

Физика биологии и медицины*Правильная ссылка на статью:*

Коноплёв И.В., Дэй С., Зеленкова М.Н. — Концепция моноблочного линейного ускорителя на бегущей волне с ограничением тока пространственным зарядом для применения в радиотерапии онкологических заболеваний // Физика биологии и медицины. — 2023. — № 1. — С. 79 - 98. DOI: 10.7256/2730-0560.2023.1.39856 EDN: SVWBBY URL: https://nbpublish.com/library_read_article.php?id=39856

Концепция моноблочного линейного ускорителя на бегущей волне с ограничением тока пространственным зарядом для применения в радиотерапии онкологических заболеваний**Коноплёв Иван Васильевич**

профессор, кафедра "Физика", Институт перспективных исследований, Севастопольский государственный университет

299053, Россия, г. Севастополь, ул. Университетская, 33

✉ ikonoplev202@gmail.com

Дэй Спаршта

аспирант, кафедра физики, Оксфордский университет

OX1 3RH, Великобритания, г. Оксфорд, ул. Кабл Роуд, здание Дениса Уилкинсона, комната 504

✉ s.dey@physics.ox.ac.uk

Зеленкова Марина Николаевна

младший научный сотрудник, научно-исследовательская лаборатория "Молекулярная и клеточная биофизика", Институт перспективных исследований, Севастопольский государственный университет"

299053, Россия, г. Севастополь, ул. Университетская, 33

✉ marina.zelenkova@gmail.com

[Статья из рубрики "Медицинская физика"](#)

DOI:

10.7256/2730-0560.2023.1.39856

EDN:

SVWBBY

Дата направления статьи в редакцию:

27-02-2023

Дата публикации:

08-06-2023

Аннотация: Согласно данным ВОЗ к 2035 году число онкологических заболеваний вырастет до 25 миллионов случаев в год. Радиотерапия является ключевым элементом в лечении 80 % заболеваний. Ее доступность и развитие являются основой дальнейшего улучшения результатов лечения. В настоящее время большой процент смертности онкологических пациентов связан с отсутствием или неисправностью радиотерапевтического оборудования, что объясняется его начальной ценой, ценой обслуживания и отсутствием технического персонала, способного обслуживать оборудование. Модульный подход к компонованию подобных систем является одним из решений. Объектом исследования, данной работы, является создание модуля на основе компактного, простого в обслуживании ускорителя. Создание подобного ускорителя является важным шагом для устранения экономических и технических причин малой доступности оборудования, а также актуальной научно-прикладной задачей. В статье представлены результаты теоретических исследований, проведенных на основе аналитических формул и численного моделирования, с использованием коммерческого программного продукта CST MW Studio. В статье исследован и представлен концептуальный дизайн ускоряющей секции компактного моноблочного ускорителя, работающего на бегущей волне (12 ГГц) в режиме ограничения тока пространственным зарядом пучка. Проведено исследование ускорительной секции моноблочного ускорителя, состоящей из квазипериодической последовательности ячеек, в которых реализуется постоянное ускоряющее напряжение до 40 МВ/м. Подобная конфигурация структуры позволяет получить энергию пучка до 10 МэВ при длине структуры менее 30 см. В предложенной структуре реализуется эффективный захват (более 80 %) электронов, модуляция инжектируемого пучка постоянного тока и его ускорение. Показано, что основные потери пучка наблюдаются на начальном этапе ускорения. Рассмотрены возможности оптимизации электромагнитной системы проводки пучка.

Ключевые слова:

моноблочный линейный ускоритель, радиотерапия, онкология, компактный линейный ускоритель, бегущая волна, пространственный заряд, виртуальный катод, неоднородная ускоряющая структура, постоянный ускоряющий потенциал, ускоритель высокого тока

1. Введение

Развитие и исследование компактных ускорителей, а также изучение их использования в науке, медицине и других секторах реальной экономики являются важными и актуальными задачами на сегодняшний день [\[1-11\]](#). Разработка новых ускорителей становится особенно важной в свете отчетов [\[1-3\]](#), которые показывают, что в течение 10–20 лет потребность в медицинских ускорителях для борьбы с онкологическими заболеваниями значительно возрастет. Первоначальная стоимость современного радиотерапевтического оборудования и цена обслуживания являются основными причинами дефицита и простого подобного оборудования не только в странах с развивающейся экономикой, но и в развитых странах Европы и Америки. С другой стороны, развитие современных методов радиотерапии, таких как FLASH [\[12-14\]](#), ставит новые задачи для физики ускорителей по разработке новых ускорителей с коротким импульсом и высокими пиковыми и средними токами.

Современные ускорители обладают уникальными возможностями, однако их использование тормозится не только инженерно-техническими и экономическими проблемами, но и нерешенными научными задачами, которые появляются при попытках сделать ускорители одновременно компактными, надежными, простыми в эксплуатации, дешевыми в изготовлении и обслуживании. Одним из решений является создание моноблочного ускорителя, в котором инжекция, захват, группировка и ускорение электронного пучка происходят в одном системном блоке с минимальной потерей высокорелятивистских электронов, для уменьшения паразитного рентгеновского излучения, влияющего на работу электроники оборудования. Совместно с системой постоянных магнитов это решение объединяет в один модуль инжектор постоянного тока, модулирующую и ускоряющую секции, а также мишень для получения тормозного излучения, при этом уменьшается число источников питания и систем, которые необходимо обслуживать во время эксплуатации. Такой ускоритель будет представлять собой готовый элементарный модуль для работы в многомодульной медицинской машине радиотерапии онкологических заболеваний. В частности, с применением новых постоянных магнитов Холбаха [15-16] удастся уменьшить размеры и массу ускорителя (до 40–50 см, до 25 кг). «Миниатюризация» позволит использовать его для замены радиоактивного элемента Co^{60} [17-20] без изменения других частей такой машины. Это также исключит риски, связанные с его последующим хранением и утилизацией. Разработка нового ускорителя позволит уменьшить стоимость и продлить время эксплуатации подобных машин. Использование моноблочной схемы позволит использовать подобные ускорители не только в медицине, но и в других секторах экономики.

В статье рассматриваются результаты, полученные в ходе исследований ускоряющей секции моноблочного ускорителя на бегущей волне с ограничением тока пространственным зарядом. Продемонстрировано, что в ускоряющей секции происходят захват, модуляция и ускорение инжектированного слаборелятивистского пучка постоянного тока до рабочих энергий. Показаны этапы расчетов ускоряющей структуры, приведены результаты этих расчетов и обсуждены основные геометрические и рабочие параметры системы. В частности, продемонстрировано, что использование рабочей частоты 12 ГГц и постоянного ускоряющего напряжения до 30 МВ/м позволяет сделать длину структуры, состоящей из 28 ячеек, меньше 30 см и получить энергию пучка до 10 МэВ при среднем токе пучка на выходе до 0,1 А. Подобные характеристики позволяют использовать ускоритель не только для замены традиционных систем, основанных на использовании радиоизотопов и ускорителей на более длинных волнах, но и применять его в новых режимах лечения онкологических заболеваний [12-14]. Ток пучка 0,1 А при энергии частиц до 10 МэВ с запасом обеспечивает необходимую для радиотерапии дозу в 250 сГр/мин [1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,17,18,19,20]. Одной из задач работы является изучение получения релятивистского пучка со средним током до 0,1 А в компактных ускорителях с использованием доступного инжектора электронного пучка и источников питания, применяемых в реальных секторах экономики. В качестве инжектора предполагается использовать термокатод, а для получения максимального тока предложена работа ускорителя в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Начальная энергия инжектируемого пучка задана 150 кэВ с учетом предыдущих исследований приборов, работающих в режиме ограничения пространственным зарядом [21-25], и требования создания ускорителя со средним током пучка до 0,1 А для более широкого использования в медицине и в реальном секторе экономики. При этом для запитывания инжектора потребуется источник питания до 20 кВт. Понижение энергии

инжектируемого пучка приведет к уменьшению среднего тока на выходе структуры, однако в ряде приложений возможны более низкие начальное напряжение и ток пучка и меньший источник питания.

На рисунке 1а представлена элементарная ячейка ускоряющей структуры, введены обозначения, использующиеся далее в статье. Основные параметры, которые оптимизировались, — это ширина диафрагмы ξ и радиус диафрагмы a . При расчетах оставались неизменными длина ячейки $\xi + \ell$ и максимальный радиус b .

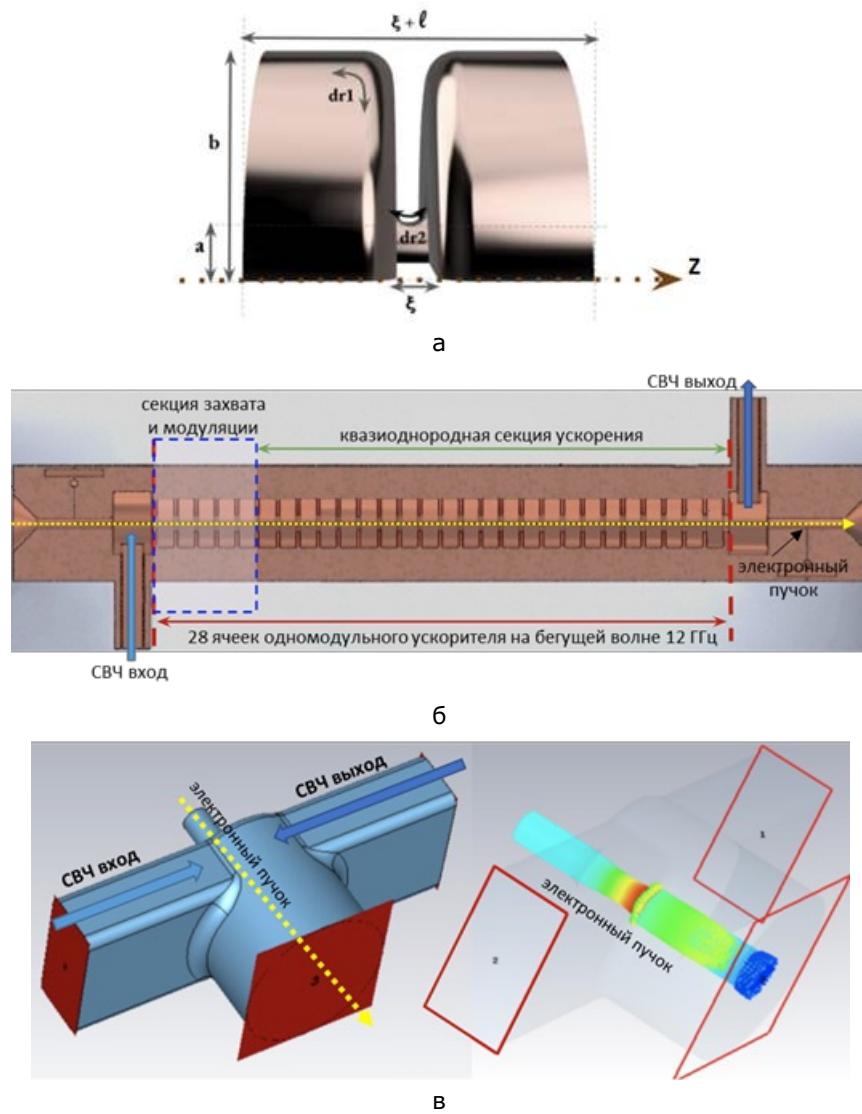


Рисунок 1. (а) Ячейка ускоряющей структуры с показанными геометрическими параметрами, которые использовались при оптимизации ускоряющей структуры. (б) Технический чертеж ускоряющей структуры с вводами и выводами СВЧ мощности. На рисунке показано также расположение регулярной и нерегулярной секций и канал транспортировки пучка. (в) Численная модель ячейки связи (вход/выход) СВЧ мощности и иллюстрация ускорения электронного пучка постоянного тока внутри ячейки связи.

На рисунке 1б представлен технический чертеж ускоряющей структуры с входными и выходными фидерами СВЧ мощности и обозначенными участками с изменяющейся и квазирегулярной геометрией ячеек. На рисунке 1б также показаны каналы инъекции пучка и его вывода к мишени. Рисунок 1в иллюстрирует первую ячейку ускоряющей структуры с фидерами мощности, в которой было достигнуто увеличение энергии пучка с начального значения 20 кэВ до 150 кэВ. Нужно отметить, что иллюстрация, приведенная на рисунке 1в сделана только с целью демонстрации ускорения пучка в одной ячейке в

ускоряющем потенциале рабочей СВЧ волны.

Как очевидно из рисунка 1, первоначальная геометрия ускоряющей структуры взята из модели CLIC CERN [\[10,11,23,26,27,28,29\]](#). Основные отличия между структурами CLIC CERN и рассматриваемой в работе возникают из-за измененной функциональности новой структуры в сравнении с CLIC CERN. Последняя используется как бустер энергии высокорелятивистского пучка (структура запитывается модулированным пучком с энергиями банчей выше 100 МэВ). В данной работе предполагается, что ускоряющая структура запитывается пучком постоянного тока с энергией до 150 кэВ, для фокусировки пучка и его транспортировки используется внешнее магнитное поле, средний ток пучка ограничен пространственным зарядом инжектируемого пучка.

В таблице 1 приведены ожидаемые рабочие параметры: рабочая частота бегущей волны ~ 12 ГГц, постоянный градиент ускоряющего напряжения, ожидаемый средний рабочий ток 100 мА, выходная рабочая энергия пучка до 10 МэВ, продольная структура волны $2\pi/3$ (рисунок 2а). Выбор значений этих параметров основан на опыте работ со структурами CLIC CERN, в частности, использование 12 ГГц продиктовано тем, что дальнейшее увеличение частоты приведет к большей миниатюризации ячеек и затруднению транспортировки высокого среднего тока. Начальная максимальная энергия инжектируемого пучка 150 кэВ (релятивистский Лоренц-фактор $\gamma \approx 1,3$) выбрана как компромисс между увеличением среднего тока пучка и использованием доступного в реальном секторе экономики источника питания (до 20 кВт). Рабочая энергия выходного пучка была ограничена 10 МэВ, чтобы избежать активации материалов с высокоэнергичными частицами. Ускоряющая структура, работающая на бегущей волне, была выбрана для повышения надежности, в частности, в работах [\[29-31\]](#) было продемонстрировано, что, в отличие от ускорителей на стоячей волне, в структурах на бегущей волне СВЧ пробой не наблюдается до ускоряющих потенциалов выше 100 МВ/м. Результаты, представленные в статье, получены в результате аналитического анализа и численного моделирования электродинамических свойств структуры и моделирования динамики пучка.

Таблица 1. Базовые технические рабочие параметры

Наименование параметра	Значение параметра
Рабочая частота f_{op} , ГГц	11,994
Структура ускоряющего поля	$\phi = 2\pi/3$
Тип ячеек	С постоянным градиентом ускоряющего поля
Энергия инжектируемого пучка, кэВ	≤ 150
Средний ток пучка на выходе ускорителя, мА	100
Средняя энергия электрона на выходе ускорителя, МэВ	≤ 10



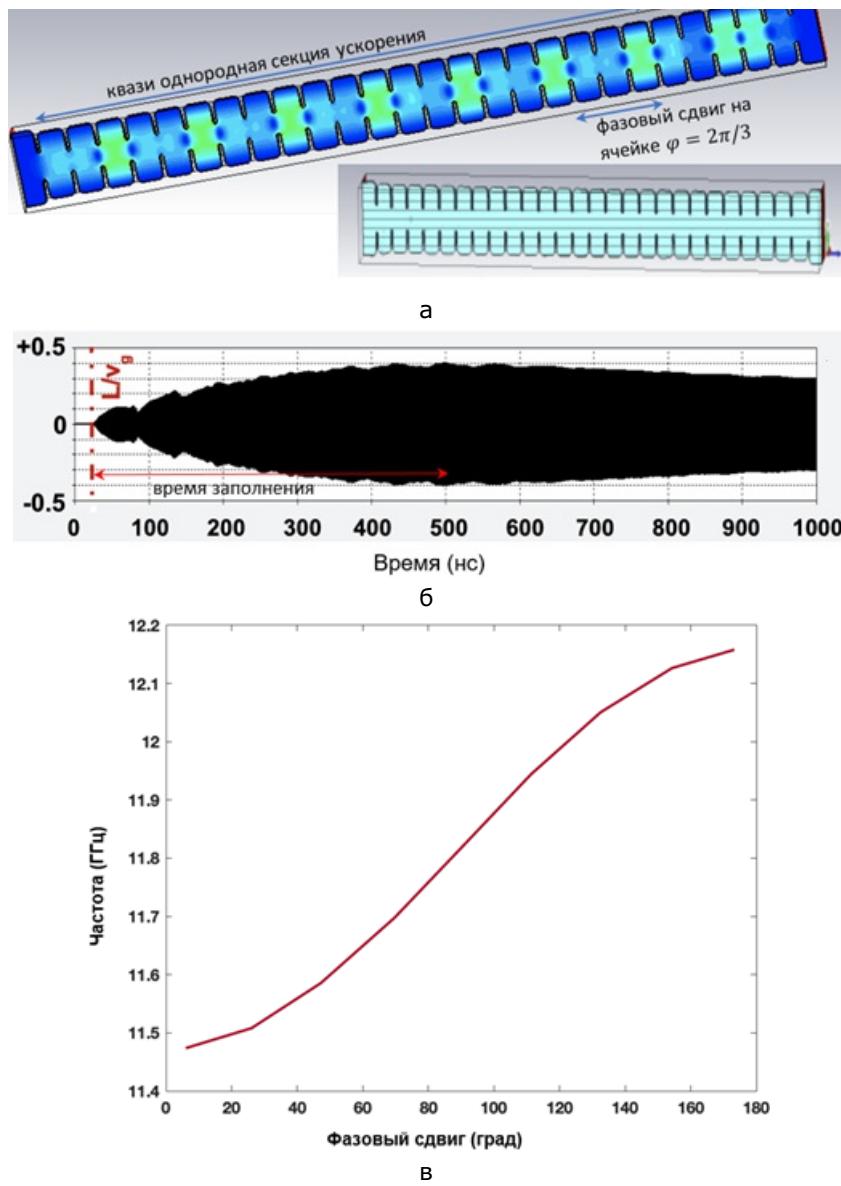


Рисунок 2. (а) Контурный рисунок иллюстрирующий распределение амплитуды рабочего ускоряющего поля, сдвиг фазы волны вдоль одной ячейки $2\pi/3$. Видна регулярная квазиоднородная секция структуры и адиабатически изменяющаяся секция, которые слабо различимы на техническом рисунке (вставка). (б) Эволюция амплитуды рабочего поля на выходе из структуры. 0 нс соответствует инжекции СВЧ волны в ускоряющую структуру (вход в первую ячейку), при 40 нс сигнал доходит до выхода из последней ячейки. (в) Зависимость фазового сдвига волны вдоль одной ячейки регулярной секции от частоты волны. Зависимость фазы от частоты исследовалась для каждой ячейки структуры.

В таблице 2 приведены геометрические параметры, оптимизированные с использованием численного моделирования (программный продукт 3D PiC CST MW Studio), для составления 28 ячеек ускоряющей структуры (рисунок 1а).

Таблица 2. Базовые геометрические параметры ускоряющей структуры, заданные и необходимые для исследования и оптимизации (ИиО)

Наименование параметра	Значение параметра
Радиус диафрагмы a , мм	ИиО
Длина диафрагмы z , мм	ИиО
Радиус ячейки h , мм	ИиО

Длина ячейки l , кэВ	$l \cong v_{ph}/(3f_{op})$
Средний ток пучка на выходе ускорителя, мА	100
Средняя энергия электрона на выходе ускорителя, МэВ	≤ 10

В разделе 2 статьи представлены основные уравнения и результаты анализа структуры, определены геометрические и другие параметры, оптимизированные с помощью численного моделирования. В разделе 3 статьи представлены: результаты численного моделирования и оптимизации структуры, рассмотрена динамика пучка, показано формирование виртуального катода, обсуждены полученные результаты. В разделе 4 статьи результаты численного моделирования сравнены с теоретическими данными и обсуждены следующие шаги по проектированию компактного ускорителя.

2. Основные уравнения, рабочие параметры и геометрия системы

За основу ускоряющей структуры взята волноводная структура с диафрагмами (рисунок 1, рисунок 2а). Ускоряющая мода в подобной системе имеет структуру TM_{mn} волны (E_z рабочее поле), которая распространяется с некоторым затуханием σ_{mn} [4,5,10,11,23,26,27,28]. Рабочее поле волны вдоль структуры (вдоль координаты z) может быть представлено как $E(z) = E_0 e^{-\sigma_{mn} z}$, здесь m и n описывают число радиальных и азимутальных вариаций моды волны. Затухание происходит из-за наличия тонких диафрагм, имеющих критическое сужение, с конечной толщиной диафрагмы ξ (рисунок 1а). В данной задаче рассмотрено слабое затухание волны на длине ячейки $e^{-\sigma_{mn} \xi} \ll 1$, то есть, приближение тонких диафрагм $\xi \ll 1$. Необходимо также отметить, что данная структура представляет собой резонансную систему, в которой на собственных частотах наблюдается 100 % прохождение волны. На рисунке 2б показано заполнение такой неоднородной структуры полем собственной моды, и два характерных времени (время распространения волны и время заполнения) просто идентифицируются. Собственные частоты подобной диафрагмированной структуры оцениваются в приближении однородности ячеек:

$$\omega_{mn} = \frac{x_{mn} \sigma}{b} (1 + \chi_{mn} (1 - \cos(\phi_{mn}) e^{-\sigma_{mn} \xi})^{1/2}) \quad (1)$$

где x_{mn} — корень функции Бесселя первого рода $J_m(x)$ и для фундаментальной моды (рабочая мода ускоряющей структуры), $x_{01} = 2,405$, ϕ_{mn} — набег фазы моды на длине ячейки; b — радиус ячейки; $\chi_{mn} \cong \frac{4\sigma_{mn}^2}{3V_c J_m^2(x_{mn})}$ с учетом того, что нормированная длина диафрагмы $\xi = \xi/l \ll 1$; $V_c = \pi b^2 l$ — объем элементарной ячейки; $\sigma_{mn} = \left[\left(\frac{x_{mn}}{a} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{mn}}{c} \right)^2 \right]^{1/2}$; a — радиус диафрагмы.

Для синхронизации изменений, скорости фазы волны и скорости электрона при его ускорении внутри ячейки необходимо знать набег фазы волны в ячейке. Подбор длин и радиусов диафрагм позволяет получить подобную синхронизацию, обеспечивая пребывание захваченных электронов пучка только в ускоряющей фазе волны. Изменение фазы волны на длине ускоряющей ячейки определяется как $\phi_{01}(\omega) = k_{z,01} l (1 + \xi) \cong k_{z,01} l$, и ее зависимость от частоты рабочей волны показана на рисунке 2в. Анализируя фазовую $\beta_{ph,01}$ и групповую $\beta_{g,01}$ скорости:

$$\beta_{ph,01} = \frac{\omega_{01}}{ck_{z,01}} = \frac{x_{01}}{b\phi_{01}} (1 + \chi_{01} (1 - \cos(\phi_{01}) e^{-\sigma_{01} \xi})^{1/2} \quad (2)$$

$$\beta_{g,01} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = \frac{2x_{01}}{3\pi J_1^2(x_{01})} \left(\frac{c}{b} \right)^3 \sin(\phi_{01}) e^{-\sigma_{01} \xi} \quad (3)$$

с учетом, что радиус ячейки $b=const$ и ускорение электронов постоянно, первоначальные геометрические параметры диафрагмы ячейки (рисунок 1а) получаются из выражений (2) и (3):

$$a = b \left[\frac{3\pi j_1^2(x_{01}) \beta_g \sigma_{01} \xi}{2x_{01} \sin(\phi_{01})} \right]^{1/2} \quad (4)$$

$$\xi = -\frac{1}{\sigma_{01}} \ln \left(\frac{x_{01} + 1 - \mu^2}{x_{01} \cos(\phi_{01})} \right) \quad (5)$$

где $\mu = \frac{\beta_{ph,01} k_{z,01}}{x_{01}} b$ — параметр ячейки, зависящий только от радиуса волновода b .

Поскольку фазовая скорость волны должна совпадать со скоростью электрона $\beta_e = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, геометрические параметры каждой ячейки ускоряющей структуры могут быть оценены. В таблице 3 приведено сравнение аналитически оцененных и численно оптимизированных параметров ячеек.

Таблица 3. Изменения фазовой скорости волны и длины ячейки с изменением номера ячейки

Номер ячейки	Нормированная фазовая скорость волны, β_{ph}	Длина ячейки, мм
1	0,758	6,32
2	0,881	7,34
3	0,928	7,73
4	0,951	7,93
5	0,965	8,04
6	0,973	8,11
7	0,979	8,16
8	0,983	8,2
9	0,986	8,22
10	0,988	8,24
11	0,99	8,25
12	0,991	8,27
13	0,993	8,28
14	0,994	8,28
15	0,994	8,29
16	0,995	8,29
17	0,995	8,3
18	0,996	8,3
19	0,996	8,3
20	0,996	8,31
21	0,997	8,31
22	0,997	8,31
23	0,997	8,32
24	0,997	8,32
25	0,998	8,32
26	0,998	8,32
27	0,998	8,32
28	0,998	8,32

Из сравнения видно, что уже первоначальные оценки дают относительно точные значения параметров. В расчетах необходимо также учитывать и оптимизировать групповую скорость, поскольку групповая скорость непосредственно связана со скоростью заполнения структуры ЕМ волной и эффективностью энергопередачи. На рисунке 2б показана эволюция амплитуды поля на выходе ускоряющей структуры. Характерные времена структуры, связанные со скоростью прохождения сигнала и скоростью «заполнения», хорошо видны на рисунке. Из-за различия импедансов ячеек (рассматриваемая структура неоднородна), необходимого для синхронизации бегущей волны и слаборелятивистского электронного пучка, время «заполнения» структуры полем собственной моды относительно велико и составляет 400 нс (определяется добротностью собственной моды). Время прохождения сигнала от входа (начала структуры) до выхода (групповая скорость) гораздо меньше и составляет 40 нс (рисунок 2б).

На рисунке 3а приведено сравнение фазовой (левая ось) и групповой (правая ось) скоростей рабочей волны (частота $f=11,994$ ГГц) и скорости электронов (левая ось) вдоль структуры. Также на графиках представлено сравнение значений фазовых скоростей рабочей волны, полученных аналитическими и численными (сплошная и пунктирная линии соответственно) методами. Для численного моделирования использовался программный продукт CST MW Studio.

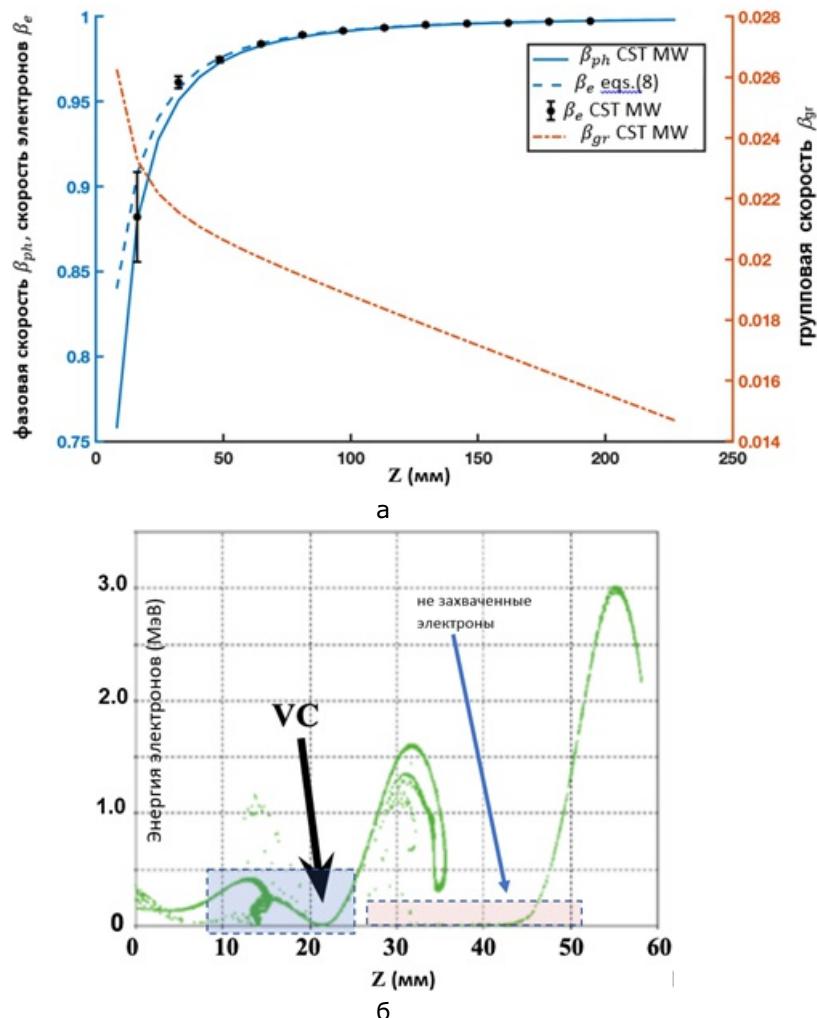


Рисунок 3. (а) Зависимость фазовой (левая ось) и групповой (правая ось) нормированных скоростей рабочей волны в зависимости от продольной координаты. Также приведена нормированная скорость электронов (левая ось), показано хорошее согласование фазовой скорости волны и продольной скорости электронов. (б)

Распределение электронов по энергиям внутри структуры при заполнении структуры пучком, время пролета 0,22 нс.

Из графиков видно, что численные оценки дают достаточно точные результаты, к примеру, добротность рабочей моды Q_{mn} , рассчитанная с использованием аналитических методов (6), определена как $Q_{01} = 6,963 \times 10^3$ (в приближении однородности и периодичности структуры), в то время как, численное моделирование оптимизированной системы дало значение $Q_{01} = 7,355 \times 10^3$, расхождение между численной и аналитической оценками меньше 6 %.

$$Q_{mn} = \frac{\lambda_{mn}}{\delta_\lambda} \frac{\beta_{ph,mn}[1-\eta]}{u + 2\pi \frac{\beta_{ph,mn}[1-\eta]}{x_{mn}}} \quad (6)$$

где δ_λ — глубина скин-слоя; u — число ячеек на длину волны ($u = 3$ для $2\pi/3$ моды, рисунок 2а).

Заметим, что для увеличения среднего тока пучка на выходе, в ускоряющую структуру инжектируется электронный пучок с постоянным током и относительно высокой энергией электронов 150 кэВ. Для фокусировки и проведения слаборелятивистского (до 1 МэВ) пучка высокого тока структура помещена в постоянное магнитное поле. Это позволило значительно уменьшить потери на стенках структуры, особенно на начальном этапе, когда происходит захват и модуляция пучка. Наложение магнитного поля и СВЧ волны приводит к тому, что часть электронного пучка замедляется в тормозящей фазе волны, и за счет полей пространственного заряда образуется область виртуального катода (ВК) [24,25,27,32,33,34]. В области ВК электронный пучок замедляется до практически нулевых энергий, $\gamma = 1$. При превышении тока пучка над критическим значением часть электронов будет отражаться и теряться. ВК остается запертым до появления ускоряющего поля СВЧ волны, которое открывает ВК, и, таким образом, формируется модулированный пучок. Заряд ВК тем больше, и соответственно средний рабочий ток пучка, чем выше начальная энергия электронов в инжектированном пучке. Уменьшение начальной энергии приводит к более быстрому накоплению заряда в ВК, достаточного для отражения влетающих электронов, и уменьшению среднего тока пучка. Повышение среднего тока возможно либо увеличением ускоряющего потенциала СВЧ волны, либо повышением начальной энергии инжектируемого пучка. Для уменьшения потерь пучка на начальном этапе оптимальный начальный ток пучка должен быть немного меньше критического, в этом случае минимизируется число отраженных электронов и максимизируется средний рабочий ток. Средний ток пучка ~ 100 мА на выходе с минимальными потерями в начальной секции ускоряющей структуры был получен при начальной энергии инжектируемого пучка 150 кэВ.

Для захвата пучка ускоряющим напряжением введем условие, что электрон не может покинуть ускоряющий потенциал, и это условие дает нам первую оценку амплитуды СВЧ поля. С другой стороны, если ускоряющий потенциал слишком большой, то часть электронов может отразиться, что приведет к росту потерь и что определяет второе условие на амплитуду СВЧ поля. Эти условия для успешного захвата и модуляции пучка определяют критические значения полей [23,27,28].

$$E_{th} = E_{ul} \gamma \beta_e \beta_{ph} \left(\sqrt{\frac{1}{\beta_{ph}^2} + 1} - \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2 \beta_e^2}} - 1 \right) \quad (7)$$

где $E_{ul} = \frac{\pi m_e c^2}{\lambda \beta_p \gamma}$ и $\gamma \beta_e$ — нормированный на массу покоя импульс электрона инжектируемого в ускоряющую структуру.

Выражение (7) позволяет оценить минимальное значение амплитуды СВЧ поля в приближении отсутствия пространственного заряда. Значение поля необходимо корректировать с учетом поля пространственного заряда там, где полем пространственного заряда пренебречь нельзя, в частности в области низких энергий пучка. На рисунке 4а показано сравнение результатов, полученных численным (пунктирная линия) моделированием и с использованием выражения (7) (сплошная линия).

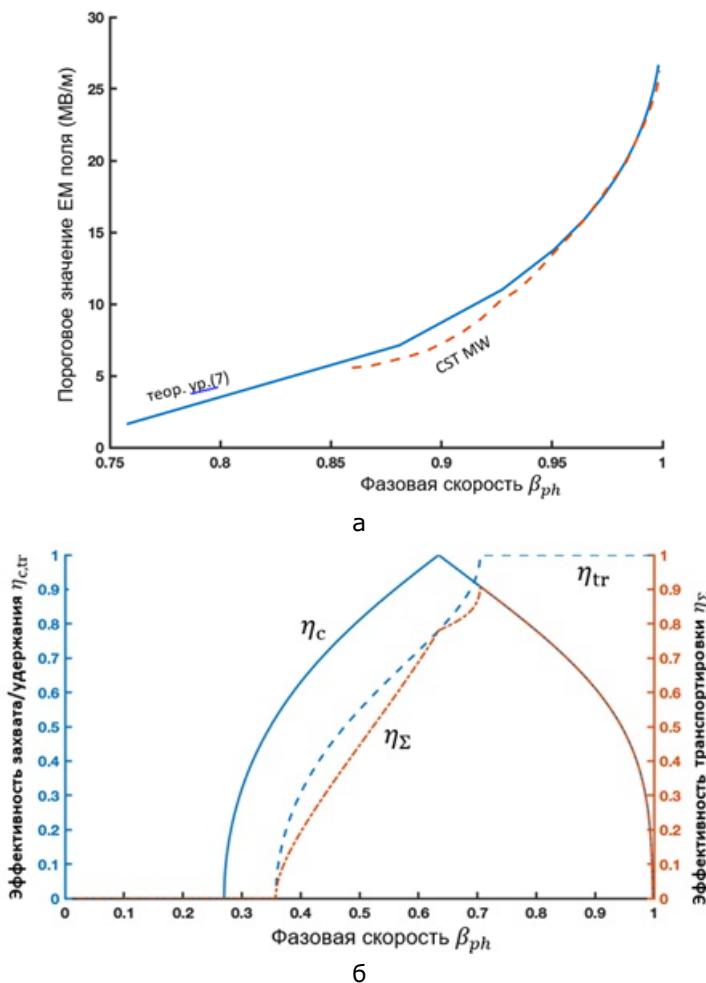


Рисунок 4. (а) Зависимость порогового значения амплитуды рабочего поля для захвата электронов от фазовой скорости волны. Теоретические результаты (сплошная линия) и результаты численного моделирования (пунктирная линия) представлены на графике. (б) Зависимости коэффициентов захвата и удержания (левая ось) и коэффициента транспортировки (правая ось) от фазовой скорости волны.

Графики показывают зависимость E_{th} амплитуды СВЧ поля от фазовой скорости волны вдоль ускоряющей структуры. Считаем, что электрон захвачен волной если $\beta_e = \beta_{ph}$. Таким образом, принимая во внимание $\beta_e = \beta_{ph} \rightarrow 1$, анализируя выражение (7), получаем $E_{th} = \sqrt{2}E_{ul}\gamma(1 - \sqrt{2})$. Второе пороговое значение амплитуды СВЧ поля может быть оценено

из условия $\beta_e \rightarrow 0$ (остановка электрона перед его отражением), $E_{th,0} = E_{ul}\left[1 - \sqrt{1 - \beta_{ph}^2}\right]$ [27], и если $\beta_{ph} \rightarrow 1$, мы получим $E_{th,0} = E_{ul}$. Таким образом, минимальное значение амплитуды СВЧ поля, необходимое для захвата электронов с различными величинами скоростей $\beta_{ph,e}$, было оценено 26,67 МВ/м (рисунок 4а). Заметим, что для обеспечения такой амплитуды ускоряющего СВЧ поля необходим ~ 3 МВт СВЧ источник. Транспортировка пучка от точки инъекции до мишени определяется коэффициентами захвата:

$$\eta_c = \frac{1}{\pi} \arccos \left[\frac{2E_{th}(\beta_{ph})}{E_z(z)} - 1 \right] \quad (8)$$

и удержания:

$$\eta_{tr} = \frac{1}{\pi} \arccos \left[1 + \frac{2E_{th}(\beta_{ph})}{E_z(z)} \left(\sqrt{1 - \beta_{ph}^2} - 1 \right) \right] \quad (9)$$

электронов в ускоряющей фазе. Коэффициент удержания пучка, определяющий эффективность транспортировки, определен как отношение электронов, оставшихся и доведенных до мишени к числу захваченных электронов на начальном этапе. Очевидно, что в идеальной структуре (без потерь пучка) эффективность транспортировки $\eta_{\Sigma} = \eta_{tr} \eta_c = 1$.

На рисунке 4б приведены графики эффективностей захвата и удержания (левая ось), а также эффективности транспортировки (правая ось) в зависимости от фазовой скорости β_{ph} волны. Графики получены с учетом скорости электронов при инжекции пучка $\beta_e = 0,643$ (энергия пучка 150 кэВ), с фиксацией ускоряющего потенциала 26,67 МВ/м и с использованием приведенных выше выражений для пороговых значений полей. Для данных параметров пучка и полей максимальная эффективность $\eta_{\Sigma} = 0,91$ получена при скорости $\beta_{ph} \approx 0,705$, которая соответствует энергии электрона ~200 кэВ ($\beta_e \rightarrow \beta_{ph}$) и достигается в первых ячейках регулярной секции ускоряющей структуры (рисунок 1б). Захваченный и модулированный пучок ускоряется в структуре, и при достижении энергий пучка выше 1 МэВ влиянием фокусирующего магнитного поля можно пренебречь. На рисунке 5 представлены графики зависимости энергии частиц пучка (изменение релятивистского фактора) (левая ось) и эффективности их транспортировки (правая ось), $\eta_{\Sigma} = \eta_{tr} \eta_c$, (отношение числа частиц в данном сечении к числу частиц на предыдущем шаге) от их положения внутри структуры. Рассмотрены зависимости как с включенным магнитным полем (рассчитаны с использованием 3D PiC CST MW Studio), так и без магнитного поля с использованием системы уравнений движения электрона:

$$\frac{d\psi}{dz} = 2\pi \left(\frac{1}{\beta_{ph}} - \frac{1}{\beta_e} \right) \quad (10a)$$

$$\frac{dy}{dz} = -2\tilde{\alpha}(z) \sin\psi \quad (10b)$$

где γ — релятивистский фактор Лоренца, ψ — фаза электрона относительно волны, $\tilde{\alpha}(z) = \frac{eE(z)\lambda}{2m_e c^2}$ — нормированная амплитуда СВЧ поля.

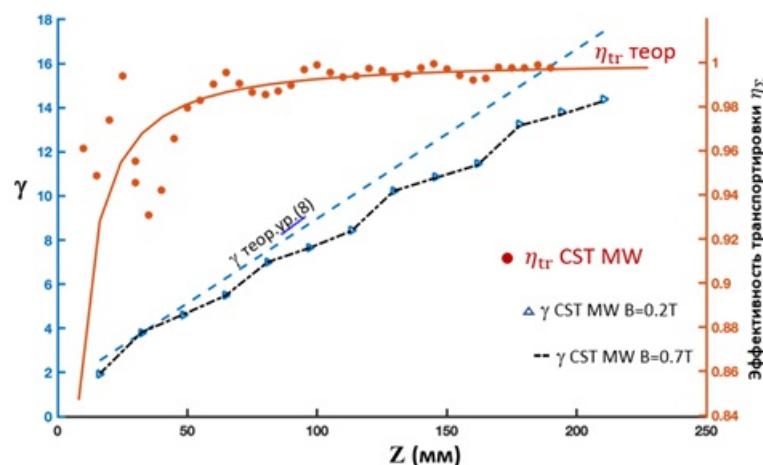


Рисунок 5. Зависимость эффективности транспортировки пучка (правая ось) от

положения пучка. Приведены результаты теоретических расчетов (сплошная линия) и численного моделирования (точками), показано их совпадение в регулярной секции ускорителя. Приведены результаты теоретических расчетов (пунктирная линия) и численного моделирования зависимости энергии пучка от его положения в ускоряющей структуре.

Как видно из рисунка 5, результаты оценки эффективности транспортировки пучка, полученные с помощью численного моделирования и анализа уравнений (8), отличаются на начальном этапе. На начальном отрезке структуры энергия пучка мала, и внешнее магнитное поле и поля пространственного заряда сильно влияют на динамику электронов. При энергиях пучка более 1 МэВ влияние как пространственного заряда, так и ведущего магнитного поля незначительно, и результаты практически повторяют друг друга. Данные результаты, в частности, позволяют ограничить длину магнитооптической системы и использовать, к примеру, постоянные магниты типа Холбаха [\[15-16\]](#), исключая необходимость в дополнительных источниках питания. Также показана зависимость энергии пучка от его положения внутри структуры. Проведено сравнение результатов, полученных численным моделированием, и с использованием уравнений (10). Отличие между графиками объясняется приближенным описанием поля в структуре в уравнениях (10) и пренебрежением полями пространственного заряда, которые существенно влияют на динамику на начальном этапе. Таким образом, уравнения (10) дают завышенные значения энергии пучка в каждом сечении структуры.

3. Численное моделирование ускоряющей структуры и динамики пучка

Как показано в предыдущем разделе, аналитические модели позволяют оценить начальные параметры для проектировки системы. Тем не менее, как показано на рисунке 5, оценки остаются приближенными и численное моделирование необходимо для оптимизации структуры с целью получения системы с заданными параметрами. Для численного моделирования в данной работе использованы модули программного продукта 3D CST MW Studio, позволяющие рассчитать электродинамические характеристики структуры, такие как коэффициенты отражения S_{11} и прохождения S_{12} электромагнитной волны, собственные моды и их добротности, а также динамику частиц во внешних СВЧ и магнитных полях с учетом пространственного заряда. Иллюстрация численной модели структуры, используемой в исследованиях, приведена на рисунке 2а, где также показано распределение поля E_z рабочей моды. Геометрические параметры ячеек после предварительной оптимизации приведены в таблице 3. Заметим, что при оптимизации структуры не рассматривался фидер мощности и отводные каналы (каплеры) мощности. Добавление ячеек с входными и выходными каплерами (рисунок 1в) приведет к небольшому смещению рабочих частот и увеличению добротности рабочей моды. На рисунке 6 представлены амплитуды коэффициентов отражения S_{11} и прохождения S_{12} , полученные с помощью численного моделирования, в диапазоне близком к рабочей частоте.

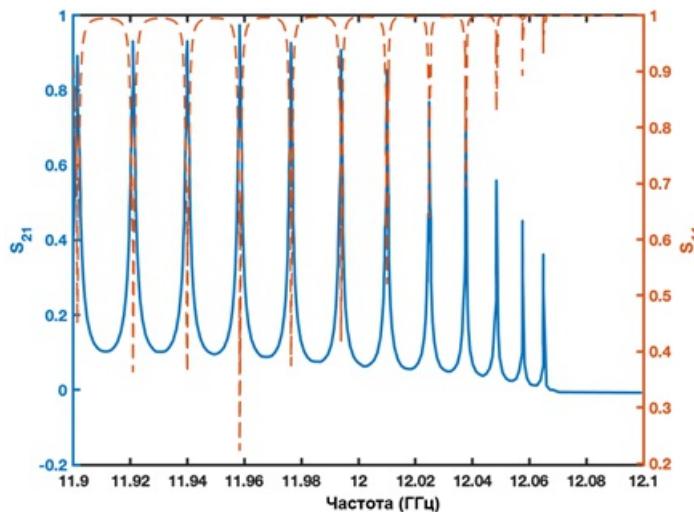


Рисунок 6. Зависимости коэффициентов прохождения S_{12} (левая ось) и отражения S_{11} (правая ось) в диапазоне частот 11,9–12,1 ГГц. Минимумы/максимумы функций соответствуют центрам зон прохождения.

Коэффициент прохождения рабочей моды $\sim 0,92$, что ниже чем коэффициент прохождения ($S_{12} = 0,97$) соседней моды на частоте 11,92 ГГц. При добавлении дополнительных ячеек ввода и вывода СВЧ мощности ожидается, что будет достигнуто оптимальное значение коэффициента прохождения S_{11} рабочей моды. Оптимизация геометрических параметров структуры и разработка технической документации будет произведена после расчета всех индивидуальных элементов и их объединения в одну систему для численного моделирования. На данном этапе работ была проведена первоначальная оптимизация ускоряющей системы для демонстрации возможности использовать моноблочную структуру для захвата, модуляции, ускорения и эффективной транспортировки пучка.

В таблице 4 приведено сравнение оптимизированных геометрических параметров ячеек с начальными оценочными параметрами, полученными аналитическими методами. Оптимизация проведена для лучшей синхронизации электронного пучка и фазовой скорости волны, а также для уменьшения потерь пучка на ускоряющей структуре. Из таблицы 4 видно, что оцененный радиус ячейки оказался завышен, в то время как радиус диафрагмы занижен.

Таблица 4. Сравнение оптимизированных геометрических параметров ячеек с начальными оценочными параметрами, полученными аналитическими методами

Номер ячейки	Радиус диафрагмы, мм (оценка)	Радиус диафрагмы, мм (оптимизация)	Радиус ячейки, мм (оценка)	Радиус ячейки, мм (оптимизация)
1	3,24	3,50	10,71	10,36
2	3,06	3,20	10,54	10,14
3	3,0	3,17	10,49	10,10
4	2,96	3,16	10,46	10,08
5	2,94	3,16	10,45	10,07
6	2,92	3,14	10,44	10,06
7	2,9	3,14	10,43	10,06
8	2,88	3,13	10,43	10,05
9	2,87	3,12	10,43	10,05
10	2,85	3,11	10,42	10,05

№	2,80	3,11	10,42	10,05
11	2,84	3,11	10,42	10,05
12	2,82	3,10	10,42	10,04
13	2,81	3,09	10,42	10,04
14	2,80	3,08	10,42	10,04
15	2,78	3,08	10,42	10,03
16	2,77	3,08	10,42	10,03
17	2,75	3,08	10,42	10,03
18	2,74	3,07	10,42	10,03
19	2,73	3,07	10,42	10,03
20	2,71	3,07	10,42	10,03
21	2,70	3,06	10,42	10,03
22	2,68	3,06	10,42	10,03
23	2,67	3,06	10,42	10,03
24	2,65	3,06	10,42	10,03
25	2,64	3,06	10,42	10,03
26	2,62	3,06	10,42	10,03
27	2,61	3,06	10,42	10,03
28	2,60	3,05	10,42	10,03

На рисунке 7 представлены результаты исследований зависимости абсолютного эмиттанса пучка $\epsilon_{abs} = \sqrt{\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 + \epsilon_z^2}$ вдоль ускоряющей структуры от амплитуды фокусирующего магнитного поля.

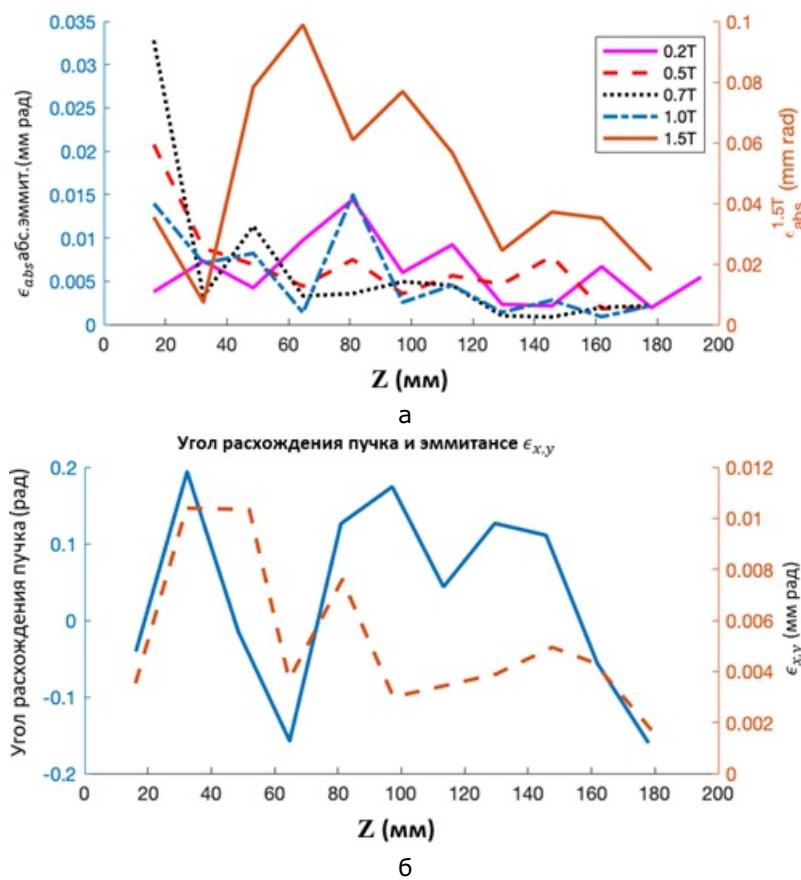


Рисунок 7. (а) Зависимости абсолютного значения эмиттанса пучка в зависимости от положения пучка внутри структуры, полученные для значений фокусирующих магнитных полей 0,2 Т, 0,5 Т, 0,7 Т, 1,0 Т (левая ось) и 1,5 Т (правая ось). (б) Зависимость угла

расхождения (левая ось, сплошная линия) и поперечного эмиттанса пучка от его положения в ускоряющей структуре при амплитуде ведущего магнитного поля 0,7 Т.

Как и ожидалось, существуют режимы недостаточной фокусировки ($B_{ext} < 0,5$ Т) и перефокусировки ($B_{ext} > 1,0$ Т) пучка с оптимальным значением эмиттанса, достигаемого при значениях магнитного поля в диапазоне ($0,5$ Т $< B_{ext} < 1,0$ Т). На рисунке 7а особо выделен режим с ведущим полем 1,5 Т (ось справа). При таком поле эмиттанс пучка значительно выше эмиттанса пучков, наблюдавшихся при полях до 1 Т. Большое значение эмиттанса обозначает потенциально большие потери электронного пучка на стенках структуры, что может привести к паразитному рентгеновскому излучению вне зоны мишени и падению надежности всего оборудования. На рисунке 7б приведены зависимости углового расхождения (левая ось) пучка и его поперечного эмиттанса (правая ось) с ведущим магнитным полем 0,7 Т. Из графиков видно, что наибольшее значение эти параметры принимают в начале структуры, где происходит формирование модулированного пучка и где энергия пучка ниже 1 МэВ.

На рисунке 8 показана эволюция пучка при прохождении через ускоряющую структуру.

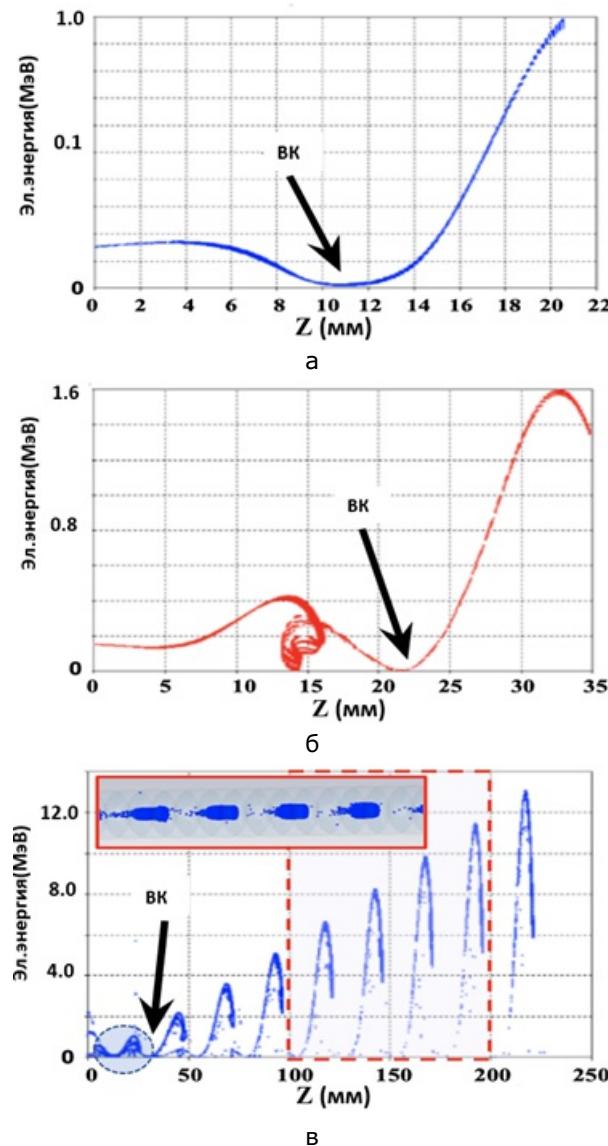


Рисунок 8. Зависимости энергии электронов в моменты времени: (а) 0,09 нс; (б) 0,14 нс; (в) 1,35 нс от положения в ускоряющей структуре. Каждая точка графика представляет заряженную частицу. Графики (а) и (б) показывают частично заполненную электронным

пучком ускорительную структуру, переходной режим работы. График (в) показывает заполненную пучком структуру, стационарный режим работы. На графиках видно формирование зоны виртуального катода, а также некоторое количество незахваченных ускоряющим потенциалом заряженных частиц.

Как обсуждалось выше, захват и модуляция пучка происходит в начальной секции (первые 3–4 ускоряющие ячейки) ускоряющей структуры в комбинированных полях пространственного заряда, рабочей СВЧ моды и внешнего магнитного поля. Рисунки 8а, б иллюстрируют динамику частиц при заполнении структуры. Рисунок 8в показывает стационарный режим работы системы. В частности, видна временная эволюция виртуального катода, его формирование не в одной плоскости, а в некотором объеме. После ВК происходит захват электронов в ускоряющей фазе и их ускорение. Видно, что в пространстве виртуального катода динамика электронов сложная, в частности происходит падение энергии электронов почти до нуля (остановка электронов). На рисунке 8в видно смещение начала ускорения модулированного пучка, неоднородное распределение энергии в электронных банчах и низкоэнергичные незахваченные электроны с энергиями значительно ниже энергии захваченного пучка. Как и обсуждалось выше, основные потери электронов пучка (до 10 %) происходят в момент их захвата и модуляции, т. е. при энергиях значительно ниже 100 кэВ. Небольшая (меньше 1 %) потеря незахваченных электронов происходит на регулярном участке (рисунок 8в), при этом их энергия ниже 1 МэВ.

4. Выводы

Ускоряющая структура, рассмотренная в статье, спроектирована, в частности, для использования в аппаратах рентгенотерапии для замены либо радиоактивных элементов типа Co^{60} , либо устаревших ускорителей на стоячей волне. Для применения в медицине, а также в реальном секторе экономики предложена одномодульная концепция, когда ускоряющая структура, запитывается слаборелятивистским электронным пучком постоянного тока, а геометрия структуры и параметры внешних и собственных полей пучка обеспечивают захват, модуляцию, ускорение и транспортировку электронов до мишени, в частности для генерации тормозного рентгеновского излучения при применении в радиотерапии онкологических заболеваний. Показано, что использование рабочей частоты 12 ГГц позволяет с одной стороны миниатюризировать ускорительный блок, а с другой — обеспечить высокий, до 100 мА, средний ток пучка, необходимый для генерации интенсивного рентгеновского излучения.

Представлена концепция одномодульного ускорителя и рассмотрена квазипериодическая, компактная (длина меньше 30 см), распределенная структуру для захвата, удержания и ускорения слаборелятивистского электронного пучка постоянного тока с начальной энергией до 150 кэВ. Показано, что подобная структура обеспечивает ускорение пучка до 8 МэВ со средним током до 100 мА (при начальной энергии инжектируемого пучка 150 кэВ). Потери тока при этом не превышают 20 %. Структура, представленная в работе, состоит из 28 ячеек, в которых происходит захват и модуляция пучка (в первых четырех ячейках) и его последующее ускорение (рабочая частота структуры 12 ГГц и рабочая мода $\frac{2\pi}{3}$). За счет подбора геометрических параметров каждой ячейки удалось синхронизовать фазовую скорость рабочей СВЧ волны и скорости захваченных электронов, что обеспечило равномерное ускорение электронов (рисунок 5) на бегущей волне вдоль структуры. Продемонстрировано, что захват и модуляция пучка происходит в комбинации внешнего магнитного поля, поля ускоряющей моды и поля пространственного заряда, в которых происходит формирование зоны

виртуального катода, где энергия инжектируемого пучка падает практически до нуля. Показано, что для минимизации потерь тока пучка часть ускоряющей структуры, где пучок разгоняется от энергии инжекции до <2 МэВ, должна быть помещена в однородное магнитное поле. Обсуждено, что фокусирующее, ведущее магнитное поле необходимо только на начальном этапе формирования пучка (на длине первых 4-5 ячеек), что открывает возможность использовать постоянные магниты типа Холбаха. Было также изучено влияние внешнего магнитного поля на эмиттанс пучка, показано, что оптимальные значения полей лежат в диапазоне от 0,5 Т до 1 Т. Использование рабочей моды на относительно высокой частоте и режима бегущей волны позволяет, с одной стороны, повысить ускоряющий градиент до 40 МВ/м, а с другой стороны, избежать СВЧ пробоев, которые в данных системах не обнаружены при напряжениях более 100 МВ/м. Запас «прочности» по СВЧ пробоям открывает возможность изготовления таких структур путем вытачивания (как показано на рисунке 9) без дополнительной обработки поверхностей или с использованием аддитивной 3D-печати, что позволит уменьшить стоимость изготовления.

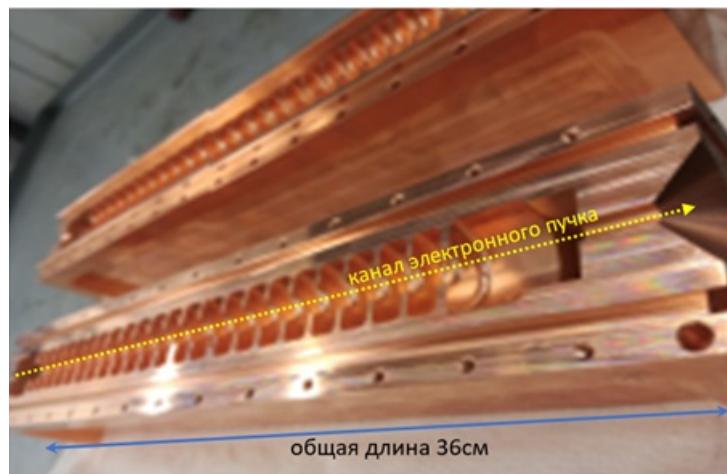


Рисунок 9. Фотография изготовленной из двух блоков меди ускоряющей структуры. Блоки соединяются в вакуумный пакет путем компрессии с применением индиумной проволоки.

Основным преимуществом данной системы является возможность создать ускоритель, в котором объединены в единый вакуумный блок термокатод, ускоряющая структура, система постоянных магнитов и мишень. Это позволит подключать к подобному ускорителю минимальное число подсистем. Данный блок может при необходимости меняться и обслуживаться техническим персоналом без специального допуска к работе с радиоактивными материалами. Данная работа представляет собой первый шаг по изучению и разработке компактного моноблочного ускорителя, объединяющего в едином вакуумном пакете все элементы. Дальнейшими шагами исследований будут создание полной численной модели, проектировка и построение опытного образца моноблочного ускорителя.

Библиография

1. Zubizarreta E., Van Dyk J., Lievens Y. Analysis of global radiotherapy needs and costs by geographic region and income level // Clinical Oncology. 2017. N 29. P. 84–92.
2. Pistenmaa D., Dosanjh M., Amaldi U., Jaray D., Zubizarreta E., Holt K., Lievens Y., Pipman J., Coleman C. Changing the global radiation therapy paradigm // Radiotherapy and Oncology. 2018. N 128. P. 393–399.
3. Dosanjh M., Aggarwal A., Pistenmaa D., Amankwaa-Fremppong E., Angal-Kalinin D.,

- Boogert S., Brown D., Carbone M., Collier P., Court L., Di Meglio A., Van Dyk J., Grover S., Jaray D., Jamieson C., Khader J., Konoplev I.V., Makwani H., McIntosh P., Coleman C. Developing innovative, robust and affordable medical linear accelerators for challenging environments // Clinical Oncology. 2019. N 31. P. 352–355.
4. Hanna S. RF linear accelerators for medical and industrial applications. Boston/London: Artech House, 2012. 202 p.
5. Mishin A. Advances in X-Band and S-Band Linear Accelerators for Security, NDT, and Other Applications // Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference. 2005. P. 240–244.
6. Konoplev I., Seryi A., Lancaster A., Metodiev K., Burt G., Ainsworth R. Compact, energy efficient superconducting asymmetric ERL for ultra-high fluxes of x-ray and THz // AIP Conference Proceedings. 2017. N 1812. 100004.
7. Konoplev I.V., Metodiev K., Lancaster A.J., Burt G., Ainsworth R., Seryi A. Experimental studies of 7-cell dual axis asymmetric cavity for energy recovery linac // Physical Review Accelerators and Beams. 2017. N 20. 103501.
8. Tantawi S., Nasr M., Li Z., Limborg C., Borchard P. Design and demonstration of a distributed-coupling linear accelerator structure // Physical Review Accelerators and Beams. 2020. N 23. 092001.
9. Kulkarni N., Dhingra R., Kumar V. Physics design of a 10 MeV, 6 kW travelling wave electron linac for industrial applications // Pramana. 2016. N 87. 74.
10. Aicheler M., Burrows P., Draper M., Garvey T., Lebrun P., Peach K., Phinney N., Schmickler H., Schulte D., Toge N. A Multi-TeV Linear Collider Based on CLIC Technology: CLIC Conceptual Design Report // CERN Yellow Reports. Geneva, 2012. 841 p.
11. Hajari Sh. S., Shaker H., Doeberl S. Beam dynamics design of the Compact Linear Collider Drive Beam injector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2015. N 799. P. 172–186.
12. Lin B., Gao F., Yang Y., Wu D., Zhang Y., Feng G., Dai T., Du X. FLASH Radiotherapy: History and Future // Frontiers in Oncology. 2021. N 11. 644400.
13. Lin B., Huang D., Gao F., Yang Y., Wu D., Zhang Y., Feng G., Dai T., Du X. Mechanisms of FLASH effect // Frontiers in Oncology. 2022. N 12. 995612.
14. Borghini A., Vecoli C., Labate L., Panetta D., Andreassi M.G., Gizzi L.A. FLASH ultra-high dose rates in radiotherapy: preclinical and radiobiological evidence // International Journal of Radiation Biology. 2022. N 98. P. 127–135.
15. Halbach K. Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material // Nuclear Instruments and Methods. 1980. N 169. P. 1–10.
16. Brooks S. Production of low cost, high field quality Halbach magnets // Proceedings of IPAC2017. 2017. P. 4118–4120.
17. Healy B.J., van der Merwe D., Christaki K.E., Meghzifene A. Cobalt-60 Machines and Medical Linear Accelerators: Competing Technologies for External Beam Radiotherapy // Clinical Oncology. 2017. N 29. P. 110–115.
18. Page B.R., Hudson A.D., Brown D.W., Shulman A.C., Abdel-Wahab M., Fisher B.J., Patel S. Cobalt, linac, or other: what is the best solution for radiation therapy in developing countries? // International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics. 2014. N 89. P. 476–480.
19. Ramamoorthy R. Radioactive Cobalt-60 Teletherapy Machine – Estimates of Personnel Dose in Mock Emergency in Patient Release during “Source Stuck Situation” // Journal of Medical Physics. 2017. N 42. P. 96–98.

20. Van Dyk J., Battista J.J. Cobalt-60: An Old Modality, A Renewed Challenge // Current Oncology. 1995. N 3.
21. Rokhlenko A., Lebowitz J.L. Space-Charge-Limited 2D Electron Flow between Two Flat Electrodes in a Strong Magnetic Field // Physical Review Letters. 2003. N 91. 085002.
22. Sree Harsha N.R., Halpern J.M., Darr A., Garner A.L. Space-charge-limited current density for nonplanar diodes with monoenergetic emission using Lie-point symmetries // Physical Review E. 2022. V. 106. L063201.
23. Wangler T. RF Linear Accelerators. Weinheim: Wiley-VCH, 2008. 466 p.
24. Wang J., Chen J., Cai L., Chen Z., Ren Z. Space charge limited current with distributed velocity of initial electrons in planar diode // Physics of Plasmas. 2021. N 28. 040702.
25. Nikiforov D.A., Petrenko A.V., Sinitsky S.L., Bak P.A., Skovorodin D.I., Logachev P.V., Zhivankov K.I., Sandalov E.S., Meshkov O.I., Ivanov A.V., Fuodorov V.V., Starostenko A.A., Pavlov O.A., Kuznetsov G.I., Krylov A.A., Starostenko D.A., Nikitin O.A., Akhmetov A.R. Investigation of high current electron beam dynamics in linear induction accelerator for creation of a high-power THz radiation source // Journal of Instrumentation. 2021. N 16. P11024.
26. Argyropoulos T., Catalan-Lasheras N., Grudiev A., Mcmonagle G., Rodriguez-Castro E., Syrachev I., Wegner R., Woolley B., Wuensch W., Zha H. Design, fabrication, and high-gradient testing of an X-band, traveling-wave accelerating structure milled from copper halves // Physical Review Accelerators and Beams. 2018. N 21. 061001.
27. Dome G. Electron Bunching by Uniform Sections of Disk Loaded Waveguide. Part A: General Study. W.W. Hansen Laboratories of Physics, 1960. 78 p.
28. Sullivan M., Jones R.M., Cowie L.S., Brynes A.D., Williams P.H., Yokoya K. X-band linac design // Physical Review Accelerators and Beams. 2021. N 24. 082001.
29. Dolgashev V.A., Faillace L., Spataro B., Tantawi S., Bonifazi R. High-gradient RF tests of welded X-band accelerating cavities // Physical Review Accelerators and Beams. 2021. N 24. 081002.
30. Simakov E.I., Dolgashev V.A., Tantawi S.G. Advances in high-gradient normal conducting accelerator structures // Nuclear Instruments and Methods Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2018. N 907. P. 221–230.
31. Dolgashev V., Faillace L., Spataro B., Bonifazi R. Innovative compact braze-free accelerating cavity // Journal of Instrumentation. 2018. N 13. P09017.
32. Fazio M.V., Kinross-Wright J., Haynes B., Hoeberling R.F. The virtual cathode microwave amplifier experiment // Journal of Applied Physics. 1989. N 66. P. 2675–2677.
33. Mahaffey R.A., Sprangle P., Golden J., Kapetanakos C.A. High-Power Microwaves from a Nonisochronic Reflecting Electron System // Physical Review Letters. 1977. N 39. P. 843–846.
34. Jiang W., Kristiansen M. Theory of the virtual cathode oscillator // Physics of Plasmas. 2001. N 8. P. 3781–3787.

Результаты процедуры рецензирования статьи

Рецензия скрыта по просьбе автора