

УДК 621.384.6

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ DARIA: УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА С ТРУБКАМИ ДРЕЙФА

© 2023 г. Г. Н. Кропачев^{a, b}, Т. В. Кулевой^a, А. Л. Ситников^a, С. В. Виноградов^{a, c},
Е. Р. Хабибуллина^{a, *}, В. С. Скачков^a, О. С. Сергеева^a

^aНаучный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 117218 Россия

^bОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980 Россия

^cМосковский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701 Россия

*e-mail: Ekaterina.Khabibullina@itep.ru

Поступила в редакцию 20.10.2022 г.

После доработки 19.12.2022 г.

Принята к публикации 19.12.2022 г.

В рамках проекта DARIA в НИЦ “Курчатовский институт” – ККТЭФ (Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики) разрабатывают импульсный протонный ускоритель с энергией 13 МэВ, рабочей частотой 162.5 МГц и током 100 мА. Линейный ускоритель будет включать секцию с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой и секцию с трубками дрейфа. Настоящая статья посвящена разработке секции с трубками дрейфа. Сформулированы основные требования к секции. Проведен выбор ускоряющей структуры, которая состоит из цепочки многозачерпных резонаторов и служит для создания высокочастотных полей. Определено оптимальное количество зазоров в резонаторах. Обоснован выбор фокусирующей системы, а также типа фокусирующих элементов. Проведен анализ различных конфигураций периодов фокусировки и определен вариант, удовлетворяющий требованиям к секции. Представлены результаты моделирования динамики пучка. Исследовано влияние кулоновских сил на динамику частиц в секции с трубками дрейфа. Проведен анализ роста эмиттанса в канале. Определены возможности разрабатываемого канала для широкого диапазона изменения величин входного тока и входного эмиттанса пучка.

Ключевые слова: ускоритель с трубками дрейфа, динамика пучка, трансмиссия, рост эмиттанса пучка, квадрупольная линза на постоянных магнитах.

DOI: 10.31857/S1028096023070075, **EDN:** TEPCY

ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные исследования охватывают обширную область науки и техники. Наиболее востребованной группой исследовательских методов является нейтронное рассеяние [1]. В качестве примеров исследуемых объектов можно привести сложные магнетики, сверхпроводники, полимеры, макромолекулы, ДНК, белки и многое другое.

Исторически сложилось, что основными источниками нейтронов для нужд нейтронного рассеяния явились ядерные реакторы. Однако со временем большую популярность стали приобретать нейтронные источники на основе протонных ускорителей с огромной энергией ионов (1–2 ГэВ). Оба типа требуют колоссальных финансовых затрат как при строительстве, так и при эксплуатации. Большая стоимость определяет весьма скромное

количество нейтронных центров в мире, что ограничивает их доступность.

Компактный источник нейтронов характеризуется следующими основными чертами: энергия ионов 10–50 МэВ [2–6]; плотность потока нейтронов на образце сравнима с установками, расположенными на ядерных реакторах средней мощности (10 МВт) [7, 8]; стоимость комплекса на два порядка меньше традиционных источников [9]. Создание большого числа компактных источников позволит повысить доступность нейтронов для исследователей. В настоящее время в мире уже действует ряд компактных источников нейтронов на основе протонных или электронных ускорителей: LENS в Университете Индианы (США) [10], CPNS в Университете Циньхуа (Китай) [11], RANS в институте RIKEN (Япония) [12].

Существующие компактные источники активно используются для различных материало-

ведческих задач [13–15] с использованием радиографии [16] и малоуглового рассеяния [17]. Оптимизированный компактный источник может соревноваться по эффективности с современными реакторами средней мощности.

Целью проекта DARIA (neutron source Dedicated to Applied Research and Industrial Application) является разработка и создание компактного нейтронного источника университетского класса, готового к запуску в “серийное” строительство и предназначенного для решения научных задач, совершенствования нейтронных методик и образовательных целей [1].

Линейный ускоритель для проекта DARIA будет состоять из двух секций: ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (далее RFQ) и ускорителя с трубками дрейфа (далее DTL), между которыми будет осуществляться шестимерное согласование пучка. Секция DTL состоит из отдельных индивидуально фазированных резонаторов и квадрупольных линз на постоянных магнитах, расположенных между резонаторами для фокусировки пучка. Отметим, что аналогичная компоновка линейного ускорителя использована в проекте BELA (Based on ECR ion source Linear Accelerator), который, как и проект DARIA, является разработкой НИЦ “Курчатовский институт” – ККТЭФ [18]. Секция RFQ проекта DARIA обсуждена в работе [19]. В настоящей работе представлены результаты разработки секции ускорителя с трубками дрейфа.

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К УСКОРИТЕЛЮ С ТРУБКАМИ ДРЕЙФА

Разрабатываемый ускоритель предназначен для работы в режиме малой скважности (скважность равна 100), что накладывает на ускоряющие структуры дополнительные ограничения. Особенностью ускорителей с таким режимом работы является требование практического отсутствия потерь в ускоряющих структурах, особенно при высоких энергиях частиц (более 3 МэВ). Поэтому в канале DTL необходимо достичь 100% прохождения пучка, что позволит избежать деградации поверхности трубок дрейфа.

Основные требования к секции DTL могут быть сформулированы следующим образом. Рабочая частота DTL должна быть равной частоте RFQ, что существенно упрощает продольный перехват пучка в секции DTL, а также поперечное согласование между секциями. Отношение нормализованного аксептанса канала V_k к нормализованному эмиттансу инжектируемого пучка $\varepsilon_{\text{inip}}$ должно соответствовать таковому в RFQ [19], т.е.

$V_k/\varepsilon_{\text{inip}} \geq 3$. В случае выполнения этих требований допуски на параметрические погрешности существенно снижаются [20]; максимальная напряженность электрического поля на поверхности трубок дрейфа соответствует величине $Kp = 1.8$ (как в RFQ [19]), где Kp – множитель Килпатрика, который определяется режимом работы ускорителя [21]. Для DTL максимальная напряженность электрического поля на поверхности трубок составляет 250 кВ/см.

Трансмиссия ускорителя – отношение количества ускоренных частиц на выходе ускорителя к количеству инжектируемых частиц. Трансмиссия канала DTL должна быть 100%, чтобы избежать активации. Квадрупольные линзы могут быть выполнены на постоянных магнитах, что упрощает изготовление линз и позволяет снизить затраты на электроэнергию в ходе эксплуатации установки [22].

ВЫБОР ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ КАНАЛА DTL

При выборе параметров DTL в качестве исходных данных были приняты параметры пучка на выходе RFQ [19] (рис. 1 и табл. 1 с параметрами Твисса [23]) для 100 мА. Ускорение пучка с током такой величины сначала в RFQ, а затем в DTL может быть обеспечено при использовании газодинамического источника протонов, работающего на основе электронно-циклотронного резонанса [24]. Из табл. 1 видно, что нормализованный эмиттанс для 99% пучка на выходе RFQ составляет $4.9 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Поэтому в канале DTL необходимо обеспечить нормализованный аксептанс $V_k = 15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ [20].

Как уже отмечено выше, секция DTL состоит из цепочки отдельных, индивидуально фазированных ускоряющих резонаторов с фокусировкой магнитными квадрупольными, размещаемыми между этими резонаторами. Определим базовые элементы, формирующие период фокусировки.

Поскольку канал DTL предназначен только для ускорения протонного пучка, для обеспечения его фокусировки можно использовать разработанную в НИЦ “Курчатовский институт” – ККТЭФ квадрупольную линзу на постоянных магнитах из сплава $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ (базовая линза) [22]. Длина линзы 120 мм, радиус апертуры по пучку 30 мм, максимальный градиент $G_{\text{max}} = 26.6 \text{ Тл/м}$. Данная линза оптимизирована по соотношению достижимых градиентов, продольного размера и линейности поля [22]. Область действия магнитного поля составляет около 200 мм.

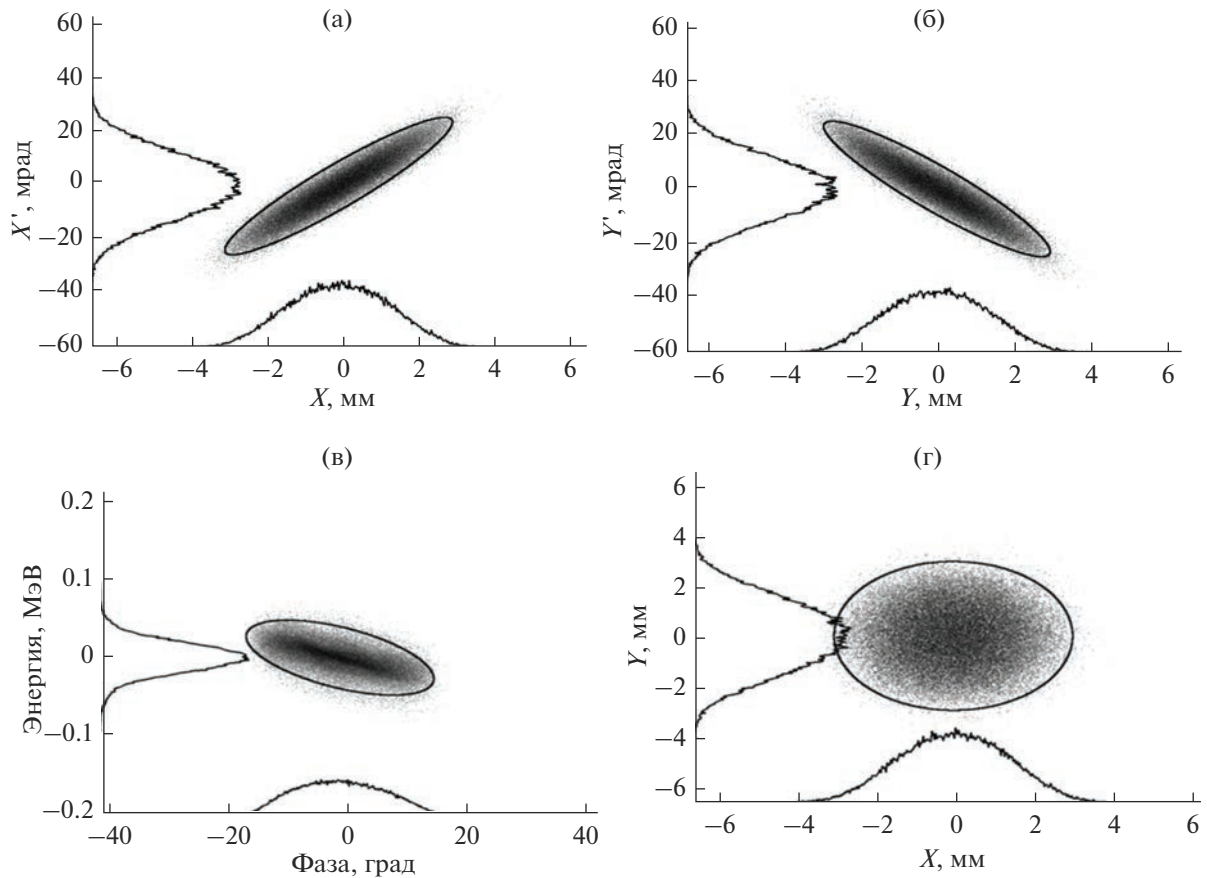


Рис. 1. Фазовый портрет пучка на выходе RFQ при токе инжекции 100 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

Ускоряющая структура служит для создания высокочастотных полей и состоит из цепочки многозазорных $ИН$ -резонаторов [4, 25, 26]. Количество зазоров в резонаторе определяются следующим образом. Чем больше зазоров, тем меньше число резонаторов и короче ускоритель. Однако при увеличении числа зазоров снижается пропускная способность канала. Предполагается использовать пятизазорные ускоряющие структуры основе $ИН$ -резонаторов [4, 25, 26]. Данная структура обладает малыми поперечными размерами и высоким шунтовым сопротивлением в диапазоне изменения приведенной скорости частиц β ($\beta < 0.2$) для разрабатываемой секции DTL [27].

Таблица 1. Параметры Твисса для пучка ионов на выходе RFQ (ток инжекции 100 мА)

$X-X'$	$Y-Y'$
$\epsilon_{99\%}^{\text{norm}} = 4.9075 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	$\epsilon_{99\%}^{\text{norm}} = 4.8717 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$
$\beta = 0.3228 \text{ мм}/\pi \cdot \text{мрад}$	$\beta = 0.3106 \text{ мм}/\pi \cdot \text{мрад}$
$\alpha = -2.5795$	$\alpha = -2.4381$

На рис. 2 изображены ускоряющие электроды пятизазорного DTL резонатора. Число электродов с высоким потенциалом равно числу электродов с низким потенциалом. Как показывают расчеты, такое соответствие позволяет обеспечить эффективный отвод тепла с трубок дрейфа [26]. На рис. 3 представлено распределение амплитуды электрического поля вдоль оси типичного пятизазорного резонатора для DTL. Особенность данного резонатора в том, что при всех одинаковых длинах зазоров максимальное продольное электрическое поле на оси для крайних зазоров в 2 раза меньше поля в остальных зазорах. Такое распределение поля облегчает настройку резонаторов, а также минимизирует максимальную напряженность электрического поля на поверхности трубок дрейфа [26].

Выбор резонатора определяет промежуток дрейфа по поперечному движению между фокусирующими элементами и вместе с квадрупольной линзой на постоянных магнитах является базовым элементом периода фокусировки.

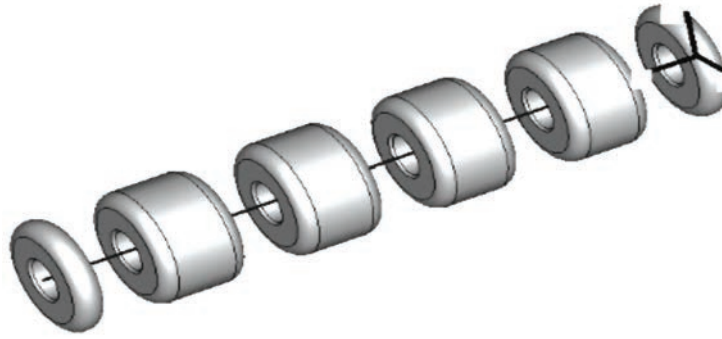


Рис. 2. Схематичное изображение ускоряющих электродов пятизазорного резонатора DTL.

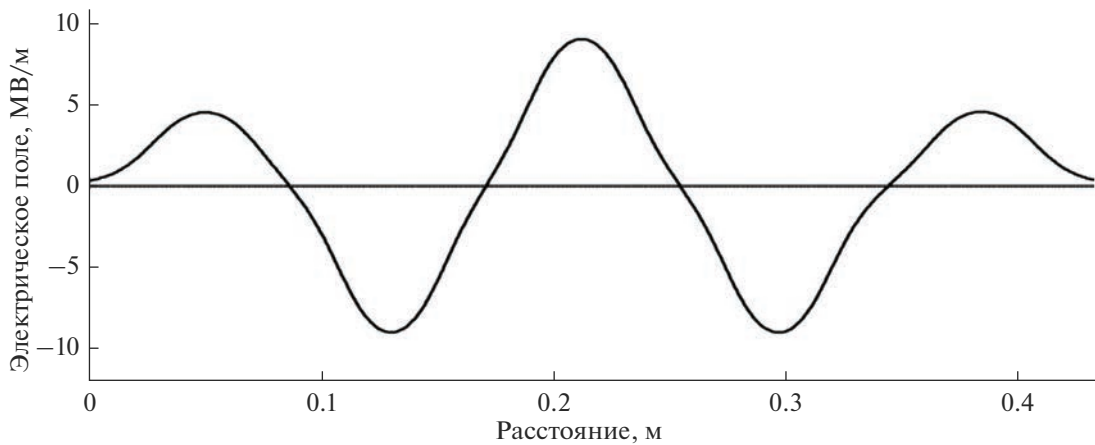


Рис. 3. Распределение амплитуды электрического поля вдоль оси z пятизазорного резонатора DTL.

Рассмотрим соотношение для оценки величины нормализованного аксептанса канала. Нормализованный аксептанс канала V_k связан с частотой ускоряющего поля f , радиусом апертуры канала R_a , минимальным значением частоты поперечных колебаний v_F и кратностью периода фокусировки K_F , соотношением [28]:

$$V_k = v_F f R_a^2 / K_F, \quad (1)$$

где $K_F = S_F / (\beta \lambda)$; S_F — длина периода фокусировки; λ — длина волны ускоряющего поля.

Увеличивая кратность периода фокусировки, а также радиус апертуры канала, можно получить требуемую величину аксептанса ($V_k = 15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$). Переход в секции DTL к увеличенному периоду фокусировки (по сравнению с RFQ) позволяет сократить количество магнитных линз и резонаторов, тем самым уменьшить длину секции.

Ускоряюще-фокусирующий канал DTL разрабатывается на основе принципа жесткой (или знакопеременной) фокусировки, когда чередова-

ние фокусирующих и дефокусирующих магнитных квадрупольных линз в заданной плоскости (например, горизонтальной) приводит к суммарному фокусирующему действию. Жесткофокусирующий канал состоит из большого числа последовательно чередующихся фокусирующих и дефокусирующих участков. В таком канале имеется явно выраженная периодичность структуры. Наименьшую длину повторения структуры будем называть периодом фокусирующего поля [29].

Период фокусировки канала DTL содержит базовые магнитные квадрупольные линзы, позволяющие фокусировать (Φ) и дефокусировать ($\mathcal{D}$) пучок в горизонтальной плоскости и пятизазорный ускоряющий резонатор (O). Рассмотрены различные конфигурации периода фокусировки и проведен анализ величины аксептанса канала для таких конфигураций. Необходимо определить период фокусировки, который может обеспечить требуемый аксептанс канала.

Таблица 2. Основные расчетные параметры секции DTL

Ускоряемые ионы	$A/Z = 1$
Частота ускоряющего поля, МГц	162.5
Энергия пучка, МэВ	3.3–13.2
Ток инжекции, мА	99.5
Нормализованный эмиттанс входного пучка, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	4.9
Нормализованный аксептанс канала, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	15
Отношение аксептанса канала к эмиттансу инжектируемого в секцию пучка	3
Число периодов фокусировки	6
Амплитуда поля в ускоряющих зазорах, кВ/см	90–100
Максимальная напряженность поля на поверхности трубок дрейфа, кВ/см (ед. Килпатрика)	250 ($K_F = 1.8$)
Радиус апертуры в резонаторах/линзах, мм	25/30
Длина апертурного канала, мм	5857
Количество ускоряющих зазоров в резонаторе	5
Длина резонатора, мм	433–709
Количество ускоряющих резонаторов	6
Равновесная фаза в резонаторах, град	–40...–30
Градиент фокусирующего поля, Тл/м	14.64
Количество магнитных квадрупольных линз	12
Кратность периода фокусировки	5–3.6
Набег фазы поперечных колебаний частиц на периоде фокусировки, град	85–60

Конфигурация *ФДФО* (триплет линз) обладает полезным свойством — постоянством радиуса пучка в резонаторе, что позволяет снизить радиус апертуры структуры. Однако наличие трех линз, а также существенное (в 1.5 раза) различие аксептансов в горизонтальной и вертикальной плоскостях, не позволяет обеспечить требуемый аксептанс канала.

В конфигурации *ФОДО*, где после магнитной линзы следует ускоряющий промежуток, действие магнитной линзы эффективнее, чем в дуплетах и триплетах линз. Это позволяет существенно снизить градиенты в магнитной линзе. Однако для данного случая длина периода фокусировки слишком велика. При разумной величине радиуса апертуры резонатора ($R_a \leq 25$ мм) не удается получить заданный аксептанс канала.

Если область фокусировки имеет строение типа *ФОД*, то согласно (1) при использовании пятизазорных резонаторов с радиусом апертуры $R_a = 25$ мм, можно увеличить длину периода фокусировки до $5\beta\lambda$, обеспечив требуемый нормализованный аксептанс $V_k = 15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. В табл. 2 приведены основные параметры DTL секции на основе периода фокусировки конфигурации типа *ФОД*. Как видно из табл. 2, амплитуда полей в ускоряющих зазорах по мере увеличения их длины изменяется в диапазоне 90–100 кВ/см, что

определяется максимальной напряженностью поля на трубках дрейфа, соответствующей принятой величине $K_F = 1.8$. Равновесная фаза изменяется в пределах от -40° до -30° , что обеспечивает фазовую протяженность сепаратрисы, необходимую для перехвата пучка и сохранения продольного эмиттанса, а также постепенно уменьшает фактор дефокусировки, снижая градиенты поля.

Отметим полезное свойство выбранной конфигурации *ФОД*, а именно: близкие по модулю величины градиентов магнитных линз. Кроме того, из [28] следует, что радиус пучка r_b в ускоряюще-фокусирующем канале изменяется по закону:

$$r_b \sim (K_F/\mu_t)^{0.5}, \quad (2)$$

где K_F — кратность периода фокусировки; μ_t — набег фазы поперечных колебаний частиц на периоде фокусировки.

В секции DTL при увеличении энергии частиц кратность периода фокусировки K_F (2) снижается с 5 до 3.6, поскольку изменять можно только длины трубок дрейфа, длины линз — постоянны, а длины зазоров также ограничены из-за возможных провалов ускоряющего поля. Снижение кратности K_F позволяет постепенно уменьшать набег фазы поперечных колебаний частиц μ_t , не уменьшая радиуса пучка (2). Одновременно с этим, по-прежнему выполняется отношение ак-

септанса к эмиттансу: $V_k/\varepsilon_{\text{minp}} \geq 3$. Выбирая закон изменения величины μ_r , можно снизить величину градиента магнитной линзы, обеспечивающий требуемый аксептанс, а также найти условия, при которых градиент магнитной линзы постоянен вдоль всего канала. Так, при линейном уменьшении величины μ_r с 85° до 60° абсолютная величина градиента магнитной линзы постоянна вдоль DTL и равна 14.64 Тл/м (табл. 2). Это обстоятельство важно при использовании квадрупольных линз с постоянными магнитами, так как позволяет существенно упростить и удешевить изготовление таких линз.

Как видно из табл. 2 разрабатываемый DTL состоит из 6 периодов фокусировки типа ФОД. В данном ускорителе DTL обеспечивается величина аксептанса $15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ при выходной энергии 13.2 МэВ.

ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В КАНАЛЕ DTL

Моделирование динамики ионов в канале DTL проводили методом крупных частиц [30]. Суть метода состоит в следующем. В дебаевском приближении усредненное поле определяет движение сразу многих частиц. Наблюдение ведется не за отдельными частицами ансамбля, а за большими группами близко расположенных в фазовом пространстве частиц, объединенных в так называемые макрочастицы — сгустки частиц определенной формы, зависящей от свойств исследуемой модели. Данный метод реализован в программе TraceWin [31]. Эта программа позволяет учесть распределение трехмерных полей от электродов реальной формы и эффекты пространственного заряда пучка. Использовано распределение по Гауссу ($\pm 3\sigma$) как в поперечном четырехмерном фазовом пространстве, так и в продольном фазовом пространстве. На фазовой плоскости эмиттанс определен для 99% пучка. Для учета влияния расталкивающих кулоновских сил в пучке в программе TraceWin использована аппроксимация сгустков частиц равномерно заряженными эллипсоидами и цилиндрами. В работе [32] в качестве аппроксимации сгустков частиц рассмотрены модели дисков при изучении продольного движения и модели шаров для исследования трехмерных задач. Различные модели обогащают наше представление о природе кулоновского взаимодействия сгустков частиц при решении задач моделирования динамики пучков в ускоряюще-фокусирующих каналах.

Для минимизации роста фазового объема в канале DTL необходимо определить поперечные согласованные начальные условия на входе кана-

ла (согласованный пучок), что обычно выполняют по следующему алгоритму: сначала определяют период структуры канала; затем находят периодическое решение для уравнения поперечного движения с учетом собственного поля пучка; в результате полученное решение отображается на вход DTL.

На рис. 4 приведен фазовый портрет согласованного пучка на входе DTL при токе инъекции 100 мА. Аксептансом канала называют максимально возможный эмиттанс согласованного пучка, пропускаемого каналом [26]. Для канала DTL были определены поперечные аксептансы, которые непосредственно связаны с согласованными эмиттантами. На рис. 5 показано согласование нормализованных величин эмиттанса и аксептанса для начальных условий DTL в плоскостях ($X-X'$) (рис. 5а) и ($Y-Y'$) (рис. 5б) соответственно. Как видно из рис. 5, в каждой из поперечных плоскостей DTL эмиттанс пучка и соответствующий аксептанс подобны, а значит согласованы. Это обеспечивает минимальный рост поперечного эмиттанса. Как показали расчеты отношение аксептанса к эмиттансу приблизительно равно 3, что соответствует требованиям к DTL (табл. 2).

В продольном направлении, согласно выбранным значениям синхронной фазы (табл. 2), продольный аксептанс канала (сепаратриса) также существенно превосходит продольный эмиттанс пучка (рис. 6). Это позволяет обеспечить перехват пучка и сохранение продольного эмиттанса при переходе из секции RFQ в DTL.

С учетом найденных начальных согласованных условий определены огибающие пучка и его профиль. На рис. 7 представлены огибающие пучка в DTL. Видно, что максимумы огибающих практически не возрастают вдоль длины секции, т.е. пучок хорошо согласован с ускорителем. На рис. 8 показан профиль пучка в DTL. Моделирование динамики пучка показало, что все частицы пучка были доведены до выхода DTL и ускорены до заданной энергии (величина трансмиссии = 100%). Таким образом, в канале нет потерянных частиц. Из рис. 8 можно заметить, что наиболее плотная часть пучка (его ядро) не превышает 0.6 от апертурной области канала, где, как правило, действие сил электрического поля линейно, что дает минимальный вклад в рост эмиттанса пучка. Здесь минимальный радиус апертуры канала составляет 25 мм, а радиус апертуры ядра пучка не превышает 15 мм.

На рис. 9 приведен фазовый портрет пучка на выходе DTL. Соответствующие параметры Твисса представлены в табл. 3. Сравнение табл. 1 и

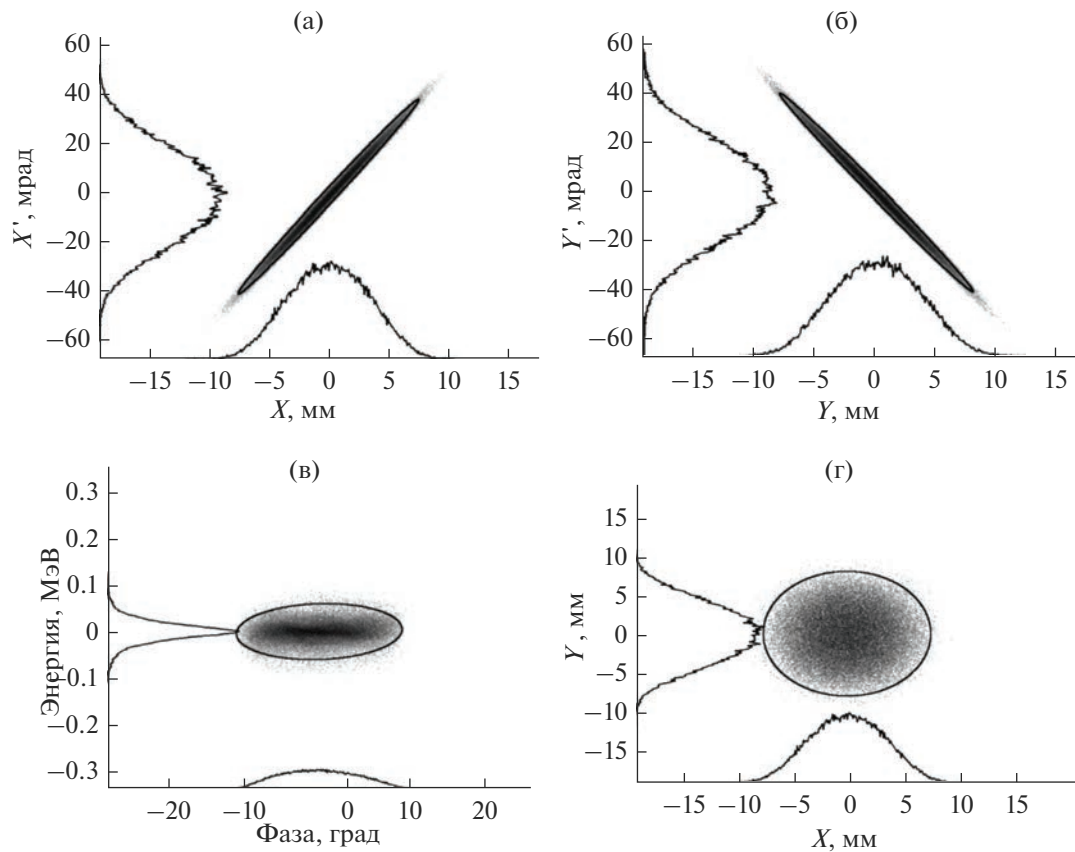


Рис. 4. Фазовый портрет согласованного пучка на входе DTL при токе инжекции 100 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

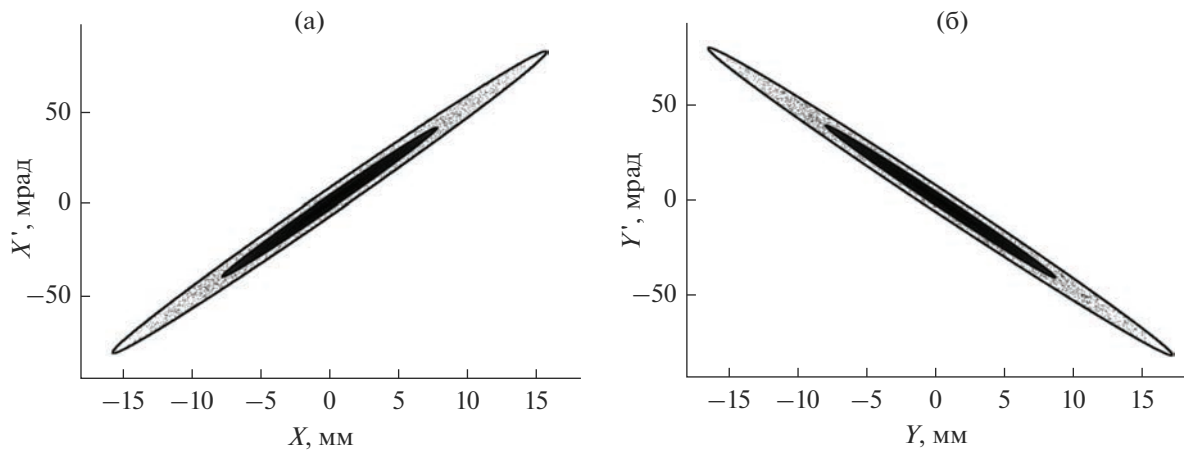


Рис. 5. Поперечное согласование нормализованного акцептанта (светлый) и нормализованного входного эмиттанта (темный) для секции DTL в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б).

табл. 3 показывает, что при токе инжекции 100 мА рост поперечного эмиттанта $\epsilon_{\text{out}}/\epsilon_{\text{inp}}$ составляет 1.55.

Для оценки степени влияния кулоновских сил на динамику частиц в DTL, сравним полученные

результаты (рис. 7–9) со случаем, когда кулоновское взаимодействие отсутствует, т.е. при токе инжекции 0 мА. На рис. 10 представлены огибающие пучка в DTL для тока инжекции 0 мА, согласованные условия определены аналогичным об-

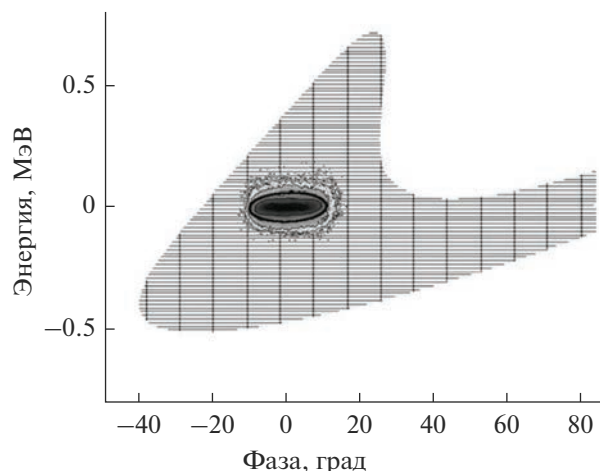


Рис. 6. Продольное согласование акцептанса (сетка) и эмиттанса (темное пятно) для секции DTL на плоскости фаза–энергия.

разом, как в случае тока инъекции 100 мА. Видно, что максимумы огибающих практически не возрастают вдоль канала, что свидетельствует о хорошем согласовании пучка с каналом ускорителя. На рис. 11 показан профиль пучка в канале DTL для тока инъекции 0 мА. Моделирование показало, что величина трансмиссии также составила 100%. На рис. 12 приведен фазовый портрет пучка на выходе DTL при токе инъекции 0 мА. Соответствующие параметры Твисса представлены в табл. 4.

Сравнение рис. 7 и 10 (для огибающих), а также рис. 8 и 11 (для профиля пучка) указывает на существенное увеличение размеров пучка (в продольном и поперечном направлении) при учете кулоновского взаимодействия (по сравнению со

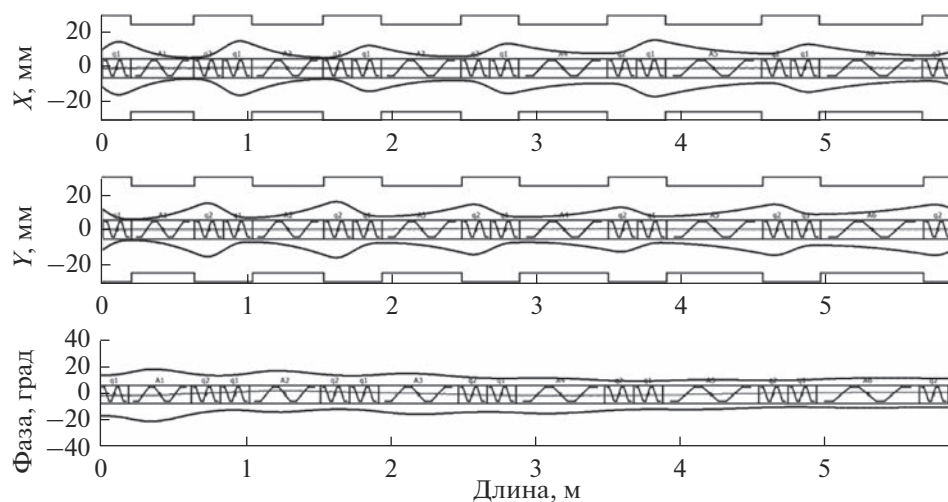


Рис. 7. Огибающие пучка вдоль оси z DTL при токе инъекции 100 мА.

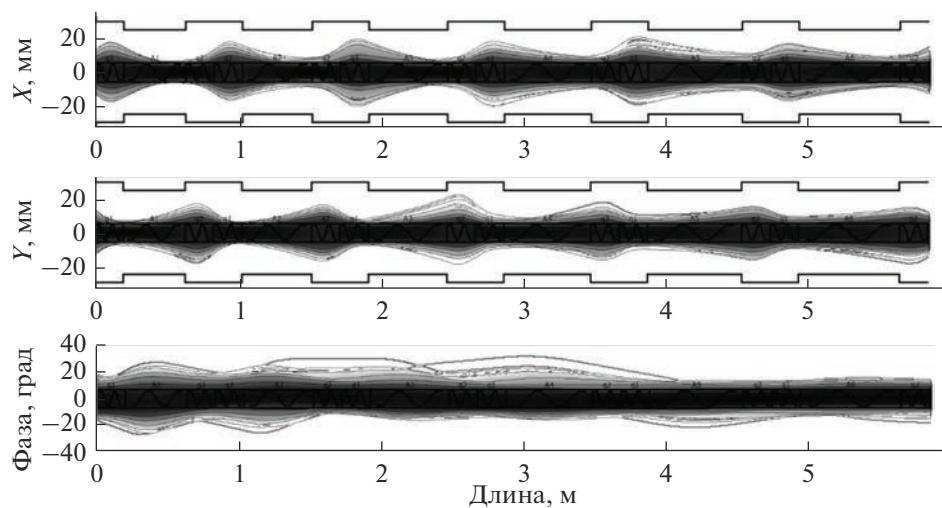


Рис. 8. Профиль пучка вдоль оси z DTL при токе инъекции 100 мА.

Таблица 3. Параметры Твисса для пучка ионов на выходе DTL (ток инжекции 100 мА)

$X-X'$	$Y-Y'$
$\epsilon_{99\%}^{\text{norm}} = 7.5835 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	$\epsilon_{99\%}^{\text{norm}} = 7.1027 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$
$\beta = 2.3299 \text{ мм}/\pi \cdot \text{мрад}$	$\beta = 3.4904 \text{ мм}/\pi \cdot \text{мрад}$
$\alpha = -6.3768$	$\alpha = 9.6346$

Таблица 4. Параметры Твисса для пучка на выходе DTL (ток инжекции 0 мА)

$X-X'$	$Y-Y'$
$\epsilon_{99\%}^{\text{norm}} = 5.2048 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	$\epsilon_{99\%}^{\text{norm}} = 4.9125 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$
$\beta = 1.4351 \text{ мм}/\pi \cdot \text{мрад}$	$\beta = 1.5091 \text{ мм}/\pi \cdot \text{мрад}$
$\alpha = -4.0991$	$\alpha = 4.2752$

случаем, когда кулоновское взаимодействие не учтено).

Сравнение табл. 1 и 4 показывает, что при токе инжекции 0 мА рост поперечного эмиттанта $\epsilon_{\text{out}}/\epsilon_{\text{inp}} = 1.06$. Распределение поперечного эмиттанта ϵ вдоль канала DTL при различных токах инжекции (0 и 100 мА) представлено на рис. 13. Видно, что основной рост эмиттанта наблюдается при инжекции 100 мА в начале канала, когда скорости частиц малы и кулоновские силы взаимодействия частиц в пучке заметны. Влияние других факторов, например, фактор дефокусировки ускоряющего поля на рост эмиттанта, незначительно.

Приведенные выше результаты получены в результате моделирования динамики частиц в канале DTL для пучка с током 100 мА, эмиттанс которого равен $\epsilon_{\text{inp}} \approx 4.9 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ (99% пучка). Оценим возможности разработанного канала DTL, когда эмиттанс входного пучка превышает величину выходного эмиттанта после RFQ в ξ раз, где

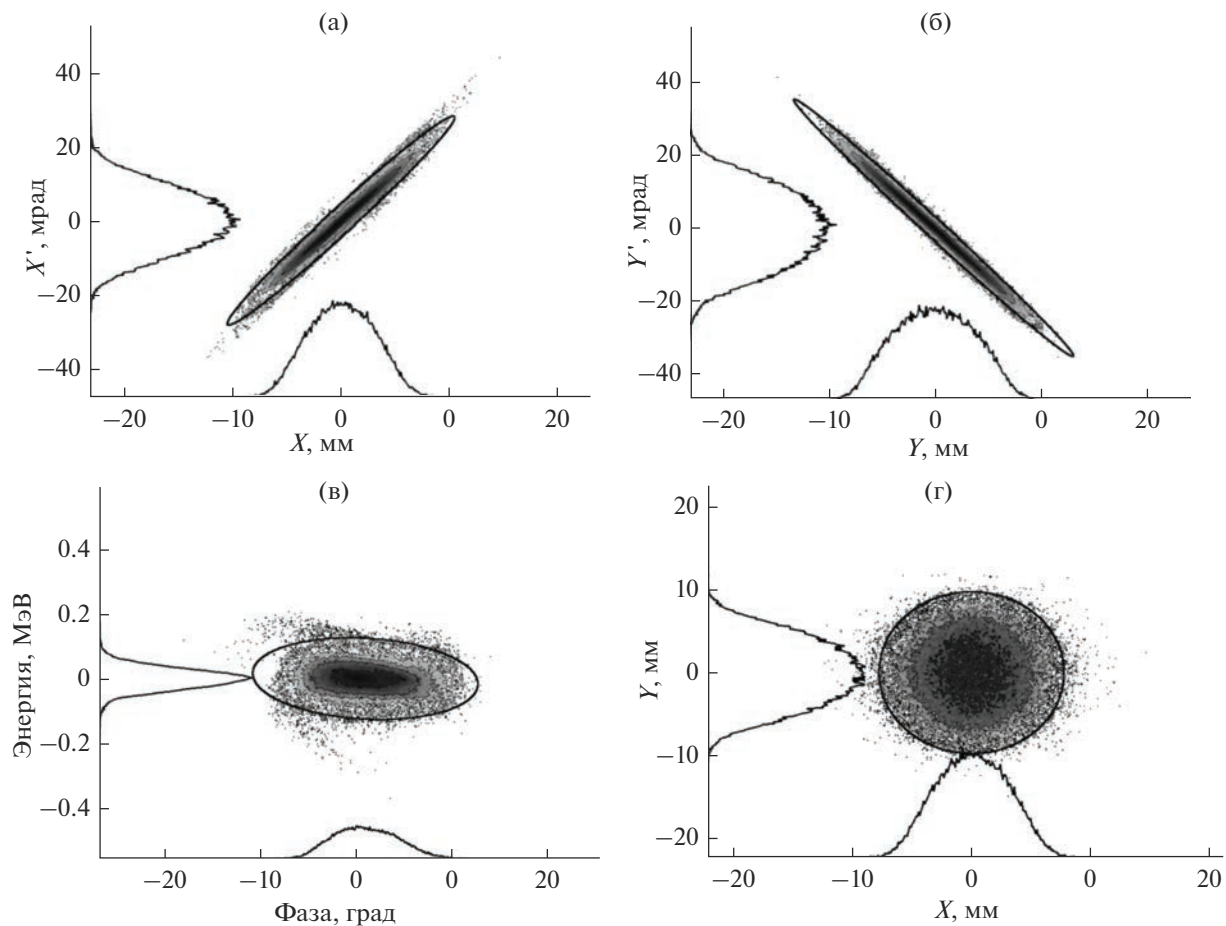


Рис. 9. Фазовый портрет пучка на выходе DTL при токе инжекции 100 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

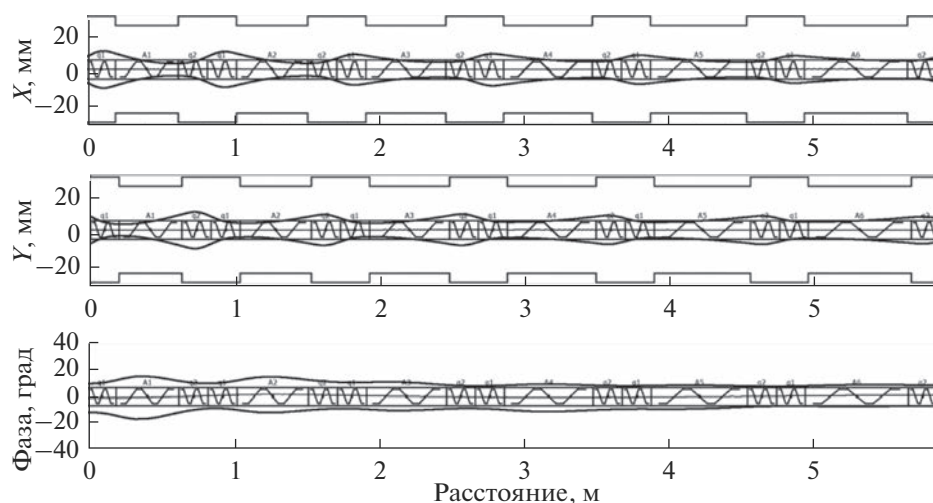


Рис. 10. Огибающие пучка вдоль оси z DTL при токе инжекции 0 мА.

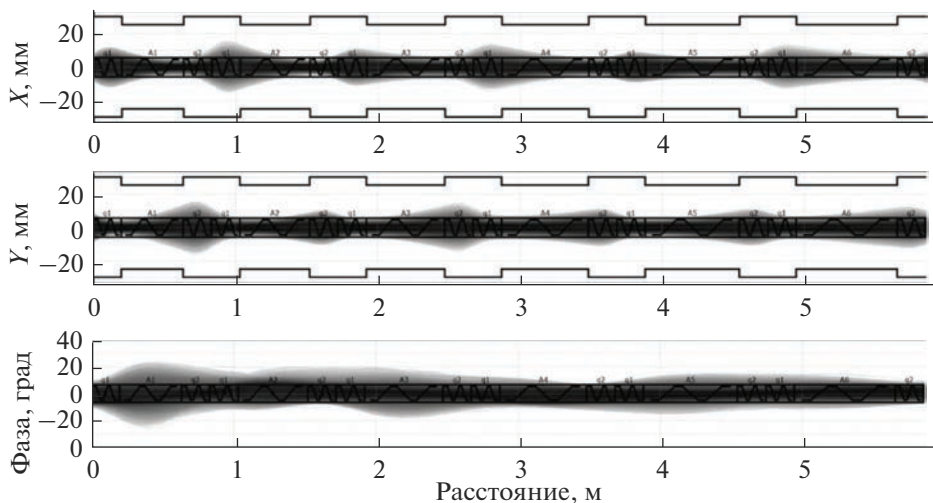


Рис. 11. Профиль пучка вдоль оси z DTL при токе инжекции 0 мА.

$\xi = \epsilon_{\text{inr}}(\text{DTL})/\epsilon_{\text{out}}(\text{RFQ})$ при фиксированном токе инжекции 100 мА. На рис. 14 приведена зависимость трансмиссии канала DTL от величины ξ . Из данного рисунка видно, что даже трехкратное увеличение эмиттанса, практически не приводит к потерям частиц (трансмиссия близка к 100%). Увеличение эмиттанса в семь раз (вызванного, например, ошибками в юстировке или изготовлении элементов канала) приводит к некоторому снижению трансмиссии, однако не ниже 98.5%. Приведенная на рис. 14 зависимость характеризует разработанный канал DTL как устойчивый к величине входного эмиттанса в широком диапазоне его изменения.

Рассмотрим возможности разработанного канала DTL по трансмиссии более интенсивного инжектируемого пучка. На рис. 15 приведена зависимость трансмиссии канала DTL от величины входного тока пучка при фиксированном значении фазовой плотности (отношение входного тока к входному эмиттансу постоянно). Из рис. 15 видно, что при увеличении тока до 200 мА (вдвое больше номинального) трансмиссия составляет 100%. При существенном увеличении (10 раз) значения номинального входного тока трансмиссия DTL превышает 90%. Это характеризует разработанный канал DTL как устойчивый к величине входного тока в широком диапазоне его изменения.

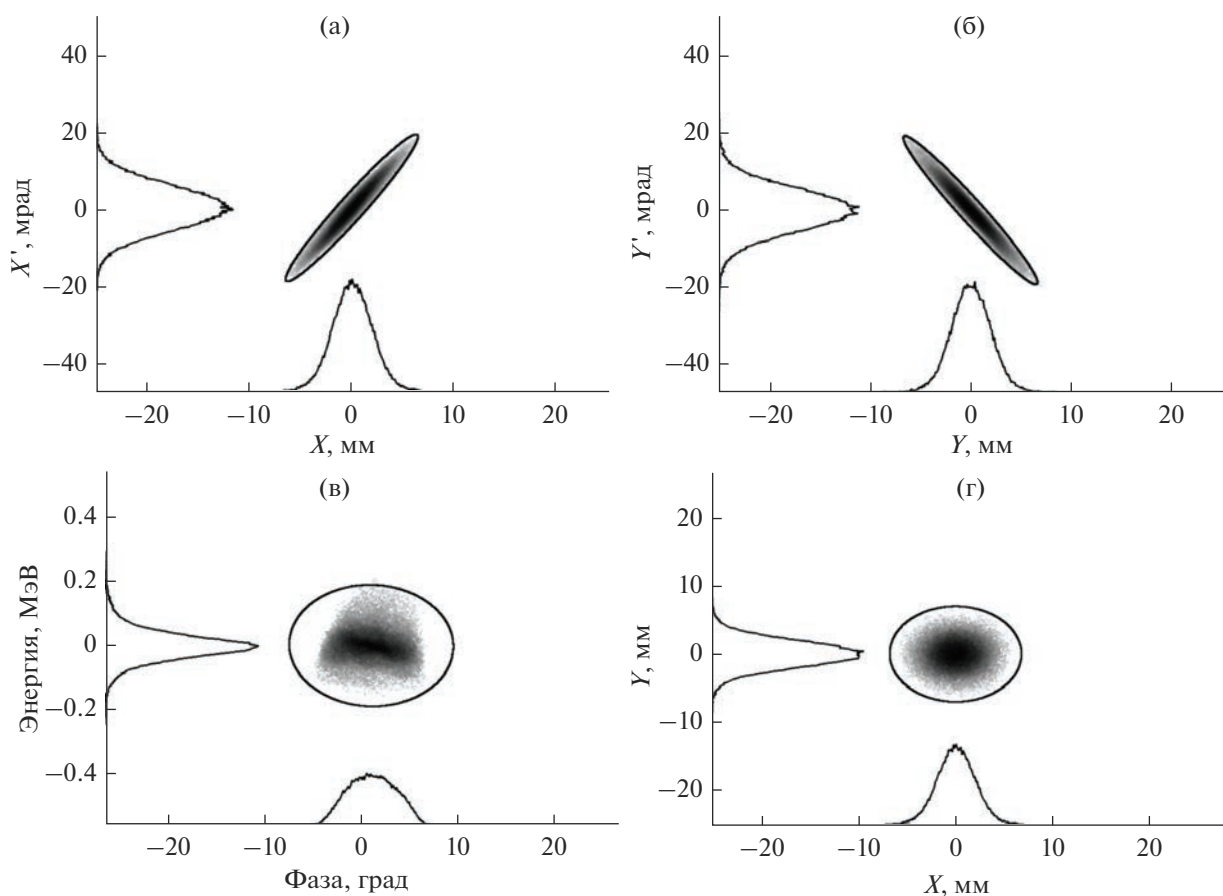


Рис. 12. Фазовый портрет пучка на выходе DTL при токе инъекции 0 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проекта DARIA разработан укоряющий канал DTL, состоящий из шести пятызорных резонаторов, работающих на частоте 162.5 МГц, и двенадцати квадрупольных линз на постоянных

магнитах. Канал обеспечивает ускорение частиц с начальной энергией 3.3 МэВ до выходной энергии 13.2 МэВ. Максимальная напряженность поля на поверхности электродов не превышает величину $K_p = 1.8$. Для канала выбрана конфигура-

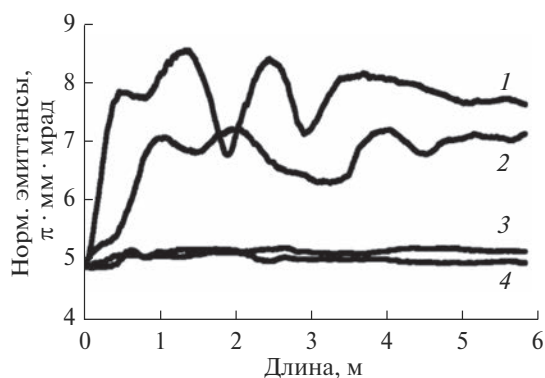


Рис. 13. Распределение поперечного нормализованного эмиттанта вдоль оси z DTL: 1 – ток инъекции 100 мА, плоскость $X-X'$; 2 – ток инъекции 100 мА, плоскость $Y-Y'$; 3 – ток инъекции 0 мА, плоскость $X-X'$; 4 – ток инъекции 0 мА, плоскость $Y-Y'$.

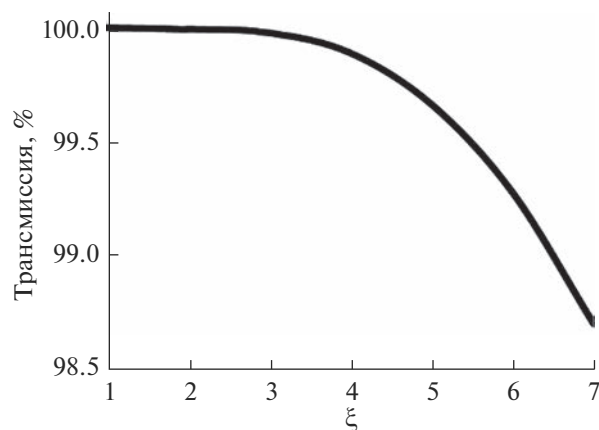


Рис. 14. Зависимость трансмиссии DTL от величины отношения входного эмиттанта пучка DTL к выходному эмиттансу пучка RFQ.

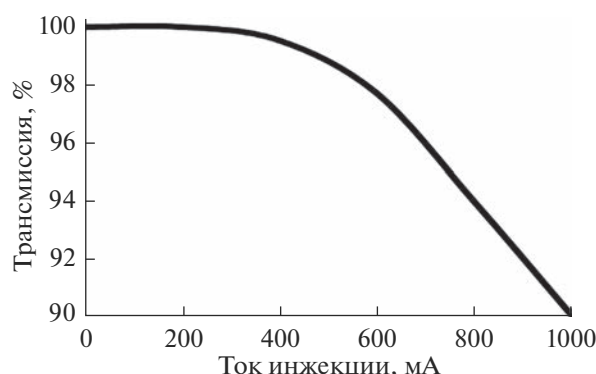


Рис. 15. Зависимость трансмиссии DTL от величины входного тока.

ция типа *ФОД*. Общая длина канала составила 5.857 м. Канал обеспечивает стопроцентную трансмиссию ускоряемого пучка интенсивностью 100 мА. При инжекции из RFQ в DTL тока 100 мА с нормализованным эмиттансом $4.9 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ рост эмиттанса в канале DTL не превышает 1.55% для 99% пучка. Увеличение эмиттанса в 7 раз (вызванного, например, ошибками в юстировке или изготовлении элементов канала) приводит к некоторому снижению трансмиссии, однако не ниже 98.5%. При существенном увеличении значения номинального входного тока (до 1000 мА) трансмиссия DTL превышает 90%.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г. (продолжение Соглашения № 075-15-2021-1358 от 12 октября 2021 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grigoriev S., Iashina E., Pavlov K. // J. Synch. Invest. 2019. V. 13. P. 1132. <https://www.doi.org/10.1134/S1027451019060314>.
2. Свистунов Ю.А., Зув Ю.В., Овсянников. А.Д., Овсянников. Д.А. // Вестник СПбГУ. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления. 2011. Вып. 1. С. 49.
3. Prata M., Alloni D., Palomba M., De Felice P., Pietropaolo A., Pillon M., Quintieri L., Santagata A., Valente P. // Eur. Phys. J. Plus. 2014. V. 129. P. 1. <https://www.doi.org/10.1140/epjp/i2014-14255-3>.
4. Kropachev G., Kulevoy T., Sitnikov A. // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2019. V. 13. № 6. P. 1126. <https://www.doi.org/10.1134/S1027451019060399>.
5. Yamagata Y., Hirota K., Ju J., Wang S., Morita S., Kato J., Otake Y., Taketani A., Seki Y., Yamada M., Ota H., Bautista U., Jia Q. // J. Radioanalytical Nucl. Chem. 2015. V. 305. P. 787. <https://www.doi.org/10.1007/s10967-015-4059-8>
6. Wiesner C., Chau L., Dinter H., Droba M., Heilmann M., Joshi N., Mader D., Metz A., Meusel O., Muller I., Noll D., Podlech H., Ratzinger U., Reichau H., Reifarth R., Schempp A., Schmidt S., Schweizer W., Volk K., Wagner C. // AIP Conf. Proc. 2018. V. 1265. 487. <https://www.doi.org/10.1063/1.3480247>
7. Baggemann J., Doege P.-E., Rimmeler M., Voigt J., Maurhofer E., Rucker U., Gutberlet T., Podlech H., Meusel O., Schwarz M., Bohm S., Li J., Bruckel Th., Zakalek P., Cronert T. // J. Phy.: Conf. Series. 2020. V. 1401. P. 012010. <https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/1401/1/012010>
8. Bruckel Th., Gutberlet T. Conceptual Design Report-Jülich High Brilliance Neutron Source (HBS). Report Forschungszentrum Jülich. 2020. https://user.fz-juelich.de/record/884799/files/Allgemeines_08.pdf.
9. LENS Ad-hoc Working Group CANS. Low energy accelerator-driven neutron sources. Report. 2020. <https://www.lens-initiative.org/wp-content/uploads/2021/02/LENS-Report-on-Low-Energy-Accelerator-driven-Neutron-Sources.pdf>.
10. Baxter D.V., Li F., Parnell S.R., Pynn R., Rinckel T., Wang T. // JAEA-Conference. 2015. P. 535. <https://doi.org/10.11484/jaea-conf-2015-002>.
11. Wei J., Chen H.B., Huang W.H., Tang C.X., Xing Q.Z., Loong C.-K., Fu S.N., Tao J.Z., Guan X.L., Shimizu H.M. // Proc. Of PAC. 2009. P. 1360.
12. Yamagata Y., Hirota K., Ju J., Wang S., Morita S., Kato J., Otake Y., Taketani A., Seki Y., Yamada M., Ota H., Bautista U., Jia Q. // J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 2015. V. 305. P. 787. <https://doi.org/10.1007/s10967-015-4059-8>
13. Takamura M., Ikeda Y., Sunaga H., Taketani A., Otake Y., Suzuki H., Kumagai M., Hama T., Oba Y. // J. Phys.: Conf. Series. 2016. V. 734. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/734/3/032047>
14. Yamada M., Otake Y., Taketani A., Sunaga H., Yamagata Y., Nakayama T. // Tetsu-to-Hagane. 2014. V. 100(3). P. 429. <https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.100.429>
15. Ikeda Y., Taketani A., Takamura M., Sunaga H., Kumagai M., Oba Y., Otake Y., Suzuki H. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 833. P. 61. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.127>
16. Huang Z., Xiao Y., Zhang R., Li Y., Han X., Shao B., Wang X., Wei J., Loong C.-K. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2011. V. 651. P. 32. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.105>
17. Huang T., Gong H., Shao B., Wang D., Zhang X., Zhang K., Wei J., Wang X., Guan X., Loong C.-K., Tao J., Zhou L., Ke Y. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2012. V. 669. P. 14. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.12.018>
18. Kulevoy T., Fatkullin R., Kozlov A., Kropachev G., Selesnev D., Semennikov A., Sitnikov A. // Proc. 29th Linear Accelerator Conf. 2018. P. 349. <https://www.doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2018-TUP0012>.
19. Кропачев Г.Н., Кулевоу Т.Н., Ситников А.Л., Хабибуллина Е.Р., Виноградов С.В. // Вестник СПбГУ.

- Прикладная математика. Информатика. Процессы управления. 2022. Т. 18. Вып. 4. С. 567 (в печати).
20. *Капчинский И.М.* // Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. Москва: Атомиздат, 1966. С. 247.
 21. *Kapchinsky I.M.* // ПТЕ № 1. 1986. Р. 33.
 22. *Герберг А.Н., Рабинович Я.Д., Скачков В.С.* // ПТЭ. 1980. Т. 1. С. 49.
 23. *Баранова Л.А., Явор С.Я.* // Электростатические электронные линзы. М.: Наука, 1986. С. 56.
 24. *Барабин С.В., Крощачев Г.Н., Лукашин А.Ю., Кулевой Т.В., Выбин С.С., Голубев С.В., Изотов И.В., Киселева Е.М., Скалыга В.А., Григорьев С.В., Коваленко Н.А.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 10. <https://www.doi.org/10.21883/PJTF.2021.10.50964.18628>.
 25. *Kurennoy S.S., Rybarcyk L.J., Wangler T.P.* // Proc. of IPAC. 2011. WEPS067. Р. 2655.
 26. *Kropachev G., Kulevoy T., Balabin S., Selesnev D., Sitnikov A.* // Proc. of RuPAC. 2016. Р. 524.
 27. *Мулин Б.П., Кульман В.Г., Ломизе Л.Г., Поляков Б.И., Федотов А.П.* // Линейные ускорители ионов. Основные системы. М.: Атомиздат, 1978. Т. 2. С. 18.
 28. *Капчинский И.М.* // Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982. С. 163.
 29. *Капчинский И.М.* // Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях М.: Атомиздат, 1966. С. 61.
 30. *Рошаль А.С.* // Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979. С. 65.
 31. *Uriot D., Pichoff N.* // Proc. IPAC. 2015. Р. 92. <https://www.doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-MOP-WA008>.
 32. *Овсянников Д.А., Едаменко Н.С.* // Вестник СПбГУ. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления. 2013. Вып. 2. С. 60.

High-Energy Part of the Accelerator for the Compact Neutron Source DARIA: Drift Tube Linac

G. N. Kropachev^{1, 2}, T. V. Kulevoy¹, A. L. Sitnikov¹, S. V. Vinogradov^{1, 3}, E. R. Khabibullina^{1, *},
V. S. Skachkov¹, O. S. Sergeeva¹

¹NRC "Kurchatov Institute", Moscow, 117218 Russia

²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia

*e-mail: Ekaterina.Khabibullina@itep.ru

In the framework of the DARIA project (neutron source Dedicated to Applied Research and Industrial Applications) the 13 MeV, 162.5 MHz and 100 mA pulse proton linac is under development at the National Research Centre "Kurchatov Institute" – Kurchatov Complex for Theoretical and Experimental Physics. The linac includes RFQ (Radio Frequency Quadrupole) and DTL (Drift Tube Linac) sections. This article is devoted to the development of the DTL. The type of accelerating structure for creating high-frequency fields, which consists of a chain of multi-gap resonators, was determined. The optimal number of gaps in the resonators was selected. The choice of the main parameters and the analysis of various structures of the focusing periods were carried out. The results of the beam dynamics simulation in DTL are presented. The influence of Coulomb forces on particle dynamics in DTL was studied. The growth of the emittance in the DTL section was analyzed. The capabilities of the section for a wide range of input current and input beam emittance were considered.

Keywords: Drift Tube Linac, dynamic simulation, transmission, beam emittance growth, quadrupole lens with permanent magnets.