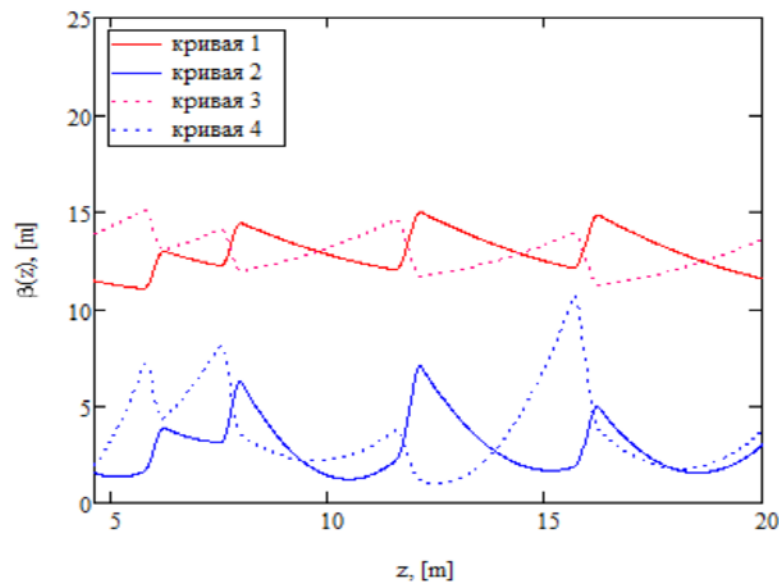


Рисунок 3.14. Бета-функции для различных жесткостей квадрупольных линз: 1 – β_x при жесткости линз $k = 1.2$, 2 – β_x при жесткости линз $k = 2.6$, 3 – β_y при жесткости линз $k = 1.2$, 4 – β_y при жесткости линз $k = 2.6$.

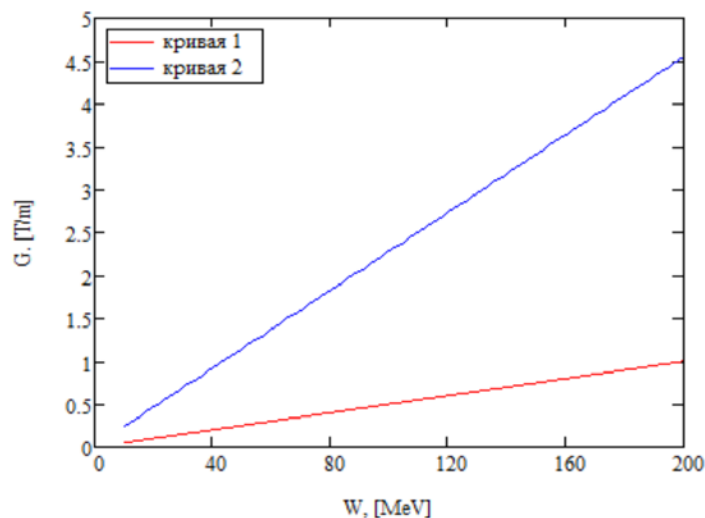


Рисунок 3.15. Градиенты квадрупольных линз в зависимости от энергии пучка: 1 – жесткость линз $k = 1.2$, 2 – жесткость линз $k = 2.6$.

Для согласования с каналами, обладающими характеристиками, представленными на рисунке 3.14, пучок после первой ускоряющей структуры должен быть ограничен фазовыми эллипсами, представленными на рисунке 3.16.

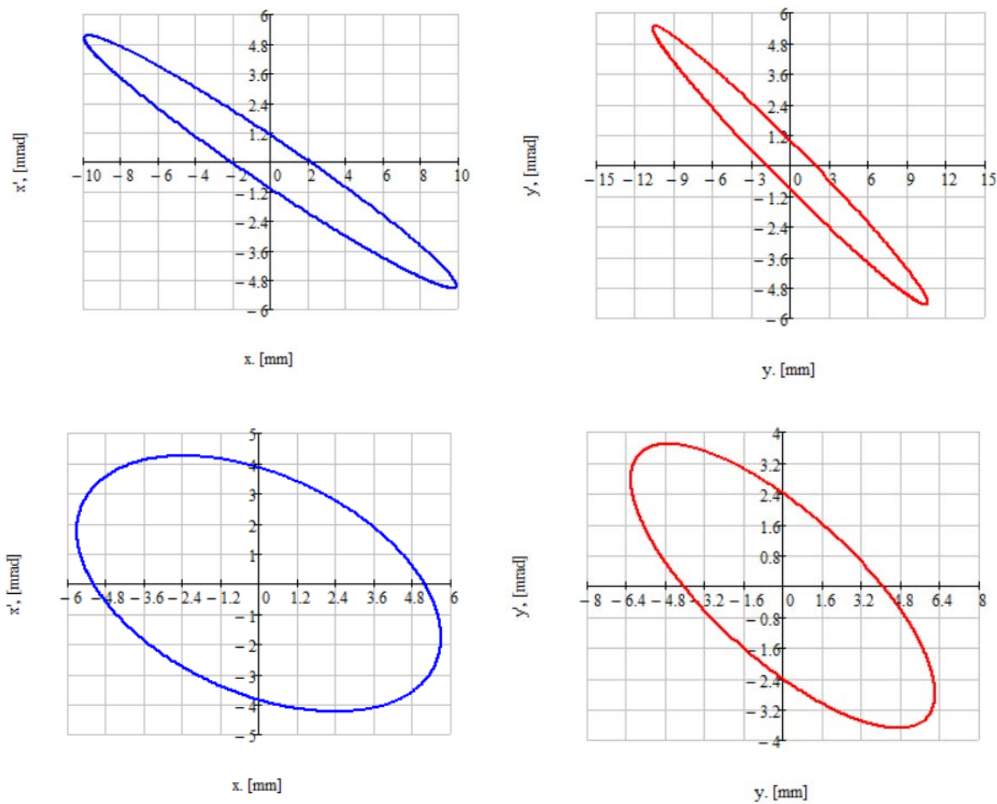


Рисунок 3.16. Начальные фазовые эллипсы для согласования каналов: вверху - для $k = 1.2$, внизу - для $k = 2.6$.

Из выражения (3.5) в предположении $\gamma \gg 1$ можно вывести зависимость жесткости линзы от энергетического разброса в пучке:

$$k \approx k_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta W}{W} \right). \quad (3.9)$$

Если жесткость квадрупольного канала зафиксирована, а градиенты линз подобраны для средней энергии пучка, как показано на рисунке 3.15, то та часть пучка, энергия которой отличается от среднего значения, будет фокусироваться иначе. Из таблиц 3.3 - 3.5 следует, что для достижения максимальной средней мощности в пучке за импульс тока максимальный энергетический разброс может достигать 71%. Для такого разброса изменения бета-функций приведены на рисунке 3.17. Видно, что для канала с малой жесткостью изменения энергии приводят к уменьшению аксептанса канала на 30%. Для случая с более жесткой фокусировкой изменения более значительные - 96%.

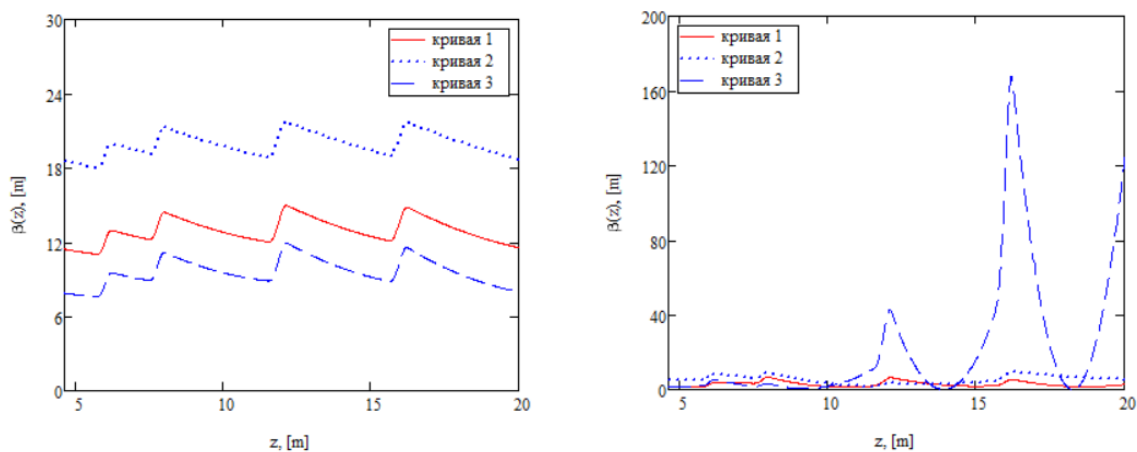


Рисунок 3.17. Изменение бета-функции для пучка с энергетическим разбросом: слева – для жесткости $k = 1.2$, справа - для $k = 2.6$. 1 – для пучка с фиксированной энергией, 2 – для пучка с отличием по энергии 35%, 3 – для пучка с отличием по энергии -35%.

По результатам выполненных расчётов можно сделать заключение, что жёсткофокусирующий канал ЛУЭ-200 представляется адекватным транспортирующим каналом, способным обеспечить проводку пучка с широким энергетическим разбросом. При этом целесообразно провести изменение рабочих градиентов линз от значений, указанных в таблице 3.1 к значениям, соответствующим графикам рисунка 3.15. Акцептанс квадрупольного канала не выглядит слишком малым, но тем не менее полезно убедиться в качестве согласования пучка после первой ускоряющей структуры с последующим каналом согласно рисунку 3.16. Проверка эффективности предложенных рекомендаций и возможностей согласования жёсткофокусирующего канала с соленоидальным каналом будет проведена с помощью численного анализа динамики пучка в ЛУЭ-200 во второй части настоящей работы.

Заключение

Для драйвера источника нейтронов ИРЕН требуется высокая средняя мощность пучка электронов, которая пропорциональна импульсной мощности пучка. Из-за того, что ускоритель ЛУЭ-200 работает с системами умножения мощности SLED, а также за счет нагрузки ускоряющего поля пучком, мощность вдоль импульса тока не является постоянной. В этом случае имеет смысл оперировать величиной средней мощности пучка за импульс тока.

С учетом проделанных расчетов (рисунки 2.9 - 2.10) можно заключить, что существует время задержки инжекции тока пучка, при котором достигается максимальное значение средней мощности пучка за импульс тока. Соответствующий момент инжекции практически одинаков для всех амплитуд тока пучка и мощностей клистрона, но отличается для разных длительностей пучка и разных коэффициентов умножения мощности системы SLED. Из расчетов следует, что максимальная средняя мощность пучка за импульс тока находится около 244 МВт при токе пучка 2 А, длительности 100 нс, мощности генератора 67 МВт и коэффициенте умножения мощности системы SLED 7.5. При этом для пучка с длительностью импульса 250 нс с такими же остальными параметрами данная мощность составляет 213 МВт, то есть меньше, чем для пучка с длительностью импульса 100 нс. Различие данных значений не пропорционально длительности тока пучка, что говорит о том, что значение средней мощности пучка за все время работы ускорителя будет больше для тока с амплитудой 2 А и длительностью 250 нс.

Мощность пучка пропорциональна энергии, набираемой в ускоряющей структуре, и току. То есть, с одной стороны, необходимо обеспечивать большую мощность клистрона и высокий коэффициент умножения системы SLED, с другой стороны, необходим большой ускоренный ток. Первое требование связано с ускоряющим полем, второе – с захватом пучка в режим ускорения.

Максимальное значение амплитуды напряженности поля в ускоряющей структуре находится около 75 МВ/м (см. рисунок 2.10). Коэффициент перенапряженности используемой ускоряющей структуры составляет около 2, то есть в данном случае будут возникать локальные области с напряженностью поля 150 МВ/м. С учетом выполненных ранее исследований [18] и накопленного опыта, можно заключить, что для стабильной работы ускоряющих структур на основе диафрагмированного волновода необходимо иметь напряженность поля не более 100 МВ/м на поверхности меди. Таким образом, несмотря на достижение максимальной мощности пучка, работа с ускоряющими полями 75 МВ/м будет практически невозможна из-за возникновения СВЧ пробоев и быстрой деградации поверхности начальных ускоряющих ячеек структуры. В данном случае лучше иметь амплитуду ускоряющего поля не больше 50 МВ/м. Согласно рисунку 2.10, такое значение амплитуды достигается либо при мощности клистрона 30 МВт и коэффициенте умножения мощности системы SLED $K_p = 7.5$, либо при больших мощностях, но с меньшим коэффициентом усиления системы SLED. Например, при 67 МВт и при $K_p = 3$ максимальное значение мощности пучка за импульс тока 250 нс будет равно $P_b = 170$ МВт при амплитуде $I_0 = 2$ А. В этом режиме напряженность поля в первых ускоряющих ячейках структуры, как это видно из рис. 2.10, будет находиться в диапазоне 40 - 50 МВ/м.

С точки зрения захвата нерелятивистского пучка в режим ускорения наиболее оптимальная область напряженностей ускоряющего поля находится в районе 30 МВ/м. Такие значения достигаются либо при мощности клистрона 17 МВт при коэффициенте умножения мощности системы SLED $K_p = 7.5$, либо при мощности клистрона 30 МВт со значением $K_p = 5$. Согласно рис. 2.14, здесь лучше иметь мощность клистрона 30 МВт при $K_p = 5$, тогда средняя мощность пучка за импульс тока 2 А и 250 нс после одной ускоряющей структуры будет в районе $P_{avb} = 124$ МВт. Как показано в таблице 2.4 данный

режим должен обеспечить максимальную энергию в пучке 71 МэВ и энергетический разброс 43%. Стоит заметить, что при параметрах $P_0 = 17$ МВт и $K_p = 7.5$ получаем $P_{avb} = 90$ МВт, максимальную энергию 58 МэВ с энергетическим разбросом 27%. С учетом особенностей системы группировки и фазовой диаграммы захвата пучка в режим ускорения можно ожидать, что при токе электронной пушки в районе 3 А достигим выходной ускоренный ток пучка около 2 А без потерь на апертуре ускорителя.

Если рассматривать вторую ускоряющую структуру, то для нее справедливы все те же рассуждения про максимальное ускоряющее поле и электрическую пробойную прочность, что и раньше без учета диаграммы захвата пучка в режим ускорения. Если остановиться на коэффициенте умножения мощности системы SLED $K_p = 5$, который выбран для первой ускоряющей структуры, то можно использовать мощность клистрона в районе 45 МВт. Она обеспечивает ускоряющие поля, амплитуда которых не превосходит 50 МВ/м. В этом случае при токе пучка 2 А, длительности 250 нс можно достичь 132 МВт средней мощности за импульс тока при максимальной энергии 89 МэВ с энергетическим разбросом 37% и задержкой по времени относительно времени заполнения ускоряющей структуры 140 нс.

Анализ магнитной системы ускорителя ЛУЭ-200 можно разделить на две части: анализ системы на основе соленоидов и анализ канала на основе квадрупольных линз. При начальной энергии пучка 0.2 МэВ на пучок будет оказывать сильное фокусирующее действие краевое электрическое поле первой ускоряющей структуры. Магнитное поле соленоида, расположенного поверх структуры, выглядит избыточным, однако без него будет наблюдаться разлет пучка после перефокусировки краевой электрической линзой. По сути данный соленоид служит для компенсации избыточной фокусировки пучка в области инжекции в первую ускоряющую структуру. Тем не менее, данная конфигурация соленоидов способна обеспечивать полное токопрохождение, но со значительным увеличением углового разброса в пучке.

Квадрупольная фокусировка без особых проблем должна обеспечивать аксептанс около 10 мм мрад (для обеих координат – горизонтальной и вертикальной). Если брать за основу энергию пучка 71 МэВ после первой ускоряющей структуры с разбросом 43% (то есть минимальное значение энергии 40 МэВ), то нормализованный эмиттанс будет равен 820 мм мрад при использовании геометрического эмиттанса 10 мм мрад. Данное значение является вполне приемлемым даже с учетом роста эмиттанса пучка за счет фокусировки соленоидом первой структуры. При этом имеющийся жесткофокусирующий канал при правильном выборе градиентов линз способен обеспечить фокусировку даже при энергетическом разбросе 43%.

Для получения захвата в режим ускорения не менее 90% пучка необходимо модернизировать систему его инжекции. Первая регулярная ускоряющая структура изначально рассчитана на релятивистский пучок, поэтому энергия пучка при инжекции должна составлять не менее 1 МэВ (лучше в районе 3 МэВ). Для работы в таком режиме группирователь, который не приводит к росту энергии пучка, следует заменить. Альтернативный группирователь должен обеспечивать не только группировку пучка, но и его ускорение. В таком случае можно будет также отказаться от соленоида, расположенного поверх первой ускоряющей структуры. Для согласования пучка будет достаточно иметь небольшой соленоид между группирователем и самой структурой. Естественно, при такой замене полностью изменится система СВЧ питания.

В итоге, можно кратко заключить следующее. В настоящее время оптимальными с точки зрения получения максимальной мощности пучка параметрами ускорителя ЛУЭ-200 являются:

- Ток пушки 3 А.
- Длительность тока 250 нс.

- Токопрохождение в районе - 60%.
- Клистрон для первой ускоряющей структуры 30 МВт.
- Коэффициент усиления мощности системы SLED первой ускоряющей структуры 5.
- Клистрон для второй ускоряющей структуры 45 МВт.
- Коэффициент усиления мощности системы SLED второй ускоряющей структуры 5.
- Максимальная энергия пучка - 161 МэВ
- Энергетический разброс - 40%.
- Максимальная мощность в пучке за импульс тока - 256 МВт.
- Средняя мощность в пучке при частоте повторения 50 Гц – 3.2 кВт.
- Градиенты квадрупольных линз 0.35 Т/м - 0.9 Т/м, при достижении максимальной энергии - 0.9 Т/м.

Для повышения выходной мощности в пучке можно было бы увеличивать ускоренный ток. Например, максимально возможный ускоренный ток для мощности клистрона 30 МВт составляет около 4 А. Это значит, что такой пучок будет иметь энергетический разброс близкий к 100%. С точки зрения выходной мощности пучка, в данном случае ее можно увеличить на 36%, но из-за энергетического разброса провести такой пучок без потерь будет практически нереально.

Литература

1. А.В. Белозёров, Ю. Бечер, Ю.К. Булычёва и др. Физический пуск установки ИРЕН. Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, № 7 (163). С. 923-932.
2. Бечер Ю., Голубков Е.А., Егоров В.А., и др. Ускоритель ЛУЭ-200 установки ИРЕН: состояние и развитие. Physics of Particles and Nuclei, Letters, ISSN:1814-5957, Изд: JINR, 11, 5(189), 1029-1039, 2014
3. Голубков Е.А., Кобец В.В., Минашкин В.Ф. и др. Первые результаты наладки второй ускоряющей секции ускорителя ЛУЭ-200 установки ИРЕН. Сообщение ОИЯИ Р9-2017-77, Дубна, 2017г.
4. Н.С. Диканский, А.В. Новохатский и др. Линейный ускоритель электронов для интенсивного источника резонансных нейтронов (ИРЕН). Отчет о НИР № 92-4. ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1993г.
5. Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.desy.de/~mpyflo/>
6. Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.3ds.com/ru/produkty-i-uslugi/simulia/produkty/cst-studio-suite/>
7. Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.femm.info/wiki/HomePage>
8. Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/opera/>
9. В. М. Павлов. СВЧ - группирователь форинжектора ВЭПП-5. Препринт Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. ИЯФ 2002-10, 2002г.
10. А.Е. Левичев, В.М. Павлов. Линейные СВЧ ускорители. Часть I: электродинамика ускоряющих структур на основе круглого диафрагмированного волновода. Новосибирск: РИЦ НГУ, 2015
11. Th. P. Wangler. RF Linear Accelerators. 2nd completely revised and enlarged edition. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008
12. Z.D. Farkas, H.A. Hogg, G.A. Loew and P.B. Wilson «SLED: A Method of Doubling SLAC's Energy», Proc. of the 9-th Int. Conf. on High Energy Accelerators, SLAC, Stanford, CA, May, 1974, pp. 576-586 SLAC-PUB-1453.
13. Мальцева М. В., Павлов В. М., Самойлов С. Л., Андрианов А. В., Пивоваров И. Л. Измерения резонаторов системы умножения мощности типа SLED. СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ 2017. Том 12, № 4, с. 20-29
14. В.М. Павлов. Линейные ускорители: Часть II: Динамика частиц в линейных ускорителях: Учеб. пособие. Государственный Новосибирский университет. Новосибирск, 1999.
15. M. Reiser. Theory and Design of Charged Particle Beams. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008, p. 78
16. И.М. Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. Атомиздат. М.:1966.
17. Hand book of accelerator physics and engineering. Edited by A. Chao. World scientific publishing. 1998. Pp. 55-57
18. V.E.Balakin, O.N. Brezhnev, A.V. Novokhatsky, Yu.I. Semenov. Accelerating structure of a colliding linear electron-positron beam (VLEPP). Investigation of the maximum attainable accelerating rate. Preprint of Institute of nuclear physics, Novosibirsk, pp. 79-83.

М.В. Арсентьева, А.Е. Левичев, А.М. Барняков, К.Н. Бердников,
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
А.П. Сумбаев,
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-200
Часть I: Аналитические расчёты

ИЯФ 2020-06

Ответственный за выпуск А.С. Аракчеев
Работа поступила 5.06.2020

Сдано в набор 08.06.2020
Подписано в печать 09.06.2020
Формат 60x90 1/16 Объем 4 печ.л., 3 уч.-изд.л.
Тираж 100 экз. Бесплатно.

Издательство ООО «Станция печатная»
630008, г. Новосибирск, ул. Лескова, 15
Отпечатано в полном соответствии с качеством
предоставленного оригинал-макета

