

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра Электрофизических установок и ускорителей
(полное название кафедры)

Утверждаю

Зав. кафедрой ЭФУиУ

А.В. Бурдаков
(подпись, инициалы, фамилия)

«__» _____ 2021г.

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

Бердников Константин Николаевич

(фамилия, имя, отчество студента – автора работы)

Расчет динамики электронного пучка в линейном ускорителе ВЭПП-5

(тема работы)

Физико-технический факультет

(полное название факультета)

Направление подготовки 03.03.02 Физика

(код и наименование направления подготовки бакалавра)

**Руководитель
от НГТУ**

Аракчеев Алексей Сергеевич

(фамилия, имя, отчество)

д.ф.-м.н.

(ученая степень, ученое звание)

(подпись, дата)

**Руководитель
от организации**

Арсентьева Мария Васильевна

(фамилия, имя, отчество)

(ученая степень, ученое звание)

(подпись, дата)

**Автор выпускной
квалификационной работы**

Бердников Константин Николаевич

(фамилия, имя, отчество)

ФТФ, ФТ-71

(факультет, группа)

(подпись, дата)

Новосибирск 2021

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра Электрофизических установок и ускорителей
(полное название кафедры)

УТВЕРЖДАЮ

Зав. кафедрой ЭФУиУ А.В. Бурдаков
(фамилия, имя, отчество)

(подпись, дата)

**ЗАДАНИЕ
НА ВЫПУСКНУЮ КВАЛИФИКАЦИОННУЮ РАБОТУ БАКАЛАВРА**

студенту Бердникову Константину Николаевичу
(фамилия, имя, отчество)

Направление подготовки 03.03.02 Физика
(код и наименование направления подготовки бакалавра)

Физико-технический факультет
(полное название факультета)

Тема Расчет динамики электронного пучка в линейном ускорителе ВЭПП-5
(полное название темы выпускной квалификационной работы бакалавра)

Исходные данные (или цель работы) Анализ продольной динамики электронного пучка от момента инжекции до режима стабильного ускорения.

Измерение мощностей клистронов ВЭПП-5.

Моделирование электромагнитных полей от электронной пушки до конца первой ускоряющей секции. Моделирование продольной динамики пучка в программе ASTRA, определение оптимального режима работы

Структурные части работы 1. Введение

2. Схема элементов начальной части линейного ускорителя инжекционного комплекса

2.1. Элементы ускоряющей и магнитной системы

2.2. Система питания

3. Анализ продольной динамики

3.1. Уравнения продольной динамики в поле бегущей волны

3.2. Условие захвата в режим ускорения

3.3. Теоретические оценки захвата частиц в ускорение полем бегущей волны

4. Измерение мощностей клистронов

4.1. Измерение с помощью диодного детектора мощности

5. Моделирование продольной динамики пучка

5.1. Параметры пучка

5.2. Расчет энергии частицы при пролете ускоряющей секции с учетом SLED

5.3. Варьирование мощности группирователя

6. Заключение

7. Список литературы

8. Приложение 1. Поля магнитных элементов

Задание согласовано и принято к исполнению.

**Руководитель
от НГТУ**

Аракчеев Алексей Сергеевич

(фамилия, имя, отчество)

д.ф.-м.н.

(ученая степень, ученое звание)

(подпись, дата)

**Руководитель
от организации**

Арсентьева Мария Васильевна

(фамилия, имя, отчество)

(ученая степень, ученое звание)

(подпись, дата)

Студент

Бердников Константин Николаевич

(фамилия, имя, отчество)

ФТФ, ФТ-71

(факультет, группа)

(подпись, дата)

Тема утверждена приказом по НГТУ № _____ от « ____ » _____ 2021г.

изменена приказом по НГТУ № _____ от « ____ » _____ 2021г.

ВКР сдана в ГЭК № _____, тема сверена с данными приказа

(подпись секретаря государственной экзаменационной комиссии по защите ВКР, дата)

(фамилия, имя, отчество секретаря государственной
экзаменационной комиссии по защите ВКР)

Аннотация

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 представляет собой интенсивный источник электронных и позитронных ступков на энергии 430 МэВ, обеспечивающий все потребности работающих в Институте ядерной физики СО РАН установок на встречных электрон-позитронных пучках. В данный момент наблюдаются значительные потери пучка в линейном ускорителе между электронной пушкой и спектрометром, установленным после второй ускоряющей секции. С целью возможного повышения эффективности ВЭПП-5 проведен анализ продольной динамики электронного пучка от момента инжекции с начальной энергией 200 кэВ до режима стабильного ускорения в первой ускоряющей структуре. Получены теоретические оценки захвата пучка в ускорение. Проведены оценки набираемой энергии пучком в ускоряющей структуре с учетом системы умножения мощности типа SLED. Представлены измерения мощности и спектров клистронов при помощи диодного детектора мощности, построены распределения электрических и магнитных полей линейного ускорителя ВЭПП-5 от пушки до конца первой ускоряющей секции. В полученных полях проведено моделирование динамики пучка при различных амплитудах электрического поля группирователя. Показано влияние поля группирователя на полное токопрохождение, а также на захват частиц с учетом необходимого энергетического разброса.

Annotation

The VEPP-5 injection complex is an intense source of electron and positron bunches at an energy of 430 MeV, which provides all the needs of the installations operating at the Institute of Nuclear Physics of the SB RAS on colliding electron-positron beams. At the moment, significant beam losses are observed in the linear accelerator between the electron gun and the spectrometer installed after the second accelerating section. In order to possibly increase the efficiency of VEPP-5, the analysis of the longitudinal dynamics of the electron beam from the moment of injection with an initial energy of 200 keV to the regime of stable acceleration in the first accelerating structure is carried out. Theoretical estimates of beam capture into acceleration are obtained. The energy gain by the beam in the accelerating structure is estimated with allowance for the SLED-type power multiplication system. Measurements of the power and spectra of klystrons using a diode power detector are presented, the distributions of electric and magnetic fields of the VEPP-5 linear accelerator from the gun to the end of the first accelerating section are constructed. In the fields obtained, the beam dynamics was simulated at various amplitudes of the electric field of the buncher. The effect of the bunching field on the total current passage, as well as on the capture of particles, taking into account the required energy spread is shown.

Оглавление

1	Введение	7
2	Схема элементов начальной части линейного ускорителя инжекционного комплекса	9
2.1	Элементы ускоряющей и магнитной системы.....	9
2.2	Система питания	11
3	Анализ продольной динамики	13
3.1	Уравнения продольной динамики в поле бегущей волны.....	14
3.2	Условие захвата в режим ускорения	15
3.3	Теоретические оценки захвата частиц в ускорение полем бегущей волны	19
4	Измерение мощностей клистронов.....	21
4.1	Измерение с помощью диодного детектора мощности	21
5	Моделирование продольной динамики пучка.....	24
5.1	Параметры пучка.....	24
5.2	Расчет энергии частицы при пролете ускоряющей секции с учетом SLED	25
5.3	Варьирование мощности группирователя.....	27
6	Заключение.....	31
7	Список литературы.....	32
8	Приложение 1. Поля магнитных элементов.	33

1 Введение

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 (Рис. 1) — это интенсивный источник электронных и позитронных сгустков на энергии 430 МэВ, обеспечивающий все потребности работающих в Институте ядерной физики СО РАН установок на встречных электрон-позитронных пучках.

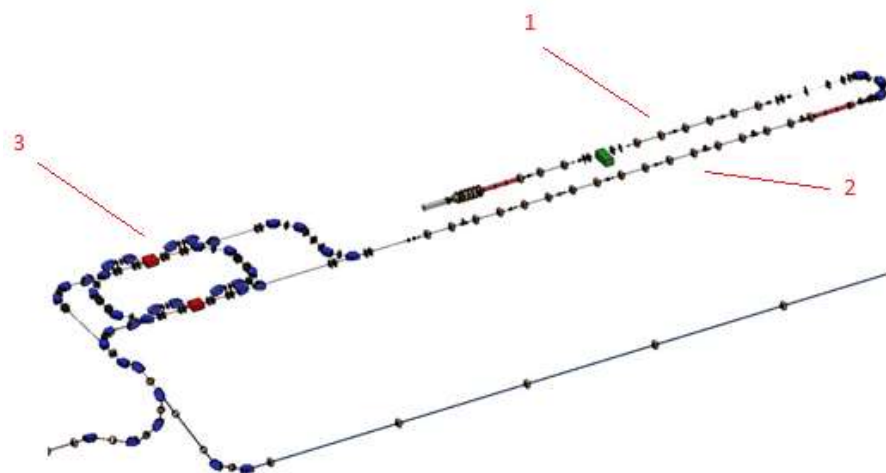


Рис. 1. Схема инжекционного комплекса ВЭПП-5.

1 – ускоритель электронов; 2 – ускоритель позитронов; 3 – накопитель-охладитель.

Комплекс состоит из линейного ускорителя электронов на энергию 285 МэВ, линейного ускорителя позитронов на 430 МэВ, а также накопителя-охладителя с каналами впуска и выпуска пучков в коллайдеры института ядерной физики.

Линейный ускоритель также имеет участок поворота частиц, поэтому энергетический разброс пучка ограничен акцептансом поворотного магнита, что в данном случае накладывает ограничение на разброс энергии около 1.5%.

Параметры пучка в линейном ускорителе представлены в Таблица 1.

Таблица 1. Параметры пучка в линейном ускорителе.

Энергия инжекции	200 кэВ
Длительность пучка (ширина на полувысоте)	4.6 нс
Энергия на выходе линейного ускорителя	285 МэВ
Число электронов	2×10^{10}
Энергетический разброс	1.5%

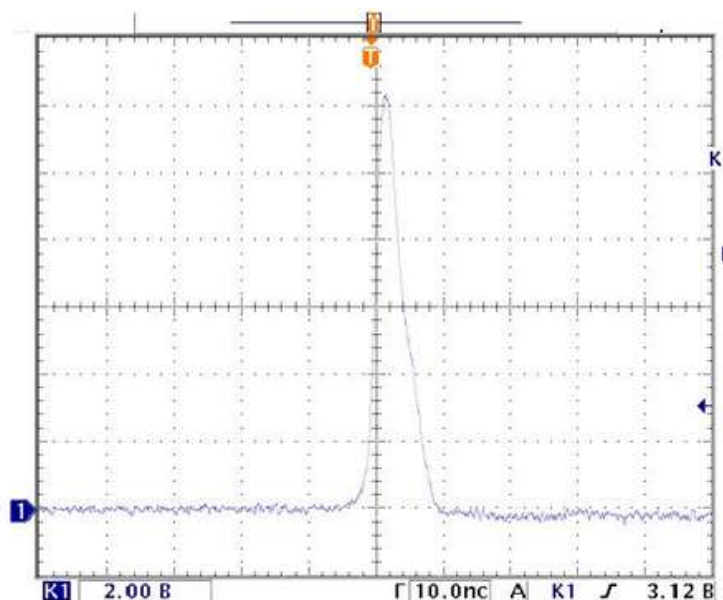


Рис. 2. Осциллограмма тока пучка на выходе пушки (одна клетка по оси ординат соответствует 0.85 А)

Эффективность работы коллайдеров повышается с увеличением числа частиц в пучке, поэтому важной задачей является поддержание высокого уровня числа частиц в пучке.

Пучок после прохождения второй ускоряющей секции попадает в спектрометр, который показывает, что на данный момент на него опадает около 50% от числа частиц в пушке. В рамках данной работы ставится задача определить, какое влияние на продольную динамику оказывают элементы ускорителя и показать, какого токопрохождения можно добиться в предположении отсутствия потерь частиц за счет поперечной динамики. Результаты работы в будущем могут быть использованы для повышения эффективности работы инжекционного комплекса.

Таблица 2. Параметры пучка после прохождения второй ускоряющей секции.

Энергия	100 МэВ
Число электронов	1×10^{10}

Наибольшие потери пучка в линейном ускорителе ВЭПП-5 происходят на том этапе, пока скорость пучка равна $\beta c \approx 0.7c$. Поэтому в данной работе рассматривается участок ускорителя от электронной пушки до конца первой ускоряющей секции. На участке от конца первой ускоряющей секции до конца второй ускоряющей секции располагается канал с квадрупольями, в котором пучок уже сформирован, поэтому на данном участке происходят небольшие потери пучка. Основные потери пучка происходят на участке, где происходит

Таблица 3. Соответствие входной мощности группирователя амплитуде электрического поля.

Амплитуда электрического поля, МВ/м	Мощность группирователя, кВт
0.5	0.9
1	3.6
1.5	8.1
2	14.4
2.5	22.4
3	32.3
3.5	44.0
4	57.4
4.5	72.7

Таблица 4. Параметры резонаторов группирователя.

Собственная добротность	3349
Коэффициент связи	1.3
Шунтовое сопротивление	0.4 МОм

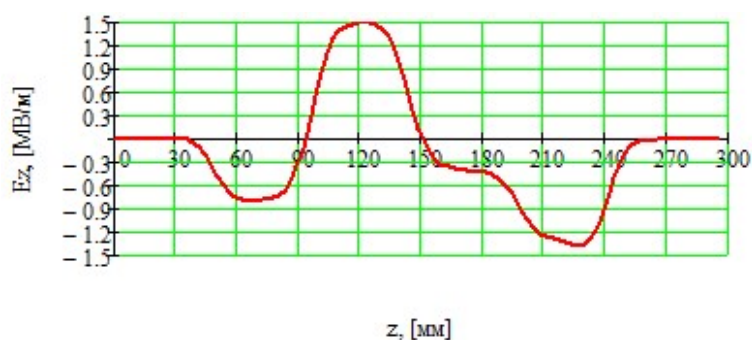


Рис. 4. Распределение продольного электрического поля на оси группирователя при входной мощности 8.1 кВт.

В инжекционном комплексе используются ускоряющие структуры (Таблица 5) с постоянным импедансом и набегом фазы на ячейку $2\pi/3$, работающие на бегущей волне. Структуры изготовлены на основе диафрагмированного волновода, и работают на бегущей волне с продольной составляющей электрического поля.

Таблица 5. Параметры ускоряющих структур линейного ускорителя.

Параметры	Значения
Рабочая частота	2855.5 МГц
Рабочий вид колебаний	$2\pi/3$
Собственная добротность	$1.3 \cdot 10^4$
Период	34.99 нс
Внутренний диаметр резонатора	83.75 мм
Диаметр отверстия диафрагмы	25.9 мм
Толщина диафрагмы	6 мм
Длина	2.93 м
Количество ускоряющих ячеек (включая два трансформатора типа волны)	85
Фазовая скорость (c – скорость света в вакууме)	$1c$
Групповая скорость (c – скорость света в вакууме)	$0.021c$
Шунтовое сопротивление	51 МОм/м
Коэффициент затухания по полю	0.108 м^{-1}
Время заполнения структуры	0.456 нс

2.2 Система питания

Четыре клистрона SLAC 5045 являются источниками питания 14 ускоряющих секций линейного ускорителя. Каждый клистрон обеспечивает СВЧ импульсы длительностью 3.5 нс. В течение 3 нс мощность запасается в резонаторах системы SLED (SLAC Energy Development) [2], после чего происходит переворот фазы волны генератора. В последующие 0.5 нс мощность, накопленная резонаторами системы SLED, поступает в ускоряющие структуры. Мощность от клистрона 3 после накопления в системе SLED делится двумя 3 дБ мостами между первыми тремя ускоряющими структурами в соотношении 2:1:1, причем малая часть мощности поступает в группирователь. Таким обра-

зом, в первую структуру направляется около половины СВЧ мощности, отраженной от системы SLED, а оставшаяся половина делится поровну между второй и третьей ускоряющими структурами.

Система умножения мощности типа SLED состоит из волноводного трехдецибельного щелевого моста и двух высокодобротных цилиндрических резонаторов (Рис. 5). Диаметр резонатора $D = 196$ мм, высота $H = 346.9$ мм. В качестве рабочей моды колебания выбрана мода H_{015} , поскольку она имеет на рабочей частоте 2855 МГц наибольшую собственную добротность резонаторов порядка $Q_0 \approx 100000$ [3]. При этом на данной частоте существует также дополнительная мода колебания E_{115} с добротностью порядка $Q_0 \approx 50000$. Для снятия вырождения резонатор сделан не полностью цилиндрическим (см. Рис. 5). За счет такого изменения формы изменяется емкость резонатора на моде колебания E_{115} , что приводит к изменению ее резонансной частоты. Кроме этого, ввод мощности осуществляется через отверстие связи, смещенное относительно центра резонатора, что также способствует снятию вырождения.

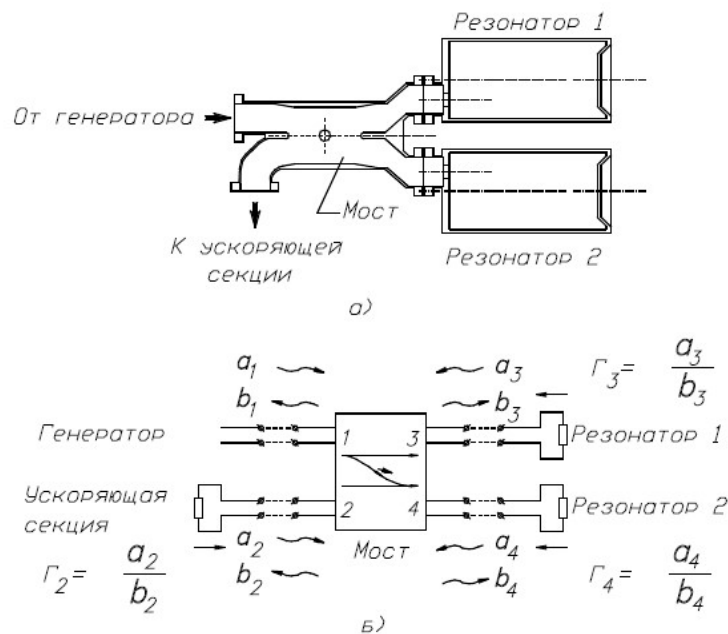


Рис. 5. Система умножения мощности SLED.

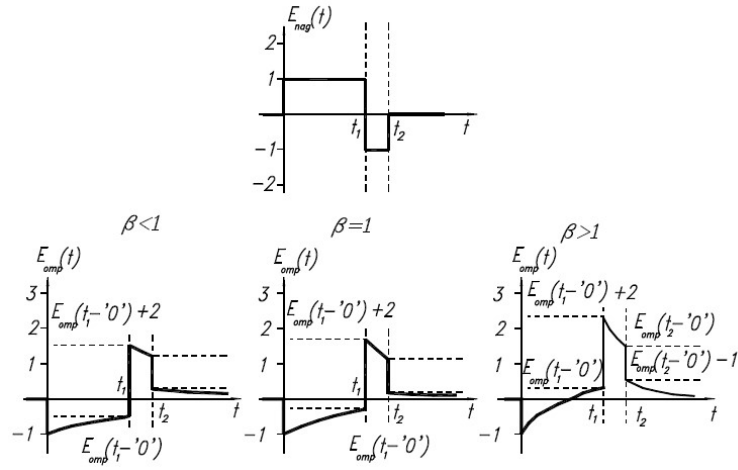


Рис. 6. График отраженной мощности от времени.

Волноводный трехдецибельный мост представляет собой направленный ответвитель первого рода. В стационарном режиме амплитуды отраженных от него волн $b = (b_1, b_2, b_3, b_4)^T$ связаны с амплитудами падающих волн $a = (a_1, a_2, a_3, a_4)^T$ матрицей рассеяния S [4]:

$$\vec{b} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = S \cdot \vec{a} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & -i \\ 0 & 0 & -i & 1 \\ 1 & -i & 0 & 0 \\ -i & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}$$

Зависимость отраженной мощности от системы умножения мощности SLED от времени выражается формулой (1).

$$P(t) = P_0 \cdot \left(\frac{a(t)^2}{2} - a(t) \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot \omega_0 \cdot U(t)^2}{2 \cdot Q_0}} + \frac{k \cdot \omega_0 \cdot U(t)^2}{2 \cdot Q_0} \right), \quad (1)$$

где Q_0 – добротность резонаторов, $a(t)$ – нормированный сигнал от клистрона, k – коэффициент связи, α – коэффициент затухания ускоряющей структуры.

3 Анализ продольной динамики

На выходе пушки полная длительность пучка составляет около 7 нс, поэтому для более эффективной работы ускорителя пучок должен быть по большей части сгруппирован перед влетом в ускоряющую секцию. С учетом того, что фазовая скорость пучка меньше скорости света, при влете в ускоряющую структуру он начинает скользить по фазе. Этот процесс будет продолжаться до того момента, пока скорость пучка не станет равной фазовой скорости волны, и сопровождаться группировкой пучка.

Рассмотрим более подробно, что происходит с пучком с начальной энергией 200 кэВ при инжекции в ускоряющую структуру без предварительной

группировки [5]. Данный анализ позволит в дальнейшем судить о том, насколько эффективна работа группирователя в линейном ускорителе ВЭПП-5.

3.1 Уравнения продольной динамики в поле бегущей волны

Уравнение изменения энергии заряженной частицы на оси ускоряющей структуры на основе диафрагмированного волновода с бегущим типом волны можно представить в виде:

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = eE_0 \cos \varphi, \quad (2)$$

где E_0 – амплитуда основной гармоники, φ – фаза частицы относительно волны, e – заряд частицы. Если $v_p = c\beta_p$ (c – скорость света в вакууме) – фазовая скорость волны, то фазу φ можно найти как

$$\varphi = \omega \left(\int_0^z \frac{dz}{v_\phi} - t \right)$$

Так как $\frac{dz}{dt} = v_e = c\beta$ – скорость частицы, то после преобразований получим:

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{\beta_p} - \frac{1}{\beta} \right). \quad (3)$$

Произведя замену переменных: $\xi = \frac{z}{\lambda}$, $\gamma = \frac{\varepsilon}{m_0 c^2}$ и $G = \frac{eE_0 \lambda}{m_0 c^2}$, где λ – длина волны ускоряющей структуры, а m_0 – масса покоя электрона, преобразуем уравнения (2) и (3) к виду:

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = G \cos \varphi,$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = 2\pi \left(\frac{1}{\beta_p} - \frac{1}{\beta} \right).$$

В случае, если фазовая скорость волны равна скорости света, уравнения приобретают окончательный вид

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = G \cos \varphi. \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\beta} \right), \quad (5)$$

Выражения (4)-(5) представляют собой уравнения движения для продольной фазовой плоскости. Из (4) и (5) можно получить гамильтониан:

$$H = -G \sin \varphi + 2\pi \int \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) d\gamma = -G \sin \varphi + 2\pi\gamma(1 - \beta) \quad (6)$$

где γ – релятивистский фактор частицы. Решения системы (4)-(5) представляют собой кривые на фазовой плоскости (γ, φ) , вдоль которых может двигаться частица, причем ее гамильтониан сохраняется и в любой момент времени равен

$$H = -G \sin \varphi_i + 2\pi\gamma_i(1 - \beta_i), \quad (7)$$

где φ_i – начальная фаза волны, в которую попадает частица при инжекции, γ_i и β_i – соответствующие кинетические параметры в момент инжекции.

3.2 Условие захвата в режим ускорения

Определим, при каких условиях частица может быть захвачена волной в ускорение и непрерывно увеличивать свою энергию, пока находится в поле этой волны. При $\gamma \rightarrow \infty, \beta = 1 - (2\gamma^2)^{-1} \Rightarrow \gamma(1 - \beta) \rightarrow 0$. Отсюда, подставляя в выражение для гамильтониана (6), находим:

$$\sin \varphi_{\gamma \rightarrow \infty} \rightarrow \sin \varphi_{\infty} = -\frac{H}{G} \quad (8)$$

где φ_{∞} – фаза, которая будет являться асимптотой для фазовой траектории в случае непрерывного ускорения частицы вдоль этой траектории. Так как $|\sin \varphi_{\infty}| \leq 1$, то достигнуть сколь угодно большой энергии могут только те частицы, у которых $H < G$. Частицы, для которых $H > G$, всегда имеют конечную энергию, а соответствующая фазовая траектория будет осциллировать.

Требование $H < G$ равносильно

$$2\pi\gamma_i \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_i^2}} > 2\pi\gamma_i - G(1 + \sin \varphi_i). \quad (9)$$

Это неравенство является иррациональным, при его решении может быть два случая.

Первый случай заключается в том, что выражение в правой части неравенства (9) больше нуля, тогда имеем право возводить неравенство в квадрат:

$$\begin{cases} 2\pi\gamma_i - G(1 + \sin \varphi_i) > 0 \\ 4\pi^2\gamma_i^2 \left(1 - \frac{1}{\gamma_i^2}\right) > (2\pi\gamma_i - G(1 + \sin \varphi_i))^2 \end{cases}$$

После некоторых преобразований получаем

$$\begin{cases} \gamma_i > \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{G(1+\sin \varphi_i)} + \frac{G(1+\sin \varphi_i)}{2\pi} \right] \\ G < \frac{2\pi\gamma_i}{(1+\sin \varphi_i)} \end{cases}. \quad (10)$$

Как видно, можно считать, что данный сценарий можно применить к условно малым полям. В зависимости от параметра G при заданных фазах инжекции можно определить минимальную начальную энергию, которая необходима, чтобы частицы захватились в режим стационарного ускорения. При этом параметр G не может быть любым, поскольку для него также действует ограничение, связанное с энергией и фазами инжекции. То есть возникает множество параметров $[\gamma_i, G]$, которое может удовлетворять (10) и зависит от фаз инжекции.

Второй случай возникает, если в (9) в правой части неравенства выражение меньше нуля, тогда решением неравенства является вся область допустимых значений для правой части, то есть

$$\begin{cases} 2\pi\gamma_i - G(1 + \sin \varphi_i) < 0 \\ 1 - \frac{1}{\gamma_i^2} \geq 0 \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} G > \frac{2\pi\gamma_i}{(1+\sin \varphi_i)}. \\ \gamma_i \geq 1 \end{cases}. \quad (11)$$

Как видно, это можно отнести к случаю условно больших полей. Данное условие говорит о существовании множества значений амплитуд ускоряющих полей и начальных фаз, для которых возможно ускорение частиц с любыми начальными энергиями. Само множество амплитуд полей ускоряющей структуры зависит от начальных параметров инжектируемых частиц и не может быть произвольным.

Захват в режим стационарного ускорения говорит о том, что через неопределенный промежуток времени частица попадет в такие условия, что ее энергия будет только увеличиваться. Заметим, что критерии (10) и (11) не говорят ничего о том, как будет происходить сам захват в режим ускорения. Другими словами, нельзя сказать, что будет с частицами в промежуток времени между инжекцией и стационарным ускорением. Очевидно, что одним из возможных и неблагоприятных сценариев является изменение направления движения частицами. При этом, данное обстоятельство не противоречит попаданию части-

цей в режим стационарного ускорения. Она может совершить несколько продольных осцилляций и в итоге попасть в нужную фазу для последующего увеличения энергии. То есть, с точки зрения продольной динамики, критерии захвата будут выполнены, но в реальном ускорителе, скорее всего, такие частицы будут потеряны, особенно, при наличии внешнего магнитного поля.

С помощью фазовой траектории – зависимости гамма-фактора частицы от фазы – рассмотрим, как изменяется направление движения частицы. Уравнение фазовой траектории можно получить из выражения для гамильтониана (6):

$$\gamma(\varphi) = \frac{(H+G \sin \varphi)^2 + 4\pi^2}{4\pi(H+G \sin \varphi)}. \quad (12)$$

Найдем условие, при котором частица может остановиться в некоторой фазе φ_{st} , потеряв всю энергию. В этом случае в (12) необходимо, чтобы $\gamma(\varphi_{st})$ обращалось в 1:

$$1 = \frac{(H + G \sin \varphi_{st})^2 + 4\pi^2}{4\pi(H + G \sin \varphi_{st})}$$

В итоге, имеем

$$\sin \varphi_{st} = \frac{2\pi - H}{G}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что фазы остановки φ_{st} не существуют тогда и только тогда, когда выполняется одно из неравенств совокупности

$$\begin{cases} \frac{2\pi - H}{G} < -1 \\ \frac{2\pi - H}{G} > 1 \end{cases}.$$

Подставив выражение для гамильтониана (7) через параметры инжекции γ_i и β_i , можно переписать предыдущую совокупность неравенств как

$$\begin{cases} G < \frac{2\pi(1-\gamma_i(1-\beta_i))}{1-\sin \varphi_i} \\ G < \frac{2\pi(1-\gamma_i(1-\beta_i))}{-1-\sin \varphi_i} \end{cases}. \quad (14)$$

Заметим, что $2\pi(1 - \gamma_i(1 - \beta_i)) > 0$ при любых γ_i и β_i , следовательно, второе неравенство системы (14) описывает область отрицательных амплитуд полей, а потому может быть опущено. Таким образом, неравенство

$$G < \frac{2\pi(1-\gamma_i(1-\beta_i))}{1-\sin \varphi_i} \quad (15)$$

определяет область, в которой частица будет двигаться без остановки.

В итоге можно заключить, что существует несколько сценариев инжекции частиц в ускоряющую структуру с бегущей волной. Первый сценарий описывается системой (10). В этом случае частица попадает в режим ускорения, но ее начальная энергия должна быть выше определенного значения. Вторым случаем связан с условием (11). Здесь частица также попадает в режим ускорения, ее начальная энергия может быть любой, но поля структуры должны быть выбраны с учетом данной энергии. Стоит заметить, что в обоих случаях начальная энергия частиц определяет ширину области захвата, то есть диапазон начальных допустимых фаз и амплитуд полей. Кроме данных двух случаев, существует критерий (15), который не противоречит захвату частиц в режим ускорения, но говорит о том, что перед этим частица может потерять полностью свою начальную энергию, после чего она начнет ускоряться в обратном направлении. Если при этом выполняются условия захвата (10) и (11), то через какое-то время частица снова начнет терять свою энергию, изменит направление движения во второй раз и попадет в область стационарного ускорения. Таким образом, возможны две точки изменения направления движения частицы.

Вышеперечисленные случаи (10), (11) и (15) отображены на Рис. 7 при энергии инжекции частиц $W_0 = 0.2$ МэВ с учетом связи параметра G с амплитудой ускоряющего поля. Закрашенные области пронумерованы соответственно четырем случаям. Видно, что при увеличении амплитуды электрического поля область фаз, когда частица может захватиться в режим ускорения и не изменить направление своего продольного импульса, уменьшается. То есть большие амплитуды ускоряющих полей не всегда выгодны для ускорения частиц с нерелятивистскими начальными энергиями.

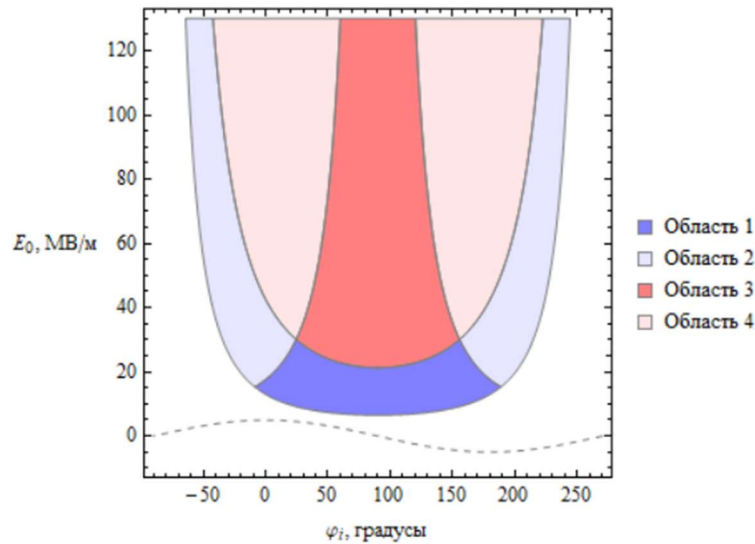


Рис. 7. Закрашенные области соответствуют различным случаям 1-4 захвата в ускорение: область 1 – захват в ускорение при энергии инжекции 0.2 МэВ, нет точек полной остановки, область 2 – захват в ускорение при энергии инжекции 0.2 МэВ, существуют точки полной остановки, область 3 – захват в ускорение при любой энергии инжекции, нет точек полной остановки, область 4 – захват в ускорение при любой энергии инжекции, существуют точки полной остановки.

3.3 Теоретические оценки захвата частиц в ускорение полем бегущей волны

С помощью упомянутых выше условий захвата определим, какой процент частиц попадает в область захвата – с учетом смены направления движения и без него.

Используя условия захвата и отражения, разобьем всю область фаз $[-\pi/2; 3\pi/2]$ на несколько областей в зависимости от того, как ведет себя частица при инжекции.

На границах области захвата выполняется равенство

$$G = -G \cdot \sin \varphi_i + 2\pi\gamma_i(1 - \beta),$$

откуда находим значение синуса фаз инжекции, соответствующих границам области захвата:

$$\sin \varphi_i = \frac{2\pi\gamma_i(1 - \beta)}{G} - 1.$$

Таким образом, границами области захвата будут фазы инжекции, равные (левая и правая, соответственно)

$$\text{asin} \left(\frac{2\pi\gamma_i(1-\beta)}{G} - 1 \right) \text{ и } \pi - \text{asin} \left(\frac{2\pi\gamma_i(1-\beta)}{G} - 1 \right).$$

Отсюда может быть найдена доля частиц, которая может быть захвачена в ускоряющее поле бегущей волны бесконечной протяженности:

$$\frac{\pi - 2 \operatorname{asin} \left(1 - \frac{2\pi\gamma_i(1 - \beta)}{G} \right)}{2\pi}$$

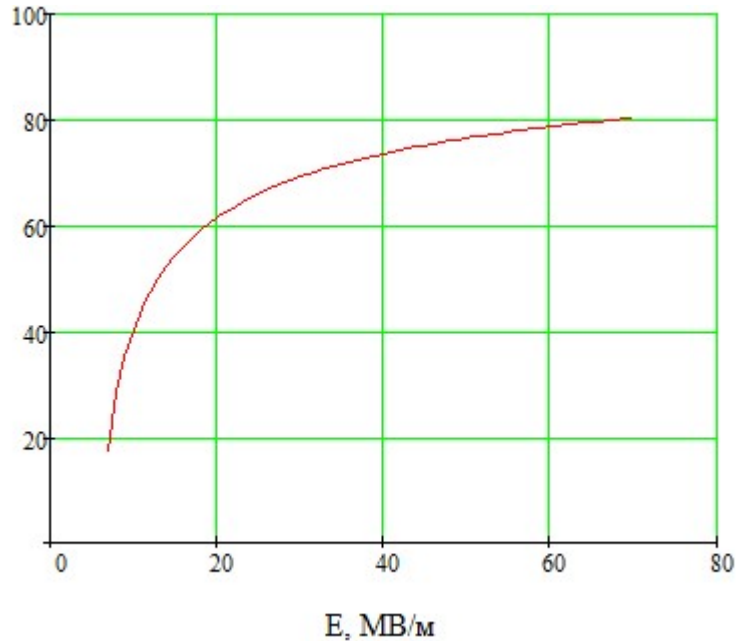


Рис. 8. Теоретическая зависимость доли захваченных частиц (%) от амплитуды поля.

Далее определим границы области фаз инжекции, в которой частица сразу начинает ускоряться (то есть не останавливается и не меняет направление движения). На границах выполнено равенство

$$G = \frac{2\pi(1 - \gamma_i(1 - \beta_i))}{1 - \sin \varphi_i}$$

Отсюда находим значение синуса фаз, лежащих на границе области захвата без остановки:

$$\sin \varphi_i = 1 - \frac{2\pi(1 - \gamma_i(1 - \beta_i))}{G}$$

Отсюда же видно, что в полях с

$$G < \pi(1 - \gamma_i(1 - \beta_i))$$

отражения нет при любой фазе инжекции (для энергии инжекции 200 кэВ это примерно 6 МВ/м)

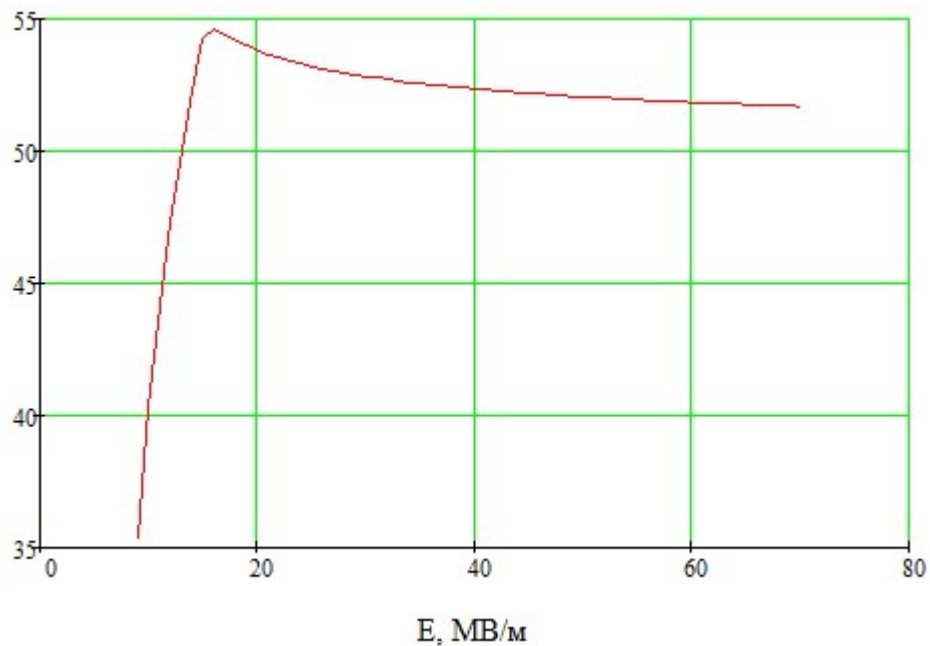


Рис. 9. Теоретическая зависимость доли частиц (%), захваченных и двигающихся без остановки от амплитуды поля.

Таким образом, границами области захвата с последующим движением без остановки будут фазы инжекции, равные (левая и правая, соответственно)

$$\text{asin} \left(1 - \frac{2\pi(1-\gamma_i(1-\beta_i))}{G} \right) \text{ и } \pi - \text{asin} \left(1 - \frac{2\pi(1-\gamma_i(1-\beta_i))}{G} \right)$$

Представленные зависимости характерны для инжекции непрерывного пучка. В нашем же случае пучок является недогруппированным, поэтому, зная амплитуду ускоряющего поля, можно качественно оценить долю захваченных частиц в ускорение. Для первой ускоряющей структуры характерная амплитуда ускоряющего поля составляет 35 МВ/м. Поэтому, учитывая все вышеизложенные рассуждения, можно ожидать, что для непрерывного пучка захват частиц в ускорение, учитывая вторичные сгустки, будет больше 70% (см. Рис. 8), а захват в ускорение для первого сгустка будет не хуже, чем 53% (см. Рис. 9).

4 Измерение мощностей клистронов

4.1 Измерение с помощью диодного детектора мощности

Детекторы мощности СВЧ-сигналов (Рис. 10) предназначены для выделения огибающей высокочастотных сигналов и применяются для измерения уровня мощности в заданном диапазоне частот или на определенной рабочей частоте.

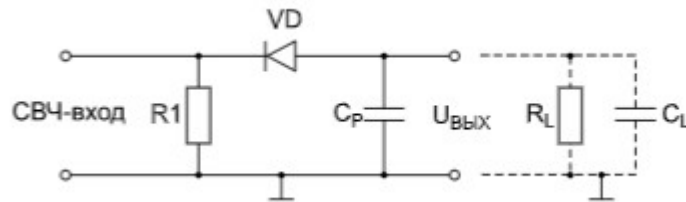


Рис. 10. Упрощенная схема диодного детектора мощности.

При подключении внешней нагрузки конденсатор детектора совместно с импедансом нагрузки образуют фильтр низких частот, необходимый для выделения низкочастотного продетектированного напряжения.

Фильтр — устройство для выделения желательных компонентов спектра электрического сигнала и/или подавления нежелательных. Частотные спектры всех клистронов были сняты при помощи анализатора спектра. На Рис. 11 представлен спектр клистрона 3, откуда видно, что присутствует вторая гармоника на удвоенной рабочей частоте, амплитуда которой отличается от основной на 10 дБ. Для подавления этой гармоники при проведении измерений был использован фильтр на 3 ГГц.

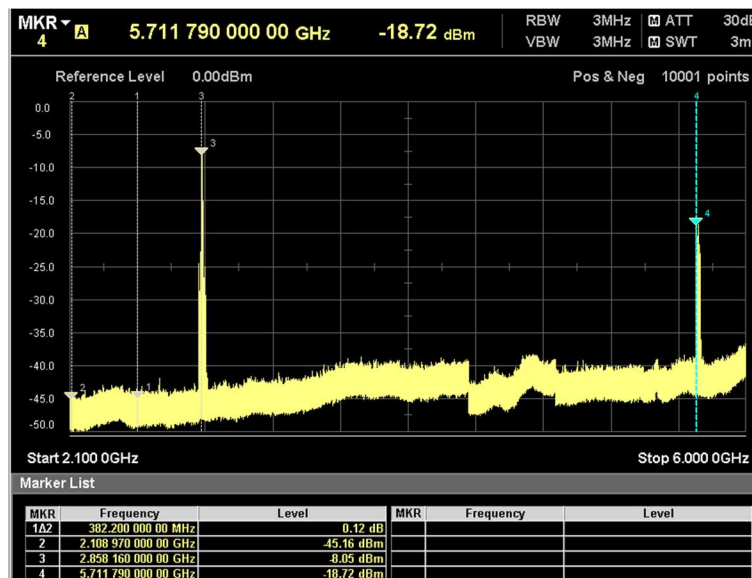


Рис. 11. Спектр клистрона 3.

Так как целью работы является моделирование продольной динамики пучка ВЭПП-5 на этапе его инжекции в ускоряющую структуру, то, для того чтобы применить теоретические выкладки, необходимо получить значения мощностей, которые ответвляются в ускоряющие секции. Схема измерений при помощи диодных детекторов мощности приведена на Рис. 12. Для ослабления сигнала падающей волны клистрона с целью его измерения использу-

ется ответитель на 70 дБ, а также дополнительные аттенюаторы с ослаблением порядка 30 дБ. Суммарная аттенюация для каждого клистрона указана в подписях к Рис. 13-Рис. 16.

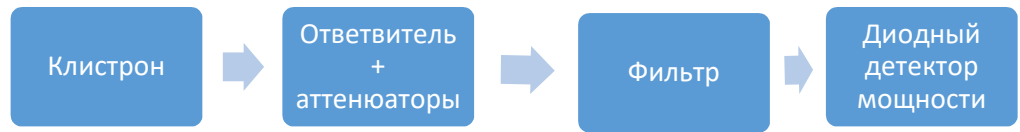


Рис. 12. Схема измерения мощности.

Измеренные сигналы с диодных детекторов мощности приведены на Рис. 13–Рис. 16. Сигнал осциллографа был откалиброван при помощи СВЧ генератора мощности Agilent N583А. Указанная мощность клистронов получена по среднему значению сигнала в области «полочки».

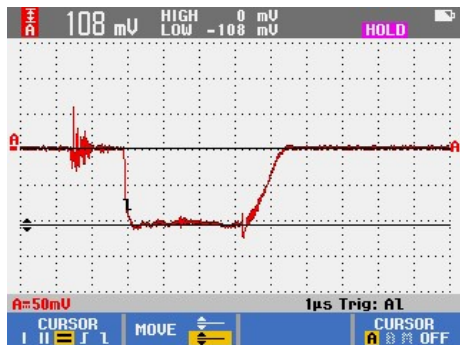


Рис. 13. Сигнал с первого клистрона. Суммарная аттенюация 99.02 дБ.
 $P = 43.45$ МВт.

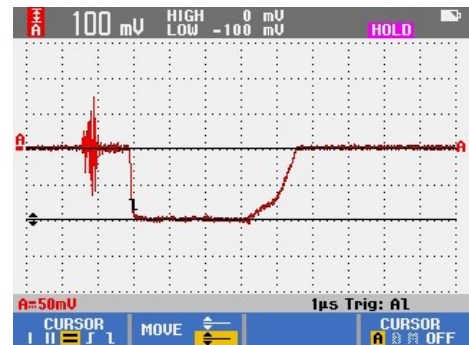


Рис. 14. Сигнал со второго клистрона. Суммарная аттенюация 101.31 дБ.
 $P = 52.84$ МВт.

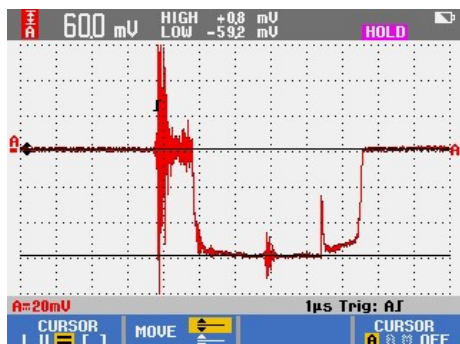


Рис. 15. Сигнал с третьего клистрона. Суммарная аттенюация 101.55 дБ.
 $P = 44.22$ МВт.

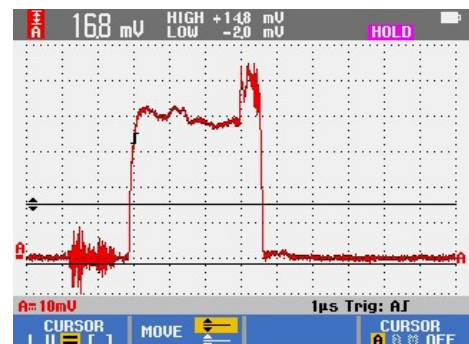


Рис. 16. Сигнал с четвертого клистрона. Суммарная аттенюация 101.94 дБ.
 $P = 42.46$ МВт.

Так как пучок является нерелятивистским только в первой ускоряющей секции, то в рамках изучения продольной динамики электронного пучка особый интерес представляет мощность, которая ответвляется в первую ускоряющую секцию. Значение этой мощности может быть определено на основе измерения мощности клистрона 3.

С учетом параметров системы SLED, а также выходной мощности клистрона 3, можно определить, какая мощность поступает в первую ускоряющую секцию. Для моделирования динамики используется оценка мощности клистрона 3, полученная на основе измерений при помощи диодного детектора мощности.

5 Моделирование продольной динамики пучка

Два аспекта динамики пучка – продольная и поперечная динамика – влияют на его прохождение в ускорительном тракте. В поперечной динамике на токопрохождение влияют магнитные элементы ускорителя (распределение полей магнитных элементов и ошибки поля, поперечная перефокусировка и недофокусировка пучка). В продольной динамике на токопрохождение влияют группировка пучка, распределение поля в ускоряющей структуре. В свою очередь, распределение поля в ускоряющей структуре зависит от мощности клистрона, а также от синхронизации инъекции пучка с поступлением мощности от системы умножения мощности SLED. В рамках данной дипломной работы рассмотрена только продольная динамика пучка в предположении оптимизированной поперечной динамики, то есть параметры магнитной системы подобраны так, чтобы токопрохождение было максимально возможным.

5.1 Параметры пучка

Для моделирования динамики пучка использовался программный пакет ASTRA [6]. В качестве параметров пучка использовались измеренные параметры пучка инъекционного комплекса (Таблица 6, Рис. 2). Рабочая частота ускоряющего поля в ускоряющей секции $f = 2856$ МГц. Следовательно, пучок полной измеренной длительности около 7 нс является для такой структуры непрерывным. Поэтому для моделирования можно принять длительность пучка равной периоду ускоряющей секции, то есть 350 пс. Соответствующее продольное фазовое пространство приведено на Рис. 17.

Таблица 6. Параметры пучка для моделирования.

Ток пучка, А	5.25
Длительность пучка, пс	350

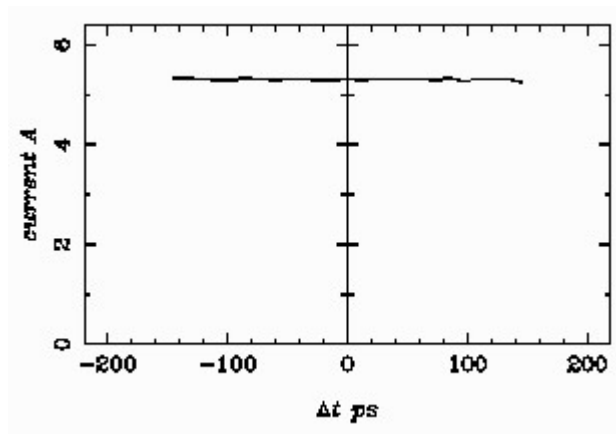


Рис. 17. Продольное фазовое пространство пучка в начале моделирования.

5.2 Расчет энергии частицы при пролете ускоряющей секции с учетом SLED

В инжекционном комплексе мощность в ускоряющие секции поступает в виде импульса длительностью 0.5 мкс. Ускорение пучка производится в тот момент, когда СВЧ мощность достигает нагрузки, ускоряющая структура заполнена, и набор энергии пучком максимален. Поэтому важно оценить набор энергии пучком.

Распределение ускоряющего поля в начале ускоряющей структуры относительно момента переворота фазы SLED представлено на Рис. 18. С помощью этой зависимости можно оценить, какое максимальное ускоряющее поле видит пучок в ускоряющей структуре. Для измеренной мощности клистрона 3, равной 44.22 МВт, максимальная амплитуда ускоряющего поля в первой ускоряющей секции составляет около 35 МВ/м.

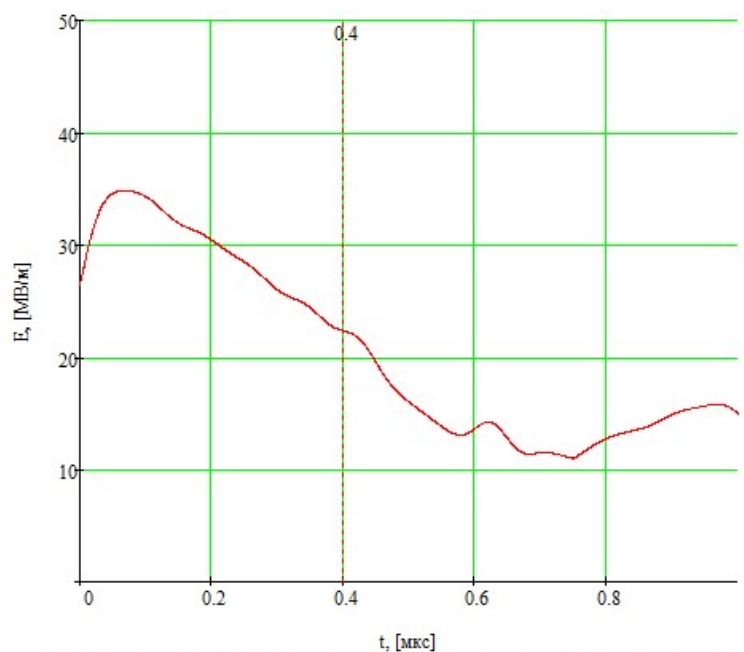


Рис. 18. Амплитуда ускоряющего поля в начале ускоряющей секции относительно момента переворота фазы.

Пучок при влете в ускоряющую структуру является недогруппированным, поэтому до момента, пока β пучка не станет равной единице, пучок будет догруппировываться. Далее, когда $\beta = 1$, пучок «вмораживается» в ускоряющее поле и видит одну амплитуду до конца ускоряющей структуры. Данный процесс происходит в первых ячейках ускоряющей структуры, поэтому, считая момент инжекции пучка оптимальным, можно принять, что пучок пролетает от начала до конца ускоряющей структуры при максимальной амплитуде ускоряющего поля, которую выдает SLED.

Учитывая распределение поля в ускоряющей структуре относительно момента переворота фазы, можно оценить, какую энергию наберет частица при пролете ускоряющей структуры (Рис. 19). Максимальный набор энергии, который соответствует оптимальному моменту инжекции пролету частицы при максимальной амплитуде ускоряющего поля, равен 70 МэВ.

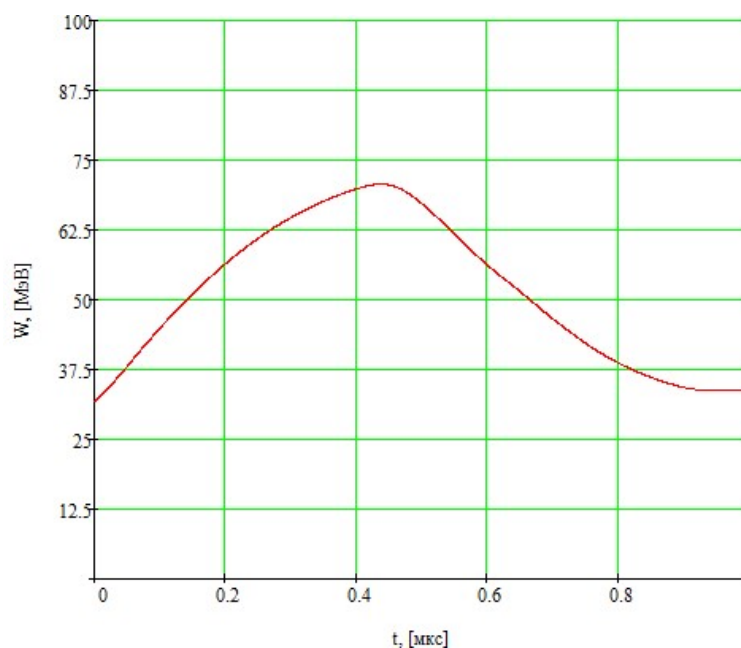


Рис. 19. Набор энергии частицы при пролете ускоряющей секции относительно момента переворота фазы.

Следовательно, в качестве оценочных параметров при проведении моделирования можно принять амплитуду ускоряющего поля равной 35 МВ/м, при этом набираемая энергия в первой ускоряющей секции составит около 70 МэВ.

5.3 Варьирование мощности группирователя

Для наилучшего захвата в ускорение необходимо определить оптимальную амплитуду электрического поля группирователя. Она должна быть такой, чтобы пучок после пролета группирователя был недогруппирован, так как процесс группировки продолжается после группирователя, а также в нескольких ячейках ускоряющей структуры, пока энергия пучка не станет достаточно релятивистской.

Для подбора оптимальной амплитуды проводились моделирования для различных мощностей группирователя. Процесс группировки для амплитуды поля 1.5 МВ/м представлен на Рис. 20. После окончательного завершения группировки пучка в ускоряющей секции получается четко различимый сгусток, в котором содержится $\approx 90\%$ частиц, а также «хвост» пучка, состоящий из тех частиц, которые сначала попали в замедляющую фазу, а потом были ускорены. Динамика таких частиц подробно описана в разделе 3. Здесь и далее под полным токопрохождением пучка будем понимать процент частиц, попавших при ускорении в первый ускоренный сгусток, а оценивать его будем на выходе первой ускоряющей секции.

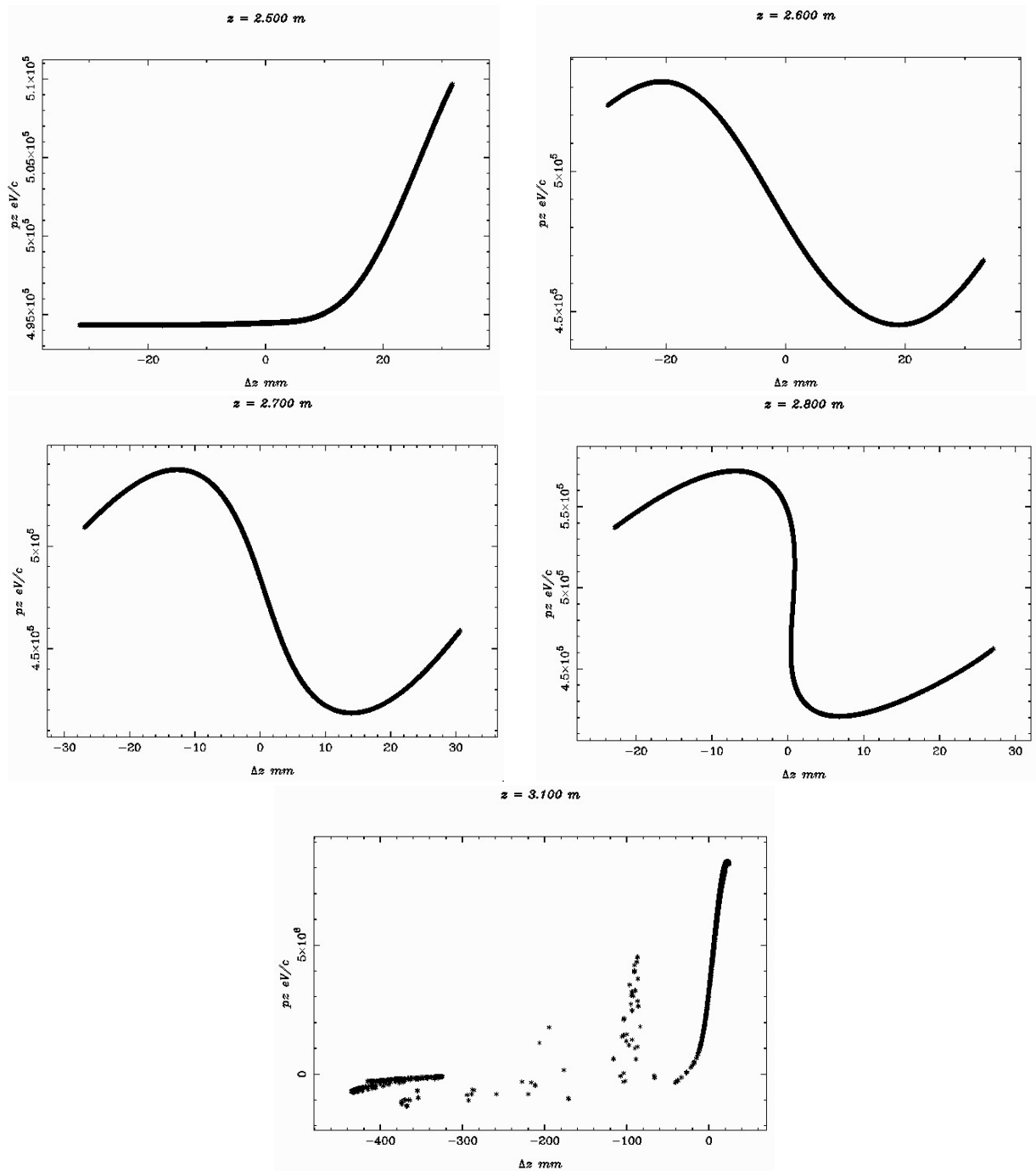


Рис. 20. Процесс группировки пучка для группирователя с амплитудой электрического поля 1.5 МВ/м. Координата опорной частицы указана сверху диаграммы, за начало отсчета принято положение катода.

Чтобы определить оптимальную амплитуду, необходимо сравнить токопрохождение и количество частиц (Рис. 21-Рис. 22), которое попадает в энергетический разброс 1.5%, что соответствует акцептансу поворотного магнита линейного ускорителя.

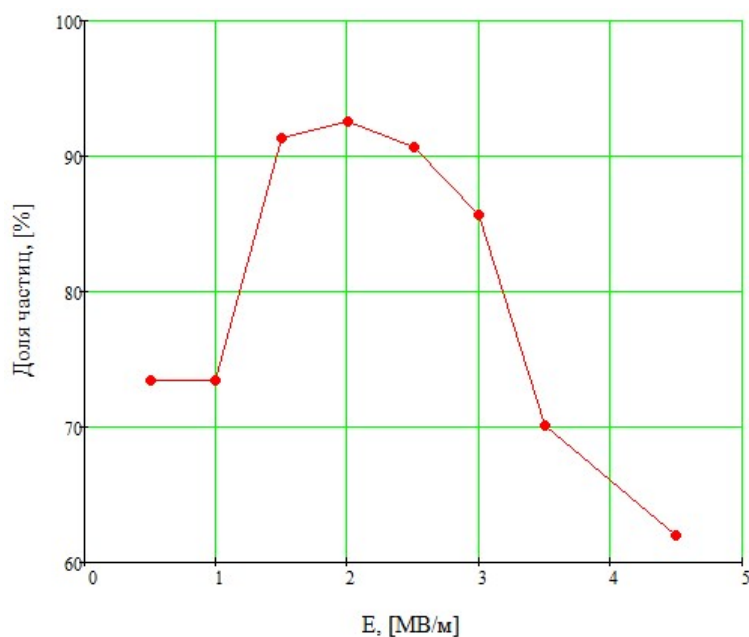


Рис. 21. Зависимость токопрохождения от амплитуды группирователя.

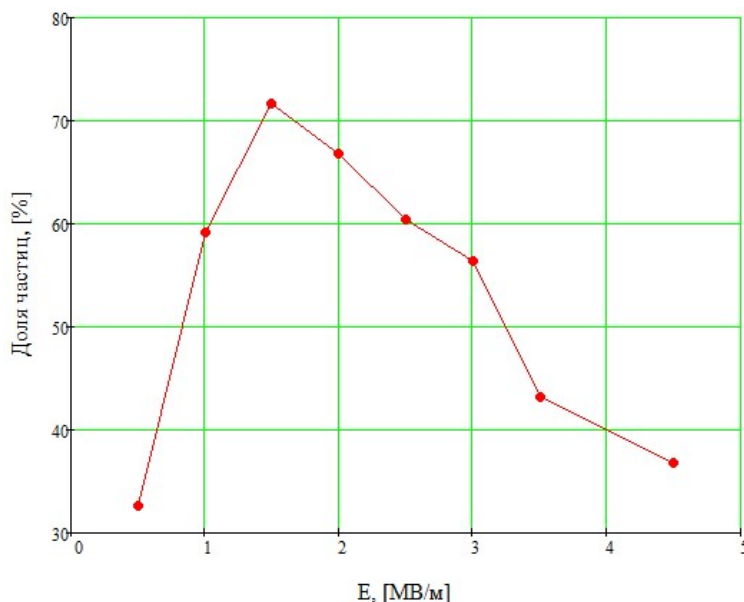


Рис. 22. Зависимость количества частиц, которые попали в 1.5% энергетический разброс, от амплитуды группирователя

Из Рис. 21-Рис. 22 видно, что с увеличением амплитуды полное токопрохождение уменьшается. Также уменьшается с ростом амплитуды группирователя количество частиц, которое попадает в энергетический разброс 1.5%.

В инжекционном комплексе начальная энергия пучка после пушки составляет 200 кэВ. Поэтому данный вид графиков (Рис. 21-Рис. 22) объясняется тем, что с увеличением мощности группирователя частицы, которые попали в замедляющую фазу, получают обратный импульс и возвращаются на катод или теряются. При дальнейшем увеличении мощности группирователя, его действие на частицы пучка становится схожим с действием ускоряющей

структуры, а при ускорении без предварительной группировки доля прошедших частиц будет стремиться к 50%. Исходя из проведенных моделирований можно установить, что оптимальная мощность группирователя составляет около 10 кВт. Токопрохождение падает почти линейно с повышением мощности – около 5% на 10 кВт мощности.

6 Заключение

В рамках дипломной работы проведен анализ продольной динамики непрерывного пучка с энергией инжекции 200 кэВ в ускоряющей структуре на основе диафрагмированного волновода с постоянным импедансом. На основе анализа получены условия захвата непрерывного пучка в ускорение структурой на бегущей волне. Получены теоретические оценки захвата пучка в ускорение как с учетом отраженных частиц, так и без них. Исходя из теоретических оценок захвата, установлено, что для наилучшего захвата в ускорение непрерывного пучка необходимо инжектировать его в поля с небольшой амплитудой ускоряющего поля.

Проведены измерения мощности и спектров клистронов при помощи диодного детектора мощности.

С учетом измеренной мощности клистрона 3 и параметров системы умножения мощности SLED получены оценки набираемой энергии.

Построены распределения электрических и магнитных полей линейного ускорителя ВЭПП-5 от пушки до конца первой ускоряющей секции. В данных поля проведено моделирование динамики пучка при различных амплитудах электрического поля группирователя. Показано влияние поля группирователя на полное токопрохождение, а также на захват частиц с учетом необходимого энергетического разброса 1.5%.

По теоретическим оценкам, без предварительной группировки захват в ускорение должен составлять около 53%. В моделировании показано, что максимальное токопрохождение составляет 93% при мощности группирователя около 10 кВт и при повышении мощности линейно спадает около 5% на 10 кВт мощности. Однако стоит заметить, что такое высокое токопрохождение соответствует произвольному энергетическому разбросу, в то время как для прохождения поворота необходим разброс 1.5%. Поэтому в моделировании была также определена зависимость количества частиц, которое попадает в данный энергетический разброс от мощности группирователя. Показано, что максимальная доля частиц, которая удовлетворяет данному энергетическому разбросу, составляет около 73%.

При наличии системы калибровки системы мощностей на ВЭПП-5 данные результаты могут быть использовано для увеличения его эффективности.

7 Список литературы

- 1) В. М. Павлов. СВЧ-группирователь форинжектора ВЭПП-5. Препринт. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. 2002.
- 2) Farkas Z. D., Hogg H. A., Loew G. A., Wilson P. B. SLED: A Method of doubling SLAC's Energy // Proc. IX International Conference on High Energy Accelerators. Stanford, California, 1974.
- 3) М. В. Мальцева, В. М. Павлов, С. Л. Самойлов, А. В. Андрианов, И. Л. Пивоваров. Измерения резонаторов системы умножения мощности типа SLED. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. 2017.
- 4) Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродинамика. М.: Радио и связь, 2000.
- 5) M. V. Arsenyeva, K. N. Berdnikov, and A. E. Levichev, Analysis of the particle longitudinal motion during the injection process into the disk loaded traveling wave accelerating structure, J. Inst. 15, (2020) P10015.
- 6) <https://www.desy.de/~mpyflo/>

8 Приложение 1. Поля магнитных элементов.

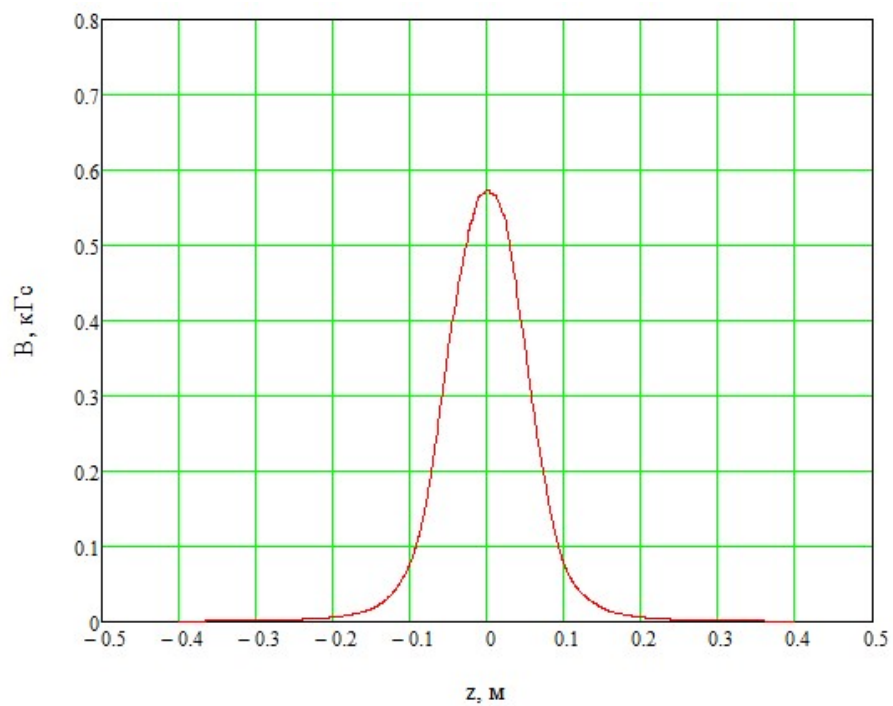


Рис. 23. Амплитуда магнитного поля линзы на оси.

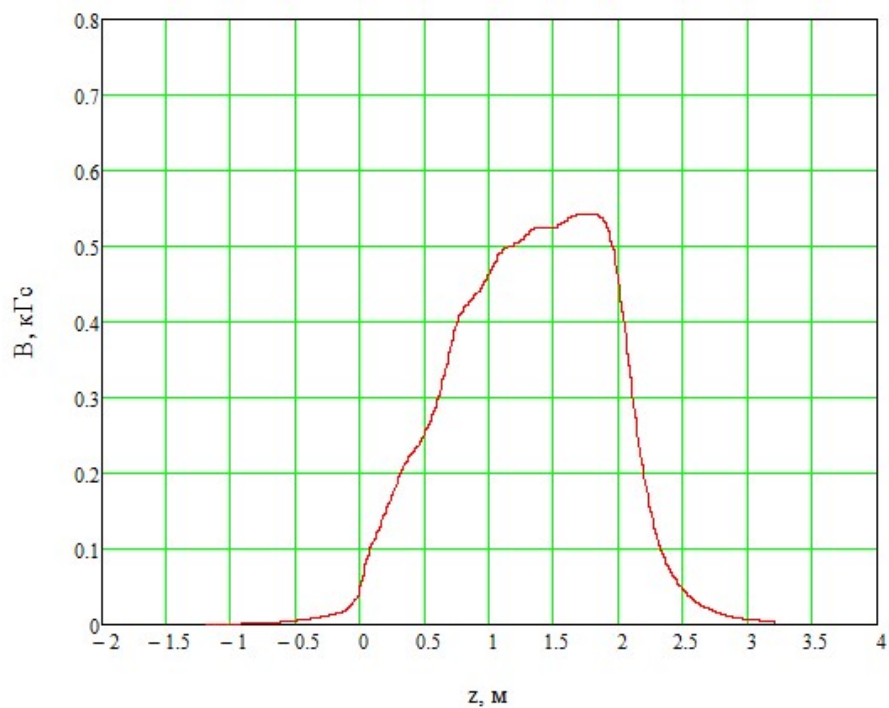


Рис. 24. Суммарная амплитуда магнитного поля токовых колец на оси.

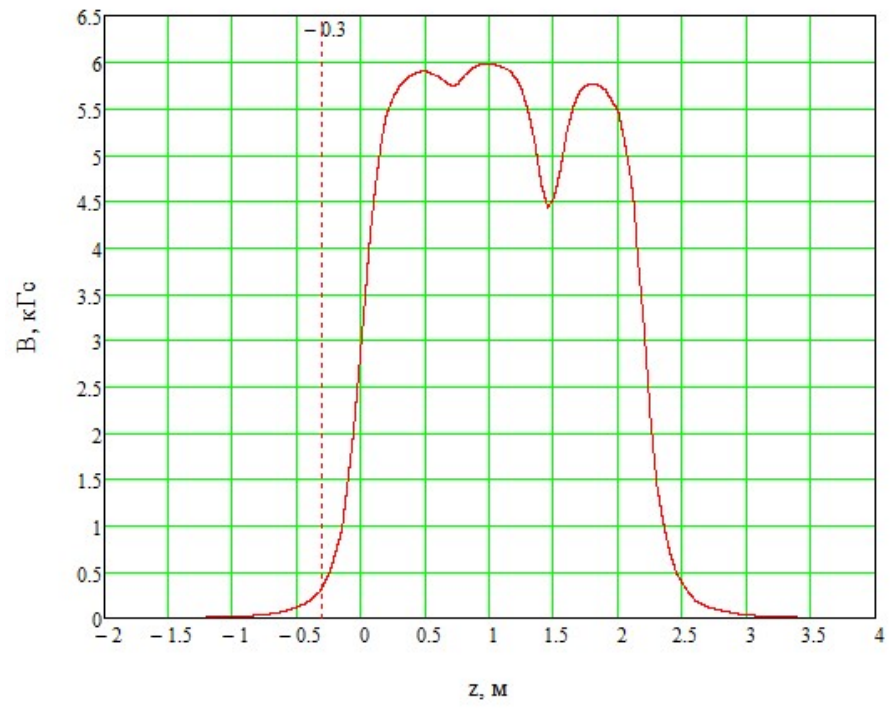


Рис. 25. Амплитуда магнитного поля соленоида УСІ на оси.