

Номер 7

ISSN 1028-0960
Июль 2023



ПОВЕРХНОСТЬ

*Рентгеновские, синхротронные
и нейтронные исследования*

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 7, 2023

**Разработка компактных источников фотонов и нейтронов
на базе новых технологий линейных ускорителей**
(Серия конференций “Компактные источники нейтронов в России”,
Санкт-Петербург 2021–2022 гг., Нижний Новгород 2023 г.)

Предисловие	3
Оптимизация систем протонного инжектора компактного нейтронного источника DARIA <i>С. С. Выбин, И. В. Изотов, Е. А. Миронов, О. В. Палашов, В. А. Скалыга</i>	4
Конструкция прототипа секций резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой компактного источника нейтронов DARIA <i>А. И. Семенников, А. Л. Ситников, Г. Н. Кропачев, Т. В. Кулевой, М. Ю. Науменко, О. В. Анфалова, В. С. Краев</i>	20
Высокоэнергетическая часть ускорителя для компактного источника нейтронов DARIA: ускоряющая структура с трубками дрейфа <i>Г. Н. Кропачев, Т. В. Кулевой, А. Л. Ситников, С. В. Виноградов, Е. Р. Хабибуллина, В. С. Скачков, О. С. Сергеева</i>	27
Гибридная квадрупольная линза для фокусирующего канала комплекса DARIA <i>И. В. Кильметова, А. В. Козлов, Г. Н. Кропачев, Т. В. Кулевой, Д. А. Лякин, О. С. Сергеева, В. С. Скачков, Ю. Б. Стасевич</i>	40
Исследование электродинамических характеристик цилиндрического высокочастотного резонатора, возмущенного образцами нержавеющей стали <i>М. В. Лалаян, Ю. Ю. Лозеев, А. И. Макаров, С. М. Полозов</i>	47
Концепция системы диагностики пучка сильноточного линейного ускорителя протонов проекта DARIA <i>С. А. Гаврилов, А. И. Титов</i>	52
Вращающаяся водоохлаждаемая бериллиевая мишень компактного источника нейтронов <i>П. В. Швец, П. А. Прокопович, Е. И. Фатьянов, Е. С. Клементьев, А. Р. Мороз, Н. А. Коваленко, А. Ю. Гойхман</i>	63
Выбор материала мишени компактного источника нейтронов при энергии протонов 20–100 МэВ <i>А. Р. Мороз, Н. А. Коваленко</i>	71
Концептуальный проект порошкового дифрактометра по времени пролета для компактного источника нейтронов <i>Е. В. Москвин, Н. А. Григорьева, Н. А. Коваленко, С. В. Григорьев</i>	77
Установка малоуглового рассеяния нейтронов для компактного нейтронного источника DARIA <i>К. А. Павлов, Н. А. Коваленко, Л. А. Азарова, Е. А. Кравцов, Т. В. Кулевой, С. В. Григорьев</i>	84
Двухмодовый нейтронный рефлектометр для компактного источника нейтронов DARIA <i>В. Г. Сыромятников, Н. А. Григорьева, С. В. Григорьев</i>	93
Резонансная нейтронная рефлектометрия на компактном источнике нейтронов <i>Е. С. Никова, Ю. А. Саламатов, Е. А. Кравцов</i>	102
Перспектива использования метода рефлектометрии поляризованных нейтронов для исследования гелимагнетизма в редкоземельных тонких пленках и наноструктурах на компактном источнике нейтронов DARIA <i>Д. И. Девятериков, Е. А. Кравцов, В. В. Проглядо, В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, Ю. Н. Khaydukov</i>	108

Contents

No. 7, 2023

**Development of compact sources of photons and neutrons
based on new technologies of linear accelerators**
(Series of conferences “Compact neutron sources in Russia”,
St. Petersburg 2021–2022, Nizhny Novgorod 2023)

Predislovie	3
Proton Injector for Compact Neutron Source DARIA Systems Optimization <i>S. S. Vybin, I. V. Izotov, E. A. Mironov, O. V. Palashov, V. A. Skalyga</i>	4
Design of the Prototype of the Radio Frequency Quadrupole Sections for the Compact Neutron Source DARIA <i>A. I. Semennikov, A. L. Sitnikov, G. N. Kropachev, T. V. Kulevoy, M. Yu. Naumenko, O. V. Anfalova, V. S. Kraev</i>	20
High-Energy Part of the Accelerator for the Compact Neutron Source DARIA: Drift Tube Linac <i>G. N. Kropachev, T. V. Kulevoy, A. L. Sitnikov, S. V. Vinogradov, E. R. Khabibullina, V. S. Skachkov, O. S. Sergeeva</i>	27
Hybrid Quadrupole Lens for the Focusing Channel of the DARIA Complex <i>I. V. Kilmetova, A. V. Kozlov, G. N. Kropachev, T. V. Kulevoy, D. A. Liakin, O. S. Sergeeva, V. S. Skachkov, Yu. B. Stasevich</i>	40
Measurements of Electrodynamics Parameters of a Cylindrical RF-Cavity with Stainless Steel Samples <i>M. V. Lalayan, Yu. Yu. Lozeev, A. I. Makarov, S. M. Polozov</i>	47
Concept of Beam Instrumentation System for High-Intensity DARIA Proton Linac <i>S. A. Gavrilov, A. I. Titov</i>	52
Rotating Water-Cooled Beryllium Target for a Compact Neutron Source <i>P. V. Shvets, P. A. Prokopovich, E. I. Fatyanov, E. S. Clementyev, A. R. Moroz, N. A. Kovalenko, A. Yu. Gohman</i>	63
Choice of the Target Material for a Compact Neutron Source at a Proton Energy of 20–100 MeV <i>A. R. Moroz, N. A. Kovalenko</i>	71
Conceptual Design of a Time-of-Flight Powder Diffractometer for a Compact Neutron Source <i>E. V. Moskvina, N. A. Grigoryeva, N. A. Kovalenko, S. V. Grigoriev</i>	77
Small-Angle Neutron Scattering Instrument for Compact Neutron Source DARIA <i>K. A. Pavlov, N. A. Kovalenko, L. A. Azarova, E. A. Kravtsov, T. V. Kulevoy, S. V. Grigoriev</i>	84
A Two-Mode Time-of-Flight Neutron Reflectometer for a Compact Neutron Source DARIA <i>V. G. Syromyatnikov, N. A. Grigoryeva, S. V. Grigoriev</i>	93
Resonant Neutron Reflectometry on a Compact Neutron Source <i>E. S. Nikova, Yu. A. Salamatov, E. A. Kravtsov</i>	102
The Prospects of Use of Polarized Neutron Reflectometry to Study Helimagnetism in Rare-Earth Thin Films and Nanostructures on a Compact Neutron Source DARIA <i>D. I. Devyaterikov, E. A. Kravtsov, V. V. Proglyado, V. D. Zhaketov, Yu. V. Nikitenko, Yu. N. Khaydukov</i>	108

ПРЕДИСЛОВИЕ

DOI: 10.31857/S1028096023070142, EDN: TBTDSY

В настоящее время в России функционирует лишь несколько мощных нейтронных источников, предназначенных для фундаментальных и прикладных исследований. Однако из-за их большой стоимости при строительстве и эксплуатации в последние годы наблюдается рост интереса научного сообщества к разработке, созданию и перспективному использованию в различных сферах научной деятельности компактных источников нейтронов (КИН) для решения научных задач и практического применения.

С практической точки зрения такие источники характеризуются небольшой стоимостью, небольшой необходимой площадью, а также экологичностью и простотой сертификации, так как при эксплуатации не используются и не производятся делящиеся материалы. Совокупность этих факторов позволяет размещать компактные источники в университетах и научно-исследовательских центрах.

В целях создания КИН коллективом российских ученых из нескольких научных организаций и университетов был подготовлен проект DARIA. Компактный источник нейтронов DARIA (Dedicated for Academic Research and Industrial Applications) создается как прототип серийной установки для оснащения научных и образовательных центров Российской Федерации, что позволит сформировать исследовательскую инфраструктуру, охватывающую всю территорию страны от

Калининградской области до Дальнего Востока. Первая установка планируется к размещению на Урале и включает в себя источник протонов, высокоэнергетичный протонный ускоритель, мишенную сборку и набор станций нейтронного рассеяния. Параметры установки оптимизированы для исследований в физике, химии, биологии и материаловедения методами нейтронного рассеяния. Энергия ускоренного пучка протонов достигает 13 МэВ, ток пучка 100 мА в импульсе и более при среднем токе 1–3 мА. В качестве материала мишени выбран бериллий (площадь 100 мм², толщина 1.1 мм), в качестве материалов замедлителей – вода при $T = 300$ К для тепловых нейтронов и замороженная смесь ароматических углеводородов при $T = 20–100$ К для холодных нейтронов. Количество (3–5) и конкретный перечень станций нейтронного рассеяния может варьироваться в зависимости от потребностей центра.

В этом тематическом выпуске журнала “Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования” публикуются статьи, в которых рассматриваются вопросы разработки и создания компактных источников нейтронов (КИН) и представлен текущий статус работ по созданию КИН DARIA.

14.02.2023

д. ф.-м. н. Т.В. Кулевой,
д. ф.-м. н. С.В. Григорьев

УДК 533.9.0

ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМ ПРОТОННОГО ИНЖЕКТОРА КОМПАКТНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА DARIA

© 2023 г. С. С. Выбин^а, *, И. В. Изотов^а, Е. А. Миронов^а,
О. В. Палашов^а, В. А. Скалыга^а

^аФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН,
Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: vybinss@ipfran.ru

Поступила в редакцию 30.12.2022 г.

После доработки 28.02.2023 г.

Принята к публикации 28.02.2023 г.

Настоящая статья посвящена усовершенствованию магнитной ловушки и системы формирования пучка электронного циклотронного резонансного ионного источника GISMO для его применения в качестве протонного инжектора – составной части линейного ускорителя компактного источника нейтронов. Была разработана открытая магнитная ловушка, состоящая из постоянных магнитов (на основе сплава Nd–Fe–B). Она адаптирована для более технологичного размещения системы экстракции в части плазменной камеры с большим внутренним диаметром по сравнению с источником GISMO. Затем была проведена оптимизация трехэлектродной системы формирования пучка. Показано, что при проектных параметрах системы возможно эффективное использование дополнительной магнитной линзы в виде соленоида для получения на выходе протонного пучка с малым углом расходимости. В результате численного моделирования была показана возможность использования данной магнитной ловушки и системы экстракции в составе протонного инжектора для проекта DARIA. Обсуждены следующие шаги в построении протонного источника.

Ключевые слова: ионные источники, сильноточные ионные пучки, электронный циклотронный резонансный разряд, газодинамический ионный источник, магнитная ловушка, постоянные магниты, система формирования ионного пучка, численное моделирование, протонный пучок.

DOI: 10.31857/S1028096023070191, **EDN:** TENEJK

ВВЕДЕНИЕ

Ионные источники на основе электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) [1] имеют долгую историю. Первые ЭЦР ионные источники (MAFIOS и SUPERMAFIOS) были разработаны научной группой под руководством Р. Желлера в 60–70-х гг. XX века в Гренобле [2]. В источниках такого типа электроны в плазме удерживаются в магнитной ловушке, а их нагрев под действием внешнего СВЧ-излучения происходит в результате прохода через резонансные зоны. Отличительной особенностью генераторов плазмы данного типа является возможность получения многозарядных ионов с низким разбросом по энергиям, а удобство использования и надежность конструкции обеспечили широкое распространение. ЭЦР ионные источники очень разнообразны. Существуют компактные установки [3] с мощностью СВЧ-излучения на уровне 0.1–10.0 Вт и в то же время есть ионные источники с поглощаемой мощностью излучения в сотни кВт [4]. По мере развития источников ЭЦР-типа стали ясны шаги по улучшению таких установок: увеличение ча-

стоты внешнего СВЧ-излучения приводит к повышению концентрации плазмы и средней кратности ионизации [5]. И по сей день этот путь модернизации источников является основным. Уже существуют и функционируют 3 поколения ЭЦР ионных источников и разрабатывают источники четвертого поколения [6]. Принцип работы источников разных поколений оставался неизменным, но росла величина магнитного поля в ловушке и, соответственно, частота нагрева. Для первого поколения ЭЦР ионных источников характерны частоты излучения в диапазоне от 5 до 10 ГГц, для второго – от 10 до 20 ГГц. Для создания ловушки в этих источниках применяют теплые магниты и соленоиды. С переходом к источникам третьего поколения [7, 8] (с частотой нагрева в диапазоне от 20 до 30 ГГц) неизбежным стало использование сверхпроводников. Источники четвертого поколения [9] (с частотой нагрева более 30 ГГц) также проектируют с использованием сверхпроводящих магнитов, но более совершенной конструкции (а также с учетом опыта,

полученного при работе с источниками третьего поколения).

Для нагрева плазмы используют генераторы микроволнового излучения различных типов. Широко распространенные ЭЦР ионные источники на частоте 2.45 ГГц используют магнетрон [10, 11]. В ЭЦР ионных источниках второго поколения часто применяют клистроны и лампы бегущей волны [12, 13]. При увеличении частоты и мощности СВЧ-излучения безальтернативными источниками являются гиротроны [14]. Последние отличаются от остальных СВЧ-генераторов высоким уровнем выходной мощности (вплоть до 1 МВт в непрерывном режиме [15]) и высокой частотой излучения (до 1 ТГц [16]). Кроме использования в ионных источниках, их активно применяют для нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза, для проведения спектроскопических исследований и для микроволновой обработки материалов.

Для создания и удержания плазмы применяют различные конфигурации: многокасповая [17]; типа “min-B” в конфигурации с гексаполем [18]; типа “min-B” в конфигурации “бейсбол” [19]; простой пробкотрон [20]; пробкотрон с объемной резонансной зоной [21]; касповая [22].

ЭЦР ионные источники можно разделить на два вида по типу удержания плазмы: классические [23] и газодинамические [24].

Классический режим удержания можно охарактеризовать бóльшим временем кулоновского рассеяния электронов по сравнению с газодинамическим временем выноса плазмы из ловушки. Следовательно, “конус потерь” – область в пространстве скоростей, частицы в которой (т.е. с такими скоростями) не могут быть удержаны ловушкой – остается незаполненной, так как время жизни электронов в этой области меньше, чем характерное время их переноса в “конус потерь”. Для существующих ионных источников характерное время жизни электрона в ловушке составляет ~ 1 мс. За это время в процессе нагрева электроны могут приобрести высокую энергию (~ 100 кэВ). Электроны с такой энергией участвуют в получении ионов с высокой кратностью заряда. Для таких источников характерен высокий средний заряд ионного пучка, но ток пучка относительно небольшой (< 10 мА), что является следствием относительно долгого времени жизни плазмы. Плазменные неустойчивости могут снизить время жизни плазмы и поэтому их необходимо подавлять. В источниках классического типа в основном используют магнитные ловушки типа “min-B”, обеспечивающие подавление магнито-гидродинамических неустойчивостей.

Газодинамические ЭЦР ионные источники были разработаны в Институте прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН) в ходе исследований ЭЦР разряда в простой зер-

кальной магнитной ловушке под воздействием мощного излучения гиротронов с длиной волны внутри диапазона 1–1000 мм. Изначально эти исследования были мотивированы попыткой существенного усовершенствования традиционных источников многозарядных ионов за счет значительного повышения частоты греющего излучения в соответствии с хорошо известными правилами подобия для таких систем. Однако первые эксперименты на установке в ИПФ РАН были возможны только в импульсном режиме при длительности импульса ~ 1 мс. Это наложило принципиальные ограничения на диапазон давлений нейтрального газа в плазменной камере, в котором было возможно развитие разряда за столь короткое время. Рабочие давления оказались существенно выше, чем в традиционных источниках многозарядных ионов, что не позволило реализовать характерные для таких систем условия горения плазмы. Высокие частоты столкновений в формируемой плотной плазме привели к тому, что механизм удержания плазмы оказался сильностолкновительным с газодинамическим истечением плазмы через пробки ловушки (время рассеяния электронов в “конус потерь” оказалось меньше времени газодинамического выноса плазмы из ловушки), в отличие от бесстолкновительного режима удержания разреженной горячей плазмы в традиционных ЭЦР источниках.

Время жизни частиц газодинамической плазмы в компактной магнитной ловушке составило несколько десятков мкс, что на несколько порядков меньше, чем в классических системах. В этом случае плотность потока ионов на два порядка превосходит показатели классических источников, а ток пучка может достигать нескольких сотен мА [25]. Большие, по сравнению с классическими источниками, потери электронов существенно сказались на их средней энергии. Даже при мощности нагрева на уровне 100 кВт температура электронов не превышала нескольких сотен эВ. Из этого следует тот факт, что средняя кратность заряда ионов в плазме меньше по сравнению с классическими источниками. Плотность плазмы была в диапазоне $10^{13}–10^{14}$ см $^{-3}$. Для удержания плазмы используют осесимметричные ловушки (пробкотрон, касп), имеющие более простую конструкцию. В них достижимы более высокие значения магнитного поля (по сравнению с классическими источниками), что позволяет применять нагрев на более высокой частоте (например, был реализован нагрев на частоте 75 ГГц [26]).

Газодинамическим ЭЦР ионным источникам нашли заметное число применений, где описанное выше сочетание параметров плазмы (температура несколько сотен эВ, плотность $10^{13}–10^{14}$ см $^{-3}$) оказалось крайне выгодно. Ионные источники на основе этого разряда позволили формировать ионные пучки легких ионов или тяжелых ионов с умеренным средним зарядом с рекордными то-

ками при их высоком качестве (с низким эмиттансом).

Газодинамические источники можно применять как источник многозарядных ионов [27]; инжектор пучков легких ионов высокой интенсивности [20]; источник пучков отрицательных ионов водорода [28]; источник вакуумного ультрафиолетового излучения [29]; источник широкоапертурных плотных пучков ионов [30]; компактный нейтронный генератор для бор-нейтронозахватной терапии [31]; точечный источник нейтронов для нейтронной томографии [32, 33].

На данный момент в Институте прикладной физики РАН разработаны два ЭЦР ионных источника с газодинамическим типом удержания. Экспериментальная установка SMIS 37 [4] (Simple Mirror Ion Source) предназначена для работы в импульсном режиме. Плазма поддерживается излучением гиротрона с частотой 37.5 ГГц и мощностью до 100 кВт, магнитное поле создается соленоидами, работающими в импульсном режиме. Другая установка GISMO [34] может работать в непрерывном режиме. Ее магнитная ловушка состоит из постоянных магнитов [35]. Плазма создается с помощью СВЧ-излучения гиротрона на частоте 28 ГГц и с мощностью до 10 кВт.

Рассмотрим подробнее ионный источник в контексте его использования для компактного нейтронного источника на базе линейного ускорителя. Среди существующих установок и проектов нейтронных генераторов этого типа (IFMIF [36], SARAF [37], FRANZ [38], MUNES [39], DARIA [40]) большинство имеет в качестве инжектора легких ионов источник на основе ЭЦР разряда.

К ионному инжектору предъявляют следующие требования. Он должен создавать пучок легких ионов с низким эмиттансом и высоким током (порядка нескольких сотен мА). Также важным условием является продолжительная и стабильная работа источника ионов, что является залогом бесперебойной работы нейтронной установки в целом. Не всегда указанные требования могут быть выполнены.

С этой точки зрения, газодинамические ЭЦР ионные источники обладают всеми необходимыми свойствами для того, чтобы быть использованными в качестве инжекторов легких ионов для компактных нейтронных источников.

ПРОТОТИП ПРОТОННОГО ИНЖЕКТОРА ДЛЯ ПРОЕКТА DARIA

Для начала опишем подробно требования, которым должен удовлетворять протонный инжектор. На выходе из инжектора необходимо создать импульсный протонный пучок с током 100 мА, длительностью импульса 100 мкс и частотой повторения до 1 кГц, энергией в диапазоне 40–60 кэВ,

полным нормализованным эмиттансом (по доле пучка 95%) около $1 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

В ИПФ РАН оба газодинамических источника (SMIS и GISMO) могут быть рассмотрены в качестве инжектора протонов в линейный ускоритель для использования в рамках проекта DARIA. На установке SMIS ранее был получен протонный пучок с током 500 мА при нормализованном среднеквадратичном эмиттансе, равном $0.07 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ [41]. А на установке GISMO были ранее проведены измерения эмиттанса протонного пучка [42], которые продемонстрировали перспективность использования источника данного типа в качестве протонного инжектора проекта DARIA.

Как было сказано ранее, импульсная установка SMIS работает на большей частоте нагрева и с большей входной мощностью излучения по сравнению с непрерывной установкой, что приводит к формированию пучка большей интенсивности. И с этой точки зрения построение протонного инжектора на базе установки SMIS более оправдано. Однако мощная высокочастотная система является существенно более дорогой и в тоже время предварительные результаты на установке GISMO говорят о наличии принципиальной возможности достижения проектных параметров пучка. При исследовании состава ионного пучка было установлено, что содержание примесей не превышает 1%. Следовательно, высокая чистота протонного пучка на входе в ускоритель достигается без использования поворотных магнитов. Дополнительным фактором, снижающим долю примесей в пучке, является наличие магнитных линз в канале транспортировки пучка.

Таким образом, для реализации протонного инжектора в рамках проекта DARIA выбрана непрерывная установка GISMO. С учетом сказанного ранее, применен следующий способ формирования последовательности импульсов тока ионного пучка: плазма горит непрерывно, ионный пучок также извлекается непрерывно, а затем с помощью прерывателя пучка формируют требуемые импульсы. Данный способ является наиболее гибким и позволяет создавать импульсы любой наперед заданной конфигурации. Импульсную подачу ускоряющего напряжения не применяют, так как характерное время установления стационарного режима формирования пучка составляют 10–100 мкс.

Одной из составляющих переходных процессов является достижение компенсации пространственного заряда пучка. Для этого необходимо ионизовать ионным пучком достаточное количество молекул фонового газа. Характерное время установления компенсации τ можно оценить следующим образом:

$$\tau = \frac{1}{\sigma v n},$$

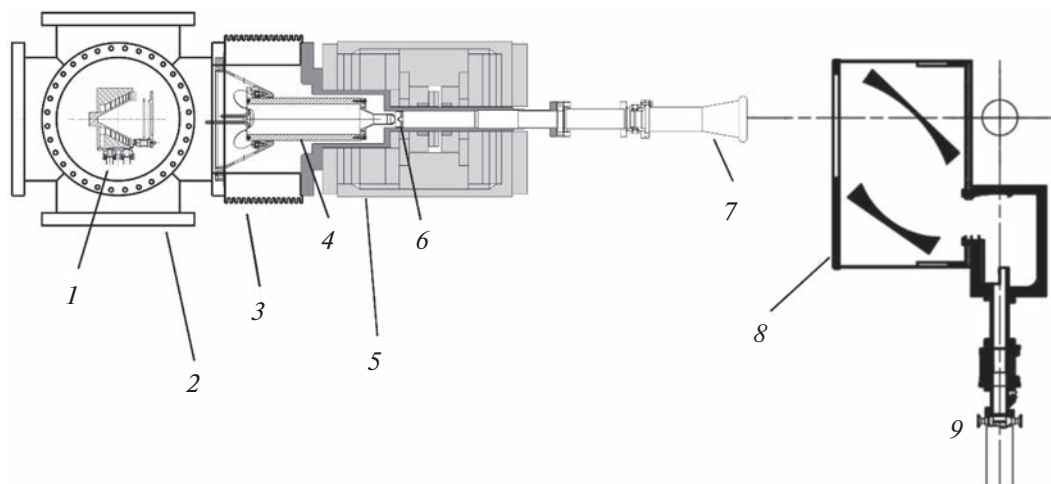


Рис. 1. Схема экспериментальной установки GISMO: 1 – цилиндр Фарадея; 2 – диагностическая камера; 3 – изолятор; 4 – пуллер; 5 – охлаждаемая плазменная камера и ловушка из постоянных магнитов; 6 – плазменный электрод; 7 – преобразователь гауссового пучка в моду TE_{11} круглого волновода; 8 – преобразователь моды TE_{21} круглого волновода в гауссов пучок; 9 – выходной тракт излучения гиротрона, в котором распространяется электромагнитное излучение на моде TE_{21} круглого волновода.

где σ – сечение ионизации молекул фонового газа ионным ударом (оценка дает значение $\sim 10^{-16}$ см²), v – скорость ионов в пучке, n – концентрация частиц фонового газа. Для протонного пучка с энергией 40 кэВ и характерного фонового давления в диагностической камере порядка 10^{-5} Торр время установления составляет около 100 мкс.

Общая схема установки GISMO представлена на рис. 1. Плазма создается с помощью непрерывного СВЧ-излучения гиротрона на частоте 28 ГГц с мощностью до 10 кВт. Излучение гиротрона проходит сначала через зеркальный преобразователь, на выходе из которого формируется пучок с гауссовым поперечным профилем. Затем он проходит через воздушный промежуток пространства, необходимый для высоковольтной изоляции плазменной камеры от волноводного тракта гиротрона и направляется в приемный рупор, проходит по СВЧ-вводу со встроенным каналом подачи газа. В сам разрядный объем СВЧ-излучение поступает, пройдя через согласующую электродинамическую систему, выполненную в виде клина. Плазменная камера имеет внутренний диаметр 32 мм. Для создания и удержания плазмы используют простую магнитную ловушку, выполненную из постоянных магнитов. “Пробочное отношение” – отношение величины магнитного поля в пробке к минимальному значению поля в ловушке на оси симметрии – равно $R_{\text{mirror}} = 6$, а магнитное поле в пробке составляет 1.6 Тл (значение магнитного поля, при котором реализуется холодный ЭЦР, для частоты 28 ГГц составляет 1 Тл). Расстояние между пробками составляет $L_{\text{plug}} = 120$ мм.

Приведем параметры плазмы, характерные для данной установки. В качестве рабочего газа ис-

пользуют водород. С помощью греющего излучения создается плазма с плотностью на уровне 10^{13} см⁻³, температурой электронов порядка 50 эВ и степенью ионизации, близкой к 100%. Экспериментально получены потоки плазмы с плотностью в пробке на уровне $1.5 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Диапазон рабочих давлений напускаемого газа, при котором проводят эксперименты по формированию ионного пучка, находится от 1.0 до 4.0 мТорр.

Стоит обратить внимание на особенности магнитной ловушки установки GISMO. Из-за использования постоянных магнитов снаружи от простой магнитной ловушки образуются каспы (рис. 2).

На установке GISMO система экстракции расположена внутри магнитов (рис. 1). Несмотря на то, что в ловушке сделано расширение для размещения экстрактора, оседанием ионного пучка на вытягивающем электроде (пуллере) нельзя пренебрегать. Также после каспа в расширителе образуется область с градиентом магнитного поля, которая выступает в качестве магнитной линзы, что приводит к зависимости угла расходимости пучка от энергии. Сила этой линзы такова, что слабо расходящийся протонный пучок формируется при энергии протонов около 30 кэВ.

В текущей конфигурации установки есть существенные недостатки, которые не позволяют полностью соответствовать требованиям проекта DARIA в настоящий момент. В первую очередь, не удастся сформировать на выходе пучок с требуемым током. Основная причина в том, что экстрактор находится достаточно глубоко внутри узкой части плазменной камеры. Это накладывает физические ограничения на размещение там электродов (в частности, размещение трехэлек-

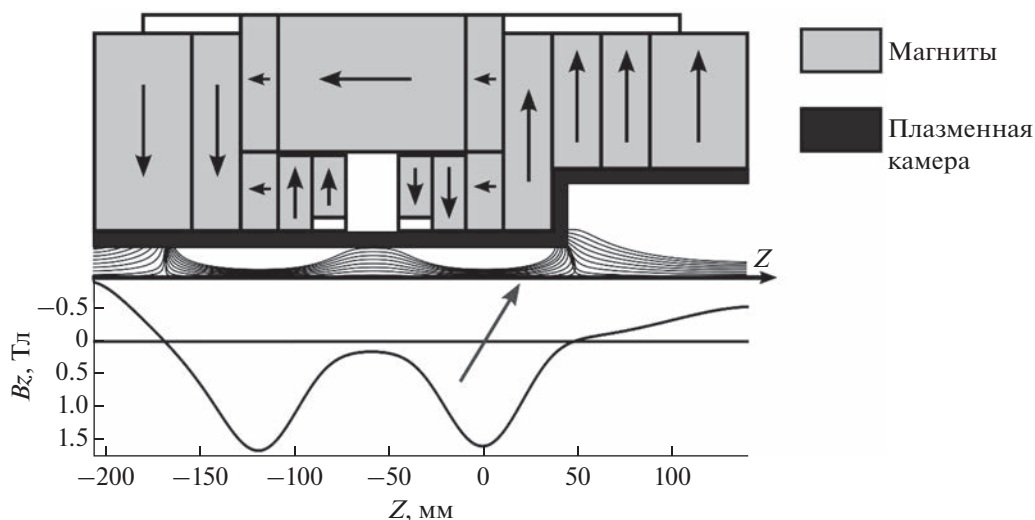


Рис. 2. Картина силовых линий магнитного поля установки GISMO. На рисунке изображены постоянные магниты (с указанием направления намагниченности), показано сечение плазменной камеры. Построены силовые линии магнитного поля и его профиль на оси Z . С левой стороны подается СВЧ-излучение и производится напуск нейтрального газа, а с правой извлекается ионный пучок. Стрелкой отмечено примерное расположение системы экстракции.

тродной системы на текущий момент невозможно при соблюдении необходимых зазоров с учетом величины подаваемых напряжений). Также, для характерной энергии пучка в 40–60 кэВ собственная магнитная линза ловушки имеет недостаточную силу. Это приводит существенным потерям ионного пучка на пуллере, так как ионный пучок проходит длинную дистанцию (около 300 мм) внутри трубы пуллера.

Еще одним ограничением является развитие паразитного разряда между плазменной камерой и пуллером. Для иллюстрации приведем зависимость тока паразитного разряда от напряжения между плазменной камерой и пуллером (рис. 3), которая была получена при следующих условиях: СВЧ-излучение не подавали в плазменную камеру и газ не напускали. Напряжение между плазменной камерой и пуллером подавали в условиях фонового вакуума (на уровне 5×10^{-6} Торр). С паразитным разрядом необходимо бороться, так как из-за этого происходит распыление материала с поверхности плазменной камеры и пуллера, что впоследствии приводит к оседанию его на внутренней поверхности высоковольтного изолятора, из-за чего изолятор загрязняется и происходит его пробой по поверхности. К тому же ток паразитного разряда придает дополнительную тепловую нагрузку на плазменную камеру и электроды, что нежелательно.

Для формирования пучка в импульсном режиме с требуемыми временными характеристиками необходимо разработать прерыватель.

РАЗРАБОТКА ПРОТОННОГО ИНЖЕКТОРА ДЛЯ ПРОЕКТА DARIA

Ранее были указаны недостатки текущей конфигурации ионного источника GISMO, которые не позволяют достичь проектных параметров пучка. Поэтому был запланирован комплекс работ, направленных на адаптацию существующего прототипа под конкретную задачу.

В этот план входит разработка следующих элементов протонного инжектора: магнитной системы удержания плазмы; охлаждаемой плазменной

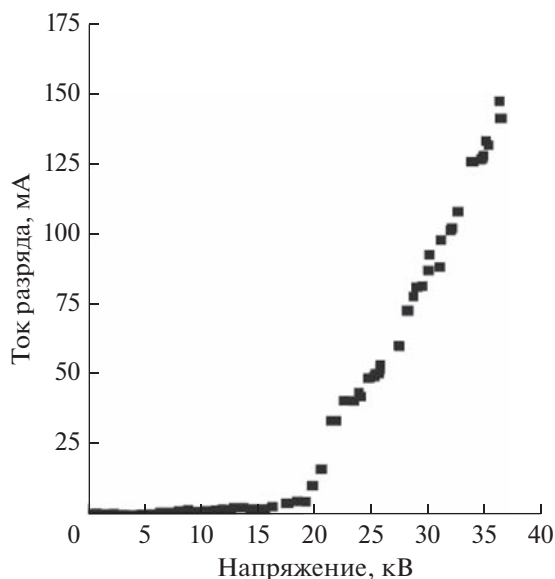


Рис. 3. Зависимость тока паразитного разряда от напряжения между плазменной камерой и пуллером.

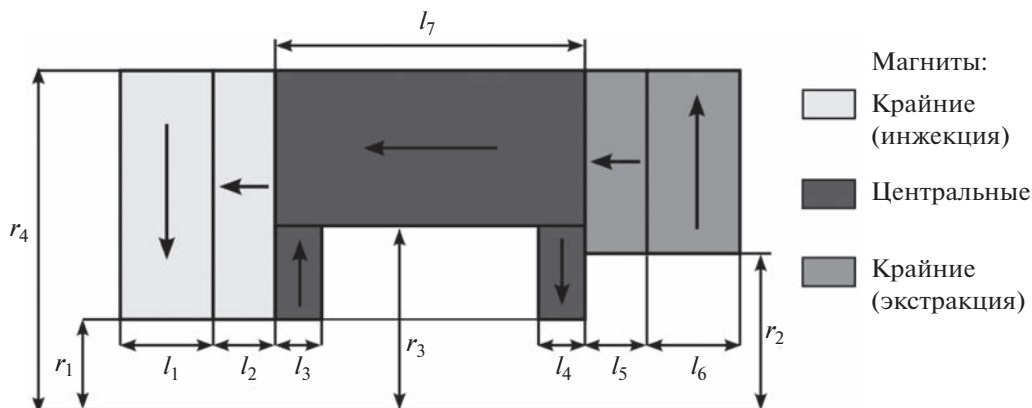


Рис. 4. Схема магнитной ловушки с указанием геометрических параметров ее составных частей. Ловушка имеет ось симметрии, обозначенную горизонтальной чертой снизу. Направление намагниченности указано стрелками. Цветом показано разделение магнитов на группы. Инжекция нейтрального газа и подача СВЧ-излучения осуществляется слева, а извлечение ионного пучка – справа.

камеры; системы извлечения пучка из плазмы (непосредственно, экстрактор); системы формирования пучка (магнитная линза); системы прерывания пучка (чоппер); поглотитель отклоненного пучка. В настоящий момент закончена разработка магнитной системы и системы извлечения пучка. Разработка остальных составляющих инжектора еще не окончена. Далее будут представлены результаты уже завершенных исследований, направленных на модернизацию ионного источника GISMO для его полного соответствия требованиям и использования в качестве протонного инжектора для линейного ускорителя проекта DARIA.

Разработка магнитной системы удержания плазмы

Данную задачу решали путем численного моделирования характеристик магнитной ловушки и подбора ее оптимальных параметров. Для проведения расчетов использовали программное обеспечение COMSOL Multiphysics. Данная магнитная ловушка для протонного инжектора состоит из постоянных магнитов из сплава Nd–Fe–В (N48). Ловушка похожа на осесимметричный пробкотрон, но имеет дополнительные каспы снаружи из-за особенностей постоянных магнитов. Общий вид магнитной системы показан на рис. 4. Она однозначно задана геометрическими параметрами своих составных частей.

Основными характеристиками ловушки, рассматриваемыми в данном случае, являлись: значения магнитного поля в пробках на оси симметрии (со стороны инжекции нейтрального газа – B_{inj} и со стороны экстракции пучка – B_{ext}); минимальная величина магнитного поля на оси симметрии ловушки в области между пробками (B_{min});

расстояние между пробками (L_{plug}). Для удобного извлечения ионов из ловушки (за счет большего доступного пространства для расположения системы формирования пучка) магнит имел расширение справа.

К ловушке предъявляют следующие основные требования. Значение магнитного поля в пробках должно быть примерно 1.5 Тл, что определяется оптимальными условиями нагрева плазмы и зависит от частоты СВЧ-излучения. В данном ионном источнике предполагали использование излучения гиротрона (частота 28 ГГц, мощность до 10 кВт в непрерывном режиме). Поле в пробке магнитной ловушки должно быть выше резонансного (равного 1 Тл) для обеспечения эффективного нагрева плазмы. Исходя из того условия, что новая магнитная ловушка должна быть сходной по своим параметрам с уже существующей, введем следующие допустимые значения параметров: “пробочное отношение” должно находиться в пределах 5.5 ± 0.5 , а расстояние между пробками – 120 ± 10 мм.

Минимальный внутренний диаметр магнита составлял 50 мм, что соответствует текущей ловушке GISMO. Следующие параметры выбраны с учетом более удобного размещения экстрактора внутри магнита: внутренний диаметр магнита в расширении – 160 мм, длина расширенной части магнита – 100 мм. Положение пробки со стороны экстракции ионного пучка должно быть как можно ближе к расширению магнита.

Оптимизацию магнитной ловушки для макета плазменной части ЭЦР протонного инжектора проводят по параметрам, которыми описана конфигурация магнитов (как показано на рис. 4). Среди параметров $r_1 - r_4, l_1 - l_7$ есть те, которые определяются внешними условиями (так были

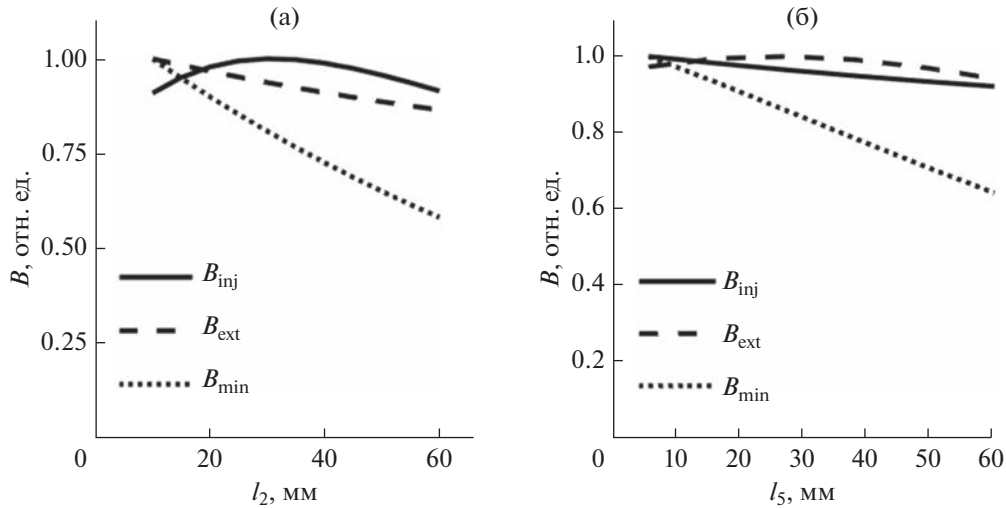


Рис. 5. Графики зависимости параметров магнитной ловушки B_{inj} , B_{min} , B_{ext} от параметров l_2 (а) и l_5 (б). Магнитные поля нормированы на свое максимальное значение.

выбраны $r_1 = 25$ мм, $r_2 = 80$ мм, $l_5 + l_6 = 100$ мм). По остальным параметрам необходимо провести оптимизацию. Также есть параметры, которые заведомо увеличивают магнитное поле (l_1 , r_4), однако их увеличение приводит к повышению массы магнита. Их оптимизация проведена в последнюю очередь.

Основная задача заключалась в том, чтобы обеспечить высокое значение магнитного поля в пробке со стороны экстракции, так как в этой части имеется недостаток магнитного материала (в связи с наличием экстрактора).

Можно мысленно разбить ловушку на 3 составные части (рис. 4): крайняя часть со стороны инъекции, центральная часть, крайняя часть со стороны экстракции. Из-за большого числа параметров магнитной ловушки оптимизация проведена в несколько этапов, с переходом от крайних магнитов и к центральными. При таком способе результаты варьирования параметров можно более наглядно анализировать. Поэтому на первом этапе оптимизированы размеры l_2 и l_5 , что соответствует магнитам из крайних частей. Затем — параметры l_3 , l_4 , r_3 и l_7 , что соответствует центральной части. В последнюю очередь варьировали величины l_1 и r_4 .

Рассмотрим первый этап оптимизации параметров l_2 и l_5 . Первый соответствует толщине кольца с аксиальной намагниченностью в крайней части ловушки со стороны инъекции, а второй — аналогичному кольцу со стороны экстракции. На графике (рис. 5) представлены нормированные значения магнитного поля для большей информативности. Параметр l_2 в основном влия-

ет на величину B_{inj} и у зависимости $B_{inj}(l_2)$ существует максимум. С другой стороны, увеличение l_2 приводит к снижению полей B_{min} и B_{ext} . Для параметра l_5 рассуждения аналогичные, но относятся к пробке со стороны экстракции. Исходя из этого, возьмем $l_5 = 30$ мм, что соответствует максимуму $B_{ext}(l_5)$ и $l_2 = 15$ мм, что является компромиссным между увеличением поля в пробке со стороны инъекции и уменьшением со стороны экстракции. Также из соотношения $l_5 + l_6 = 100$ мм следует, что $l_6 = 70$ мм.

В качестве второго этапа провели оптимизацию параметров l_3 и l_4 (рис. 6), которые задают толщины внутренних колец с радиальной намагниченностью в центральной части магнита. Эти два магнита находятся в центре ловушки и существенно влияют на B_{min} . В качестве оптимальных значений выберем $l_3 = 15$ мм и $l_4 = 90$ мм. Это позволит добиться значений магнитного поля, близких к требуемым. Далее рассмотрим параметры r_3 и l_7 (рис. 7), которые соответствуют внутреннему радиусу и толщине центрального кольца с аксиальной намагниченностью. Величина r_3 меняет соотношение между внутренними центральными магнитами и внешним. Эта величина существенно влияет на минимальное значение магнитного поля ловушки на оси симметрии. Выберем $r_3 = 80$ мм, что дает близкое к требуемому значение B_{min} . Параметр l_7 определяет расстояние между крайними частями ловушки. При увеличении этого расстояния уменьшается взаимное влияние крайних частей ловушки друг на друга. Также увеличивается расстояние между пробками. Выберем значение $l_7 = 120$ мм, так как оно обеспечива-

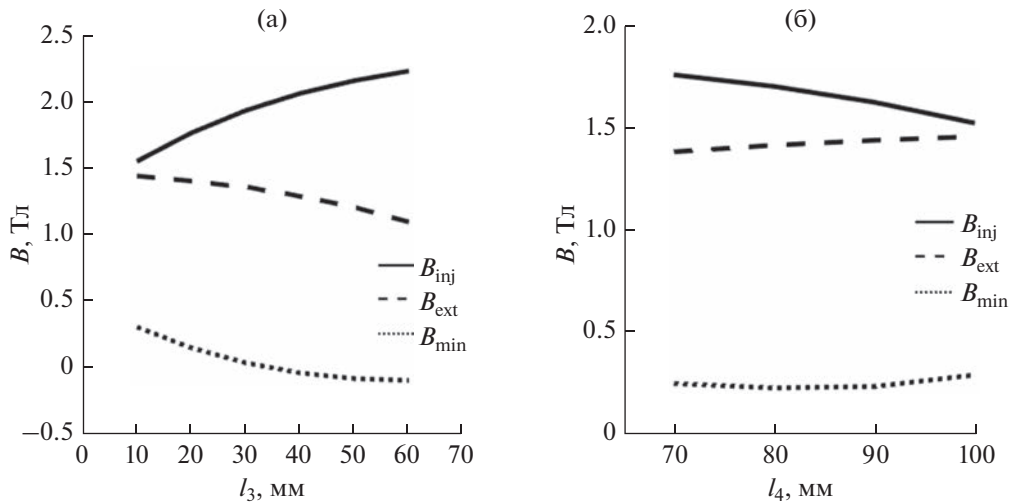


Рис. 6. Графики зависимости параметров магнитной ловушки B_{inj} , B_{min} , B_{ext} от параметров l_3 (а) и l_4 (б).

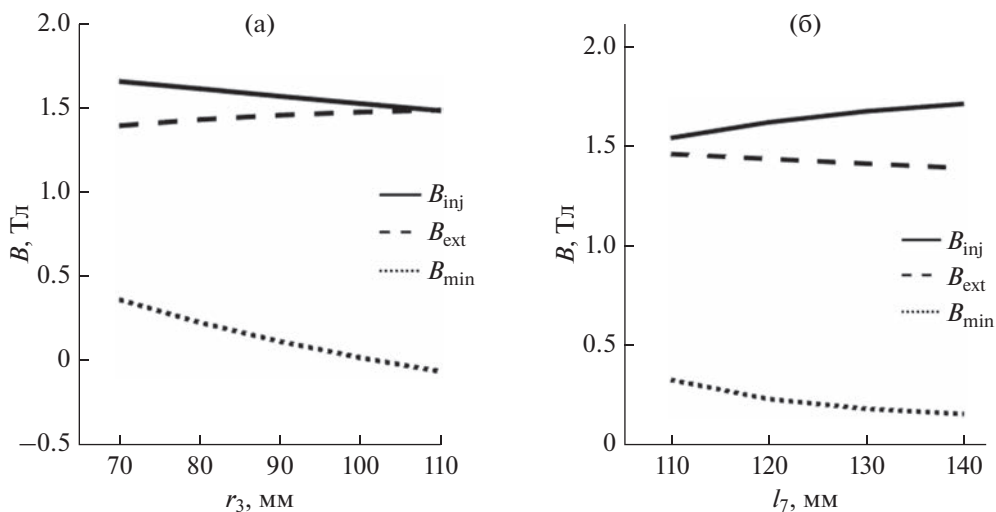


Рис. 7. Графики зависимости параметров магнитной ловушки B_{inj} , B_{min} , B_{ext} от параметров r_3 (а) и l_7 (б).

ет близкие к необходимым значения поля B_{min} и расстояния между пробками L_{plug} .

На третьем этапе провели оптимизацию магнитной ловушки с параметрами r_4 и l_1 (рис. 8), которые соответствуют радиусу всего магнита и толщине кольца с радиальной намагниченностью в крайней части магнита со стороны инжекции. В данном случае важно учитывать массу магнита. Оптимальными значениями являются следующие: $l_1 = 170$ мм, $r_4 = 200$ мм.

Для удобства дальнейшего описания введем цилиндрическую систему координат, в которой ось Z направлена вдоль оси симметрии магнита, а начало отсчета выбрано так, чтобы плоскость $Z = 0$ совпадала с границей между центральной обла-

стью и крайней со стороны инжекции. Ось Z направлена от области инжекции в сторону экстракции.

До этого момента магнитную ловушку рассматривали в идеализированном случае без учета каких-либо внешних факторов. Однако существуют некоторые условия, которые приводят к изменению конфигурации ловушки. Во-первых, рассмотрим зависимость величины магнитного поля на оси системы от продольной координаты (рис. 9), на которой присутствует пик магнитного поля вблизи $Z = -300$ мм. Он находится вне разрядной камеры (где непосредственно зажигается плазма) и располагается в СВЧ-вводе. Для текущей конфигурации величина этого поля выше 1 Тл, что говорит о наличии зон ЭЦР на оси

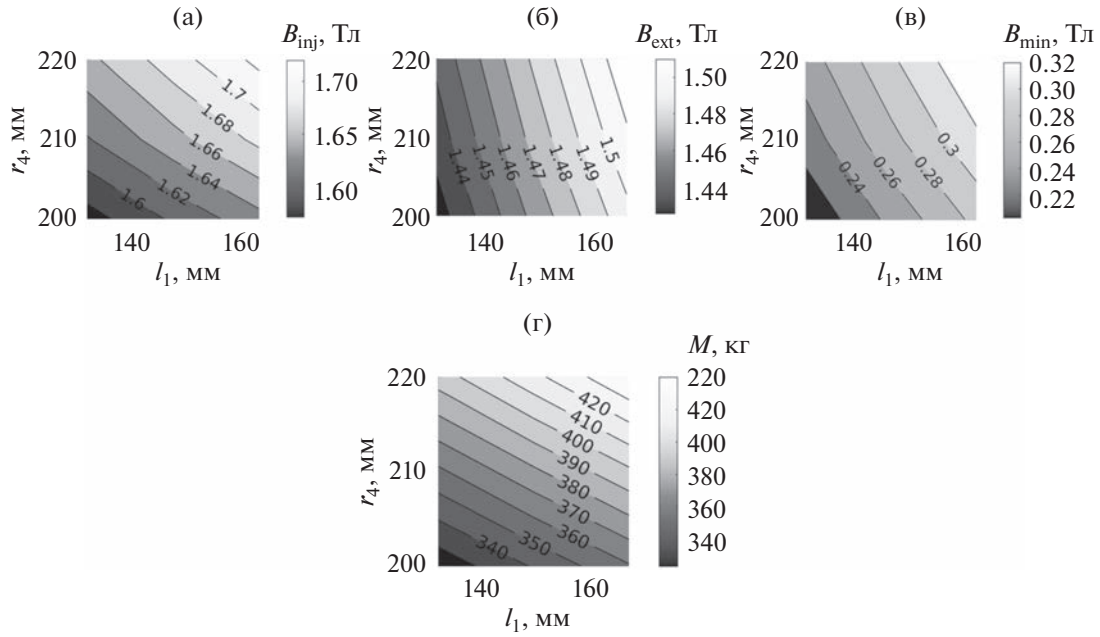


Рис. 8. Зависимость параметров магнитной ловушки B_{inj} , B_{min} , B_{ext} и массы магнита M от параметров r_4 и l_1 .

СВЧ-ввода. Так как давление газа в этом месте не может быть существенно ниже, чем давление в плазменной камере (из-за наличия окон для ввода СВЧ-излучения в плазменную камеру), то в этом месте возникнет паразитный ЭЦР разряд в волноводном тракте, которого необходимо избежать. Важно, что разряд будет загораться в силовых трубках магнитного поля, которые опираются на вводное окно для СВЧ-излучения, что за короткое время приведет к его прогару. Следовательно, необходимо уменьшить магнитное поле в этом пике. Снижение магнитного поля достигается за счет введения дополнительных магнитов с аксиальной намагниченностью в угол ловушки (магниты 1, 2 на рис. 10).

Во-вторых, существуют механические ограничения, которые не позволят собрать ловушку с рассчитанными геометрическими параметрами. Необходимо учесть зазоры между магнитами и предусмотреть наличие бандажей, без которых невозможно будет собрать магниты воедино. Это приведет к незначительному уменьшению величины магнитного поля по сравнению с идеализированной магнитной системой.

После учета указанных выше факторов был проведен расчет для оптимальной конфигурации, согласно которому магнитная ловушка имеет следующие характеристики: значение магнитного поля в пробке со стороны инъекции газа $B_{inj} = 1.55$ Тл и со стороны экстракции пучка $B_{ext} = 1.44$ Тл, минимальная величина поля в ловушке $B_{min} = 0.28$ Тл (“пробочное отношение” равно

5.14), расстояние между пробками $L_{plug} = 125$ мм, масса магнитов $M = 376$ кг. Схема магнитной ловушки представлена на рис. 10.

Разработка системы извлечения пучка из плазмы

Следующей частью исследований была разработка системы формирования протонного пучка, что было реализовано путем численного моделирования, результаты которого приведены ниже. Требования к характеристикам пучка ионного источника были следующими: полный ток пучка – 100 мА; энергия частиц в пучке – 40 кэВ; полный нормализованный эмиттанс (95% пучка) – не более $1 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

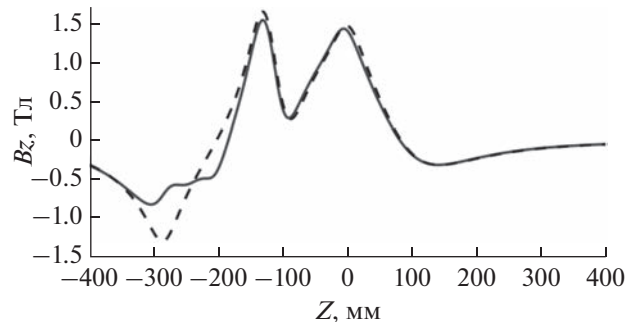


Рис. 9. Распределение магнитного поля на оси для магнитной ловушки, полученной в результате оптимизации. Красной сплошной линией обозначена финальная конфигурация, а синим пунктиром – идеализированный случай.

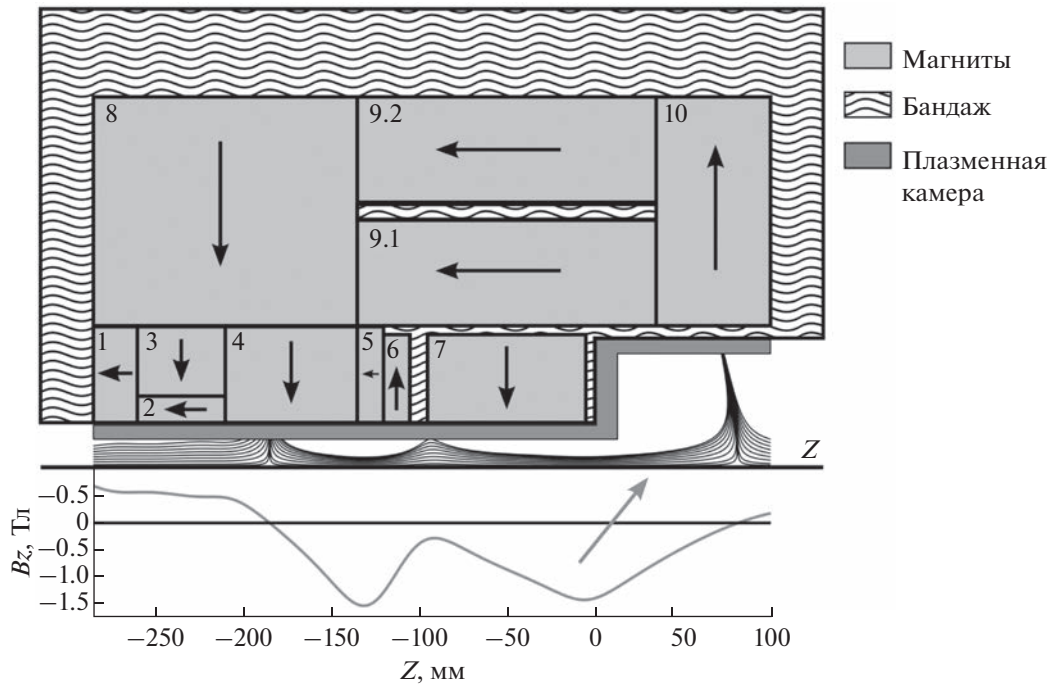


Рис. 10. Схема финального дизайна магнитной ловушки DARIA. На рисунке изображены и пронумерованы постоянные магниты (с указанием направления намагниченности), показано примерное сечение плазменной камеры. Построены силовые линии магнитного поля и его профиль на оси Z. С левой стороны подается СВЧ-излучение и производится напуск нейтрального газа, а с правой извлекается ионный пучок. Стрелкой отмечено примерное расположение системы экстракции.

Моделирование процесса формирования сильноточного пучка ионов проводили с использованием пакета библиотек с открытым исходным кодом IBSimu [43]. С помощью данного программного пакета были рассчитаны траектории движения ионов для различных конфигураций системы экстракции. Моделирование проводили в трехмерном пространстве с учетом внешнего магнитного поля и пространственного заряда пучка. В расчетах использована модель плазмы, в которой концентрация электронов заданы аналитически и соответствует распределению Больцмана.

Поток плазмы, из которого формируется ионный пучок, задан следующими параметрами: температурой ионов ($T_i = 1$ эВ); электронной температурой ($T_e = 50$ эВ); энергией поступательного движения ионов в направлении их извлечения ($E_0 = 50$ эВ); потенциалом плазмы ($U_{pl} = 50$ В). Указаны значения величин, характерные для плазмы ЭЦР разряда, получаемые в эксперименте. Для простоты считали, что в ионный пучок состоит на 100% из протонов.

Для данного протонного инжектора рассмотрена трехэлектродная одноапертурная система экстракции, которая состоит из плазменного, вы-

тягивающего (пуллера) и заземленного электродов. Она дополнена магнитной линзой, которая формирует слабо расходящийся ионный пучок. Схема системы формирования ионного пучка показана на рис. 11. В данном случае использовано магнитное поле от идеализированной магнитной линзы, то есть не учтена ее конструктивные осо-

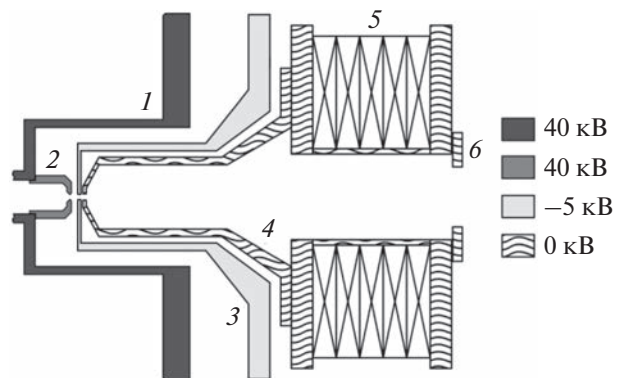


Рис. 11. Система формирования ионного пучка (система экстракции и магнитная линза): 1 – плазменная камера; 2 – плазменный электрод; 3 – вытягивающий электрод (пуллер); 4 – заземленный электрод; 5 – соленоид магнитной линзы; 6 – диафрагма.

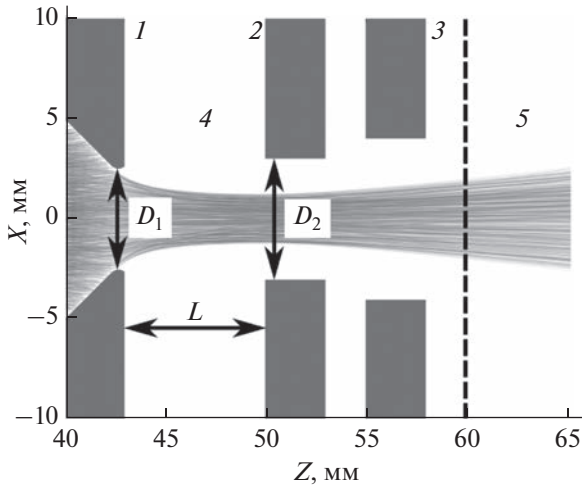


Рис. 12. Система экстракции с указанием геометрических параметров: 1 – плазменный электрод; 2 – вытягивающий электрод (пуллер); 3 – заземленный электрод; 4 – область пространства, в которой, предположительно, компенсация пространственного заряда нулевая; 5 – часть расчетной области, в которой степень компенсации составляет 90%. Граница между областями 4 и 5 обозначена пунктирной линией. Ионный пучок показан красным цветом.

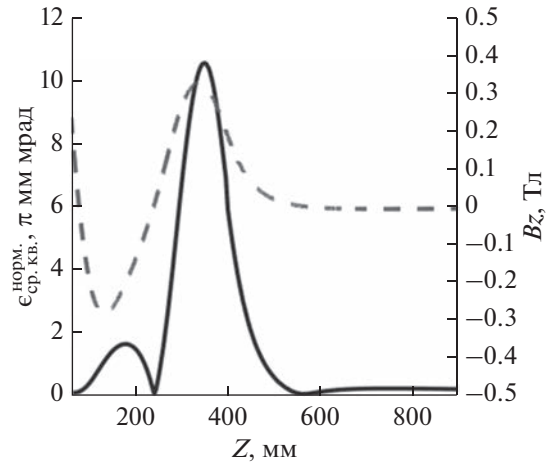


Рис. 13. Зависимость эмиттанса пучка (сплошная линия) и Z -компоненты магнитного поля на оси (пунктирная линия) от продольной координаты.

бенности, которые могут лишь незначительно исказить магнитное поле.

Плазменный электрод электрически связан с плазменной камерой и имеет заданный потенциал 40 кВ относительно заземленного электрода, который определяется требованиями к энергии пучка на выходе. Вытягивающий электрод имеет потенциал -5 кВ и необходим для создания потенциального барьера для электронов, компенсирующих пространственный заряд пучка. В расчете учтено наличие компенсации пространственного заряда пучка на уровне 90%, что является характерным значением для ионных пучков с аналогичными значениями тока и энергии [44, 45].

Система формирования пучка характеризуется тремя параметрами – диаметром отверстия плазменного электрода D_1 , межэлектродным расстоянием L и диаметром отверстия пуллера D_2 . Ток соленоида магнитной линзы подбирают таким образом, чтобы сформировать пучок с малым углом расходимости (с максимальным углом расходимости в несколько десятков мрад). При расчете траекторий ионного пучка напряженность магнитного поля (создаваемого только соленоидом) в центре линзы составила 0.33 Тл.

Из плазмы извлекается пучок с током больше необходимого для того, чтобы затем удалить его часть на периферии с помощью диафрагмы. Это

улучшит качество пучка, так как снижается негативное влияние aberrаций на краях электродов.

Найдем оптимальную конфигурацию (набор параметров D_1, L, D_2) системы экстракции, позволяющую получить пучок с минимальным эмиттансом. Геометрия системы экстракции показана на рис. 12.

На рис. 13 показана характерная зависимость эмиттанса от продольной координаты на оси. Для удобства будем рассматривать нормализованные среднеквадратичные эмиттансы пучков. Сравнение конфигураций экстрактора проводится по значению эмиттанса пучка в сечении $Z = 700$ мм, на выходе из области с магнитным полем.

Рассмотрим конфигурации для $D_1 = 4, 5, 6$ мм. В этих случаях площадь эмитирующей поверхности различается. Исходя из этого, начальная плотность потока ионов в плазме выбирали таким образом, чтобы полный ток оставался неизменным. Изменение плотности потока реализуется при перемещении экстрактора вдоль оси за счет изменения величины магнитного поля на срезе экстрактора. Однако магнитный поток через отверстие плазменного электрода поддерживали постоянным. Следовательно, вклад в эмиттанс пучка со стороны магнитного поля остается неизменным, так как он пропорционален величине магнитного поля и квадрату начального радиуса пучка. Предполагаем, что плотность тока ионов в пробке магнитной ловушки ($B = B_{\text{plug}}$) составляет $J_{\text{plug}} = 1.5$ А/см². Эту величину можно пересчитать в сечение с произвольным значением магнитного поля $B = B_0$ следующим образом: $J_0 = J_{\text{plug}} (B_0/B_{\text{plug}})$. Для $D_1 = 4$ мм начальная плот-

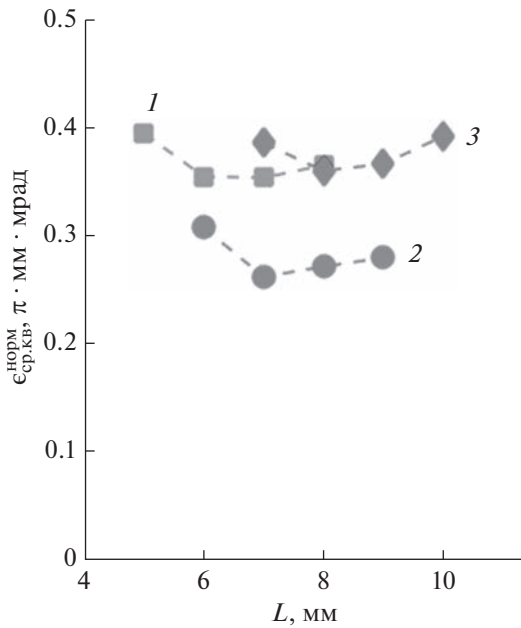


Рис. 14. Зависимость среднеквадратичного эмиттанса в сечении $Z = 700$ мм от межэлектродного расстояния L для различных конфигураций: $D_1 = 4$ (1); 5 (2); 6 мм (3).

ность тока составила 1 А/см^2 , для $D_1 = 5$ мм – 640 мА/см^2 , для $D_1 = 6$ мм – 450 мА/см^2 , что соответствует полному извлекаемому току 125 мА .

Выберем $D_2 = 6$ мм для всех конфигураций. Графики зависимости среднеквадратичного эмиттанса от межэлектродного расстояния приведены на рис. 14. Таким образом, конфигурация $D_1-L-D_2 = 5-7-6$ является наиболее оптимальной среди рассматриваемых.

Дальнейшая оптимизация экстрактора связана с уменьшением aberrаций в пучке. Этого можно достичь за счет изменения профиля электродов. Добавим дополнительную фаску в плазменном электроде. Пусть ее толщина составляет 1 мм , а его поперечный размер dR будем варьировать. Следует отметить, что межэлектродное расстояние необходимо уменьшить на величину толщины фаски. На рис. 15 показано сравнение результатов расчета пучка для двух случаев – с фаской и без нее.

Из сравнения диаграмм эмиттанса в сечении $Z = 43$ мм можно сделать вывод о том, что добав-

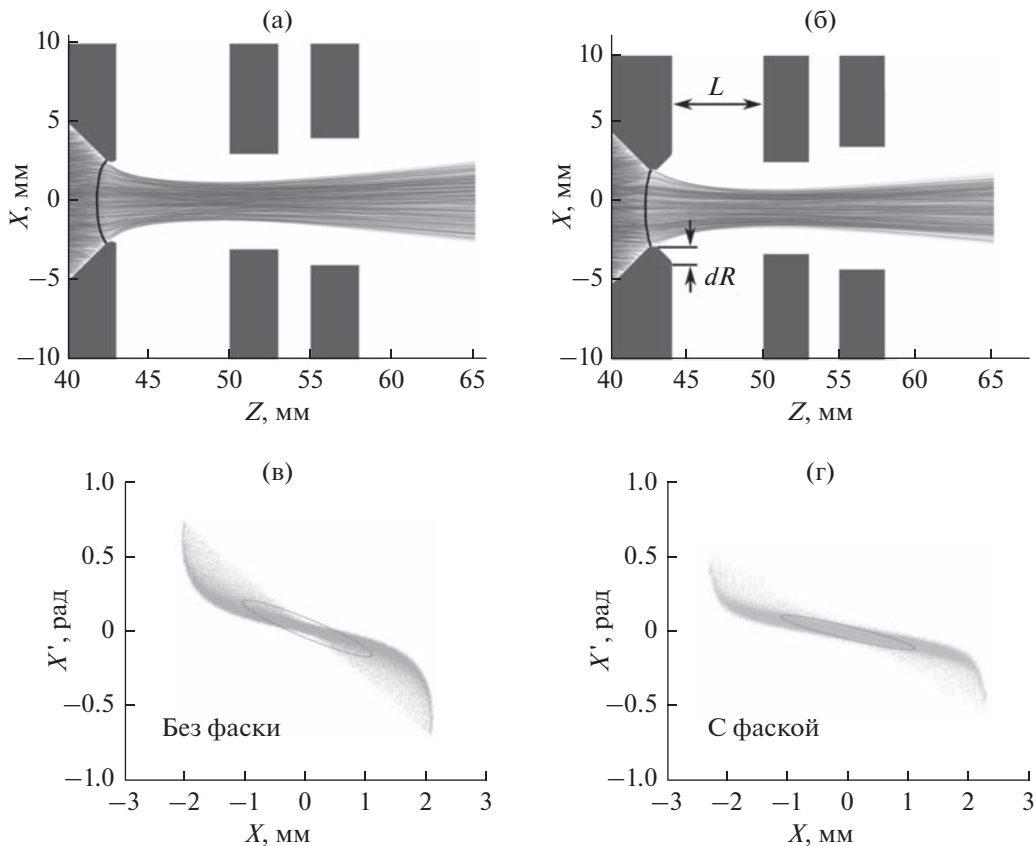


Рис. 15. Сравнение результатов формирования ионных пучков для различных систем экстракции (а, б). Красным цветом показаны траектории ионов (черной линией обозначен плазменный мениск), а также приведены диаграммы эмиттансов (в, г) в сечении, близком к положению мениска ($Z = 43$ мм).

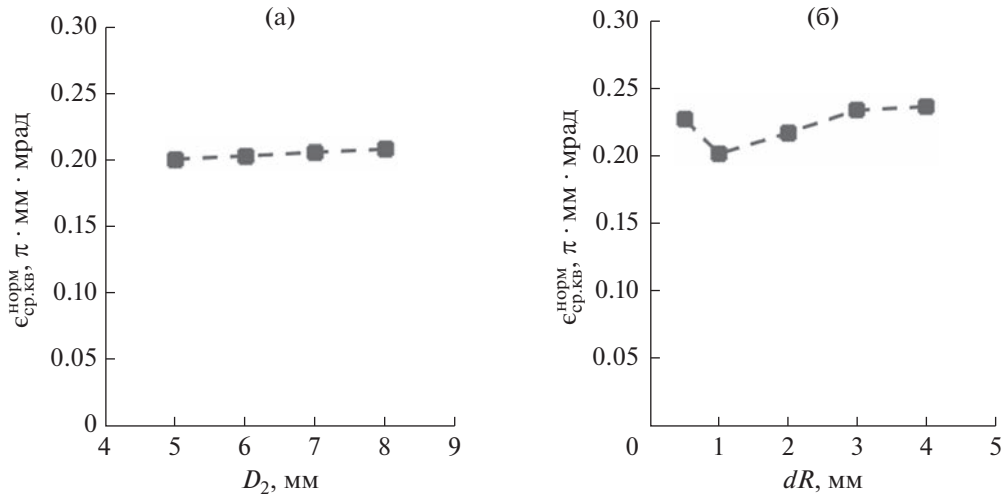


Рис. 16. График зависимости среднеквадратичного эмиттанса в сечении $Z = 700$ мм от величин D_2 (а) и dR (б).

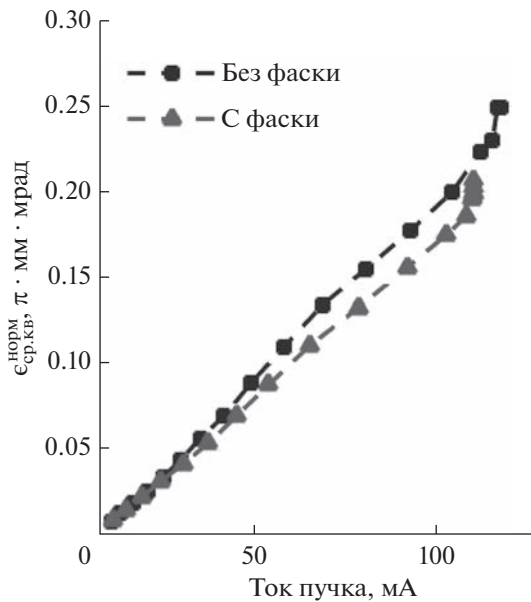


Рис. 17. Зависимость среднеквадратичного эмиттанса от выходного тока пучка после прохождения через диафрагму для двух случаев: с фаской (1) и без нее (2).

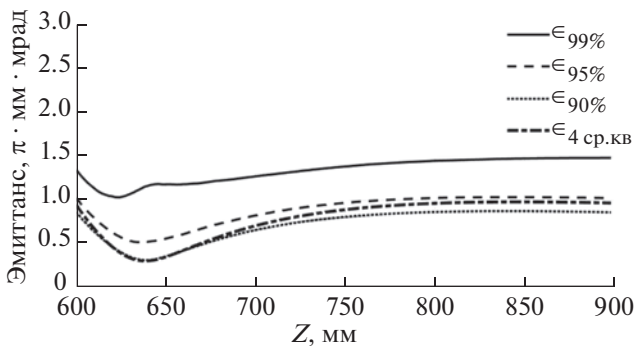


Рис. 18. Зависимость учетверенного среднеквадратичного эмиттанса и полного эмиттанса долей пучка от продольной координаты.

ление фаски в системе приводит к уменьшению S -образных хвостов на диаграмме эмиттанса. Путем варьирования параметров было установлено, что $dR = 1$ мм и $D_2 = 5$ мм являются оптимальными (рис. 16).

Еще одним способом уменьшения эмиттанса пучка является использование диафрагмы, удаляющей часть пучка с периферии. Несмотря на то, что ток пучка в результате этого уменьшается, диафрагма снижает негативное влияние краевых эффектов. График зависимости эмиттанса от тока пучка для разных размеров диафрагмы представлен на рис. 17. Выберем наименьший размер диафрагмы, который обеспечивает ток пучка не ниже заданного.

На этом оптимизация экстрактора завершена. В результате можно построить зависимость эмиттанса пучка (как учетверенного среднеквадратичного, так и полного для 90%, 95% и 99% долей пучка) от продольной координаты для полученной конфигурации экстрактора (рис. 18). В итоге (в результате проведения расчетов) получен ионный пучок с энергией 40 кэВ, током 103 мА и полным нормализованным эмиттансом (по доле пучка 95%), равным $1.02 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана магнитная ловушка из постоянных магнитов, адаптированная для использования в протонном инжекторе. Основное отличие новой ловушки — возможность размещения экстрактора непосредственно в расширителе. За счет большего доступного пространства расстояние между заземленным электродом и плазменной камерой может быть увеличено, что приведет к

повышению напряжения, при котором загорается паразитный разряд. Вопрос самого возникновения паразитного разряда при работе рассмотренного источника подлежит экспериментальной проверке.

Был проведен поиск оптимальной конфигурации экстрактора, в которой формируется протонный пучок, удовлетворяющий требованиям. После определения геометрических размеров экстрактора была проведена работа по снижению краевых эффектов, негативно влияющих на качество пучка. Для этого был изменен профиль плазменного электрода и применена диафрагма. В итоге был проведен расчет, в котором получен протонный пучок с необходимыми характеристиками.

Следующими шагами в адаптации ионного источника для использования в качестве протонного инжектора проекта DARIA являются: борьба с паразитным разрядом между заземленным электродом и плазменной камерой (в случае его возникновения); разработка охлаждаемой плазменной камеры, соленида магнитной линзы, прерывателя пучка (чоппер) и поглотителя отклоненного пучка.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках научного проекта № 075-15-2022-830 “Разработка компактных источников фотонов и нейтронов на базе новых технологий линейных ускорителей — основных элементов лазера на свободных электронах и импульсных нейтронных источников”, финансируемого Министерством образования Российской Федерации.

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Geller R.* Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas. Institute of Physics. Bristol, 1996. P. 434.
2. *Geller R.* // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1976. V. 23. № 2. P. 904. <https://www.doi.org/10.1109/TNS.1976.4328376>
3. *Sortais P., Lamy T., Médard J., Angot J., Latrasse L., Thuillier T.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. № 2. P. 02B314. <https://www.doi.org/10.1063/1.3272878>
4. *Skalyga V.A., Golubev S.V., Izotov I.V., Lapin R.L., Razin S.V., Sidorov A.V., Shaposhnikov R.A.* // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. № 10. P. 984. <https://www.doi.org/10.1134/S1063780X19080087>
5. *Geller R.* // Annual Rev. Nucl. Particle Sci. 1990. V. 40. № 1. P. 15. <https://www.doi.org/10.1146/annurev.ns.40.120190.000311>
6. *Lyneis Claude M., Leitner D., Todd D.S., Sabbi G., Prestemon S., Caspi S., Ferracin P.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. № 2. P. 02A321. <https://www.doi.org/10.1063/1.2816793>
7. *Benitez J.Y., Franzen K.Y., Hodgkinson A., Loew T., Lyneis C.M., Phair L., Saba J., Strohmeier M., Tarvainen O.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. № 2. P. 02A311. <https://www.doi.org/10.1063/1.3662119>
8. *Sun L., Zhang W.H., Fang X., Guo J.W., Wu W., Feng Y.C., Zhang X.Z., Ma Y.M., Ma H.Y., Shen Z., Yang T.J., Yang Y., Zhao B., Zhao H.W., Ma L.Z.* // Proceedings of ECRIS2016, Busan, Korea, 2016. P. 43.
9. *Sun L., Lu W., Zhao H.W., Guo J.W., Wu W., Wu B. M., Ou X.J., Mei E.M., Zheng S.J., Zhang X.Z., Li L.B., Zhu L., Xin C.J., Guan M.Z., Chen Y.Q., Wang X.D.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2022. V. 2244. № 1. P. 012021. <https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/2244/1/012021>
10. *Wu W., Peng Sh., Ma T., Ren H., Zhang J., Zhang T., Jiang Y., Li K., Xu Y., Zhang A., Wen J., Guo Z., Chen J.* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. № 10. P. 101501. <https://www.doi.org/10.1063/1.5109240>
11. *Gammino S., Celona L., Ciavola G., Maimone F., Mascali D.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. № 2. P. 02B313. <https://www.doi.org/10.1063/1.3266145>
12. *Pham A.N., Leitner D., Glennon P., Ottarson J., Lawton D., Portillo M., Machicoane G., Wenstrom J., Lajoie A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. V. 376. P. 77. <https://www.doi.org/10.1016/j.nimb.2016.02.016>
13. *Skalyga V.A., Izotov I.V., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Kiseleva E.M., Tarvainen O., Koivisto H., Toivanen V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. № 38. P. 385201. <https://www.doi.org/10.1088/1361-6463/ac0e59>
14. *Denisov G.G., Glyavin M.Yu., Tsvetkov A.I., Ereemeev A.G., Kholoptsev V.V., Plotnikov I.V., Bykov Y.V., Orlov V.B., Morozkin M.V., Shmelev M.Yu., Kopelovich E.A., Troitsky M.M., Kuznetsov M.V., Zhurin K.A., Novikov A.Yu., Bakulin M.I., Sobolev D.I., Tai E.M., Soluyanov E.A., Sokolov E.V.* // IEEE Transactions on Electron Devices. 2018. V. 65. № 9. P. 3963. <https://www.doi.org/10.1109/TED.2018.2859274>
15. *Thumm M.K.A., Denisov G.G., Sakamoto K., Tran M.Q.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. № 7. P. 073001. <https://www.doi.org/10.1088/1741-4326/ab2005>
16. *Idehara T., Sabchevski S.P., Glyavin M., Mitsudo S.* // Appl. Sci. 2020. V. 10. № 3. P. 980. <https://www.doi.org/10.3390/app10030980>
17. *Mathew J.V., Bhattacharjee S.* // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82. № 1. P. 013501. <https://www.doi.org/10.1063/1.3514989>
18. *Bekhterev V., Bogomolov S., Efremov A.* // Proceedings of HIAT2015, Yokohama, Japan, 2015. P. 238.
19. *Kalvas T., Tarvainen O., Toivanen V., Koivisto H.* // J. Instrumentation. 2020. V. 15. № 6. P. P06016. <https://www.doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/p06016>

20. *Skalyga V., Izotov I., Razin S., Sidorov A., Golubev S., Kalvas T., Koivisto H., Tarvainen O.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. № 2. P. 02A702. <https://www.doi.org/10.1063/1.4825074>
21. *Bilheux H.* // AIP Conference Proceedings. 2003. V. 680. № 1. P. 1058. <https://www.doi.org/10.1063/1.1619890>
22. *Bokhanov A.F., Zorin V.G., Izotov I.V., Razin S.V., Sidorov A.V., Skalyga V.A.* // Plasma Phys. Rep. 2007. V. 33. № 5. P. 347. <https://www.doi.org/10.1134/s1063780x07050017>
23. *Shirkov G.D.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1993. V. 2. № 4. P. 250. <https://www.doi.org/10.1088/0963-0252/2/4/004>
24. *Skalyga V.A., Izotov I.V., Golubev S.V., Razin S.V., Sidorov A.V., Viktorov M.E.* // Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. № 3. P. 033502. <https://www.doi.org/10.1063/5.0075486>
25. *Skalyga V., Izotov I., Golubev S., Sidorov A., Razin S., Vodopyanov A., Tarvainen O., Koivisto H., Kalvas T.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. № 2. P. 02A716. <https://www.doi.org/10.1063/1.4934213>
26. *Skalyga V.A., Izotov I.V., Sidorov A.V., Golubev S.V., Razin S.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. № 3. P. 033503. <https://www.doi.org/10.1063/1.4978278>
27. *Sidorov A., Dorf M., Zorin V., Bokhanov A., Izotov I., Razin S., Skalyga V., Roßbach J., Spädtke P., Balabaev A.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. № 2. P. 02A317. <https://www.doi.org/10.1063/1.2805640>
28. *Lapin R.L., Skalyga V.A., Izotov I.V., Golubev S.V., Razin S.V., Bokhanov A.F., Kazakov M.Yu., Shaposhnikov R.A., Kiseleva E.M., Tarvainen O.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1647. № 1. P. 012012. <https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/1647/1/012012>
29. *Lapin R.L., Skalyga V.A., Golubev S.V., Izotov I.V., Razin S.V., Tarvainen O.* // J. Appl. Phys. 2022. V. 131. № 9. P. 093301. <https://www.doi.org/10.1063/5.0074388>
30. *Skalyga V.A., Golubev S.V., Izotov I.V., Shaposhnikov R.A., Razin S.V., Sidorov A.V., Bokhanov A.F., Kazakov M.Yu., Lapin R.L., Vybin S.S.* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. № 12. P. 123511.
31. *Skalyga V., Izotov I., Golubev S., Sidorov A., Razin S., Strelkov A., Tarvainen O., Koivisto H., Kalvas T.* // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. № 9. P. 093301. <https://www.doi.org/10.1063/1.4929955>
32. *Golubev S.V., Skalyga V.A., Izotov I.V., Sidorov A.V., Razin S.V., Shaposhnikov R.A., Lapin R.L., Bokhanov A.F., Kazakov M.Yu.* // J. Instrumentation. 2019. V. 14. № 01. P. C01007. <https://www.doi.org/10.1088/1748-0221/14/01/c01007>
33. *Golubev S.V., Skalyga V.A., Izotov I.V., Razin S.V., Shaposhnikov R.A., Vybin S.S., Bokhanov A.F., Kazakov M.Yu., Shlepnev S.P., Burdonov K.F., Soloviev A.A., Starodubtsev M.V.* // J. Instrumentation. 2021. V. 16. № 2. P. T02008. <https://www.doi.org/10.1088/1748-0221/16/02/t02008>
34. *Skalyga V.A., Bokhanov A.F., Golubev S.V., Izotov I.V., Kazakov M.Yu., Kiseleva E.M., Lapin R.L., Razin S.V., Shaposhnikov R.A., Vybin S.S.* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. № 12. P. 123308. <https://www.doi.org/10.1063/1.5128489>
35. *Skalyga V.A., Izotov I.V., Mironov E.A., Voitovich A.V., Palashov O.V.* // AIP Conference Proceedings. 2016. V. 1771. № 1. P. 070014-1. <https://www.doi.org/10.1063/1.4964238>
36. *Knaster J., Garin P., Matsumoto H., Okumura Y., Sugimoto M., Arbeiter F., Cara P., Chel S., Facco A., Favuzza P., Furukawa T., Heidinger R., Ibarra A., Kanemura T., Kasugai A., Kondo H., Massaut V., Molla J., Micciche G., O'hira S., Sakamoto K., Yokomine T., Wakai E.* // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. № 10. P. 102016. <https://www.doi.org/10.1088/1741-4326/aa6a6a>
37. *Mardor I., Aviv O., Avrigeanu M., Berkovits D., Dahan A., Dickel T., Eliyahu I., Gai M., Gavish-Segev I., Halfon S., Hass M., Hirsh T., Kaiser B., Kijel D., Kreisel A., Mishnayot Y., Mukul I., Ohayon B., Paul M., Perry A., Rahangdale H., Rodnizki J., Ron G., Sasson-Zukran R., Shor A., Silverman I., Tessler M., Vaintraub S., Weissman L.* // Europ. Phys. J. A. 2018. V. 54. № 5. <https://www.doi.org/10.1140/epja/i2018-12526-2>
38. *Schweizer W., Ratzinger U., Klump B., Volk K.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. № 2. P. 02A743. <https://www.doi.org/10.1063/1.4842335>
39. *Pisent A., Fagotti E., Colautti P.* // Proceedings of LINAC2014, Geneva, Switzerland. 2014. P. 261–263.
40. *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>
41. *Izotov I., Skalyga V., Razin S., Sidorov A., Golubev S., Kalvas T., Koivisto H., Tarvainen O.* // Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany, 2014. P. 604. <https://www.doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2014-MOPRI012>
42. *Barabin S.V., Kropachev G.N., Lukashin A.Yu., Kulevoy T.V., Vybin S.S., Golubev S.V., Izotov I.V., Kiseleva E.M., Skalyga V.A., Grigoriev S.V., Kovalenko N.A.* // Technical Phys. Lett. 2021. V. 47. № 7. P. 485. <https://www.doi.org/10.1134/s1063785021050199>
43. *Kalvas T., Tarvainen O., Ropponen T., Steczkiewicz O., Ärje J., Clark H.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. № 2. P. 02B703. <https://www.doi.org/10.1063/1.3258608>
44. *Ferdinand R., Sherman J., Stevens R.R., Zaugg T.* // Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference. 1997. V. 3. P. 2723. <https://www.doi.org/10.1109/PAC.1997.752744>
45. *Chauvin N., Delferrière O., Duperrier R., Gobin R., Nghiem P.A.P., Uriot D.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. № 2. P. 02B320. <https://www.doi.org/10.1063/1.3678658>

Proton Injector for Compact Neutron Source DARIA Systems Optimization

S. S. Vybin¹ *, I. V. Izotov¹, E. A. Mironov¹, O. V. Palashov¹, V. A. Skalyga¹

¹*Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: vybinss@ipfran.ru*

This paper is devoted to magnetic trap and extraction system upgrade of ECR ion source GISMO to utilize it as a proton injector for linear accelerator of compact neutron source DARIA. An open permanent magnet (Nd–Fe–B) trap was designed. It was adjusted to place the extraction system inside a part of magnet with larger inner diameter. Then, the three-electrode extractor optimization was made. It was shown that the use of additional magnetic lens allows to produce the proton beam with a low divergence angle. The use of the magnetic trap and the extraction system as a part of the proton injector for DARIA project possibility was shown using computer modeling. The following steps of the proton injector creation are discussed.

Keywords: ion sources, high current ion beams, ECR discharge, gasdynamic ion source, magnetic trap, permanent magnets, ion beam formation system, numerical modeling, IBSimu, proton beam.

УДК 621.384.64

КОНСТРУКЦИЯ ПРОТОТИПА СЕКЦИЙ РЕЗОНАТОРА С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ DARIA

© 2023 г. А. И. Семенников^а, А. Л. Ситников^а, Г. Н. Кропачев^а,
Т. В. Кулевой^{а, *}, М. Ю. Науменко^б, О. В. Анфалова^б, В. С. Краев^б

^аНаучный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
Москва, 123182 Россия

^бРоссийский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский
институт технической физики им. академика Е.И. Забабахина, Снежинск, 456770 Россия

*e-mail: kulevoy@itep.ru

Поступила в редакцию 28.12.2022 г.

После доработки 15.02.2023 г.

Принята к публикации 15.02.2023 г.

Проект компактного источника нейтронов DARIA на основе линейного резонансного ускорителя протонов направлен на создание серийной установки, способной обеспечить российское научное сообщество импульсными нейтронными пучками с интенсивностями, сопоставимыми с интенсивностями исследовательских ядерных реакторов. Отсутствие делящегося вещества позволяет существенно снизить требования к радиационной безопасности таких установок и, следовательно, размещать их на площадке ведущих научных центров и университетов, готовящих специалистов в области нейтронной физики. В рамках гранта Министерства науки и высшего образования ведется разработка ключевых элементов установки. Представлена на обсуждение конструкция и последовательность изготовления полномасштабного макета секции ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой и резонатора с трубками дрейфа.

Ключевые слова: источник нейтронов, протонный ускоритель, ионный пучок, резонатор с трубками дрейфа, ускоритель с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, ВЧ-параметры, непрерывный режим, вакуумная пайка.

DOI: 10.31857/S1028096023070166, **EDN:** TDGUHD

ВВЕДЕНИЕ

Проект компактного источника нейтронов DARIA (Dedicated for Academic Research and Industrial Application) на основе линейного резонансного ускорителя протонов направлен на создание серийной установки, способной обеспечить научное сообщество Российской Федерации импульсными нейтронными пучками с интенсивностями, сопоставимыми с интенсивностями исследовательских ядерных реакторов [1]. Источник нейтронов на основе линейного резонансного ускорителя протонов состоит из сильноточного источника протонов [2, 3], линейного ускорителя [4–6], бериллиевой мишени [7], замедлителя нейтронов [8] и набора нейтронных станций [9–11]. Для контроля параметров высокоинтенсивного пучка разрабатывается уникальная система диагностики [12]. Разработку резонансного линейного ускорителя ведет Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики НИЦ “Кур-

чатовский институт” (бывший ИТЭФ). Ускоритель должен обеспечить ускорение до энергии 13 МэВ импульсного пучка протонов с интенсивностью 100 мА, длительностью импульса 100 мкс, следующего с периодичностью 100 имп./с. Несмотря на богатую историю развития ускорительной техники, в стране отсутствуют установки с такими параметрами. Главной проблемой при создании ускорителя является тот факт, что необходимо разработать и внедрить технологии изготовления резонаторов, способных работать в режиме малой скважности вплоть до ускорения непрерывного пучка (continuous wave). На сегодняшний день развитие таких технологий является ключевой задачей в физике и технике линейных резонансных ускорителей заряженных частиц. Можно говорить, что уже освоены технологии разработки резонаторов для ускорения пучков низкой интенсивности. Например, на установке RIKEN успешно функционирует линейный уско-

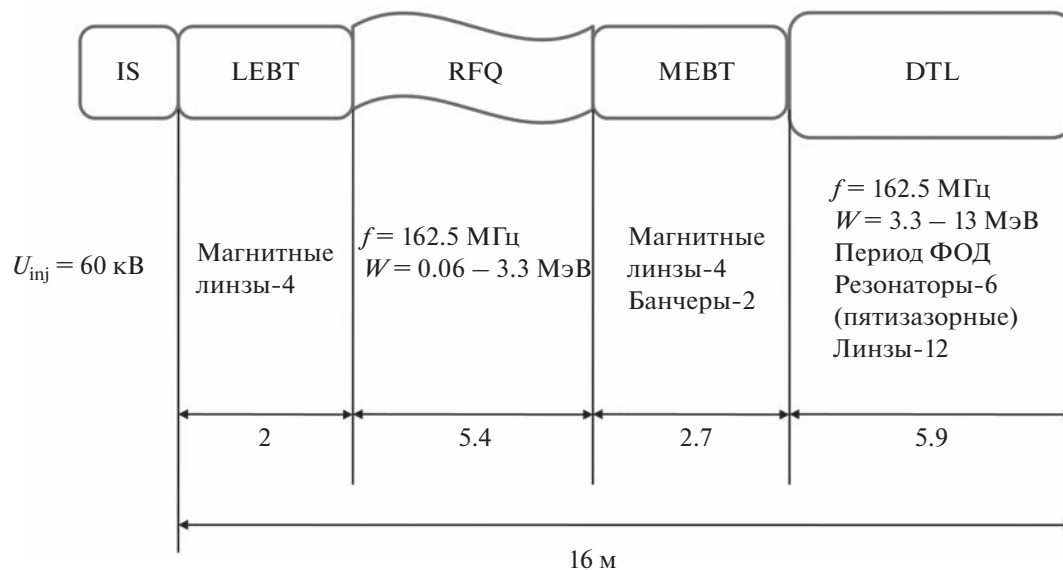


Рис. 1. Схема протонного линейного ускорителя: IS – ионный источник; LEBT – канал транспортировки низкоэнергетического пучка; RFQ – резонатор с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой; MEBT – канал транспортировки пучка средней энергии; DTL – набор резонаторов с трубками дрейфа и фокусирующими гибридными квадрупольными линзами.

ритель RILAC (Япония) [13], а на создаваемой установке FRIB (Facility for Rare Isotope Beams), сооружаемой в США, успешно проведены тестовые испытания начальной части установки [14]. Однако еще рано говорить о полностью решенной задаче ускорения в режиме непрерывного пучка. Все ускорительное сообщество наблюдает за тестовыми испытаниями, проводимыми на установке IFMIF, где в импульсном режиме при скважности, превышающей требуемую для DARIA, получен ускоренный ток ионов дейтерия 125 мА [15]. Используя опыт, накопленный сообществом разработчиков линейных ускорителей, в рамках проекта DARIA создают линейный резонансный ускоритель, состоящий из начальной части – резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой RFQ (Radio Frequency Quadrupole), основной части – набора резонаторов с трубками дрейфа DTL (Drift Tube Linac) – и фокусирующих гибридных квадрупольных линз, устанавливаемых между резонаторами [16] (рис. 1). В работе обсуждается выбор конструкции для изготовления полномасштабных макетов секций резонатора RFQ и первого резонатора DTL.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СЕКЦИИ RFQ И ЕЕ ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Для уменьшения поперечных размеров резонаторов RFQ выбрана ускоряющая конструкция со смещенными окнами связи [17]. На начальном

этапе было проведено сравнение параметров секции RFQ для конструкции трех видов: когда обечайка секции выполнена в виде цилиндра, как в [14], имеет в сечении вид восьмиугольника, как описано в [18], или квадрата, как описано в [15]. На рис. 2 показаны вышеперечисленные варианты.

Различные варианты резонаторов сравнивали при следующих фиксированных параметрах, определенных в результате моделирования динамики пучка [5] и предварительного моделирования конструкции электродов: частота 162.5 МГц; длина резонатора 778 мм; средний радиус апертуры R_0 9 мм; длина окна связи 230 мм; высота окна связи 90 мм; ширина основания электрода 78 мм; ширина вершины электрода 30 мм; длина сторон 345 мм; высота наконечников (с учетом немодулированных наконечников) 17.2 мм.

Результаты моделирования представлены в табл. 1. Сравнение результатов моделирования позволяет сделать вывод о том, что электродинамические характеристики резонаторов RFQ в различных конфигурациях мало различаются. В то же время конфигурация с квадратным сечением потребует заметно меньше материала для изготовления. Кроме того, такая конструкция значительно проще для организации пайки составных частей, что предопределило выбор в пользу данной конфигурации.

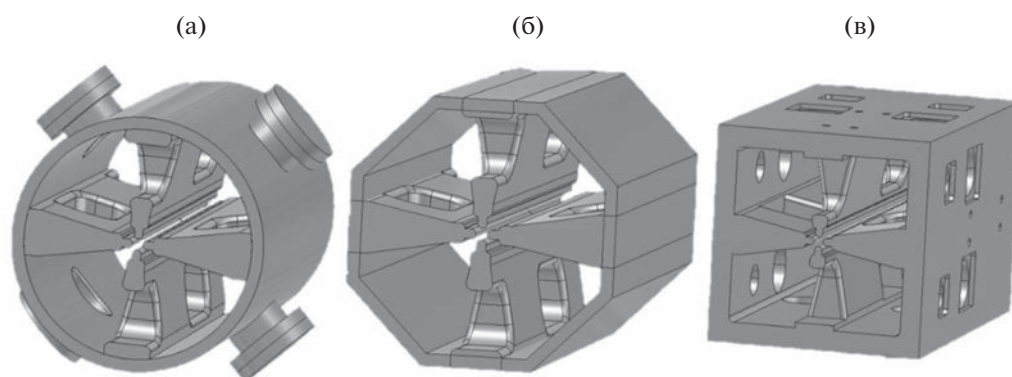


Рис. 2. Варианты исполнения секции RFQ с обечайкой: а – цилиндрической; б – с восьмиугольным сечением; в – с квадратным сечением.

Дополнительно на основе численного моделирования была построена зависимость собственной добротности резонатора квадратного сечения от радиуса скругления внутренних ребер резонатора. Полученная зависимость представлена на рис. 3. Ее анализ позволил установить максимум при радиусе 50 мм. Моделирование всего резонатора RFQ, составленного из секций квадратного сечения, дало возможность определить его электродинамические характеристики (табл. 2).

КОНСТРУКЦИЯ ПРОТОТИПА СЕКЦИИ RFQ

Результаты моделирования были использованы для конструирования макета отдельной секции резонатора RFQ. Конструкция секции представлена на рис. 4. Поскольку предполагается, что ускоритель будет работать в режиме малой скважности и, как следствие, с большой тепловой напряженностью отдельных узлов, резонатор должен быть изготовлен из бескислородной меди. Для макета была выбрана медь, соответствующая стандарту Cu–OF (С10200/М06 ГОСТ 859-2014) с содержанием кислорода не более 0.001%

(в тестовом образце содержание кислорода составило 0.00043%) и фосфора не более 0.002% (в тестовом образце 0.0001%).

Заложенные характеристики резонатора, а также использование меди как основного материала корпуса и электродов требуют применения технологии многоступенчатой пайки припоями, характеризующимися разными температурами плавления. Конструкция макета RFQ состоит из четырех электродов, четырех стенок резонаторов, торцевых фланцев и набора патрубков и бонок для подсоединения магистралей подачи и сброса охлаждающей жидкости (рис. 5). В каждой секции находятся две пары электродов – горизонтальная и вертикальная. Они отличаются не только модуляцией на гребне, но и расположением окон связи (рис. 6). Электроды устанавливаются на внутренние стенки резонатора, до того, как стенки будут соединены в общую конструкцию. В теле электрода сделаны каналы для охлаждающей жидкости, а на гребень электрода наносят модуляцию, определенную в результате моделирования динамики пучка [5]. Горизонтальный канал для потока охлаждающей жидкости в непосред-

Таблица 1. Сравнение варьируемых параметров секции RFQ разной конфигурации

Параметр	Сечение		
	цилиндрическое	восьмиугольное	квадратное
Диаметр резонатора, мм	385	370	323
Собственная добротность	12000	12000	11600
ВЧ-мощность потерь на секцию, кВт	119	119	120

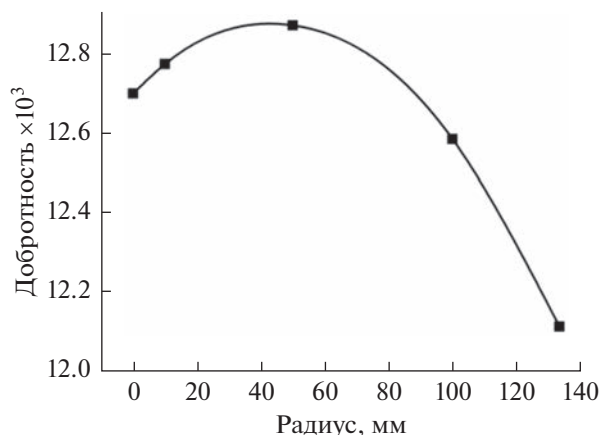


Рис. 3. График зависимости собственной добротности от радиуса скругления внутренних ребер резонатора.

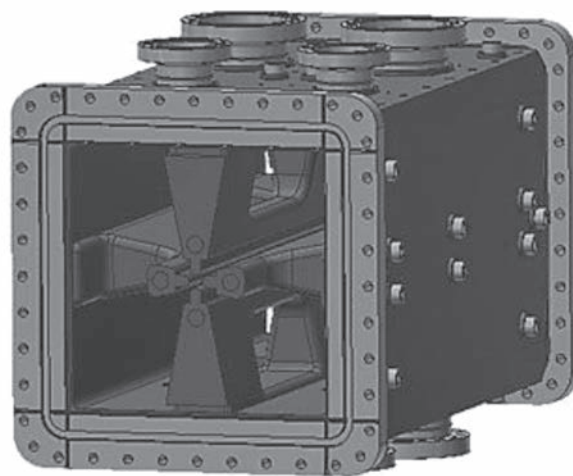


Рис. 4. Внешний вид секции в сборе.

ственной близости от гребня электрода изготавливают в ходе сверления. Его герметичность обеспечивает установка торцевой заглушки с применением технологии пайки (рис. 6). Ввод охлаждающей жидкости будет осуществляться через отверстия в основании электродов сквозь соответствующие отверстия в стенках резонатора. В этих местах припаивают соединительные резьбовые бонки. Стенки также разбиты на пары (рис. 6). В стенках аналогично электродам путем сверления изготавливают каналы для их охлаждения. Отверстия сверлят вдоль резонатора RFQ с последующей герметизацией торцевых технологических отверстий аналогично каналам охлаждения электрода. Охлаждающую жидкость вводят в каналы и выводят из них через специальные глухие отверстия, просверленные с внешней стороны стенок резонатора.

С внешней стороны на пару вертикальных стенок резонатора устанавливают только патрубки с бонками для последующего подсоединения охлаждающей жидкости. На пару горизонтальных

стенок резонатора с внешней стороны устанавливают патрубки большого сечения (с ДУ63 мм и ДУ100 мм), предназначенные для монтажа вводов ВЧ-мощности, подстроечных ВЧ-элементов (подвижных плунжеров), измерительных ВЧ-петель, а также элементов вакуумной системы (турбомолекулярных насосов, измерителей давления и входного фланца канала форвакуумной откачки). На каждой секции резонатора предусмотрено по четыре патрубка ДУ100 мм и четыре ДУ63 мм (рис. 7). Патрубки ДУ100 и ДУ63 выполняют в виде биметалла – основание, близкое к стенкам резонатора, изготавливают из бескислородной меди, а присоединительные фланцы – из нержавеющей стали. Торцевые фланцы секции также выполняют в виде биметаллических узлов. Внешнюю, торцевую, сторону изготавливают из нержавеющей стали (рис. 8), что обеспечивает механическую прочность соединения отдельных секций в единый резонатор. Промежуточная проставка – из меди.

Таблица 2. Электродинамические характеристики прототипа секции RFQ

Параметр	Величина
Резонансная частота, МГц	162.5
Межэлектродное напряжение, кВ	173
Добротность	13000
ВЧ-мощность на единицу длины, кВт/м	125
ВЧ-мощность на весь резонатор, кВт	680

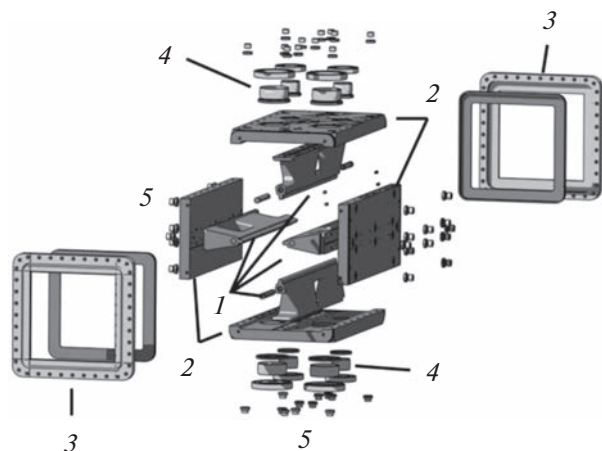


Рис. 5. Составные части секции RFQ: 1 – электроды; 2 – стенки секции резонатора; 3 – торцевые фланцы; 4 – боковые патрубки; 5 – бонки для подсоединения подводов с охлаждающей жидкостью.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

На первом этапе изготавливают электроды без нанесения модуляции на их гребень, стенки резонатора с припусками, патрубки, бонки, торцевые фланцы с припуском и запасом для последующего выполнения зуба для вакуумного уплотнения, промежуточные медные проставки, необходимые по технологии пайки. После этого производят сборку биметаллических узлов, т.е. спаивают радиальные патрубки, бонки с медными проставками, торцевые фланцы с подложкой.

На следующем этапе электроды, радиальные патрубки и бонки припаивают к стенкам резонатора. На этом же этапе заглушки впаивают в тело электрода. После этого на электроды наносят модуляцию согласно результатам моделирования динамики пучка [5], производят контрольную сборку в единый корпус для тестовых измерений электродинамических характеристик резонатора и, при необходимости, выполняют чистовую обработку привалочных поверхностей оснований и шлифовку соединяемых элементов. По окончании тестовых измерений отдельные части спаивают в единый резонатор, но без торцевых фланцев. Предварительно перед установкой торцевых фланцев проводят торцовку корпуса под эти фланцы.

На окончательном этапе изготовления припаивают торцевые фланцы (в горизонтальном положении корпуса), проводят проверку на отклонение от перпендикулярности привалочных поверхностей торцевых фланцев относительно оси и фрезеруют шпоночные пазы в торцевых фланцах (максимальное отклонение симметричности

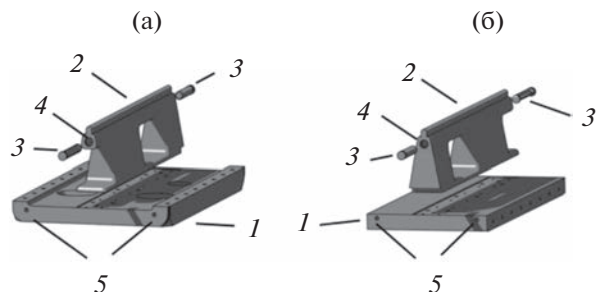


Рис. 6. Вертикальный (а) и горизонтальный (б) электроды с соответствующей стенкой резонатора: 1 – стенка секции резонатора; 2 – электрод; 3 – заглушка отверстия под канал охлаждения; 4 – отверстие для канала охлаждения электрода; 5 – отверстие под канал охлаждения в стенке резонатора.

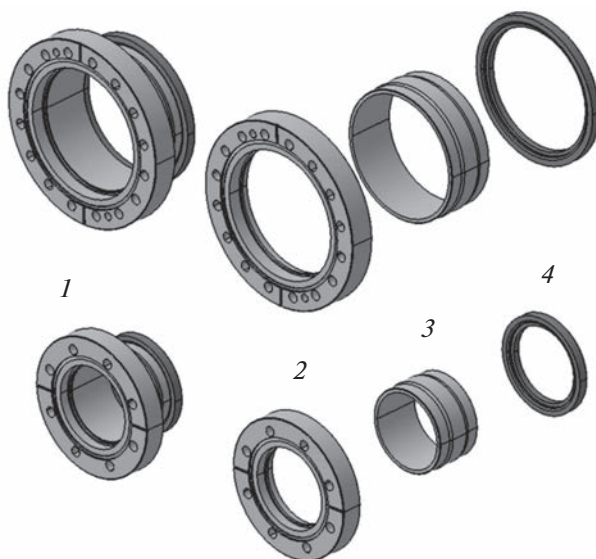


Рис. 7. Конструкция боковых патрубков с фланцами ДУ100 (вверху) и ДУ63 (внизу): 1 – патрубок с фланцем в сборе; 2 – фланец CF (ConFlat) из нержавеющей стали; 3 – патрубок из нержавеющей стали; 4 – промежуточная медная проставка.

50–100 мкм относительно плоскостей симметрии секции). В ходе пайки предполагается последовательно использовать припой нескольких марок. Для радиальных патрубков – биметалл ПМ17 (патрубок из нержавеющей стали спаивается с промежуточной медной проставкой, фланцы CF к нержавеющей трубкам привариваются методом аргоно-дуговой сварки). Для торцевых фланцев – биметалл ПМ17 с использованием ПМО12 (нержавеющий фланец спаивается с промежуточной медной проставкой). Для припаивания тела электрода к основанию вместе с заглушками, бонками, патрубками в сборе следует применять ПЗл-

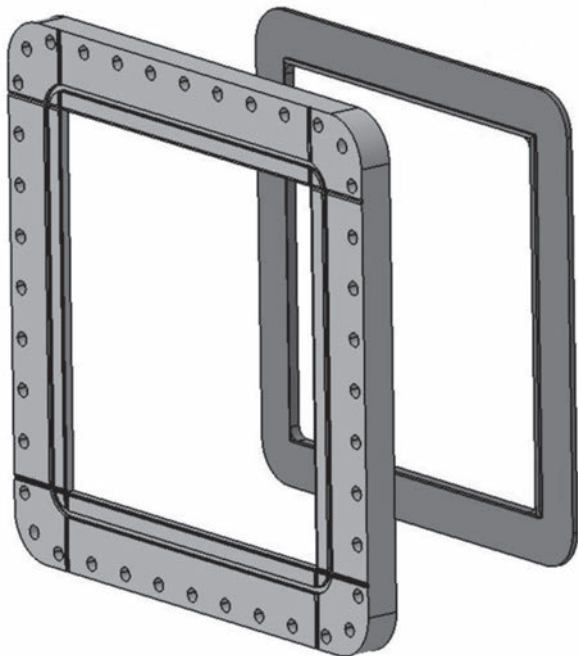


Рис. 8. Торцевой фланец из нержавеющей стали (1) и промежуточная медная проставка под него (2).

M50B, торцевых фланцев к корпусу – ПСР72, для спаивания стенок в единый корпус – ПСрМПД 65-20-15 В.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана конструкция полномасштабного макета секции резонатора RFQ. Конструкция позволяет обеспечить изготовление резонатора для работы в режиме малой скважности и в пределе – даже в режиме непрерывного пучка (continuous wave). В ближайшее время планируется изготовление макета секции RFQ для компактного источника нейтронов DARIA.

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.).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pavlov K.A., Konik P.I., Kovalenko N.A., Kulevoy T.V., Serebrennikov D.A., Subbotina V.V., Pavlova A.E., Gri-

gorev S.V. // Crystallogr. Rep. 2022. V. 67. Iss. 1. P. 3. <http://www.doi.org/10.1134/S1063774522010096>

2. Skalyov V.A., Izotov I., Golubev S.V., Razin S.V., Sidorov A.V., Viktorov M.E. // Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. Iss. 3. P. 033502. <https://www.doi.org/10.1063/5.0075486>

3. Выбин С.С., Изотов И.В., Миронов Е.А., Палашов О.В., Скалыга В.А. // Прикладная физика. 2022. № 4. С. 29.

4. Kropachev G., Kulevoy T., Sitnikov A. // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2019. V. 13. Iss. 6. P. 11261131. <https://www.doi.org/10.1134/S1027451019060399>

5. Крочачев Г.Н., Кулевой Т.В., Ситников А.Л., Хабибуллина Е.Р., Виноградов С.В. // Вестн. СПбГУ. Прикладная математика. Информатика. 2022. Т. 18. Вып. 4. С. 567.

6. Крочачев Г.Н., Кулевой Т.В., Ситников А.Л., Виноградов С.В., Хабибуллина Е.Р., Скачков В.С., Сергеева О.С. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 7. С.

7. Швец П.В., Прокопович П.А., Фатьянов Е.И., Клементьев Е.С., Мороз А.Р., Коваленко Н.А., Гойхман А.Ю. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 7. С.

8. Коваленко Н.А., Рогов А.Д. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 7. С.

9. Григорьев С.В., Коваленко Н.А., Павлов К.А., Москвин Е.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 7. С.

10. Павлова А.Е., Павлов К.А., Москвин Е.В., Григорьев С.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 7. С.

11. Grigoriev S., Iashina E., Pavlov K. // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2019. V. 13. P. 11321134. <https://doi.org/10.1134/S1027451019060314>

12. Гаврилов С.А., Тутов А.И. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 7. С.

13. Ikezawa E., Fujimaki M., Higurashi Y., Kamigaito O., Kase M., Komiyama M., Nakagawa T., Ozeki K., Sakamoto N., Suda K., Uchiyama A., Yamada K., Kaneko K., Ohki T., Oyamada K., Tamura M., Yamauchi H., Yusa A. Heavy-Ion Beam Acceleration at RIKEN for Super-Heavy Element Search // Proc. Conf. HIAT2015. Yokohama, Japan, 2015. WEPB14. P. 22.

14. Ostroumov P.N., Bultman N., Ikegami M., Lidia S., Lund S., Machicoane G., Maruta T., Plastun A.S., Pozdnyev E., Rao X., Wei J., Wong J., Xu T., Yoshimoto T., Zhao Q. Accelerator Physics Advances at FRIB // Proc. Conf. IPAC2018. Vancouver, BC, Canada, 2018. P. 2950. <http://www.doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-THYGBF4>

15. Grespan F., Bellan L., Comunian M., Fagott E., Palmieri A., Pisent A., Scantamburlo F., Akagi T., Hirata Y., Kondo K., Shimosaki Y., Shinya T., Sugimoto M., Cara P., Dzitko H., Jokinen A., Marqueta A., Moya I., Bolzon B., Chauvin N., Marroncle J., Rodriguez Paramo A., Jimenez-Rey D., Podadera I. RFQ Beam Commissioning at Nominal 125 mA Deuteron Beam in Pulsed Mode // Proc. Conf. IPAC2020. Caen, France, 2020. P. 21. <http://www.doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2020-TUVIR11>

16. Кильметова И.В., Козлов А.В., Крочачев Г.Н., Кувой Т.В., Лякин Д.А., Сергеева О.С., Скачков В.С., Стасевич Ю.Б. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 7. С. 40–46.
17. Andreev V.A., Parisi G. 90°-Apart-Stem RFQ Structure for Wide Range of Frequencies // Proc. Conf. PAC'93. 1993. P. 3124.
18. https://accelconf.web.cern.ch/p93/PDF/PAC1993_3124.PDF
- Ostroumov P.N., Barcikowski A., Clift B., Rusthoven B., Sharma S., Sharamentov S.I., Toter W.F., Rathke J.W., Vinogradov N.E., Schrage D.L. High Power Test of a 57-MHz cw RFQ // Proc. Conf. LINAC, Knoxville, Tennessee USA, 2006. THP079. P. 767.

Design of the Prototype of the Radio Frequency Quadrupole Sections for the Compact Neutron Source DARIA

A. I. Semennikov¹, A. L. Sitnikov¹, G. N. Kropachev¹, T. V. Kulevoy^{1, *}, M. Yu. Naumenko²,
O. V. Anfalova², V. S. Kraev²

¹NRC “Kurchatov institute”, Moscow, 123182 Russia

²Russian Federal Nuclear Center is the All-Russian Scientific Research Institute of Technical Physics named after Academician
E.I. Zababakhin, Snezhinsk, 456770 Russia

*e-mail: kulevoy@itep.ru

The DARIA compact neutron source project based on a linear resonant proton accelerator is aimed at creating a serial facility capable of providing the Russian scientific community with pulsed neutron beams with intensities comparable to those of research nuclear reactors. The absence of fissile material makes it possible to significantly reduce the radiation safety requirements for such installations and, consequently, to place them at the site of leading scientific centers and universities that train specialists in the field of neutron physics. Under a grant from the Ministry of Science and Higher Education, key elements of the facility are being developed. The design and sequence of manufacturing for a full-scale model of an accelerator section with radio frequency quadrupole focusing and a resonator with drift tube linac are presented.

Keywords: neutron source, proton accelerator, ion beam, drift tube linac, radio frequency quadrupole, RF parameters, continuous wave, vacuum soldering.

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 многозачерных 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 конфигурации 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 $\epsilon_{\text{нinp}}$ должно соответствовать таковому в RFQ [19], т.е.

$V_k/\epsilon_{\text{нinp}} \geq 3$. 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.

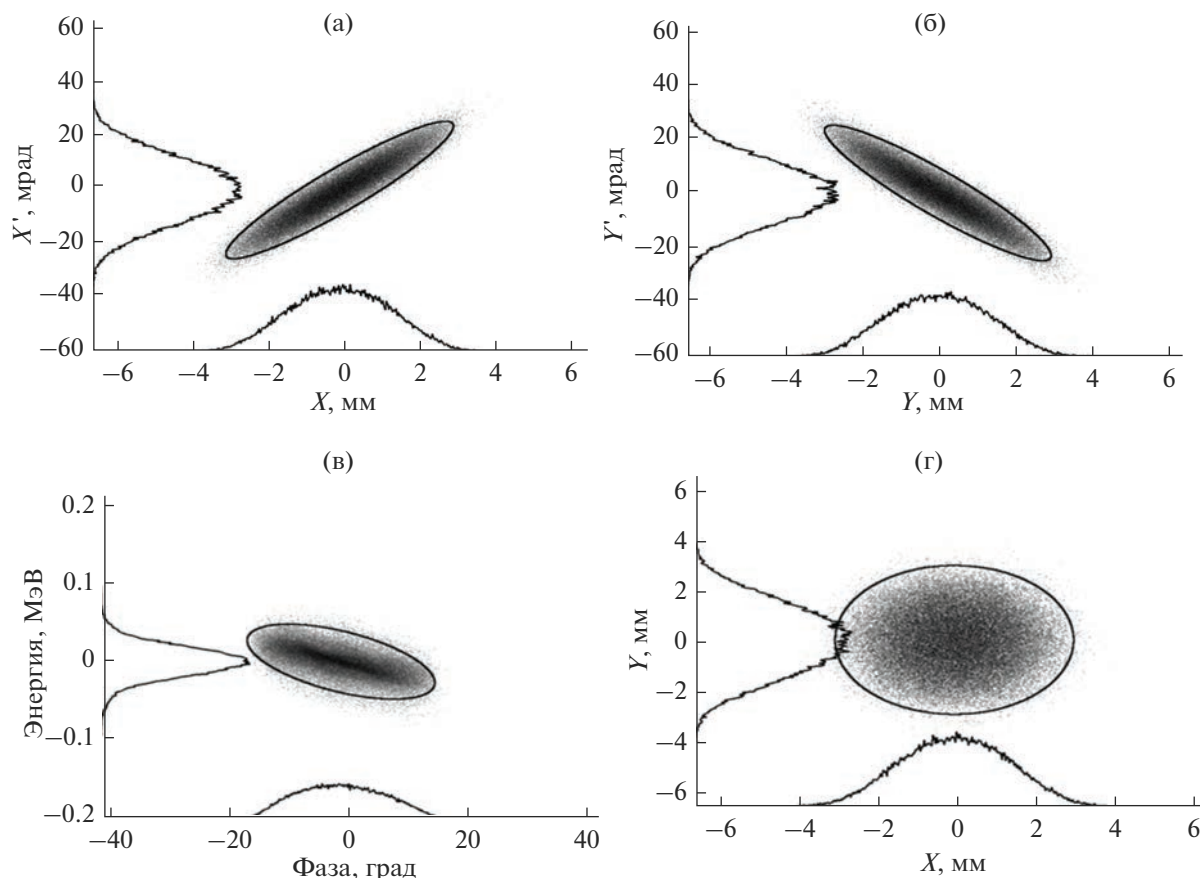


Рис. 1. Фазовый портрет пучка на выходе RFQ при токе инжекции 100 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

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)

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

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.

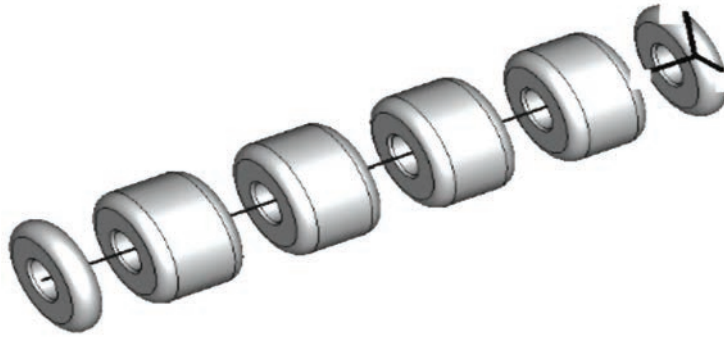


Рис. 2. Схематичное изображение ускоряющих электродов пятиззорного резонатора DTL.

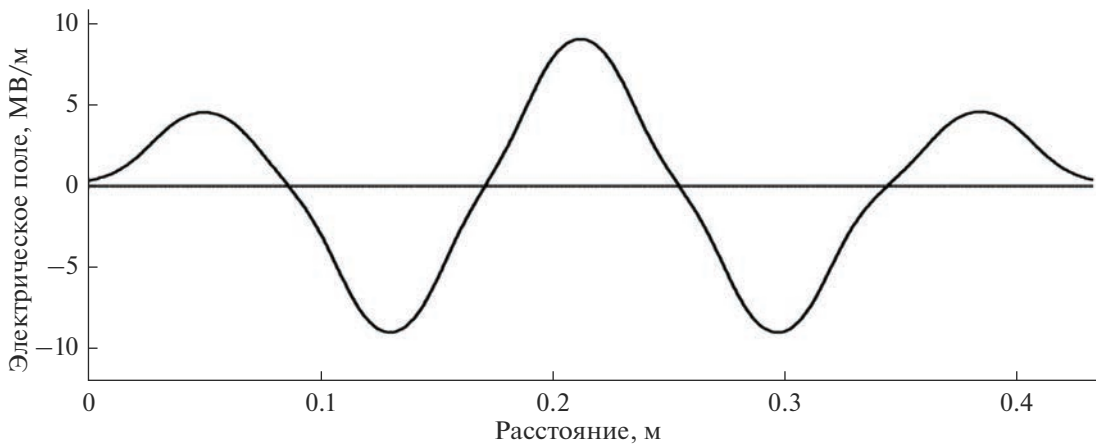


Рис. 3. Распределение амплитуды электрического поля вдоль оси z пятиззорного резонатора DTL.

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

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

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 акцептанса ($V_k = 15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$). 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 пятиззорный ускоряющий резонатор (O). Рассмотрены различные конфигурации периода фокусировки и проведен анализ величины акцептанса канала для таких конфигураций. Необходимо определить период фокусировки, который может обеспечить требуемый акцептанс 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 ($Kp = 1.8$)
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 пятиззорных 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 $Kp = 1.8$. 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 $15 \text{ п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ 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 ускоряющих 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 инжекции 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 эмиттансами. 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 потеранных 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

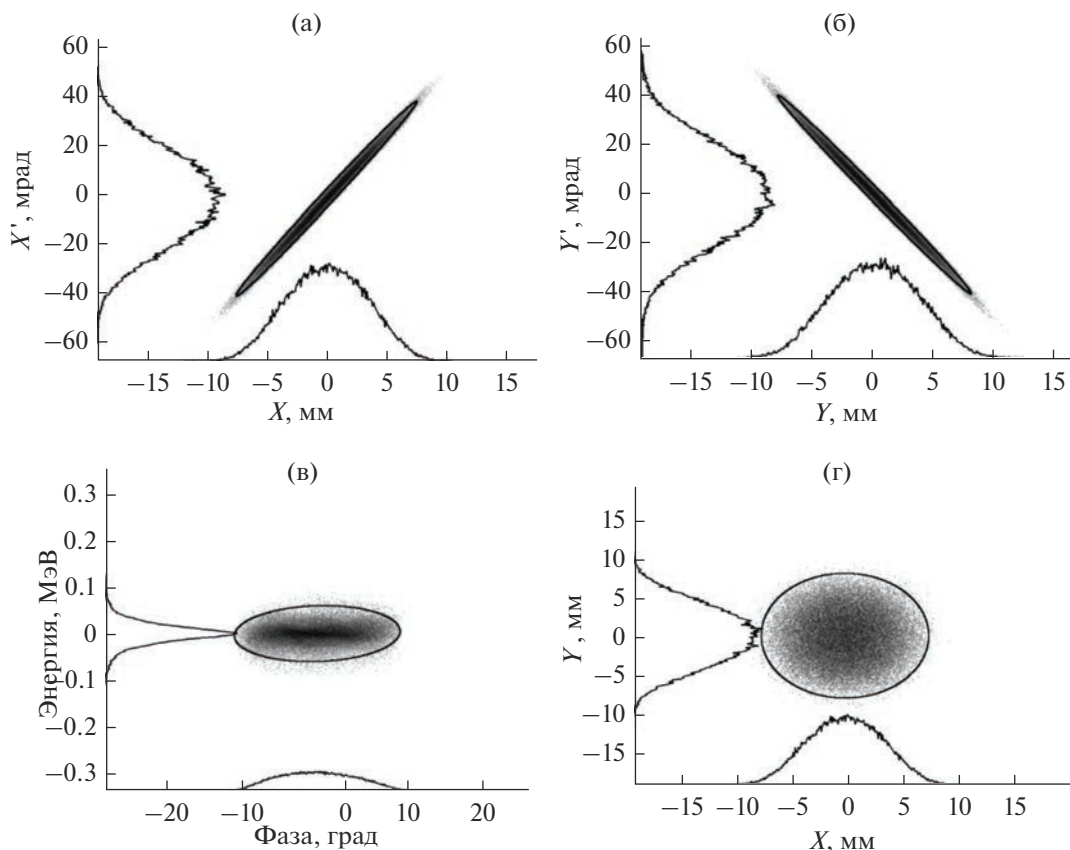


Рис. 4. Фазовый портрет согласованного пучка на входе DTL при токе инжекции 100 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

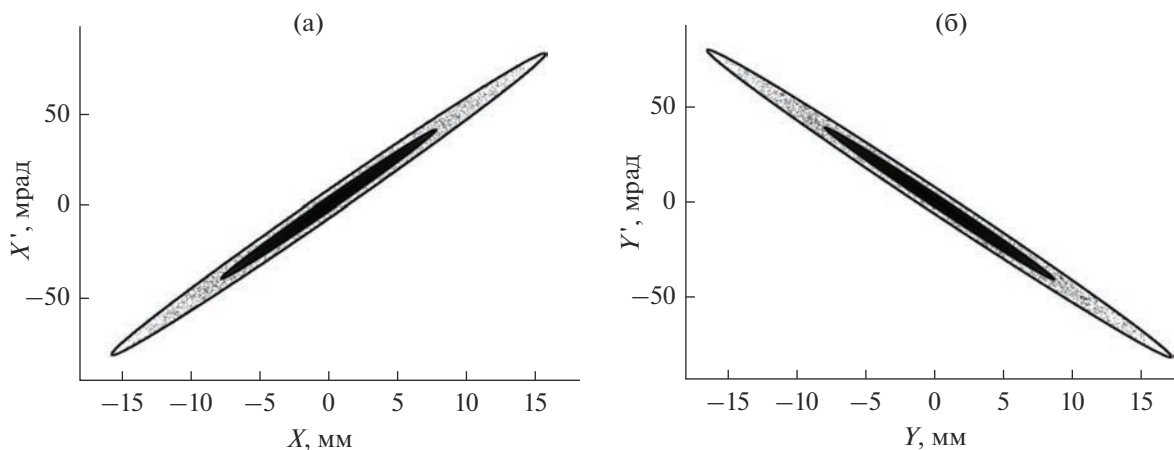


Рис. 5. Поперечное согласование нормализованного акцептанта (светлый) и нормализованного входного эмиттанта (темный) для секции DTL в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б).

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

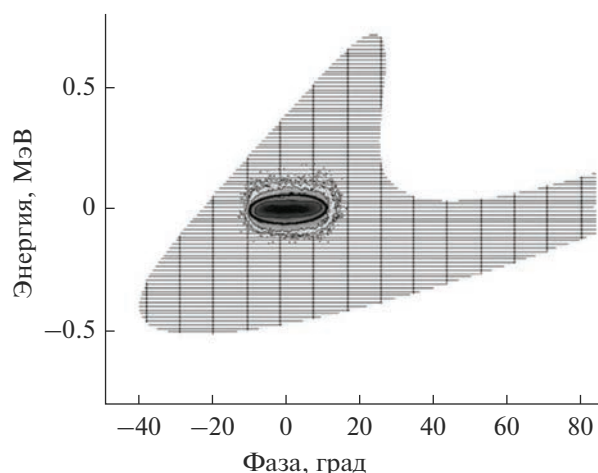


Рис. 6. Продольное согласование акцептанса (сетка) и эмиттанса (темное пятно) для секции DTL на плоскости фаза–энергия.

разом, как в случае тока инжекции 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 инжекции 0 мА. Моделирование показало, что величина трансмиссии также составила 100%. На рис. 12 приведен фазовый портрет пучка на выходе DTL при токе инжекции 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

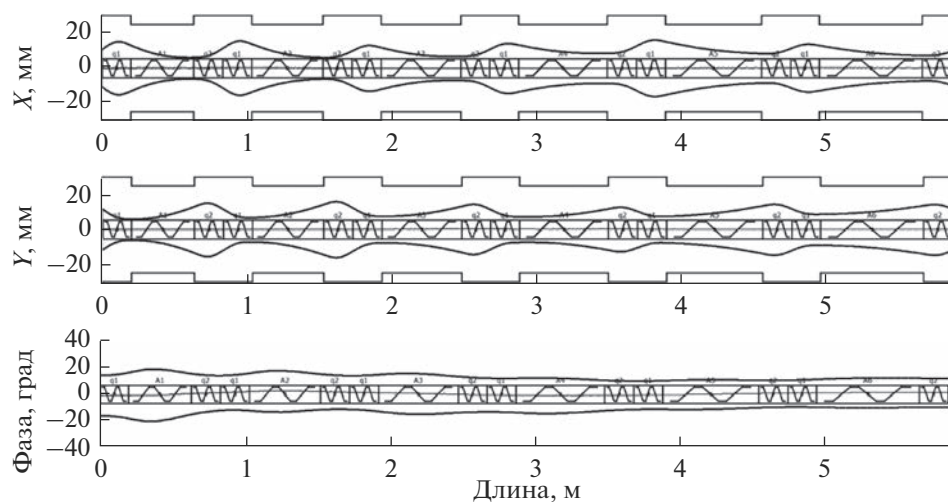


Рис. 7. Огибающие пучка вдоль оси z DTL при токе инжекции 100 мА.

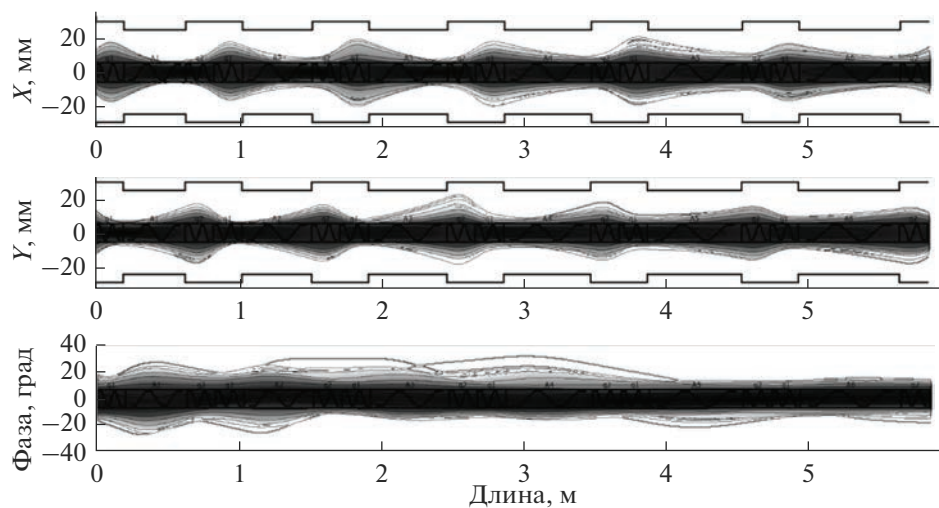


Рис. 8. Профиль пучка вдоль оси z DTL при токе инжекции 100 мА.

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

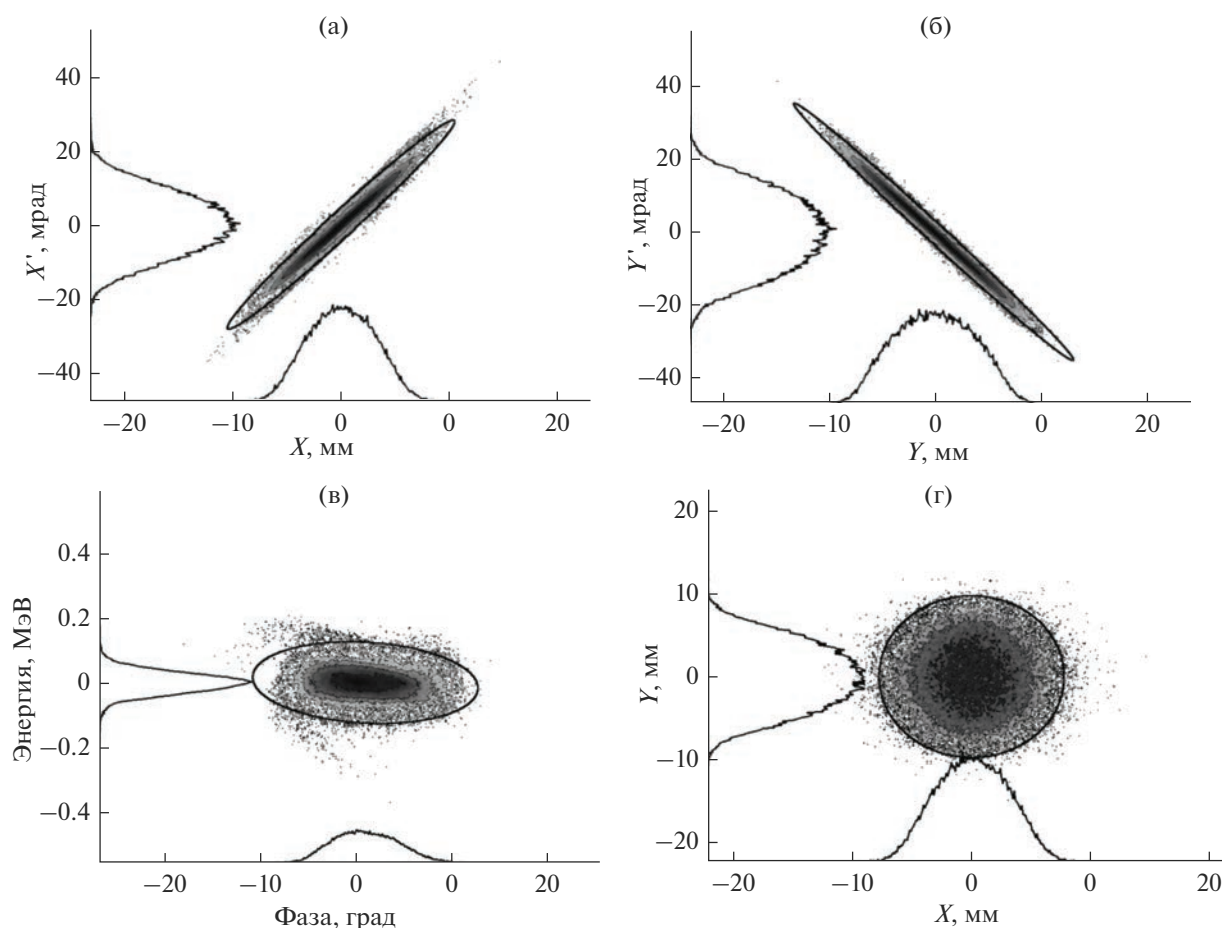


Рис. 9. Фазовый портрет пучка на выходе DTL при токе инжекции 100 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

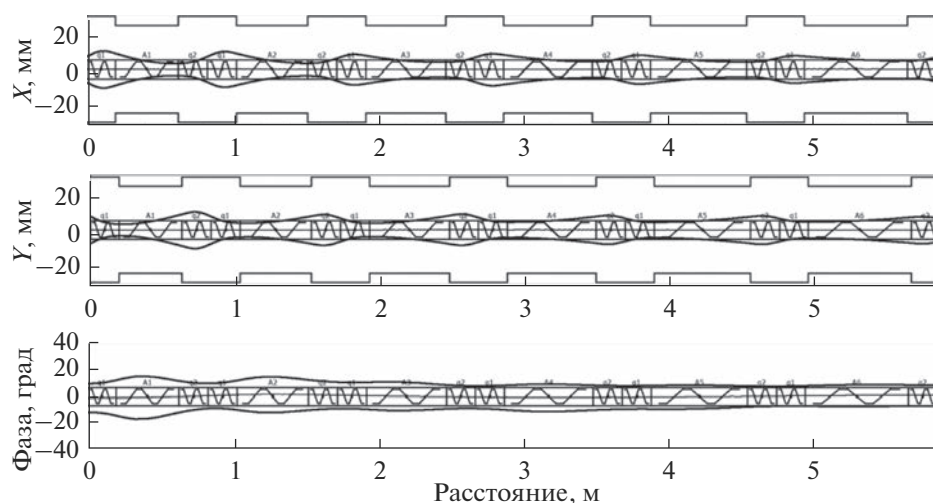


Рис. 10. Огибающие пучка вдоль оси z DTL при токе инжекции 0 мА.

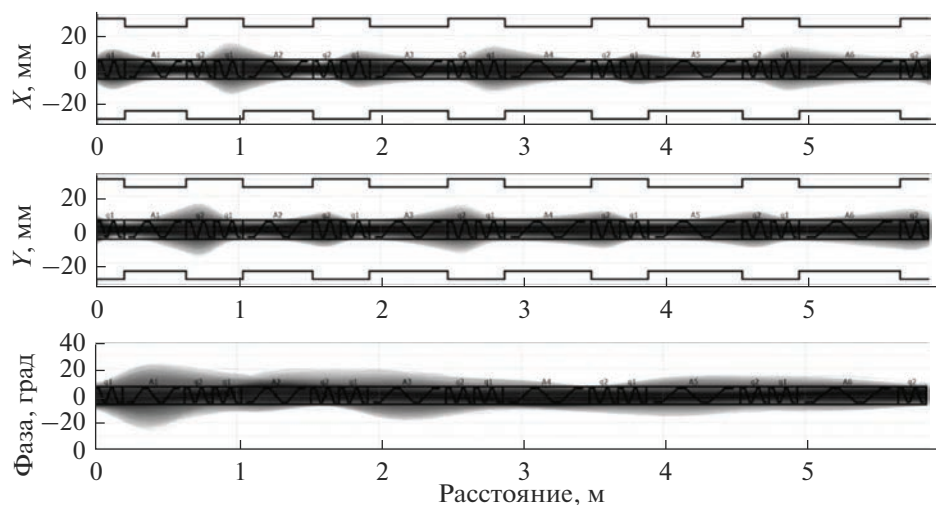


Рис. 11. Профиль пучка вдоль оси z DTL при токе инжекции 0 мА.

$\xi = \epsilon_{\text{inp}}(\text{DTL})/\epsilon_{\text{out}}(\text{RFQ})$ 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.

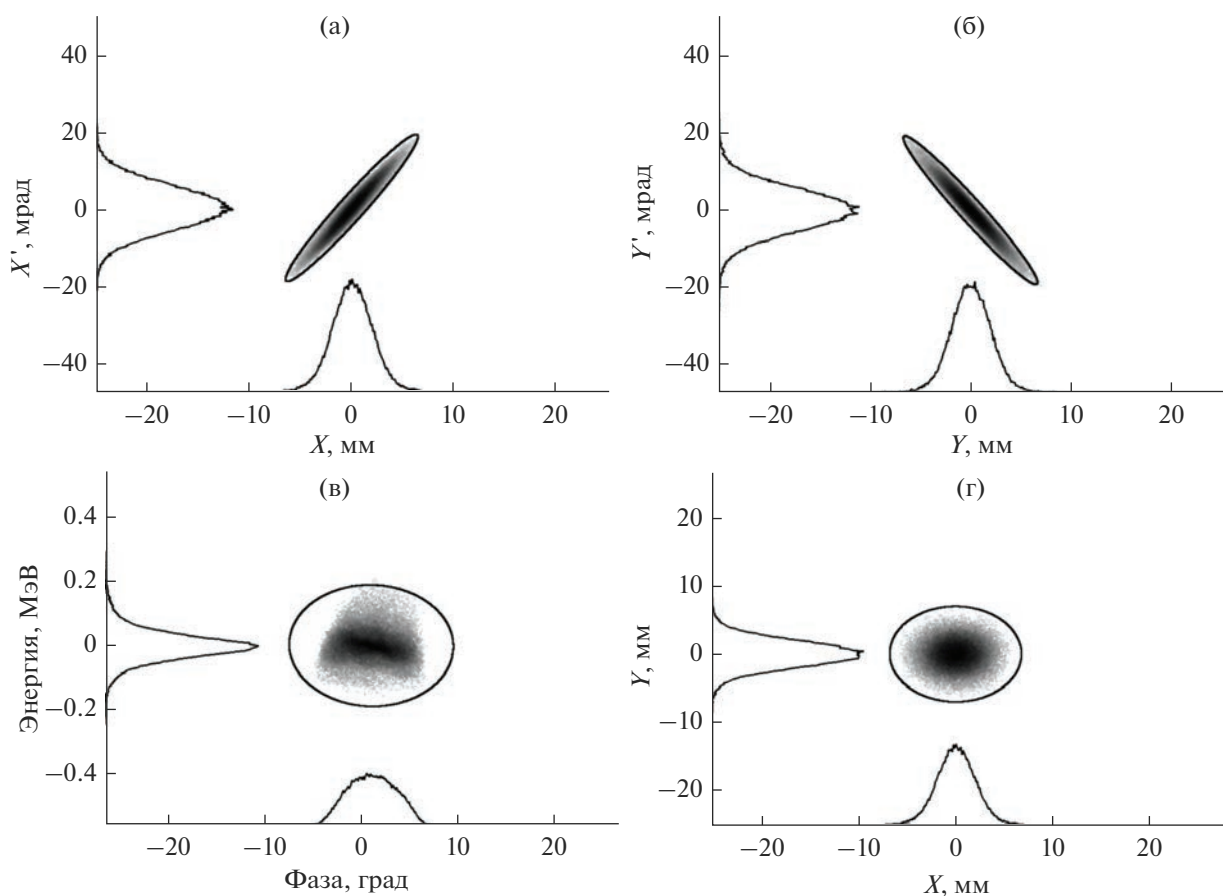


Рис. 12. Фазовый портрет пучка на выходе DTL при токе инжекции 0 мА в плоскостях $X-X'$ (а); $Y-Y'$ (б); фаза–энергия (в); $X-Y$ (г).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проекта DARIA разработан укоряющий канал DTL, состоящий из шести пятызаронных 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-

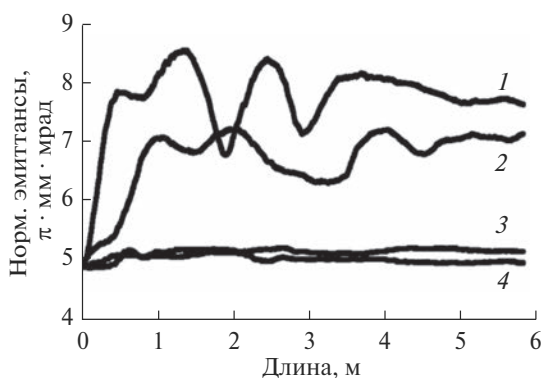


Рис. 13. Распределение поперечного нормализованного эмиттанта вдоль оси z DTL: 1 – ток инжекции 100 мА, плоскость $X-X'$; 2 – ток инжекции 100 мА, плоскость $Y-Y'$; 3 – ток инжекции 0 мА, плоскость $X-X'$; 4 – ток инжекции 0 мА, плоскость $Y-Y'$.

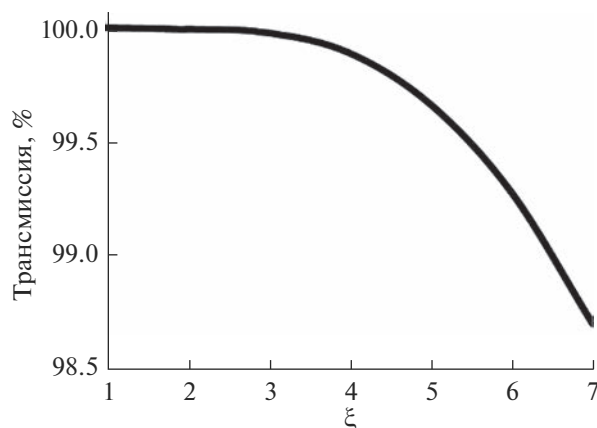


Рис. 14. Зависимость трансмиссии DTL от величины отношения входного эмиттанта пучка DTL к выходному эмиттансу пучка RFQ.

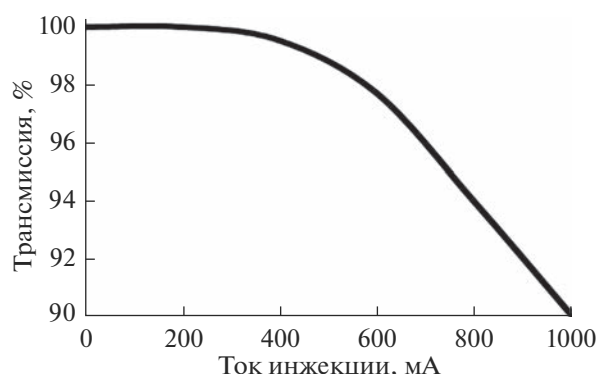


Рис. 15. Зависимость трансмиссии DTL от величины входного тока.

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., Зувев 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., Rimmler M., Voigt J., Mauerohofer 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-TUPO012>.
19. Крочачев Г.Н., Кулевоу Т.Н., Ситников А.Л., Хабибуллина Е.П., 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. *Карчинский И.М.* // РТЕ № 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., Кропачев 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. P. 2655.
 26. *Kropachev G., Kulevoy T., Balabin S., Selesnev D., Sitnikov A.* // Proc. of RuPAC. 2016. P. 524.
 27. *Мурин 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. P. 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**

¹*NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, 117218 Russia*

²*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia*

³*Moscow 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.

УДК 621.318.23

ГИБРИДНАЯ КВАДРУПОЛЬНАЯ ЛИНЗА ДЛЯ ФОКУСИРУЮЩЕГО КАНАЛА КОМПЛЕКСА DARIA

© 2023 г. И. В. Кильметова^{a, *}, А. В. Козлов^a, Г. Н. Кропачев^{a, b}, Т. В. Кулевой^a, Д. А. Лякин^a, О. С. Сергеева^a, В. С. Скачков^a, Ю. Б. Стасевич^a

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^bОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980 Россия

*e-mail: irina.kilmetova@itep.ru

Поступила в редакцию 20.12.2022 г.

После доработки 14.02.2023 г.

Принята к публикации 14.02.2023 г.

Приведены результаты синтеза и электромагнитного расчета квадрупольной линзы гибридной конструкции для протонного линейного ускорителя компактного нейтронного источника DARIA. Линза включает в себя магнитотвердый квадруполь с фиксированным градиентом магнитного поля и вспомогательный электромагнитный квадруполь, возбуждаемый импульсным током. Магнитотвердый квадруполь выполнен из радиационно-стойкого редкоземельного магнита, а электромагнитный квадруполь предназначен для компенсации потерь намагниченности постоянных магнитов, возникающих вследствие радиационной деградации по мере накопления нейтронного флуенса при эксплуатации ускорителя. Рассмотрена возможность применения гибридной квадрупольной линзы для быстрой перестройки фокусирующего канала ускорителя под ионные пучки с различным отношением массы иона к его заряду.

Ключевые слова: квадруполь, генератор нейтронов, гибридная линза, электромагнитный расчет, ионный пучок, протонный ускоритель, электромагнитная линза, магнитотвердый квадруполь.

DOI: 10.31857/S1028096023070063, **EDN:** TDOAMS

ВВЕДЕНИЕ

Проект DARIA (Dedicated for Academical Research and Industrial Application) предусматривает разработку и создание компактного источника нейтронов университетского класса, предназначенного для решения научных задач, совершенствования нейтронных методик, прикладных исследований, образовательных целей и промышленного применения, и его запуск в серийное строительство [1]. Комплекс DARIA, схема которого изображена на рис. 1, может быть применен в университетах, научных центрах и на промышленных предприятиях. По масштабам решаемых задач в одном научно-производственном комплексе многоцелевая установка DARIA, по существу, является установкой Mega-Science.

И.М. Капчинский одним из первых предложил использовать линейный ионный ускоритель в качестве драйвера нейтронного источника. В [2] описаны схема и предварительные параметры установки, содержащей ускоряющую секцию с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (RFQ – Radio Frequency Quadrupole) и линейный ускоритель с трубками дрейфа (DTL – Drift Tube Linac). Фокусировка пучка осуществ-

ляется магнитотвердыми квадрупольными линзами, располагаемыми внутри трубок дрейфа. В настоящее время в Курчатовском комплексе теоретической и экспериментальной физики разрабатывают линейный ускоритель, являющийся составной частью комплекса DARIA [3]. Он функционирует на высокой частоте 162.5 МГц и производит импульсный пучок протонов с энергией 13 МэВ: ток 100 мА, длительность импульса 100 мкс при частоте повторения 100 Гц. Он состоит из ионного источника и двух ускоряющих секций – RFQ длиной ≈ 5.4 м и DTL длиной ≈ 5.9 м (рис. 1). Канал транспортировки пучка низкой энергии доставляет протонные пучки от ионного источника к входу в секцию RFQ и обеспечивает наилучший захват протонов в процесс ускорения. Предварительно ускоренный в секции RFQ пучок ионов подают в секцию DTL с помощью промежуточного канала, осуществляющего шестимерное согласование пучка. Протоны, ускоренные до конечной энергии, с помощью магнита-манипулятора разводят по различным каналам в экспериментальные боксы.

Разрабатываемый ускоритель предназначен для работы в режиме малой скважности (коэффициент заполнения в рассматриваемом случае со-

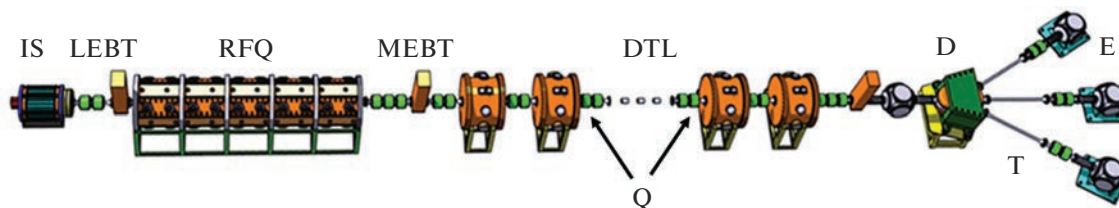


Рис. 1. Схема ускорительного комплекса DARIA: IS – ионный источник; LEVT – низкоэнергетичный канал транспортировки пучка; RFQ – структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой; MEVT – канал транспортировки пучка средней энергии; DTL – линейный ускоритель с трубками дрейфа; D – магнит-манипулятор; T – каналы разводки пучка в экспериментальные боксы; E – экспериментальные боксы; Q – квадрупольные линзы фокусирующего канала.

ставляет значительную величину 1%), что накладывает на ускоряющие структуры дополнительные ограничения. Особенностью ускорителей с таким режимом работы является требование почти 100%-ной трансмиссии (практически отсутствия потерь) как канала DTL, так и других ускоряющих структур, особенно при высоких энергиях ионов. В этом случае в канале DTL станет возможным избегать чрезмерной активации конструкции ускорителя. В таких условиях квадрупольные линзы фокусирующего канала могут быть выполнены на основе постоянных магнитов, что снижает затраты на электроэнергию в ходе эксплуатации установки. Опыт разработки фокусирующих каналов с магнитотвердыми квадрупольными линзами для сильноточных линейных ионных ускорителей подтвердил работоспособность и эффективность применения постоянных магнитов в ускорительной технике [4, 5].

При разработке канала DTL принята концепция, согласно которой эта секция будет состоять из цепочки отдельных, индивидуально фазированных ускоряющих резонаторов с фокусирующими магнитными квадрупольями, размещаемыми между этими резонаторами.

В ускорителе с единственным сортом ускоряемого иона во время эксплуатации не возникает необходимости варьировать градиенты квадрупольей фокусирующего канала до тех пор, пока внешние факторы, такие как изменения рабочей температуры, старение или радиационное облучение, не приведут к существенным изменениям намагниченности магнитного материала.

Дестабилизирующее действие первых двух факторов обычно удается нейтрализовать простейшими средствами – искусственным состариванием магнитного материала и стабилизацией рабочей температуры [6]. Для этого часто достаточно применить естественную конвекцию, если линза эксплуатируется в атмосфере, а не в трубке дрейфа или высоком вакууме резонаторов. Третий фактор требует особой осторожности, если ускоритель сильноточный и, кроме того, предназначен для ускорения ионов до значительной выходной энергии. Ситуация существенно ослож-

няется, если ускоритель эксплуатируется в режиме ионной фабрики, когда в течение нескольких десятков лет на облучаемых объектах в экспериментальных боксах нарабатывается огромный флуенс ускоренных ионов. Тогда потери ускоренного пучка в ускорительном тракте могут вызывать значительную радиационную деградацию магнитного материала [7, 8]. Для увеличения срока службы фокусирующего канала в этом случае приходится вводить дополнительные средства: защиту постоянных магнитов от прямого попадания рассеянного ускоренного пучка, снижение выхода нейтронов из стенок вакуумной камеры [9], применение радиационно наиболее стойких магнитных материалов, например, постоянного магнита из сплава $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. В частности, именно по этим соображениям предпочтительно отклонять ускоренный пучок перед вводом его в горячую зону так, чтобы обратное рассеяние нейтронов в сторону ускорителя и его оборудования стало невозможным. Если этих средств недостаточно, то для компенсации потери намагниченности постоянных магнитов можно использовать магнитотвердую линзу с механической регулировкой градиента либо линзы гибридной конструкции путем введения дополнительного электромагнита, работающего в режиме постоянного тока либо в импульсном режиме.

ПРОЕКТ DARIA: УСКОРЯЮЩАЯ СЕКЦИЯ DTL

В разрабатываемой секции DTL при увеличении энергии частиц кратность периода фокусировки снижается: $K_F = 5 \rightarrow 3.6$, поскольку растут только длины трубок дрейфа, а длины линз остаются постоянными. Снижение кратности K_F позволяет постепенно уменьшать набег фазы поперечных колебаний частиц, радиус пучка и акцептанс канала не уменьшаются. Выбирая закон изменения набега фазы, можно снизить градиент магнитной линзы и обеспечить требуемый акцептанс, а также найти условия, при которых градиент и длина магнитной линзы постоянны вдоль всего канала. В частности, при линейном умень-

Таблица 1. Основные расчетные параметры секции DTL

Ускоряемые ионы	p^+
Энергия пучка, МэВ	3.3–13.2
Ток инжекции, мА	99.5
Длительность пучка, мкс	100
Период следования импульсов пучка, мс	10
Отношение акцептанса канала к эмиттансу пучка в точке инжекции в секцию	3
Структура периода фокусировки	ФОД
Число периодов фокусировки	6
Апертура линзы, мм	60
Градиент фокусирующего поля, Тл/м	14.64
Количество магнитных квадрупольных линз	12
Кратность периода фокусировки	5–3.6

Таблица 2. Проектные параметры квадрупольной линзы для DTL комплекса DARIA

Число линз в DTL	Материал	Количество секторов	Радиус апертуры, мм	Внешний радиус, мм	Длина, мм	Интеграл градиента, Тл
12	$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$	24	31	51	120	3.1

шении набега фазы $85^\circ \downarrow 60^\circ$ абсолютная величина градиента магнитной линзы остается постоянной вдоль канала DTL и равной 14.64 Тл/м (табл. 1). Этот путь открывает возможность сделать фокусирующий канал из полностью одинаковых линз как по геометрическим, так и по магнитным параметрам, что существенно упрощает изготовление канала и удешевляет ускоритель.

Период типа ФОД (способ чередования фокусирующих, дефокусирующих линз и холостых промежутков) удовлетворяет требованиям к разрабатываемой секции DTL. При использовании пятизаконных резонаторов можно увеличить период фокусировки до $5\beta\lambda$ (β – приведенная скорость протона, λ – длина волны высокочастотного поля) и обеспечить требуемую величину нормализованного акцептанса. В табл. 1 приведены основные параметры секции DTL комплекса DARIA. Как видно из табл. 2, разрабатываемый канал DTL состоит из шести периодов фокусировки типа ФОД, каждый из которых содержит пятизаконный резонатор и две квадрупольные линзы на постоянных магнитах с постоянными градиентами 14.64 Тл/м, различающимися только знаком. Этот канал обеспечивает величину акцептанса $15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ при выходной энергии 13.2 МэВ.

Весьма ценным свойством выбранного типа периода фокусировки является малый диапазон изменения градиентов магнитных линз; практически они отличаются друг от друга только знаком.

КВАДРУПОЛЬ С ФИКСИРОВАННЫМ ГРАДИЕНТОМ

В настоящее время проект DARIA предусматривает ускорение только протонных пучков. Поэтому для обеспечения фокусировки в канале DTL предполагается использовать разработанную в Институте теоретической и экспериментальной физики квадрупольную линзу на постоянных магнитах из сплава $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ длиной 120 мм, радиусом внутреннего отверстия вакуумной камеры 30 мм и максимальным интегралом градиента 3.1 Тл (табл. 2). Первоначально теория и конструкция таких линз описаны в [10–12].

Для проведения динамических расчетов получено 3D распределение магнитного поля в секторной квадрупольной линзе из сплава $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ с остаточной индукцией $B_r = 1.05$ Тл, обеспечиваемой современным уровнем производства постоянных магнитов этого класса. Распределение намагниченности в линзе с $N_s = 24$ секторами показано на рис. 2а. При магнитной апертуре r_a , внешнем радиусе r_{out} и длине L_{quad} (табл. 2) в идеальном случае можно достичь градиента магнитного поля $G_{\text{ideal}} = 2B_r (1/r_a - 1/r_{\text{out}}) = 26.6$ Тл/м, а интеграл градиента составил бы $G_{\text{ideal}} L_{\text{quad}} = 3.19$ Тл.

В секторном квадруполе вследствие дискретности распределения намагниченности градиент и интеграл градиента несколько меньше. В рассматриваемом случае при выбранном количестве магнитных элементов расчетное значение интеграла градиента, не учитывающее погрешностей геомет-

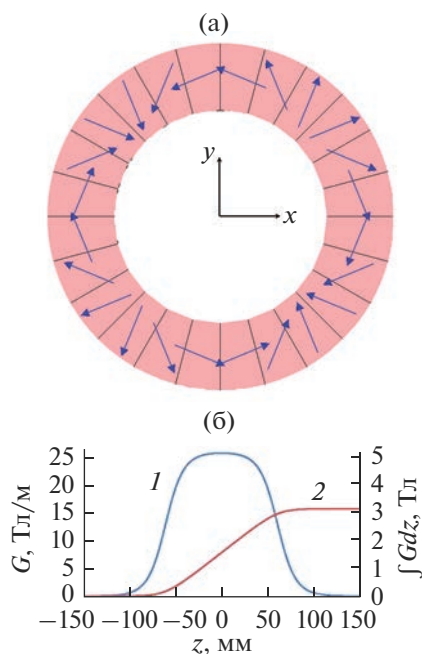


Рис. 2. Распределение намагниченности в квадрупольной линзе (а), а также продольное распределение градиента (1) и интеграла градиента (2) (б).

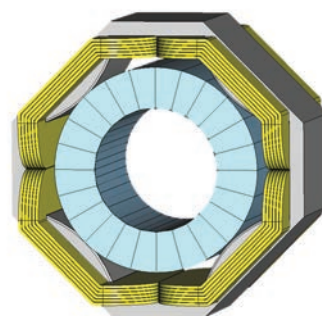


Рис. 3. Гибрид с явнополюсным электромагнитом.

лий для снижения влияния смещения магнитной оси линзы относительно оптической оси канала ускорителя на динамику пучка. Электромагнитная регулировка в этом смысле предпочтительна.

рии и ориентации намагниченности при изготовлении секторов, составляет 3.12 Тл (рис. 2б), что только на ~2% ниже идеального. Поскольку на поверхности апертуры поле составляет только ~0.82 Тл, достаточно применять самарий-кобальтовый постоянный магнит с невысокой коэрцитивной силой $H_{Cl} \geq 1.2 \times 10^6$ А/м. Область действия магнитного поля составляет около 200 мм. Выбранный режим значительно ниже достигнутого в настоящее время [13]: при градиенте более 120 Тл/м индукция на полюсе составляет более 1.8 Тл.

ГИБРИДНЫЙ КВАДРУПОЛЬ ДЛЯ DARIA

Отмеченная выше опасность снижения намагниченности постоянного магнита вследствие радиационной деградации побуждает принять меры по восстановлению заданного интеграла градиента линзы. Механическая регулировка имеет ограниченный ресурс и требует дополнительных уси-

На рис. 3 представлен гибрид, в котором основной магнит такой же, что и в случае, рассмотренном выше (рис. 2а), а электромагнит представлен явнополюсной квадрупольной линзой, расположенной снаружи магнитотвердого квадруполья. В такой конструкции из-за удаленности магнитных полюсов от рабочей области возникает раннее ограничение максимального градиента, так что практически эффективности гибрида можно достичь в небольшом (до ±20% от среднего) диапазоне регулировки интеграла градиента по сравнению с его средней величиной.

Указанного диапазона регулировки поля достигают при токе на-полюс до 5 кА. В проводнике катушки с 24 витками плотность тока 36 А/мм². В этих условиях для снижения средней мощности необходим импульсный режим питания, причем для обеспечения частотного режима и скважности работы ускорителя (табл. 1) потребуется трапецеидальная форма импульса тока возбуждения с плоской вершиной длительностью 100 мкс и минимальной в основании [14]. Такое решение позволит снизить мощность рассеяния в 30–50 раз (табл. 3), хотя потребует введения усиленной конвекции.

Таблица 3. Параметры гибридной линзы

Магнитная апертура электромагнитного квадруполья, мм	107
Геометрическая длина, мм	120
Градиент поля гибрида, Тл/м	30
Интеграл градиента, Тл	3.7
Нелинейность на расстоянии 75% от r_a , %	Менее 0.7
Ток возбуждения, А	210
Мощность рассеяния (постоянный ток), кВт	5

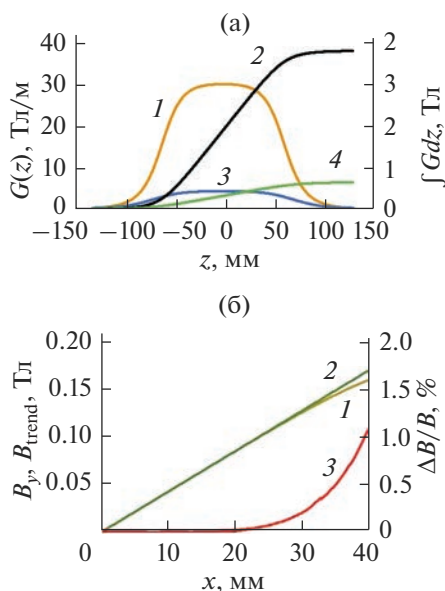


Рис. 4. Продольное распределение градиента магнитного поля в гибриде (1) и его интеграла (2), а также вклад градиента поля электромагнита (3) и его интеграл (4) (а). Действительное B_y (1) и линейное B_{trend} (2) распределения поля, а также отклонение распределений $\Delta B/B$ (3) (б).

На рис. 4 представлены результаты электромагнитного расчета. Форма кривых распределения градиента суммарного поля и вклада электромагнитного квадрупольного может быть оптимизирована путем подгонки длины, например, магнитотвердого квадрупольного. Различия форм этих распределений невелико. Суперпозиция полей магнитотвердого и электромагнитного квадрупольных возникает благодаря пренебрежимо слабой зависимости магнитного состояния постоянного магнита от внешнего поля электромагнитного квадрупольного. Поэтому оно не реагирует на многократные импульсные воздействия поля электро-

магнитного квадрупольного, хотя и требует предварительной подготовки магнитных элементов магнитотвердого квадрупольного перед сборкой линзы для стабилизации кривых возврата.

Следует отметить, что все элементы электромагнитного квадрупольного в гибридной линзе отодвинуты на значительное расстояние от рабочей области, поэтому дополнительная нелинейность поля, обусловленная вкладом этой линзы, существенно ослаблена [15]. Поэтому, с одной стороны, нелинейность гибрида практически определяется дискретностью магнитотвердого квадрупольного, а с другой, отпадает необходимость применения специальной формы профиля полюсного наконечника – ему можно придать простейшую форму, например, цилиндрическую. При этом повышается эффективность электромагнитного квадрупольного. Действительно (рис. 4б), на реперном радиусе, составляющем 75% от радиуса апертуры, нелинейность поля электромагнитного квадрупольного менее 0.1%.

В гибридном квадрупольном (рис. 5а) электромагнит сделан неявнополюсным. Витки его обмотки установлены так, чтобы зависимость тока от азимутального угла ϕ соответствовала правилу $\sin 2\phi$ (рис. 5б) [16–19]. Кроме того, в соответствии с выводом, сделанным относительно нелинейности поля электромагнитного квадрупольного при анализе распределения, изображенного на рис. 4б, пространство обмотки вблизи биссектрисы первого (и всех других) квадранта заполнено электротехнической сталью. То есть образованы четыре сердечника, которые вместе с цилиндрической частью магнитопровода существенно повышают эффективность электромагнитного квадрупольного.

В представленной конструкции аналогичного результирующего поля, что и у гибрида (рис. 3), достигают в режиме, когда ток в проводнике составляет до 2.3 кА, а такой же диапазон регулировки поля возможен при токе на-полюс до 6.9 кА. Тогда в проводнике катушки с тремя витками при

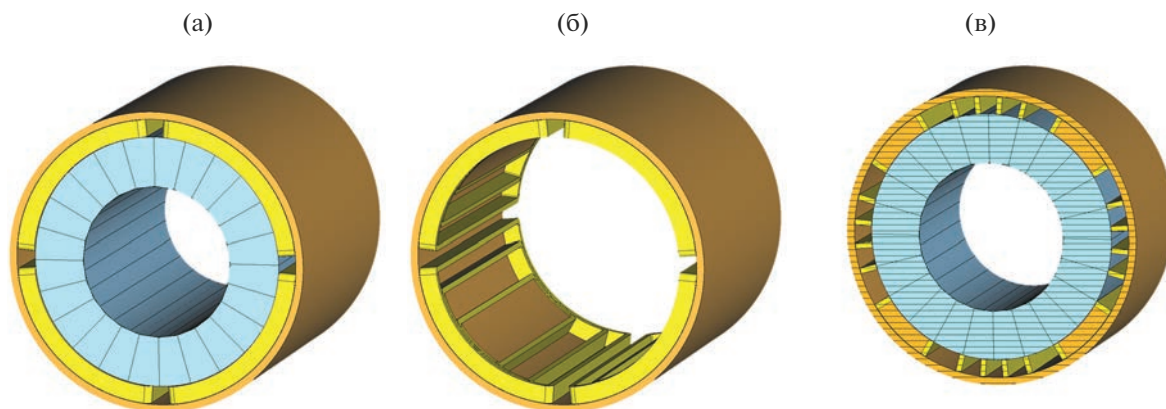


Рис. 5. Гибрид с неявнополюсным электромагнитом (а), структура его обмотки (б) и разрез (в).

плотности тока 55 А/мм² мощность рассеяния 31 кВт. Однако индуктивность такой линзы на два порядка меньше, что позволит сократить фронты импульса тока питания и приблизить его форму к прямоугольной. Кроме того, габаритный размер такой линзы значительно меньше и составляет 140 мм.

Перечень возможных конструкций как электромагнитной, так и магнитотвердой, которые допускают комбинирование в рамках гибридной линзы, не ограничивается указанными выше. В него можно включить также и другие, например, описанные в [20–22], в которых отсутствует ограничение на форму поперечного сечения рабочей области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В секции DTL линейного ускорителя протонов комплекса DARIA предложено осуществлять фокусировку магнитотвердыми неявнополюсными квадрупольными. Для увеличения срока службы канала линзы будут выполнены из редкоземельного сплава Sm₂Co₁₇. Рассмотрены условия функционирования линз в ускорителе. С целью компенсации снижения жесткости линзы, возникающего вследствие радиационной деградации намагниченности магнитотвердого материала, предложено использовать гибридную квадрупольную линзу, в которой возможно реализовать глубину перестройки интеграла градиента до 40%. Такая конструкция может реализовать быструю перестройку канала DTL под пучки ионов в небольшом диапазоне отношения массы иона к его заряду. При изменении мультиполярности линзы до единицы можно обеспечить функцию магнитоманипулятора (рис. 1).

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.).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pavlov K.A., Konik P.I., Kovalenko N.A., Subbotina V.V., Pavlova A.E., Grigorev S.V., Kulevoy T.V., Serebrennikov D.A. // *Crystallogr. Rep.* 2022. V. 67. Iss. 1. P. 3. <https://doi.org/10.1134/S1063774522010096>
2. Капчинский И.М. // *Приборы и техника эксперимента.* 1977. Вып. 4. С. 23.

3. Kropachev G., Kulevoy T., Sitnikov A. // *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron, Neutron Tech.* 2019. V. 13. Iss. 6. P. 1126. <https://doi.org/10.1134/S1027451019060399>
4. Герберг А.Н., Мухо С.Б., Рабинович Я.Д., Скачков В.С. // *Приборы и техника эксперимента.* 1980. Вып. 1. С. 49.
5. Kapchinskiy I.M., Skachkov V.S., Kozodaev A.M., Kurakin V.V., Kuybida R.P., Lazarev N.V., Levashova E.A., Preobragenskij A.P., Selin A.V., Vengrov R.M., Zuev V.L. *Drift Tubes for a Focusing Channel of Ion Linear Accelerator* // *Proc. Conf. EPAC-1989.* Chicago, 1989. V. 2. P. 1073.
6. Альтман А.Б., Герберг А.Н., Гладышев П.А. и др. *Постоянные магниты.* Справочник / Ред. Пятин Ю.М. М.: Энергия, 1980. 488 с.
7. Blackmore E.W. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1985. V. NS-32. № 5. P. 3669.
8. Cost J.R., Brown R.D. *Sm-Co Permanent Magnets: Effects of Fast Neutron Irradiation.* Preprint LA-UR-88-4263. Los Alamos, 1988.
9. Drozdovsky A.A. *Induced Radioactivity Decrease Method in High Intensity Linacs* // *Proc. Conf. EPAC 96.* Barcelona, 1996. V. 2. P. 2621.
10. А.с. 662979 (СССР). Многополюсный магнит / ПЯ Р-6927. Рабинович Я.Д. // *Б.И.* 1979. № 18.
11. Halbach K. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1979. V. NS-26. № 3. P. 3882.
12. Скачков В.С. *Магнитотвердые мультиполярные линзы с неявно выраженными полюсами.* Препринт № 76. М.: ИТЭФ, 1979. 34 с.
13. Kantsyrev A., Golubev A., Bogdanov A., Semennikov A., Skachkov V.I., Skachkov Vic., Sergeeva O., Panyushkin V., Varentsov D., Weyrich K., Lang P., Shestov L., Udrea S., Rodionova M., Hoffmann D.H.H. *Development of PMQ Lenses for PRIOR* // *4th Int. Workshop on High Energy Proton Microscopy.* Darmstadt, 2013. http://www-aix.gsi.de/conferences/HEPM2013/talks/Jul16-1215_Kantsyrev.pdf
14. Skachkov V.I., Kozlov A., Kropachev G., Kulevoy T., Liakin D., Sergeeva O., Skachkov Vic., Stasevich Yu., *Quadrupole Focusing Lenses for Heavy Ion Linac* // *Proc. Conf. IPAC-2021.* Campinas, 2021. P. 4359. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-THPAB286>
15. Плотников В.К. // *Приборы и техника эксперимента.* 1962. Вып. 2. С. 29.
16. Бадалян Г.В. // *Журн. технической физики.* 1963. Т. 33. Вып. 3. С. 345.
17. Скачков В.С. // *Приборы и техника эксперимента.* 1973. Вып. 5. С. 31.
18. Скачков В.С. // *Приборы и техника эксперимента.* 1974. Вып. 6. С. 32
19. Скачков В.С. *Неявнополюсные мультиполярные линзы с гармоническим распределением плотности тока в обмотке.* Препринт № 178. М.: ИТЭФ, 1984. 41 с.
20. Skachkov V.S. // *J. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2003. V. 500. Iss. 1–3. P. 43. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01991-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01991-5)
21. Skachkov V.S., Ermakov A.N., Shvedunov V.I. // *J. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2004. V. 240. Iss. 1–3. P. 39. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.01.051>
22. Skachkov V.S., Novikov G.A. // *J. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2003. V. 526. Iss. 3. P. 199. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.02.019>

Hybrid Quadrupole Lens for the Focusing Channel of the DARIA Complex

I. V. Kilmetova^{1,*}, A. V. Kozlov¹, G. N. Kropachev^{1,2}, T. V. Kulevoy¹, D. A. Liakin¹, O. S. Sergeeva¹,
V. S. Skachkov¹, Yu. B. Stasevich¹

¹*NRC “Kurchatov institute”, Moscow, 123182 Russia*

²*Joint Institute for Nuclear Research, Moscow, 141980 Dubna*

**e-mail: irina.kilmetova@itep.ru*

The results of synthesis and electromagnetic calculation of a hybrid quadrupole lens for a proton linear accelerator of a compact neutron source DARIA are presented. The lens includes a permanent magnet quadrupole with a fixed magnetic field gradient and an auxiliary electromagnetic quadrupole excited by a pulsed current. The permanent magnet quadrupole is made of radiation-resistant rare-earth magnet, and the electromagnetic quadrupole is designed to compensate for permanent magnet magnetization losses resulting from radiation degradation as neutron fluence accumulates during accelerator operation. A hybrid quadrupole lens can be applied for fast adjustment of the focusing channel when accelerating ion beams with different ion mass-to-charge ratios.

Keywords: quadrupole, neutron generator, hybrid lens, electromagnetic calculation, ion beam, proton accelerator, electromagnetic lens, permanent magnet quadrupole.

УДК 621.384.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РЕЗОНАТОРА, ВОЗМУЩЕННОГО ОБРАЗЦАМИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

© 2023 г. М. В. Лалаян^а, Ю. Ю. Лозеев^{а, *}, А. И. Макаров^а, С. М. Полозов^{а, **}

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*e-mail: YYLozeev@mephi.ru

**e-mail: SMPolozov@mephi.ru

Поступила в редакцию 21.12.2022 г.

После доработки 11.02.2023 г.

Принята к публикации 11.02.2023 г.

При создании ускорителей ионов, работающих в импульсном режиме, в качестве материала высокочастотных резонаторов используют аустенитную нержавеющую сталь с медным гальваническим покрытием. Для резонаторов с элементами сложной формы нанесение медного покрытия является сложной технологической задачей, что порождает интерес изготовить стальной резонатор без медного покрытия. Однако, в таком случае важно аккуратно оценить рост высокочастотных потерь в структуре по сравнению с расчетными величинами, что неоднократно наблюдалось экспериментально. Для проведения такой оценки был собран макет на основе цилиндрического высокочастотного резонатора с двумя устройствами связи. На макете были исследованы электродинамические характеристики высокочастотного резонатора, в центр которого помещались исследуемые образцы стали. Полученные результаты показали значительное расхождение между расчетными и экспериментальными значениями собственной добротности резонатора. В численных расчетах использовались стандартные параметры для стали марки 12X18H10T. Также для образцов были оценены значения относительной магнитной проницаемости μ , исходя из предположения о том, что магнитные свойства аустенитной стали на поверхности могли измениться при обработке.

Ключевые слова: ускоритель ионов, высокочастотный резонатор, ускоритель с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, собственная добротность, магнитная проницаемость, аустенитная нержавеющая сталь, высокочастотные потери, медное гальваническое покрытие, анализатор цепей, коэффициент передачи.

DOI: 10.31857/S1028096023070087, **EDN:** TDRSGR

ВВЕДЕНИЕ

Основным материалом, используемым для изготовления нормально проводящих ускоряющих резонаторов, работающих при комнатной температуре, является бескислородная медь. Она обладает высокой тепло- и электропроводностью на высоких частотах, хорошо поддается механической обработке, пайке, сварке, неферромагнитна [1]. Для ускорителей электронов бескислородную медь используют повсеместно, так как для изготовления ускоряющего резонатора требуется несколько десятков килограммов материала. Для линейных ускорителей ионов резонаторы целиком состоящие из меди из-за высокой стоимости используют только для установок, работающих в режиме, близком к непрерывному. Для импульсных ускорителей, например для инжекторов в синхротроны, более дешевым решением является нержавеющая сталь с медным гальваническим

покрытием внутренних поверхностей. Однако для резонаторов с электродами сложной формы, например, для резонаторов с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой [2] (рис. 1), нанесение равномерного слоя меди на наконечники электродов является сложной технологической задачей, ни один из доступных методов нанесения покрытий (гальваника, напыление) не позволяет получать однородность слоя по толщине лучше 20–40 мкм, особенно на поверхностях сложной трехмерной формы. В связи с этим проверить, насколько вырастут потери высокочастотной мощности в резонаторе, если отказать от медного покрытия и оставить наконечники электродов стальными, является актуальной задачей. Необходимость такого анализа обусловлена, в частности, аномальным расхождением расчета собственной добротности резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, разработанного коллективом

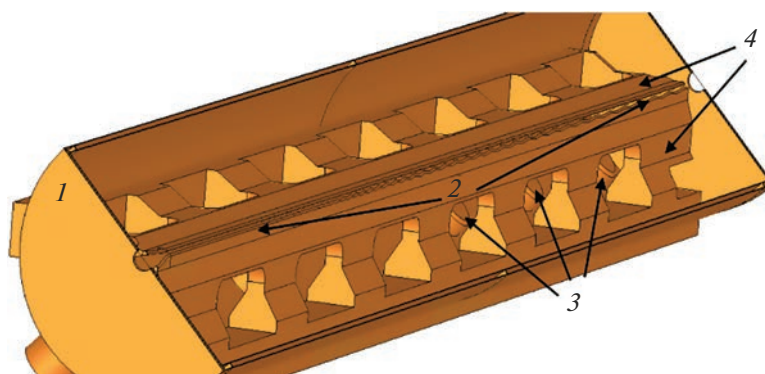


Рис. 1. Сечение модели четырехкамерного резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. Длина резонатора 5 м, радиус обечайки 33 см: 1 – обечайка резонатора, 2 – головки электродов, 3 – подстроечные плунжеры, 4 – ускоряющие электроды.

сотрудников НИЯУ МИФИ, Объединенного института ядерных исследований, Института теоретической и экспериментальной физики для реконструкции системы инжекции пучка в ускорительный комплекс NICA и изготовленного опытным производством Всероссийского научно-исследовательского института технической физики, с экспериментальными данными [3, 4]. Так как модуляция электродов в первой трети резонатора не превышала 3–30 мкм и при производстве не было гарантировано равномерное покрытие медью с необходимой точностью, четыре электрода в начале резонатора были оставлены без меднения. Измеренная добротность резонатора отличалась от расчетной на 48% и составила 5600 [5]. Электродинамический расчет модели резонатора с наконечниками из нержавеющей стали показал, что собственная добротность резонатора должна была уменьшиться менее, чем на 1%. При расчетах были использованы параметры аустенитной стали марки 12Х18Н10Т, которые указывает большинство производителей: удельное сопротивление $\rho = 0.725 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ относительная магнитная проницаемость $\mu \approx 1$. Однако существующий опыт изготовления подобных резонаторов говорит о том, что измеренная добротность готового резонатора может отличаться от расчетной не более, чем на 20% [6–13]. Настолько неожиданное расхождение экспериментальных данных и численного расчета привело к идее собрать макет на основе цилиндрического резонатора и проследить за изменениями собственной добротности резонатора макета при помещении внутрь образцов нержавеющей стали и сравнить их с результатами численного моделирования характеристик макета.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

По определению собственная добротность резонатора – это отношение запасенной в резона-

торе энергии к мощности, рассеиваемой в нем за период времени. Тогда добротность можно представить как:

$$Q_0 = 2\mu\sqrt{\omega\mu_0\mu_{\text{ст}}\sigma_{\text{ст}}}\int_V |\overline{H}_M|^2 dv / \sqrt{2\mu_{\text{ст}}}\int_S |\overline{H}_t|^2 ds, \quad (1)$$

где Q_0 – собственная добротность резонатора, H_M – амплитуда напряженности магнитного поля, H_t – тангенциальная компонента напряженности магнитного поля, ω_0 – резонансная циклическая частота, μ_0 – магнитная постоянная, $\mu_{\text{ст}}$ – магнитная проницаемость материала стенок резонатора, $\sigma_{\text{ст}}$ – удельная проводимость материала стенок резонатора, V – внутренний объем резонатора, S – площадь внутренней поверхности резонатора.

В формулу вычисления добротности входят два параметра материала внутренней поверхности резонатора – проводимость и относительная магнитная проницаемость. Отклонения этих двух параметров от расчетных значений и отвечают за потенциальное уменьшение добротности готового резонатора.

Большой интерес представляет изменение магнитной проницаемости материала стенок, особенно их поверхностного слоя: существуют экспериментальные исследования изменения магнитной проницаемости хромоникелевых нержавеющей сталей, подвергнутых холодной обработке [14–16], связанного с мартенситным превращением в аустенитных сталях [17–20]. Так, например, в работе [14] показано, что после пластического растяжения удельная магнитная восприимчивость стали марки 08Х18Н10 меняется на 26%. В работе [15] показано, что в процессе деформации при некоторых скоростях растяжения относительная магнитная проницаемость стали марки SUS304 достигала значения 2.8. Для рассматриваемой задачи необходимо дополнительно учитывать, что

при частотах 80–300 МГц, используемых в высокочастотных резонаторах ускорителей ионов, толщина скин-слоя на превышает нескольких мкм и влияние деформации поверхности электрода и магнитной проницаемости слоя металла, подвергнутого обработке, может оказывать более сильное влияние на электродинамические характеристики резонатора, чем при постоянном токе или при низких частотах.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерения собственной добротности использована схема с резонатором с двумя устройствами связи [1] (рис. 2). Собственная добротность резонатора в таком случае можно определить следующим образом:

$$Q_0 = (\omega_0/2\Delta\omega)(1 + \chi_1 + \chi_2), \quad (2)$$

где $\Delta\omega$ – расстройка частоты, χ_1 и χ_2 – коэффициенты связи с резонатором.

Все необходимые для расчета добротности величины определяются из зависимости коэффициента передачи мощности K_{Π} от частоты. Кривые $K_{\Pi}(\omega)$ снимали при подключении портов векторного анализатора цепей к обоим устройствам связи резонатора. Проведено пять измерений: пустого резонатора и с каждым из четырех тестовых образцов. В качестве образцов использовали небольшие цилиндры из нержавеющей стали, обточенные по боковой поверхности на глубину 0.5 мм на токарном станке. Дополнительная обработка необходима для приближения свойств образцов к головкам электродов резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, изготавливаемых фрезерованием и точением. Для образцов были рассчитаны площади поверхности каждого из брусков: 3466, 3310, 3320 и 3000 мм² (образцы 1–4 соответственно).

Таблица 1. Сравнение электродинамических характеристик макета, полученных экспериментально и численно, без образцов (0) и с каждым из образцов 1–4: коэффициент передачи мощности K_{Π} ; резонансная частота f_0 ; добротность резонатора Q_0 ; степень различия результатов

№ образца	K_{Π}	Численное моделирование		Экспериментальное исследование		$\Delta Q, \%$	$\Delta f, \%$
		$f_0, \text{ГГц}$	Q_0	$f_0, \text{ГГц}$	Q_0		
0	1.0	1.6290	11231	1.6273	11059	3.0	0.1
1	2.1	1.4995	8591	1.5054	7584	13.3	0.4
2	2.2	1.5010	8809	1.5068	8072	9.1	0.4
3	2.3	1.5090	8914	1.5138	8155	9.3	0.3
4	2.4	1.5168	9224	1.5241	8595	7.3	0.5

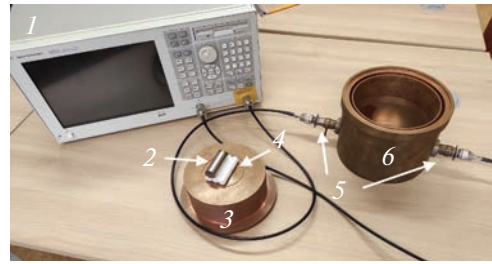


Рис. 2. Экспериментальный макет: 1 – векторный анализатор цепей Agilent; 2 – образец стали; 3 – основание резонатора; 4 – фторопластовая подложка; 5 – вводы мощности; 6 – крышка резонатора.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В центр эталонного цилиндрического резонатора, порты которого подключены к анализатору цепей (Agilent 8753ET), помещали фторопластовую подложку, на которой размещали образцы. Положение стального образца вблизи оси резонатора позволяло возбудить в нем основной вид колебаний E_{010} на частоте, близкой к 1.5 ГГц. Первое измерение проведено для пустого резонатора без образцов и фторопластовой подставки для определения собственной добротности макета. По снятой зависимости K_{Π} от частоты в диапазоне от 1400 до 1700 МГц была определена резонансная частота f_0 , а также измерены коэффициенты связи петель ввода мощности с резонатором. Далее с помощью формулы (2) была определена собственная добротность резонатора Q_0 .

Далее измерения повторяли для каждого из четырех образцов. После этого было проведено численное моделирование добротности пустого резонатора и с каждым из образцов 1–4 с учетом индивидуальной геометрии брусков. Результаты измерений и расчетов представлены в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Как видно из табл. 1, значение собственной добротности пустого резонатора оказалось меньше расчетного на $\Delta Q_0 = 3.0\%$, в то время как для измерений с образцами разница от 7 до 13%. Значения измеренной резонансной частоты также отличаются от расчетных и можно предположить, что это может давать свой вклад в изменение значения добротности, которая обратно пропорциональна квадратному корню из частоты f_0 [1]. Однако разница расчетных и измеренных значений частоты Δf_0 не превышает десятых долей процента и влиянием такой зависимости можно пренебречь.

Для образца 1, с наибольшей площадью поверхности, разница значения измеренной добротности в сравнении с расчетной оказалась наибольшей; у образца 4, с наименьшей площадью — наименьшей. У образцов 2 и 3 с близкими значениями площади поверхности значения ΔQ_0 также близки. Это позволяет сделать вывод, что с увеличением площади поверхности образца растет и отклонение в расчетах добротности.

Из предположения, что разница в ΔQ_0 была вызвана изменением μ , была проведена серия расчетов резонатора макета с варьированием μ образцов. Разницу ΔQ_0 между экспериментальными значениями добротности и расчетными значениями добротности удалось компенсировать, если при расчетах использовать значения μ от 2.0 до 2.5. Данные значения магнитной проницаемости существенно выше, чем в работе [6], но блики к результатам, полученным в работе [15]. Однако такое сильное изменение величины μ в [15] объясняется тем, что измерение μ происходило одновременно с деформацией стали. В нашем же случае, выбранный метод измерения с помощью ВЧ-полей обладает большей чувствительностью к свойствам поверхности магнитных образцов, чем к их объемным свойствам. Тогда предположение о том, что магнитные свойства стали могли сильнее измениться на поверхности, хорошо согласуется с полученными значениями μ , что и привело к снижению добротности резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой [5] почти в два раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты эксперимента показали, что при моделировании электродинамических характеристик ВЧ-резонатора с образцами аустенитной хромоникелевой нержавеющей стали марки 12X18H10T изменение магнитной проницаемости поверхности образца, появившееся в ходе его механической обработки, вносит значительное искажение (порядка 10%) в расчет собственной

добротности. Это вызвано различием μ на поверхности металла и по его объему, что в свою очередь приводит к более существенному падению собственной добротности на высоких частотах по сравнению с постоянным током. Значения μ , которые необходимо использовать при расчетах, также были оценены в ходе проведения исследований. Полученные результаты позволили объяснить существенное расхождение расчетной и измеренной величин собственной добротности резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, разработанного для системы инжекции коллайдера NICA ОИЯИ. Также полученные данные позволят в дальнейшем более точно прогнозировать рабочие характеристики резонаторов и точнее оценивать требуемую для их питания ВЧ-мощность.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках договора № 075-15-2021-1358 от 12.10.2021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Собенин Н.П., Милованов О.С.* Техника сверхвысоких частот. М.: Энергоатомиздат, 2007. 545 с.
2. А. с. 265312 (СССР). Линейный ускоритель ионов / ОИПТЗ. Владимирский В.В., Капчинский И.М., Тепляков В.А. // Б.И. 1970. № 10. С. 75.
3. *Koshelev V. et al.* // Proc. of LINAC2016, East Lansing, MI, USA, 2016. P. 575.
4. *Butenko A.V., Bazanov A.M., Donets D.E. et al.* Commissioning of New Light Ion RFQ Linac and First Nuclotron Run with New Injector // Proc. of RuPAC2016. St. Petersburg, Russia, 2016. P. 153. <https://www.doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2016-FRCAMH02>
5. *Kuzmichev V.G., Kozlov A.V., Kulevoypresenter T. et al.* The RF Power System for RFQ-injector of Linac-20 // Proc. of RuPAC2016. St. Petersburg. 2016. P. 297. <https://www.doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2016-TUPSA038>
6. *Hasegawa K., Mizumoto M., Ito N. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 1997. V. 34. № 7. P. 622. <https://www.doi.org/10.1080/18811248.1997.9733720>
7. *Lu L., Ma W., Zhai Y.H. et al.* High Power Test of the LEAF-RFQ // Proc. of LINAC2018. Beijing, 2018. P. 808. <https://www.doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2018-THPO052>
8. *Belyaev O.K., Ershov O.V., Maltsev I.G. et al.* IHEP Experience on Creation and Operation of RFQS // Proc. of LINAC2000. Monterey, 2000. P. 1. <https://www.doi.org/10.48550/arXiv.physics/0008020>
9. *Bartz U., Schempp A.* A CW RFQ prototype. // Proc. of IPAC2011. San Sebastian. Spain, 2011. P. 2559.

10. *Morishita T., Kondo Y., Hasegawa K. et al.* Vane Machining by the Ball-end-Mill for the New RFQ in the J-Parc LINAC // Proc. of LINAC2010. Tsukuba, Japan, 2010. P. 521.
11. *Ostroumov P.N., Barcikowski A., Clift B. et al.* High Power Test of a 57-MHz CW RFQ // Proc. of LINAC2006. Knoxville, Tennessee USA, 2006. P. 767.
12. *Koubek B., Grudiev A., Timmins M.* // Phys. Rev. Accelerators Beams. 2017. V. 20. № 8. P. 1. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.080102>
13. *Zhao B., Chen Sh., Zhu T. et al.* // Nucl. Engineer. Technol. 2019. V. 51. № 2. P. 556. <https://www.doi.org/10.1016/j.net.2018.10.003>
14. *Снежной Г.В., Мищенко В.Г., Снежной В.Л.* // Новые материалы и технологии в металлургии и машиностроении. 2014. № 2. С. 9.
15. *Cao B., Iwamoto T., Bhattacharjee P.P.* // Mater. Sci. Engineer. A. 2020. V. 774 P. 11. <https://www.doi.org/10.1016/j.msea.2020.138927>
16. *Mumtaz K. et al.* // J. Mater. Sci. 2004. V. 39 P. 85. <https://www.doi.org/10.1023/B:JMSC.0000007731.38154.e1>
17. *Manjanna J. et al.* // J. Mater. Sci. 2008. V. 43. P. 2659. <https://www.doi.org/10.1007/s10853-008-2494-4>
18. *Lebedev A.A., Kosarchuk V.V.* // Int. J. Plasticity. 2000. V. 16. № 7–8. P. 749. [https://www.doi.org/10.1016/S0749-6419\(99\)00085-6](https://www.doi.org/10.1016/S0749-6419(99)00085-6)
19. *Rocha M., Oliveira C.* // Mater. Sci. Engineer. A. 2009. V. 517. № 1–2. P. 281. <https://www.doi.org/10.1016/j.msea.2009.04.004>
20. *Das A., Tarafder S.* // Int. J. Plasticity. 2009. V. 25. № 11. P. 2222. <https://www.doi.org/10.1016/j.ijplas.2009.03.003>

Measurements of Electrodynamics Parameters of a Cylindrical RF-Cavity with Stainless Steel Samples

M. V. Lalayan¹, Yu. Yu. Lozev^{1, *}, A. I. Makarov¹, S. M. Polozov^{1, **}

¹National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, 115409 Russia

*e-mail: YYLozev@mephi.ru

**e-mail: SMPolozov@mephi.ru

Stainless steel with galvanic copper coating is often used as a material for ion linear accelerators RF cavities. However, for the cavities with complex inner surfaces obtaining a uniform copper coating becomes technologically challenging. The solution might be found in manufacturing the cavity without copper coating at all, though in that case the amount of power losses in the cavity should be carefully estimated. To make such estimations the experiment was carried out, where the electrodynamic properties of a test cavity with two coupling loops were measured with the stainless steel samples placed inside it. The results of this experiment showed sufficient difference between the simulated and measured Q-factor values for the same 12X18H10T sample steel grade. Thus, an assumption was made the magnetic properties of austenitic steel samples could have changed during the manufacturing process, so the magnetic permeability values for the steel samples were estimated.

Keywords: Ion accelerator, RF-cavity, radio-frequency quadrupole, Q-factor, magnetic permeability, austenitic stainless steel, RF-losses, copper galvanic plating, network analyzer, power gain.

УДК 621.384.6

КОНЦЕПЦИЯ СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ ПРОЕКТА DARIA

© 2023 г. С. А. Гаврилов^{a, b, *}, А. И. Титов^{a, b}

^aИнститут ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

^bМосковский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, 141700 Россия

*e-mail: s.gavrilov@inr.ru

Поступила в редакцию 29.11.2022 г.

После доработки 27.01.2023 г.

Принята к публикации 27.01.2023 г.

Диагностика пучка является одной из основных задач при эксплуатации ускорителей заряженных частиц. В работе представлена концепция системы диагностики пучка, позволяющей проводить измерения и осуществлять контроль ключевых параметров пучка линейного резонансного ускорителя протонов в составе компактного источника нейтронов DARIA: ток, положение, профиль, эмиттанс, энергия, фазовые характеристики. Важным требованием является необходимость проведения измерений в наладочном режиме ускорителя, когда параметры пучка могут меняться в широком диапазоне. В основной состав системы предложено включить такие типы диагностических устройств, как индукционные датчики тока, полосковые датчики положения пучка, проволочные профилометры, ионизационный монитор поперечного сечения пучка, щелевой измеритель эмиттанса, измеритель формы сгустков, охлаждаемый цилиндр Фарадея. Особое внимание уделено использованию неразрушающих методов диагностики для обеспечения непрерывного оперативного контроля параметров пучка ввиду его большой проектной импульсной и средней мощности в совокупности с относительно низкой энергией. Рассмотрены основные физические принципы работы, типичные характеристики, а также особенности практической реализации отдельных устройств. Представлена схема возможного размещения диагностических узлов с учетом специфики использования предложенных типов детекторов в различных частях ускорителя.

Ключевые слова: линейный ускоритель протонов, система диагностики пучка, индукционный датчик тока, цилиндр Фарадея, проволочный сканер, ионизационный монитор поперечного сечения, измеритель эмиттанса, датчик положения пучка, измеритель формы сгустков.

DOI: 10.31857/S1028096023070051, **EDN:** TEGYLG

ВВЕДЕНИЕ

Проект DARIA (neutron source Dedicated to Applied Research and Industrial Applications) – компактный источник нейтронов для фундаментальных исследований, промышленных приложений и образовательных задач, разрабатываемый на основе сильноточного линейного ускорителя протонов [1] с проектными характеристиками, указанными в табл. 1.

Одной из ключевых систем ускорителя является система диагностики пучка, контролирующая ток, поперечные (профиль, положение, эмиттанс) и продольные характеристики пучка (энергия, разброс по импульсам, фаза и форма сгустков) и, как правило, включающая в себя три типа измерителей. Во-первых, надежные быстрые детекторы, показывающие основные параметры пучка, ис-

пользуемые для быстрой проверки общей функциональности ускорителя. Данные устройства обычно не разрушают пучок, обеспечивая возможность непрерывного оперативного контроля, и представляют результаты измерений в виде одного числа, простого графика или двумерного изображения. Во-вторых, оборудование, используемое для ежедневных проверок качества и стабильности параметров пучка, а также для измерений в процессе перестройки параметров ускорителя. Этот тип измерителей, как правило является возмущающим, но позволяет получать больше информации о пучке. В-третьих, сложное диагностическое оборудование, используемое для настройки новых режимов работы или новых компонентов ускоряющей структуры, а также для поиска решений по оптимизации и расширению функциональных возможностей машины. Такие

Таблица 1. Основные характеристики пучка протонов проекта DARIA

Характеристика	Значение
Энергия пучка на выходе источника, МэВ	0.06
Энергия пучка на выходе резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, МэВ	3.3
Энергия пучка на выходе ускорителя, МэВ	13
Импульсный ток, мА	До 100
Длительность импульса тока, мкс	100
Частота следования импульсов, Гц	До 100
Частота следования сгустков, МГц	162.5

устройства могут быть сложны в эксплуатации и полностью разрушать пучок на время измерений, а их отличительной особенностью является предоставление многопараметрической информации о пучке.

Очевидно, что между этими типами оборудования нет четких границ, тем не менее подобная классификация весьма полезна, для того чтобы выстроить приоритеты при проектировании системы диагностики.

ИЗМЕРЕНИЕ ТОКА ПУЧКА

Из соображений наибольшей универсальности, вакуумной совместимости, помехоустойчивости, возможности проведения абсолютной калибровки и, главное, величины ожидаемых тепловых нагрузок, в случае использования контактных методов измерений наиболее подходящими измерителями тока для высокоточного линейного ускорителя протонов проекта DARIA являются индукционные датчики тока (ИДТ, трансформаторы тока) [2], которые предложено использовать для проведения основных оперативных измерений как импульсного, так и среднего тока пучка во всем ожидаемом диапазоне интенсивностей.

Для корректного измерения импульсов тока пучка с длительностью больше 1–2 мкс необходимо использовать активный тип трансформатора с трансимпедансным предварительным усилителем и увеличивать индуктивность системы за счет использования сердечника с высокой магнитной проницаемостью, а не увеличения количества витков обмотки N , так как измеряемый сигнал $\propto 1/N$. Одновременно с этим для получения короткого времени нарастания сигнального импульса, и как следствие быстрого отклика системы, необходимо снижать паразитную емкость, сокращая длину кабеля между ИДТ и усилителем. Еще одним значимым фактором в конструкции ИДТ является многослойная защита от статических и переменных магнитных полей [3].

На рис. 1 представлена модель ИДТ на основе ферритового [4] кольца с магнитной проницаемостью ~ 4000 .

Внутренний экран сердечника может быть изготовлен в виде корпуса из магнитомягкой стали с симметричной кольцевой щелью для проникновения магнитного поля пучка, а внешний экран – из листов магнитной нержавеющей стали, оклеенных изнутри фольгой из аморфного сплава кобальта и железа с магнитной проницаемостью $\sim 10^5$. Также для подавления наводок и помех различной природы можно использовать дифференциальный способ съема сигнала с использованием экранированной витой пары.

Исторически первым устройством, позволяющим проводить прямые абсолютные измерения тока пучка, является цилиндр Фарадея, который часто используют в качестве эталона для калибровки других измерителей. Так как принцип работы цилиндра Фарадея основан на полном поглощении пучка в сигнальном электроде, то на практике возможны несколько вариантов использования этого устройства: в виде стационарной ловушки пучка на выходе поворотного магнита или канала транспортировки либо в виде подвижной конструкции, вводимой в пучок на время измерений.

В виду высокой средней и импульсной мощности пучка ускорителя проекта DARIA предложено использовать подвижный охлаждаемый цилиндр Фарадея (рис. 2), играющий одновременно роль аварийной ловушки пучка, только в низкоэнергетическом канале транспортировки, где средняя ожидаемая мощность пучка не превышает 100 Вт. Далее, начиная с выхода резонатора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, где средняя мощность пучка достигает ~ 3.3 кВт, следует использовать индукционные датчики тока для обеспечения неразрушающих токовых измерений. При необходимости создания отдельной подвижной ловушки пучка на выходе ускорителя (где средняя мощность пучка составляет ~ 13 кВт) возможно использование относительно простых конструкций, предназначенных только для процесса теплосъема и не включающих в себя весь комплекс мер по измерению импульсов тока пучка, свойственных цилиндрам Фарадея [5].

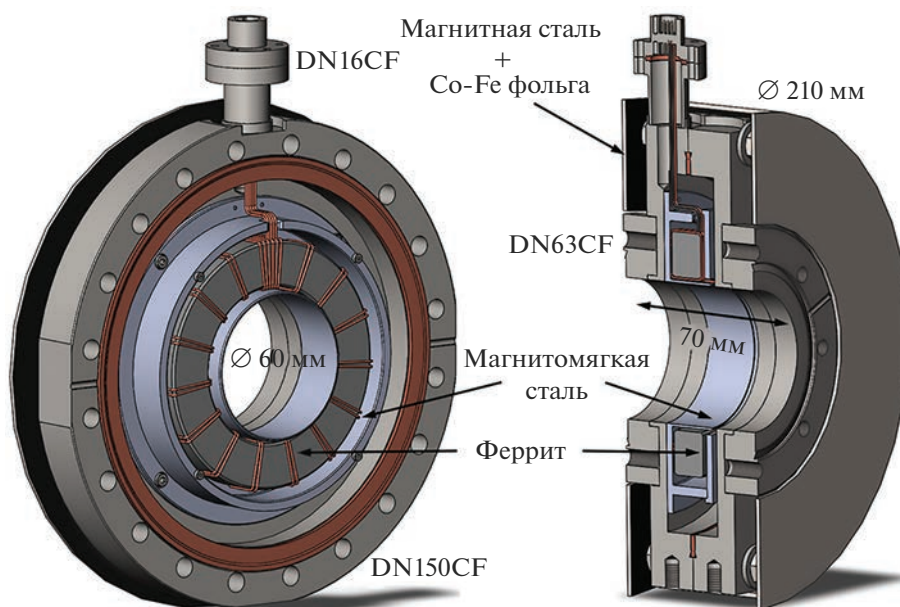


Рис. 1. Модель ИДТ в сборе с внешней магнитной защитой.

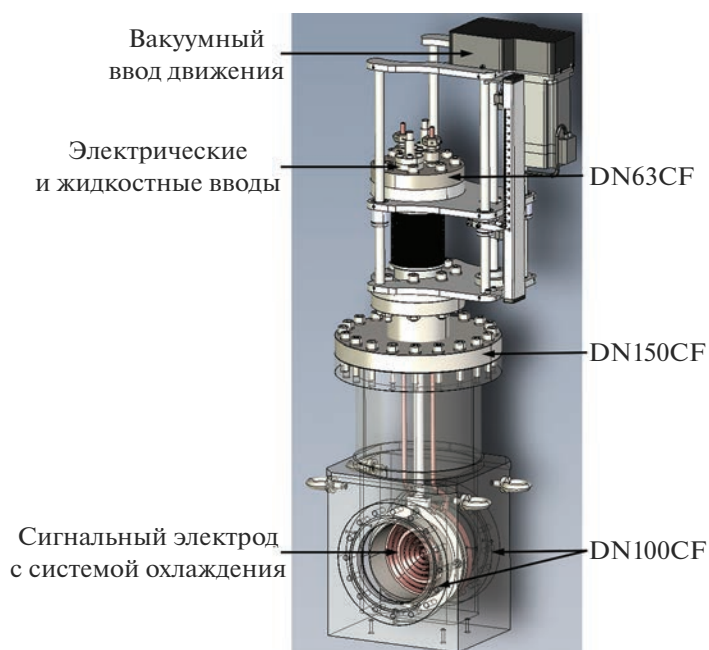


Рис. 2. Модель охлаждаемого цилиндра Фарадея с вакуумным вводом движения.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПУЧКА

Другим важным параметром пучка является его поперечный профиль, который постоянно меняется вдоль ускорителя под воздействием системы фокусировки, и его контроль необходим для проведения процедуры согласования поперечной динамики пучка между различными частями ускорителя и каналов транспортировки.

Проволочные сканеры и, тем более, многопроволочные профилометры относятся к классу возмущающих, а при низких энергиях пучка разрушающих, устройств диагностики, использование которых для непрерывного контроля параметров пучка ограничено, как существенным возмущением пучка в процессе измерений, так и деградацией проволок под действием радиационных и тепловых нагрузок [6]. В связи с ожидаемой

высокой интенсивностью пучка использование контактных датчиков имеет существенные ограничения по допустимым режимам эксплуатации, поэтому предложено ограничить использование проволочных сканеров задачами прецизионных измерений на этапах наладки отдельных частей ускорителя, когда работа ведется с пучком низкой или умеренной интенсивности, а на этапе эксплуатации использовать исключительно неразрушающие методы диагностики на основе свечения [7] и ионизации [8] остаточного газа в ионопроводе ускорителя.

Ускоренные заряженные частицы, проходя по каналу транспортировки пучка, вызывают ионизацию остаточного газа. Число образовавшихся ионов в единице объема прямо пропорционально интенсивности пучка и давлению остаточного газа. Посредством регистрации образовавшихся ионов и/или электронов и анализа их распределения можно осуществлять процедуры неразрушающей диагностики, например, проводить измерения профилей и положения пучка. В частности, с помощью ионизационного монитора поперечного сечения пучка [9] (рис. 3) можно регистрировать двумерное поперечное распределение плотности частиц пучка, из которого с помощью интегрирования по одной из поперечных координат может быть найден профиль пучка по другой поперечной координате, аналогичный профилям, измеряемым, например, с помощью проволочных сканеров или одномерных ионизационных профилометров. Следует отметить, что обработка результатов измерений профилей позволяет определить положение центра тяжести пучка.

Особым требованием является необходимость проведения измерений в наладочном режиме ускорителя, когда потери пучка на начальном этапе настройки могут достигать 10% и более. В этом случае распределение интенсивности пучка в поперечном сечении может быть достаточно сложной формы. Многолетний опыт работы с ионизационным монитором поперечного сечения пучка на сильноточном ускорителе протонов ИЯИ РАН показал, что для хорошо настроенного пучка форма его поперечного сечения близка к эллиптической и стабильна во времени. Неизменность формы и положения, как правило, свидетельствуют об устойчивой работе ускорителя, поэтому, помимо использования для основных диагностических задач по измерению профилей и положения пучка, ионизационный монитор поперечного сечения пучка является хорошим инструментом для обобщенного контроля качества формирования и проводки пучка.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА

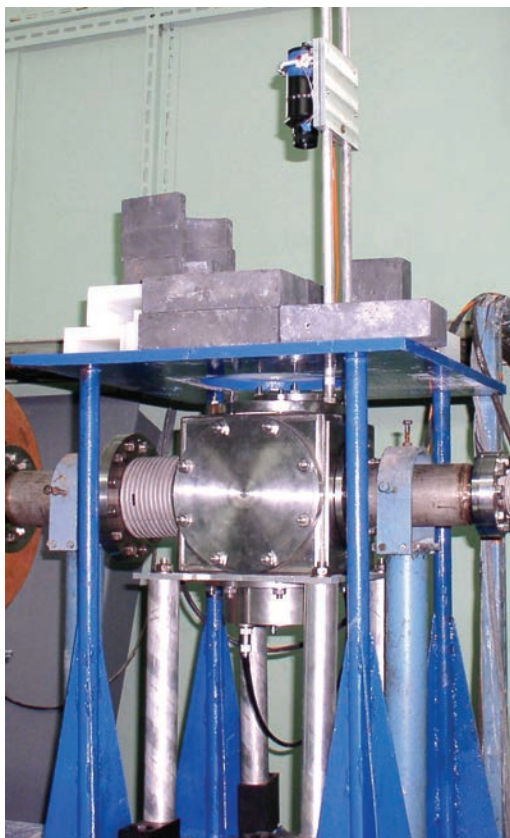
В общем случае параметры пучка можно описать функцией распределения в шестимерном фазовом пространстве $\Phi(x, p_x, y, p_y, s, E)$, где x, y, s – координаты, p_x, p_y – проекции импульса пучка на соответствующие оси, E – энергия пучка. Проекции импульса могут быть заменены на угловые расхождения x', y' . Отдельно выделяют проекции фазового пространства на поперечные направлению движения пучка фазовые плоскости (x, x') , (y, y') и продольную плоскость (s, E) . Исследование распределения частиц в поперечных фазовых плоскостях необходимо для моделирования динамики пучка при помощи различных транспортных кодов.

Существует два принципиально разных способа измерить поперечный эмиттанс пучка: при помощи специальных измерителей эмиттанса или с использованием косвенных процедур восстановления эмиттанса.

Первый способ подходит для измерений параметров пучков низких (до 10 МэВ) энергий, и в случае проекта DARIA можно использовать классический щелевой измеритель эмиттанса (рис. 4). Пространственное разрешение данного прибора определяется размером щели и на практике может составлять ~100 мкм. Щелевой измеритель эмиттанса проводит пошаговое пространственное сканирование пучка, однако, благодаря наличию многопроволочного профилометра, для измерения углового распределения пучка в заданной координате требуется только одно измерение. Одной из основных проблем, возникающих при практической реализации щелевого измерителя, является сама щель, геометрия которой существенным образом зависит от параметров пучка (рис. 5).

Для проведения измерений высокоинтенсивных пучков с энергией больше нескольких МэВ геометрия щели существенно усложняется (крайняя правая конфигурация на рис. 5). В данном случае базовая толщина пластины, в которой формируется щель, должна быть достаточно большой, чтобы затормозить основную часть пучка, однако одновременно с этим угловой размер щели должен оставаться достаточным для обеспечения нужного диапазона измерений угловых расхождений вырезанной части пучка, кроме того, необходимо снизить локальные тепловые нагрузки на пластину. Для выполнения этой совокупности условий изготавливают щель с выраженной клиновидной формой входной поверхности, что увеличивает площадь взаимодействия пластины с пучком и обеспечивает минимизацию ее толщины в области сквозного разреза.

(a)



(б)

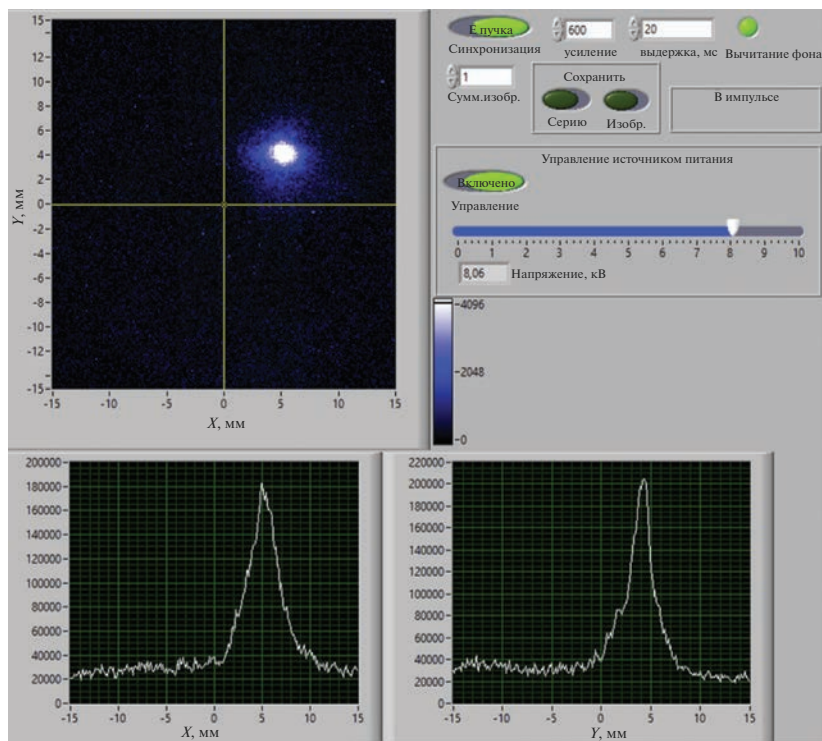


Рис. 3. Ионизационный монитор поперечного сечения пучка на выходе ускорителя ионов водорода ИЯИ РАН (а) и рабочее окно программы регистрации и обработки данных, в котором отображены регистрируемое видеокамерой двумерное поперечное сечение пучка и полученные из него профили пучка по осям X и Y , а также элементы управления видеокамерой (б).

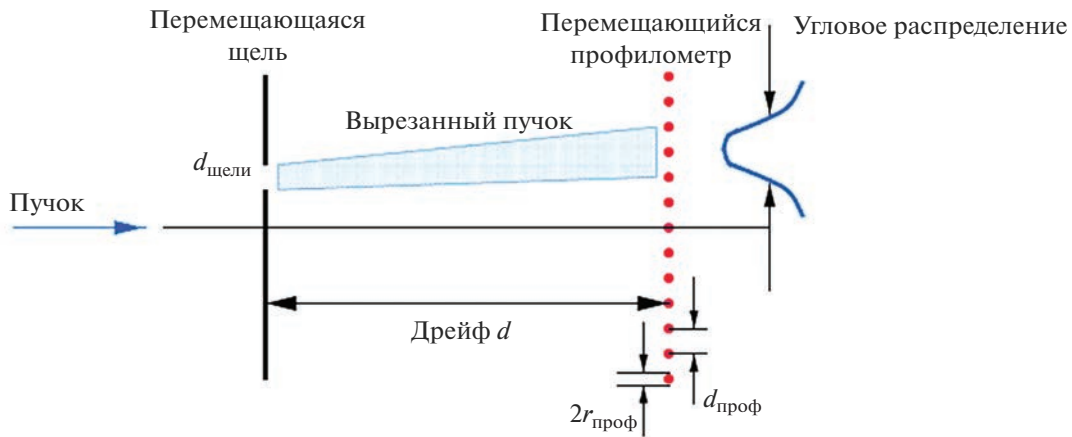


Рис. 4. Схема измерений при помощи щелевого измерителя эмиттанса.

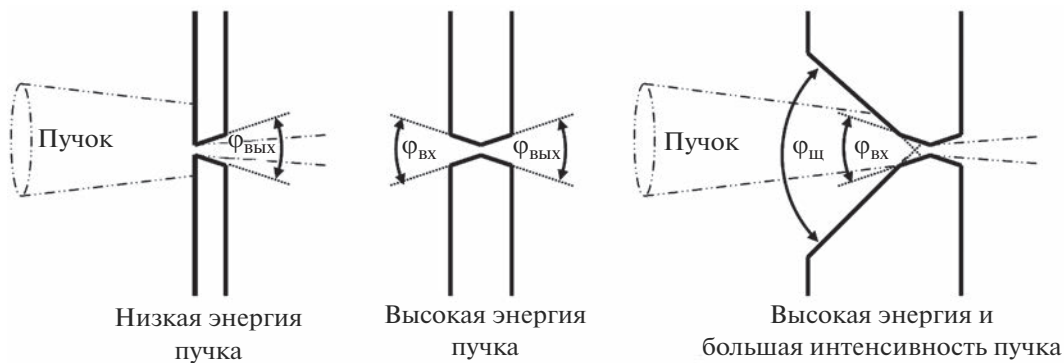


Рис. 5. Типичная геометрия щелей для разных параметров пучка.

Тепловые нагрузки от взаимодействия с пучком также влияют и на общую толщину пластины, и при измерении высокоинтенсивных пучков для подобных щелевых диафрагм требуется активное охлаждение [10].

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПУЧКА

Чаще всего в современных резонансных ускорителях ионов поперечное положение центра тяжести пучка, а также его фазовое положение относительно ускоряющей гармоники ВЧ-поля определяют с помощью емкостных пикап-электродов, принцип действия которых заключается в измерении тока изображения, индуцированного электрическим полем пучка в изолированной металлической пластине. Для измерений положения пучка используют четыре емкостных пластины, суммы и разности сигналов с которых позволяют определить положение центра тяжести пучка. Такие устройства традиционно называют датчиками положения пучка и располагают возле каждой квадрупольной линзы. Поскольку электрическое

поле сгруппированного пучка зависит от времени, на пластине возникает сигнал от переменного тока, сбор которого осуществляется с помощью ВЧ-методик и технологий (рис. 6) [11].

Фазовые измерения необходимы для проведения процедуры продольного согласования ускоряющих секций (фазирования). Благодаря дифференциальной форме сигнала от тока пучка центр сгустка и его положение относительно синхронной фазы ускоряющей гармоники могут быть определены с высокой точностью [12]. Кроме того, датчики положения пучка, установленные парами, могут быть использованы для проведения времяпролетных измерений энергии пучка.

Одной из модификаций датчиков положения пучка, наиболее часто используемой на ионных линейных резонансных ускорителях для пучков с нерелятивистскими скоростями (энергия < 500 МэВ/нуклон), являются так называемые “короткозамкнутые” полосковые датчики, в которых выходной порт заменен коротким замыканием на корпус датчика, что обеспечивает более простую, компактную и дешевую конструк-

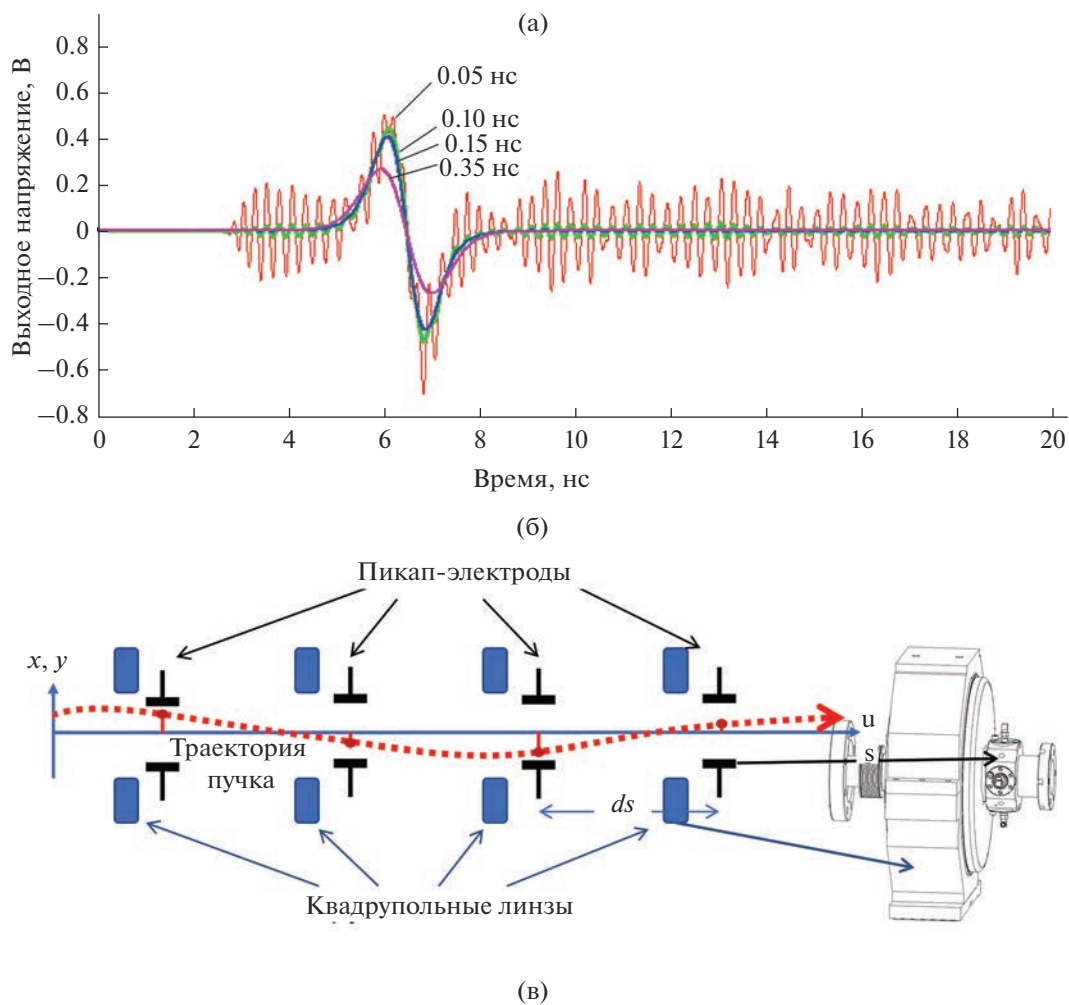


Рис. 6. Пример характерного сигнала с датчика положения пучка при (а) различной точности регистрации (показана цифрами на графике); типичная схема расположения основных узлов регистрации сигнала (б) и фотография конструкции емкостного полоскового датчика положения пучка, используемого на LINAC4 CERN (в).

цию. В основу конструкции датчиков положения пучка для проекта DARIA может быть заложена геометрия датчиков LINAC4 CERN [13], которые

представляют собой короткозамкнутые полосковые датчики положения пучка с одной парой электродов на каждую плоскость.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА

Продольные параметры пучка важны для настройки и эксплуатации ускорителя так же, как и поперечные, хотя методы их диагностики часто описаны менее подробно. Продольное фазовое пространство удобно определять двумя параметрами: продольным размером сгустка l в единицах времени или фазы, по аналогии с поперечным профилем пучка; разбросом по импульсам (или

$$\text{по энергиям) } \delta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\gamma}{1 + \gamma} \frac{\Delta W}{W} \text{ относительно им-}$$

пульса синхронной частицы, по аналогии с поперечным расхождением пучка. Продольный эмиттанс в этом случае равен $\epsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\pi} \iint dl d\delta$.

В отличие от измерений энергетического разброса, которые традиционно проводят с помощью магнитного спектрометра, совмещенного с шелевым коллиматором, экспериментальное исследование структуры пучка (формы сгустков) представляет существенную техническую проблему.

Следует отметить, что фазовый спектр пучка на входе ускоряющего резонатора может быть измерен и без применения специальной аппаратуры. Для этого на выходе резонатора измеряют зависимость тока ускоренных в резонаторе частиц от сдвига фазы ускоряющего поля. При попадании сгустка в область устойчивости происходит возрастание тока ускоренных частиц, и производная измеренной функции по фазе представляет собой фазовый спектр пучка на входе резонатора. К недостаткам этого метода следует отнести необходимость расстройки ускоряющего резонатора, полную потерю пучка в процессе измерений и низкое ($>10^\circ$) фазовое разрешение.

Для измерений формы сгустков в линейных ускорителях ионов в настоящее время применяют только вторичные низкоэнергетические электроны [14]. Их свойства, существенные при измерениях формы сгустков, практически не зависят ни от типа, ни от энергии анализируемого пучка. По этой причине детекторы с использованием вторичных низкоэнергетических электронов применимы для измерений на любых пучках ионов без существенной модификации. Измерители на основе линейной поперечной модуляции стали изготавливать в ИЯИ РАН с 1980-х годов [15–17]. Базовый вариант конфигурации прибора получил название “анализатор фазового спектра” или “измеритель формы сгустков” (Bunch Shape Monitor, BSM) [18] и является детектором для наблюдения продольного распределения заряда в сгустках (рис. 7). Созданные детекторы работают на пучках протонов, отрицательных ионов водорода и тяжелых ионов в диапазоне энергий от 2.5 до 1000.0 МэВ/нуклон.

(а)



(б)

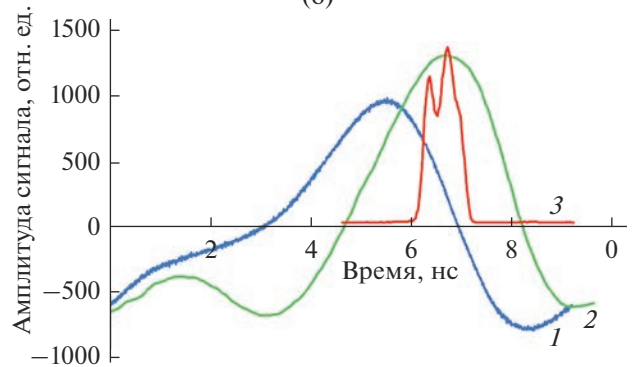


Рис. 7. Измеритель формы сгустков ИЯИ РАН для проекта GSI-FAIR (Германия) (а) и сравнение результатов измерений формы сгустков разными устройствами (б) [19]: пикап-электродами (1); быстрым индукционным датчиком тока (2); измерителем формы сгустков ИЯИ РАН (3).

В большинстве разработанных измерителей имеется возможность регистрировать форму импульсов тока вторичных электронов, что позволяет наблюдать эволюцию формы сгустков в течение импульса тока исследуемого пучка (рис. 8). Эту характеристику можно использовать как обобщенный критерий правильной работы всех си-

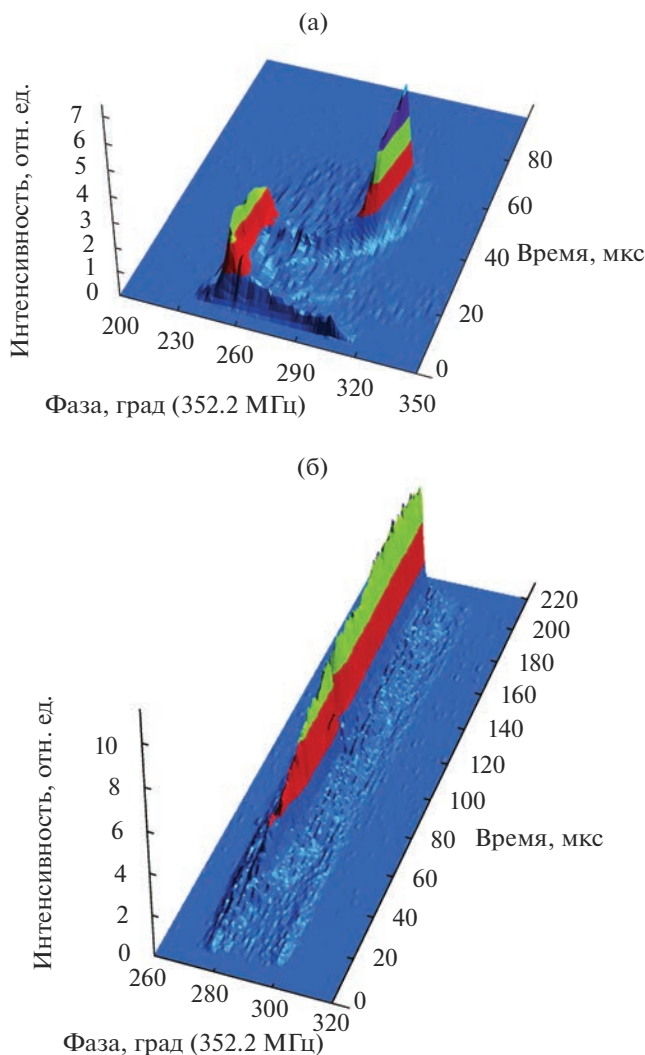


Рис. 8. Пример изменения структуры пучка в течение импульса тока пучка на выходе LINAC4 CERN в процессе настройки (а) и в номинальном режиме работы (б).

стем ускорителя, влияющих на продольную динамику пучка, в том числе и систем стабилизации амплитуд и фаз полей в ускоряющих резонаторах.

Также, в совокупности с методикой сканирования ускоряющих ВЧ-резонаторов, измерители позволяют восстанавливать продольный эмиттанс пучка в виде эквивалентных фазовых эллипсов.

Кроме того, большой динамический диапазон детекторов позволяет проводить измерения продольного ореола сгустка. Получаемые таким образом результаты имеют особое значение для ускорителей с высокой интенсивностью, поскольку наличие ореола приводит к потерям пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По итогам проработки концепции системы диагностики пучка сильноточного линейного ускорителя протонов проекта DARIA предложено использовать следующие детекторы: индукционный датчик тока; охлаждаемый цилиндр Фарадея; проволочные профилометры; ионизационный монитор поперечного сечения пучка; щелевой измеритель эмиттанса; полосковый датчик положения пучка; измеритель формы сгустков.

Одной из основных проблем для диагностики пучка в ускорителе проекта DARIA является значительная импульсная и средняя мощности пучка в совокупности с относительно низкой энергией, что существенно ограничивает выбор возможных диагностических приборов и методов. В связи с этим, рекомендовано построение системы диагностики на основе устройств, использующих неразрушающие способы измерений. Индукционные датчики тока и емкостные датчики положения пучка для измерений положения, фазы и энергии пучка могут быть стационарно установлены вдоль ускорителя в количестве, достаточном для контроля прохождения пучка вдоль всей ускоряющей структуры.

На выходе ускорителя регистрация положения и поперечного сечения пучка может быть проведена с помощью ионизационного монитора поперечного сечения.

Для измерений профиля пучка на входе и выходе резонатора с пространственно-однородной

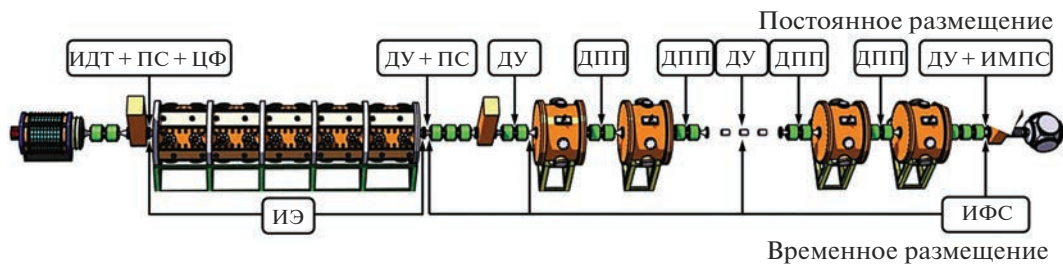


Рис. 9. Схема возможного расположения оборудования системы диагностики вдоль линейного ускорителя протонов проекта DARIA. ИДТ – индукционный датчик тока, ЦФ – цилиндр Фарадея, ПС – проволочный сканер, ДПП – датчик положения пучка, ИЭ – измеритель эмиттанса, ИФС – измеритель формы сгустков, ИМПС – ионизационный монитор поперечного сечения, ДУ – диагностический узел, состоящий из ИДТ + ДПП.

квадрупольной фокусировкой наиболее предпочтительными устройствами являются проволочные сканеры, обеспечивающие прецизионные измерения, результаты которых могут быть использованы как для настроечных процедур, так и для моделирования динамики пучка в ускорителе.

С учетом значительной импульсной и средней мощности пучка представляется нецелесообразным использование цилиндров Фарадея, совмещающих функции ловушки и измерителя тока высокоинтенсивного пучка в каналах средних и высоких энергий. Для корректных измерений в таких цилиндрах необходимо использовать большое количество технологических решений, существенно увеличивающих их стоимость по сравнению с простой охлаждаемой ловушкой, рассчитанной на ту же мощность теплосъема. Охлаждаемый цилиндр Фарадея может быть использован в качестве ловушки пучка номинальной интенсивности в низкоэнергетическом канале транспортировки для предварительной настройки пучка перед ускорением в резонаторе с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой.

В случае конфигурации низкоэнергетического канала транспортировки, не позволяющей разместить несколько отдельных диагностических устройств с сильфонными и/или ниппельными развязками, возможна разработка единого компактного диагностического бокса, включающего в себя ИДТ, охлаждаемый цилиндр Фарадея и проволочный сканер.

Часто используют только один измеритель эмиттанса и один измеритель формы ступков в составе отдельного диагностического стенда, который передвигают вдоль ускорителя на протяжении всего процесса ввода в эксплуатацию новых секций [20]. В качестве ловушки пучка для такого стенда может быть использован стационарный охлаждаемый цилиндр Фарадея, конструкция которого существенно упрощена благодаря размещению системы охлаждения вне вакуума ионопровода.

Схема возможного размещения отдельных узлов диагностического оборудования вдоль линейного ускорителя протонов проекта DARIA приведена на рис. 9.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках работ по Договору № 075-15-2021-1358 от 12 октября 2021 года.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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>
2. *Blokland W.* Beam Current Monitors // Proceedings of USPAS and University New Mexico Albuquerque NM, June 23–26, 2009. P. 40.
3. *Bayle H.* Effective Shielding to Measure beam current from an ion source // *Review of Scientific Instruments*. 2014. V. 85. P. 02A713.
4. *Barnes M., Ducimetiere L.* Ferrite Materials for In-Vacuum Instruments. // Proceedings of ARIES Workshop” Materials and Engineering Technologies for Particle Accelerator Beam Diagnostics Instruments”, 2021.
5. *Sosa A., Bravin E, Cantero Esteban, Welsch Carsten.* Optimization of a Short Faraday Cup for Low-Energy Ions using Numerical Simulations // International Beam Instrumentation Conference, IBIC 2014, January 2014. P. 137.
https://www.researchgate.net/publication/287050743_Optimization_of_a_short_faraday_cup_for_low-energy_ions_using_numerical_simulations.
6. *Cheymol B.* Development of Beam Transverse Profile and Emittance Monitors for the CERN LINAC4, Université Clermont-Ferrand II – Blaise Pascal, 15. 12. 2011.
https://www.researchgate.net/publication/278639201_Development_of_beam_transverse_profile_and_emittance_monitors_for_the_CERN_LINAC4.
7. *Bank A., Forck P.* Residual Gas Fluorescence for Profile Measurements at the GSI UNILAC // Proceedings of DIPAC2003. Darmstadt: Mainz, Germany, 2003.
https://www.researchgate.net/publication/228390584_Residual_Gas_Fluorescence_for_Profile_Measurements_at_the_GSI_UNILAC.
8. *Dimov G. et al.* // Soviet Atomic Energy. 1967. V. 22. № 5. P. 441.
9. *Gavrilov S., Feschenko A., Reinhardt-Nickoulin P., Vasilyev I.* // J. Instrumentation. 2014. M. 9. P. 01011.
<https://www.doi.org/10.1088/1748-0221/9/01/P01011>
10. *Paramo A., Bustinduy I.* // Specific Technical Prescriptions for the Manufacturing of the Emittance Meter Unit for the ESS MEBT. MEBT Bilbao Instrumentation CDR, 2017.
11. *Tan J., Sordet M., Soby L.* Beam Position Monitor System for the CERN LINAC4 // Proceedings of DIPAC2011. Hamburg, Germany, 2011. P. 272.
12. *Sato S., Miura A., Tomisawa T. et al.* Study of J-PARC Linac Beam Position Monitor as Phase Monitor // Proceedings of PAC09. Vancouver: BC, Canada, 2009, TH5RFP061.
13. *Tan J., Sordet M., Soby L., Guillot-Vignot F., Gerard D., Ludwig M., Steyaert D. et al.* Development of BPMs for the Linac4 // Linac4 Instrumentation Review. Zurich, October 2011.
<https://indico.cern.ch/event/153694/>.

14. *Бронштейн И., Фрайман Б.* Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969.
15. *Feschenko V., Ostroumov P.N.* Bunch Shape Measuring Technique and Its Application for an Ion Linac Tuning // Proc. of the 1986 Linear Acc. Conf. Stanford, 1986. P. 323.
16. *Feschenko A.V., Ostroumov P.N.* Bunch Shape Measurements at the INR Linac // Proc. of the Workshop on Advanced Beam Instrumentation. KEK, Tsukuba, Japan, April 22–24, 1991. P. 236.
17. *Feschenko A.* Methods and Instrumentation for Bunch Shape Measurements // Proc. of PAC2001. Chicago, IL, USA, June 18–22, 2001. P. 517.
18. *Gavrilov S., Feschenko A., Chermoshentsev D.* // J. Instrumentation, 2017. V. 12. P. 12014. <https://www.doi.org/10.1088/1748-0221/12/12/P12014>
19. *Sieber T., Forck P., Barth W., Dziuba F., Feschenko A., Gavrilov S., Heilmann M., Kuerzeder T., Miski-Oglu M., Reeg H., Reiter A., Yaramyshev S.* Bunch Shape Measurements at the GSI CW-linac Prototype // Proceedings of IPAC2018. Vancouver, Canada, 2018. P. 2091. <https://www.doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-WEPAK006>
20. ARIES workshops. Experiences during Hadron Linac Commissioning, 2021. <https://agenda.ciemat.es/event/1229/>

Concept of Beam Instrumentation System for High-Intensity DARIA Proton Linac

S. A. Gavrilov^{1, 2, *}, A. I. Titov^{1, 2}

¹*Institute for Nuclear Research Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

²*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141700 Russia*

**e-mail: s.gavrilov@inr.ru*

Beam diagnostics is one of the main tasks during operation of charged particle accelerators. The paper presents a concept of a beam instrumentation system that provides diagnostic procedures and allows to measure and adjust the beam parameters in a linear resonant proton accelerator of a compact neutron source DARIA: current, position, profile, emittance, energy, phase characteristics. An important requirement is to provide measurements during the accelerator tuning procedure, when the beam parameters can be changed in a wide range. It is proposed to include in the main structure of the system such types of diagnostic devices as beam current transformers, stripline beam position monitors, wire scanners, ionization beam cross-section monitor, slit emittance meter, bunch shape monitor, water-cooled Faraday cup. A particular attention is paid to a non-destructive method due to a high pulse and average beam intensity in conjunction with a relatively low beam energy to provide continuous operational control of the beam parameters. Main physical principles of operation, typical characteristics, as well as features of the practical implementation of the devices are included. A possible arrangement layout of diagnostic units along the accelerator is proposed, taking into account peculiarities of using the proposed types of detectors in various parts of the accelerator.

Keywords: proton linear accelerator, beam instrumentation system, beam current transformer, Faraday cup, wire scanner, beam cross-section monitor, emittance monitor, beam position monitor, bunch shape monitor.

УДК 539.1.03

ВРАЩАЮЩАЯСЯ ВОДООХЛАЖДАЕМАЯ БЕРИЛЛИЕВАЯ МИШЕНЬ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

© 2023 г. П. В. Швеца^{а, *}, П. А. Прокопович^а, Е. И. Фатьянов^а, Е. С. Клементьев^а,
А. Р. Мороз^б, Н. А. Коваленко^{б, с}, А. Ю. Гойхман^а

^аНаучно-образовательный центр “Функциональные наноматериалы”,
Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, 236041 Россия
^бНИИЦ Курчатовский институт – Санкт-Петербургский институт ядерной физики,
Гатчина, 188300 Россия

^сНИИЦ Курчатовский институт, Москва, 123182 Россия

*e-mail: pshvets@kantiana.ru

Поступила в редакцию 28.12.2022 г.

После доработки 17.02.2023 г.

Принята к публикации 17.02.2023 г.

При сокращающемся числе нейтронных источников в мире и выводе из эксплуатации исследовательских реакторов все большее внимание привлекают проекты по разработке компактных источников нейтронов. Проект DARIA предполагает использование пучка протонов, ускоренного до энергии 13 МэВ, который, попадая в бериллиевую мишень, создает пучок нейтронов посредством ядерной реакции (p, n). Выход реакции составляет три нейтрона на 1000 протонов, поэтому в этом процессе большая часть энергии протонного пучка выделяется в виде тепла в мишени. Интенсивный нагрев бериллиевой мишени в отсутствие достаточного теплоотвода может привести к ее разрушению. Разработана система для эффективного отвода тепла от бериллиевой мишени в процессе ее облучения протонным пучком. Она представляет собой вращающуюся бериллиевую мишень с водяным охлаждением и способна отводить большую тепловую мощность с внутренней (обращенной к воде) поверхности мишени. Для предложенной системы были проведены численные расчеты скорости и давления охлаждающей жидкости. Были рассчитаны предельное давление, приводящее к разрушению мишени, и потоки, соответствующие этому предельному давлению. Термодинамические расчеты позволили оценить, как среднюю температуру системы, так и пиковые локальные температуры из-за нагрева короткими высокоэнергетическими импульсами.

Ключевые слова: компактный источник нейтронов, DARIA, мишенная сборка, численное моделирование, термодинамические расчеты, бериллий, водоохлаждаемая вращающаяся мишень.

DOI: 10.31857/S1028096023070178, **EDN:** TDHCZT

ВВЕДЕНИЕ

Рождение нейтронной физики как физики элементарных частиц, изучающей свойства нейтрона и атомных ядер, произошло сразу же после открытия нейтрона в 1932 г. [1]. С середины 60-х гг. начали создавать ядерные реакторы, ориентированные непосредственно на эксперименты с пучками нейтронов [2], а в 70-х гг. началось производство нейтронов на больших мощных ускорителях протонов [3]. Высокая плотность мощности генерируемых этими способами пучков избыточна для многих исследовательских приложений, поэтому для производства нейтронов начали использовать процессы на основе ускорителей электронов, ионных пучков, циклотронов и линейных ускорителей низкой энергии. Такие компактные источники нейтронов могут быть предпочтительны по следующим причинам: отсутствие или

незначительный радиолиз, или повреждение, уменьшение экранирования и фона, пониженные уровни активации, пониженные требования к охлаждению, гибкость, доступность и простота обслуживания [4].

Мишени для производства нейтронов и реакции, лежащие в основе их работы, являются ключевыми компонентами системы компактного источника нейтронов. Одно из простейших решений – твердая мишень из лития или бериллия, в которой генерация нейтронов происходит путем реакции (p, n) [5–8]. Одна из проблем таких сборок заключается в том, что скопление водорода внутри толстых мишеней быстро (в течение часов) приводит к их механическим деформациям и поломке. Для решения этой проблемы можно использовать тонкий слой генерирующего нейтроны металла, который замедляет протонный пучок

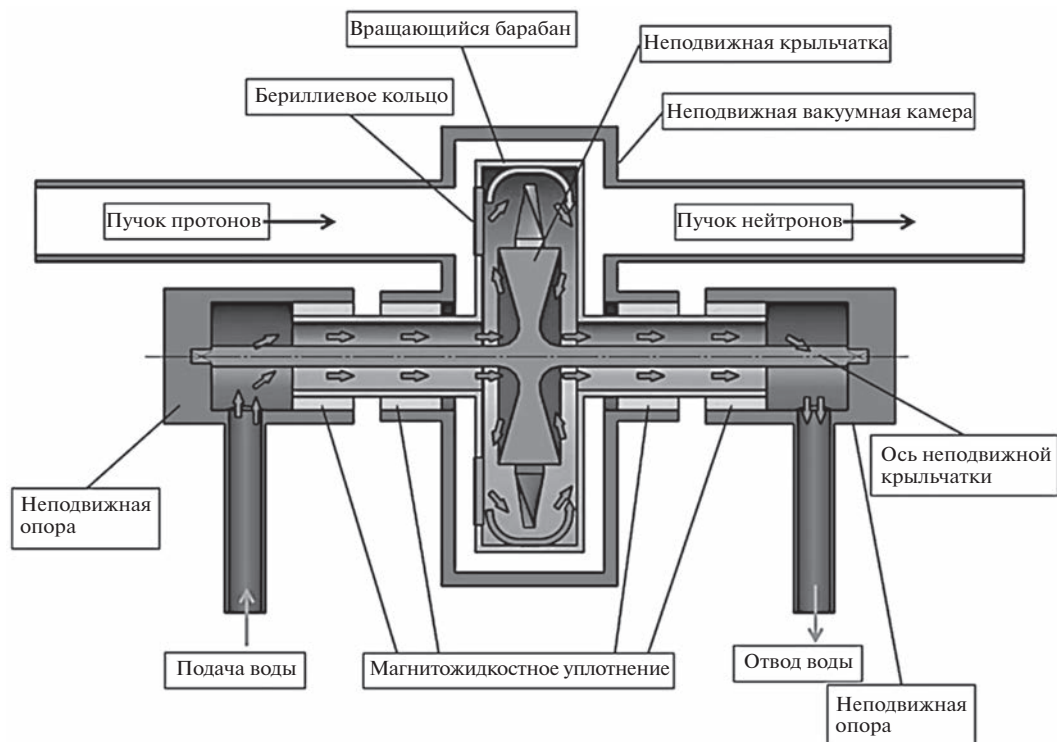


Рис. 1. Концепт мишенной сборки с водяным охлаждением. Продольный разрез.

до ~ 2 МэВ, и протоны будут накапливаться в следующих слоях с большой диффузией водорода: ванадия [6], палладия [9, 10] или вольфрама [11]. Другим подходом для получения нейтронов являются устройства, использующие реакции синтеза DD (дейтерий–дейтерий) и DT (дейтерий–триций). В этих устройствах мишенные сборки могут состоять из материалов с имплантированными атомами D или T, или быть целиком газовыми [12]. Пучки большой мощности, используемые в генераторах нейтронов, обладают большой плотностью энергии, быстро нагревают мишень и приводят к ее разрушению. Для уменьшения тепловой нагрузки можно применять вращающуюся мишень [13] или мишень из материала в жидком состоянии, обычно лития [14–16], однако изготовление таких узлов весьма нетривиально.

Несмотря на активное развитие компактных источников, на сегодняшний день не существует единого решения по поводу конструкции мишенной сборки. Одной из наиболее перспективных конструкций представляется система с вращающейся в воде мишени во внешнем кожухе, расположенной в вакуумной камере. Именно такой концепт описан в настоящей работе, и проведены термодинамические расчеты для разрабатываемого устройства.

ОПИСАНИЕ РАЗРАБАТЫВАЕМОГО УСТРОЙСТВА

Принципиальная техническая схема

Для решения проблемы снятия и отвода тепла с поверхности бериллиевой мишени был разработан концепт мишенной сборки с водяным охлаждением задней поверхности мишени (рис. 1). В вакуумную камеру по трубам с одной стороны вводится пучок протонов, с другой стороны выводится пучок генерируемых нейтронов. Вакуумная камера имеет форму полого цилиндра, в центрах обеих торцевых поверхностей которого симметрично установлены магнитожидкостные уплотнения [17] труб вращающегося барабана, изготовленного из алюминия. Эти уплотнения были выбраны, поскольку они обладают простотой конструкции, нулевой утечкой в широком диапазоне скоростей вращения, низким коэффициентом трения, низким износом и не требуют частого обслуживания [18, 19]. Магнитожидкостные соединения обеспечивают вакуумную герметичность соединения стенок вакуумной камеры и труб барабана и позволяют барабану свободно вращаться вокруг своей оси.

В торцевой поверхности барабана, обращенной к пучку протонов, сделаны радиально расположенные сквозные проемы. В проемах установлены одинаковые сегменты, выполненные из бериллия, которые вместе образуют составное кольцо, являющееся мишенью для бомбардиров-

ки пучком протонов. Диаметр протонного пучка около 50 мм, поэтому и габаритный размер сегментов бериллиевой мишени должен быть не менее 50 мм. Их толщина составляет около 1.1 мм. Сегменты бериллиевой мишени соединяют с торцевой поверхностью цилиндра с помощью вакуумно-плотной сварки.

Внутри вращающегося барабана расположена неподвижная крыльчатка, жестко установленная на оси. Крыльчатка состоит из центральной части, неподвижно соединенной с осью, и лопастей, установленных на центральной части. Центральная часть крыльчатки сплошная и имеет особый пологий профиль, способствующий перенаправлению струи воды, выходящей из трубы полого барабана, на обращенную внутрь него поверхность бериллиевого сегмента.

Каждый конец оси неподвижной крыльчатки жестко заделан в стенку корпуса одной из двух неподвижных опор. Неподвижная опора представляет собой полую деталь, снабженную трубкой подачи/отвода воды. В неподвижной опоре смонтировано магнитожидкостное уплотнение, герметически соединяющее полость неподвижной опоры с полостью трубы вращающегося барабана.

Принцип работы системы

Вакуумная камера, опоры и крыльчатка на оси остаются неподвижными. Внешний привод (электромотор) через ремень и шкив сообщает непрерывное вращательное движение барабану, в результате бериллиевые сегменты по очереди, сменяя друг друга, подвергаются воздействию протонного пучка.

Через вращающийся барабан внешний насос непрерывно интенсивно прокачивает воду или иной жидкий хладагент. Во время работы системы барабан целиком заполнен текущей водой. Она подается через одну из неподвижных опор, протекает по трубе вращающегося барабана, попадает в его внутренний объем. На выходе из трубы струи воды перенаправляются криволинейной поверхностью центральной части крыльчатки таким образом, что под скользящим углом омывают непосредственно бериллиевый сегмент, способствуя его охлаждению. Втекающий в барабан объем воды увлекается им в направлении вращения. Лопасти неподвижной крыльчатки способствуют интенсивному перемешиванию объема воды.

Функция лопастей неподвижной крыльчатки — препятствование вращению объема воды вместе с барабаном и эффективное направление потоков воды на заднюю поверхность бериллиевого сегмента. Обычно вращающиеся крыльчатки применяют в неподвижном корпусе. Здесь же крыльчатка неподвижна во вращающемся корпусе (барабане). Нагретая в результате взаимодействия с

бериллием вода отводится по второй трубе барабана через вторую неподвижную опору.

В результате взаимодействия пучка протонов некоторой интенсивности с неподвижной бериллиевой мишенью может выделяться больше тепла, чем способна унести вода или любой другой известный хладагент. Вращение барабана с некоторой скоростью позволяет избежать перегрева и, как следствие, разрушения бериллиевых сегментов, подвергая их воздействию протонного пучка ограниченное время. Увеличивая диаметр барабана (точнее, число бериллиевых сегментов) составного бериллиевого кольца, при постоянной интенсивности пучка протонов можно добиться поддержания приемлемой температуры каждого из бериллиевых сегментов, поскольку с увеличением числа бериллиевых сегментов-мишеней время остывания каждого отдельно взятого сегмента будет увеличиваться, до того, как сегмент снова пересечет протонный пучок.

Охлаждение бериллиевых сегментов осуществляет протекающая вода, а меру нагрева бериллия в результате воздействия протонного пучка можно регулировать, изменяя скорость вращения барабана и число бериллиевых сегментов. Время экспозиции бериллиевого сегмента под пучком протонов равно длительности импульса ускорителя.

Конструкция узла бериллиевой мишени

На рис. 2 показан общий вид узла бериллиевой мишени компактного нейтронного источника. Система включает в себя следующие элементы: неподвижную вакуумную камеру, вращающийся барабан, бериллиевые сегменты, расположенные радиально, неподвижную крыльчатку на оси, две неподвижные опоры. Материалы основных деталей: барабан и крыльчатка — АМг3-5, ступица и вакуумная камера — AISI304 (08X18H10).

Барабан (рис. 3) представляет собой цилиндр, ось которого расположена горизонтально, параллельно протонному пучку. Барабан заполнен непрерывно протекающей через него водой для прямого охлаждения бериллия со стороны, обращенной внутрь барабана. Основными частями барабана являются корпус и крышка. Крышку устанавливают на корпус при помощи болтов и кольцевого резинового уплотнения, представляющего собой круглое в сечении кольцо, изготовленное из вакуумно-совместимой фторсиликоновой резины. В крышке сделаны проемы, в которые установлены 10 неразъемных бериллиевых сегментов в оправе из нержавеющей стали. Оправы соединяют с крышкой при помощи вакуумно-плотной аргоно-дуговой сварки. На крышке вокруг проемов расположен бурт, оплавленный в процессе сварки оправ с ответным буртом крышки. Бурт имеет высоту около 5 мм. Существует

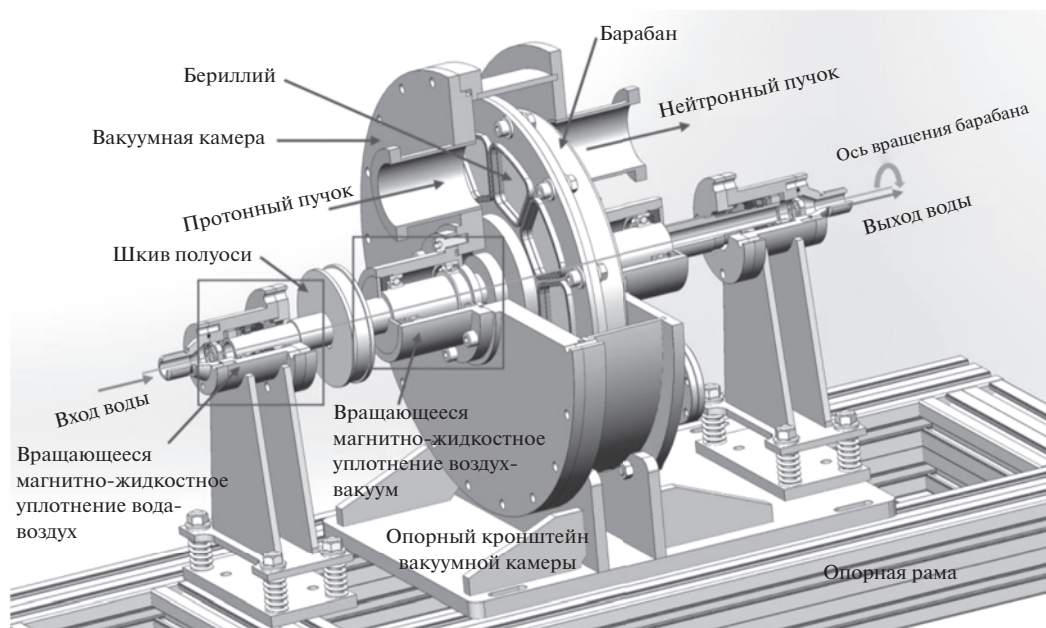


Рис. 2. Конструкция узла бериллиевой мишени компактного нейтронного источника, общий вид, сечение.

возможность замены вышедших из строя бериллиевых сегментов. Наличие бурта позволяет при необходимости осуществлять замену бериллиевого сегмента в оправе в случае его повреждения в ходе экспериментов путем срезания сварочного шва и вваривания нового сегмента. Количество возможных замен – три–пять. Для дальнейшей эксплуатации системы требуется замена крышки.

На крышке и корпусе барабана неподвижно установлены ступицы, в которых также неподвижно установлены полуоси. Герметичного соединения ступиц с крышкой и корпусом барабана достигают при помощи болтов и кольцевых резиновых уплотнений. Полуоси представляют собой полые трубы, по которым непрерывно протекает

вода, изливаясь в полость барабана (рис. 3). Полуоси установлены на подшипниковых опорах и вместе с барабаном способны вращаться вокруг своей оси.

Для изготовления бериллиевых сегментов используют бериллий марки ТГП (технический горячепрессованный). Бериллиевый сегмент имеет форму равнобедренной трапеции с закруглениями по углам. Его размеры таковы, что позволяют вписать в габарит окружность диаметром 50 мм. Таким образом, можно использовать протонный пучок до 50 мм в диаметре. Бериллиевый сегмент имеет толщину 1.1 мм с допуском ± 0.05 мм. Конструктивно бериллиевый сегмент в оправе представляет собой пластину, герметично впаянную в оправу из нержавеющей стали. Для осуществления вакуумно-плотного неразъемного соединения бериллия и нержавеющей стали использован припой ПСР-70 на основе серебра.

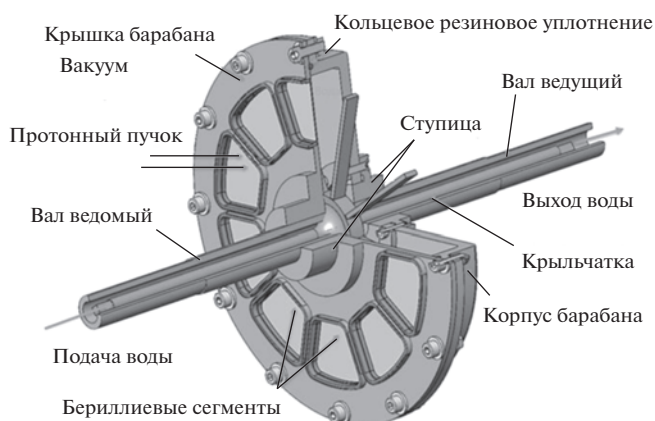


Рис. 3. Конструкция барабана.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для обоснования работоспособности разрабатываемой конструкции был проведен ряд численных расчетов. Все расчеты проводили методом конечных элементов в среде COMSOL Multiphysics (версия 6.0). В ходе моделирования решали четыре отдельные задачи: расчет потоков воды внутри барабана, расчет равновесных температур при работе системы, расчет пиковых температур, прочностной расчет. Во всех случаях использовали сетки, созданные по умолчанию, с размером элементов Extra fine.

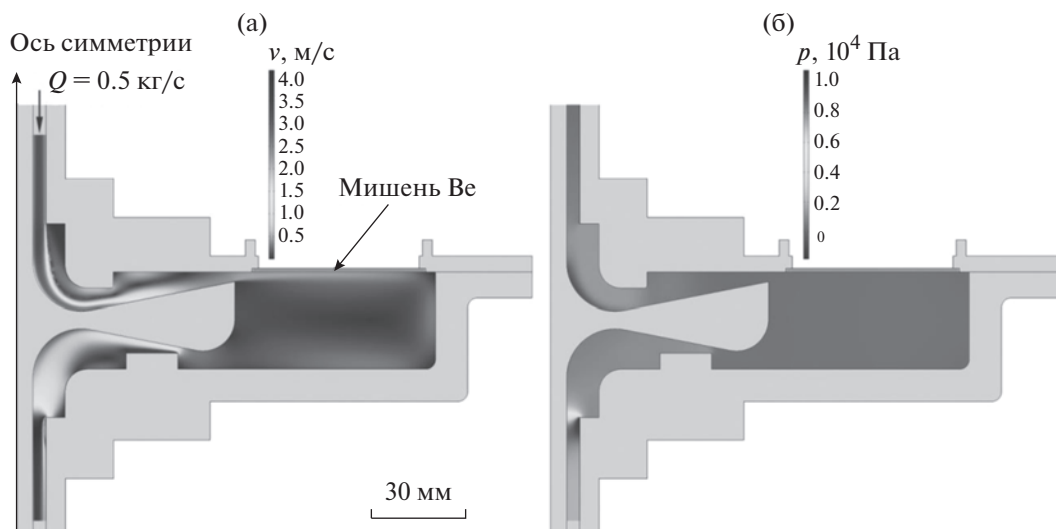


Рис. 4. Распределение скорости потока воды (а) и давления (б) в барабане.

Расчет потоков воды

Для эффективного охлаждения мишени требуется достаточно большой поток воды, поэтому движение жидкости становится турбулентным. Турбулентность описывали с помощью модели Realizable $k-\epsilon$. Конструкция мишени была незначительно упрощена, чтобы добиться осевой симметрии системы и тем самым существенно снизить сложность расчетов. В качестве единственного граничного условия использовали входящий поток воды Q , задаваемый в единицах расхода (кг/с). Для сходимости расчетов потребовалось провести несколько итераций с постепенно увеличивающимся значением Q . На рис. 4а приведено распределение скорости потока воды для $Q = 0.5$ кг/с (такой поток типичен для современных небольших чиллеров). Максимальная скорость течения составляет около 4 м/с при характерном сечении потока 5 мм, что позволяет оценить число Рейнольдса как $Re \approx 20000$, что существенно больше критического значения перехода к турбулентному режиму. Распределение давления воды в системе приведено на рис. 4б, и разница давлений на выходе и около бериллиевой мишени составляет 8.6 кПа.

Прочностной расчет конструкции бериллиевого сегмента

Для прочностного расчета конструкции бериллиевого сегмента, впаянного в стальную оправу, использовали модуль Solid mechanics. К бериллию прикладывали равномерную нагрузку p . Стальную оправу считали неподвижной. Нагрузку p увеличивали до тех пор, пока максимальное напряжение по Мизесу (σ) в конструкции не превысило предел прочности бериллия марки ТГП

(350 МПа). Было обнаружено, что этого можно достичь при критической нагрузке $p_{кр} = 0.42$ МПа (рис. 5а). Таким образом, при достижении $p_{кр}$ происходит механическое разрушение бериллия. Наибольшие напряжения концентрируются у краев бериллиевого сегмента, в местах соединения бериллия с оправой, выполненной из нержавеющей стали. Скругленные углы концентраторами напряжений не являются.

Проведенный расчет позволяет ответить на вопрос о предельно допустимом давлении охлаждающей воды внутри барабана, которое способен выдержать бериллиевый сегмент без разрушения. Давление, соответствующее $Q = 0.5$ кг/с, составляет 8.6 кПа, что приводит к нагрузке на мишень 0.11 МПа (к 8.6 кПа нужно добавить 1 атм. за счет вакуумизации системы) и к разрушению системы не приведет.

На рис. 5б приведено распределение деформаций (d), соответствующее полученному $p_{кр}$. Мак-

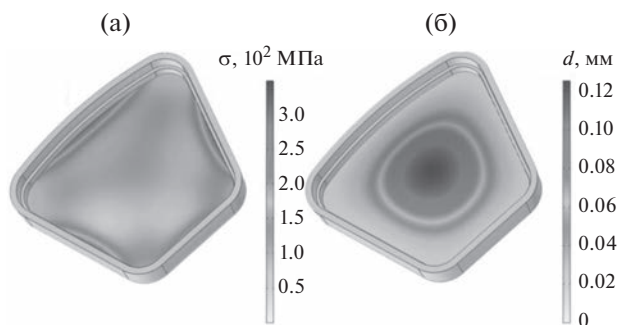


Рис. 5. Распределение напряжений по Мизесу (а) и деформаций (б) в бериллиевой мишени при приложении к ней давления $p_{кр} = 0.42$ МПа.

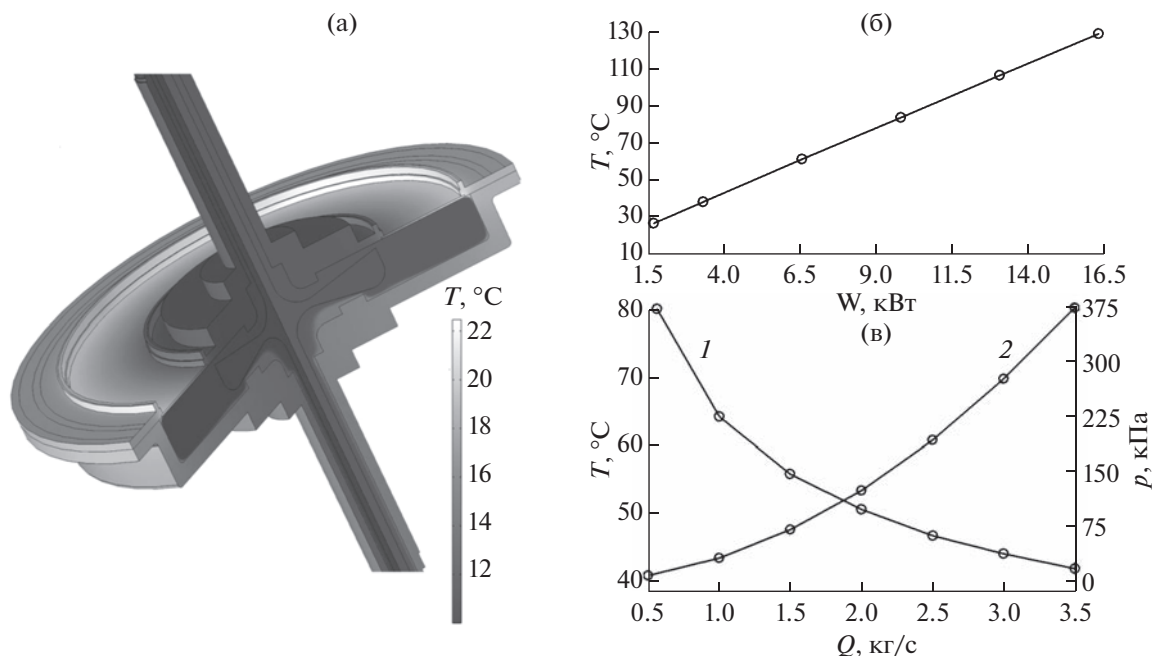


Рис. 6. Распределение температур в мишенной сборке при подводимой мощности $W = 1.625$ кВт и протоке воды $Q = 0.5$ кг/с (а). Зависимость максимальной температуры системы от W при $Q = 0.5$ кг/с (б). Зависимость максимальной температуры системы (1) и давления (2) около мишени от Q при $W = 9.75$ кВт (в).

симальный прогиб бериллиевого сегмента расположен на пересечении диагоналей трапеции и составляет 0.12 мм при давлении 0.42 МПа.

Расчет равновесных температур

Для тепловых расчетов конструкции использовали модуль Heat transfer in solids. Разрабатываемая мишенная сборка будет работать на компактном источнике нейтронов DARIA [20], поэтому для расчета тепловой нагрузки были взяты типичные значения параметров, на которых работает соответствующий ускоритель протонов: энергия пучка 13.4 МэВ, ток пучка 100 мА, длительность импульса 10 мкс, частота повторения импульсов 125 Гц. При таких параметрах в систему будет поступать 1.625 кВт тепла.

Для расчетов использовали ту же осесимметричную геометрию, что и для потоков воды. Температуру воды на входе считали равной 10 °C. Вся тепловая нагрузка равномерно распределялась по бериллиевой мишени. Скорости потока воды для конвективного теплопереноса брали из ранее найденного решения. Распределение температур, полученных в этих условиях, показано на рис. 6а. Максимальная температура в системе составляет 22.4 °C. Длительность и частота импульсов протонного ускорителя могут варьироваться, и, соответственно, будет меняться подаваемая на мишень мощность. Были проведены расчеты с различными мощностями и показано, что зависимость максимальной температуры от мощности описывается линейным законом (рис. 6б).

Кроме того, были проведены расчеты с различным потоком воды через систему. Рассчитывали максимальные равновесные температуры при входящей мощности 9.75 кВт, а также разницу давлений на выходе и около бериллиевой мишени (рис. 6в). При увеличении Q равновесная температура снижается, но существенно растет давление в системе. Уже при $Q = 3$ кг/с давление достигнет 0.38 МПа (с учетом дополнительного усилия 1 атм за счет вакуумизации), что вплотную подходит к пределу для разрушения бериллия.

Расчет пиковых температур

За время одного короткого импульса в систему поступает значительное количество тепла, что может привести к сильному кратковременному перегреву. Для оценки этого эффекта был рассмотрен небольшой участок системы около бериллиевого сегмента (рис. 7а). Зависимость тепловыделения от координаты рассчитывали аналогично [20] (рис. 7б). Процессы теплопередачи происходят значительно медленнее, чем длится импульс, поэтому распределение температуры по глубине (рис. 7в) в целом повторяет форму кривой на рис. 7б. Максимальная температура достигается в районе пика Брэгга для протонов, который соответствует расстоянию 0.17 мм от бериллия, и для импульса длительностью 100 мкс она составляет 38.8 °C (+18.8 °C относительно равновесной, которую считали равной 20 °C). При увеличении длительности импульса пропорционально увеличится разрыв между пиковой и равновес-

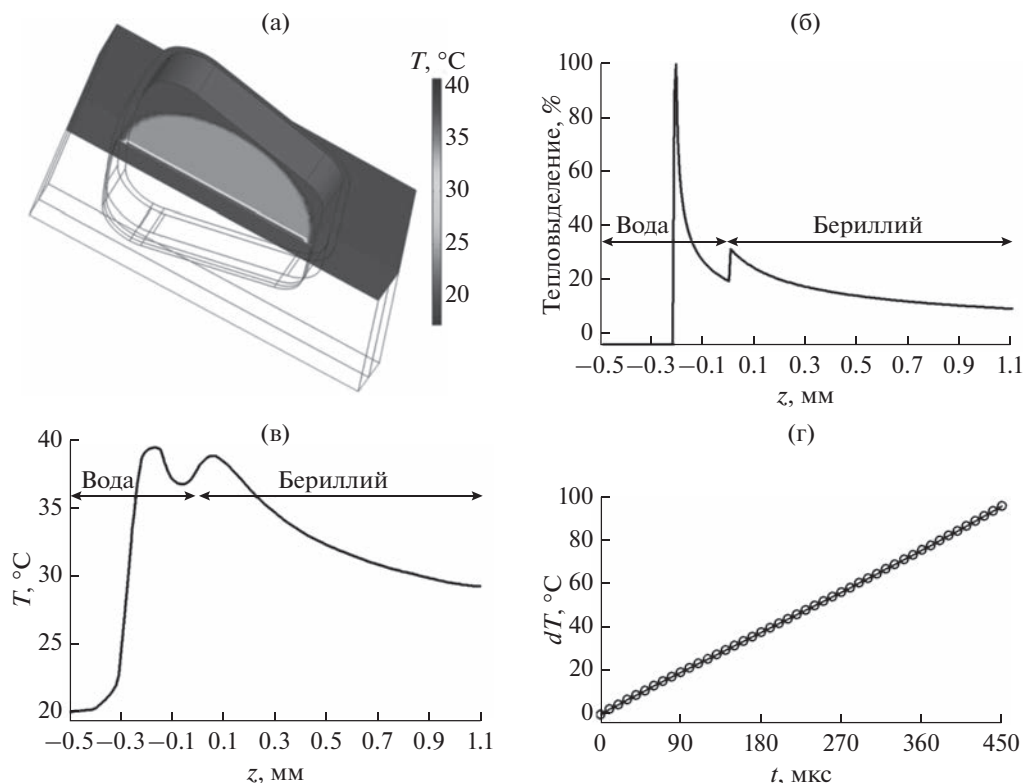


Рис. 7. Распределение температуры системы после облучения импульсом длительностью 100 мкс (а). Зависимость тепловыделения в мишени от глубины (б). Распределение температуры вдоль оси, проходящей через центр мишени, после импульса длительностью 100 мкс (в). Максимальное отклонение температуры системы от равновесной в зависимости от длительности импульса (г).

ной температурами (рис. 7г). Температура воды для нормальной работы не должна превышать 100°C, поэтому использование в разрабатываемой мишени сборке длительности импульса более 400 мкс будет невозможно ни при каких потоках и частотах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В связи с закрытием устаревших источников нейтронов на исследовательских реакторах, техническими ограничениями их мощности и высокой стоимостью мегаваттных источников расщепления в последние годы возрастает интерес к компактным источникам нейтронов.

Одной из наиболее сложных проблем в деле создания компактных источников нейтронов представляется задача разработки надежного узла мишени, который будет способен к генерации (при необходимости) достаточно мощного и высокоэнергетического пучка нейтронов продолжительное время, без разрушения вследствие перегрева ионным пучком или блистеринга. В работе предложен концепт высокоэффективного жидкостного охлаждения вращающейся бериллиевой мишени как наиболее перспективного типа конструкции. Произведенные термодинамические расчеты показывают, что такая конструкция мо-

жет эффективно работать в широком диапазоне параметров протонного пучка ускорителя.

В случае успешных испытаний образцов разрабатываемых изделий будет решена проблема перегрева и разрушения мишеневых сборок, используемых в составе компактных нейтронных источников, снижено влияние блистеринга на структуру бериллиевой мишени, что позволит увеличить время ее работы. Это сократит время обслуживания компактных нейтронных источников и увеличит время работы между сеансами обслуживания. Успешное решение задачи приведет к более широкому использованию компактных нейтронных источников и росту числа проводимых на них исследований.

В будущем, когда технические трудности будут преодолены и надежные и эффективные компактные источники нейтронов будут созданы, к использованию такого чрезвычайно мощного инструмента, как нейтронные пучки, получит доступ широкий круг исследователей, что приведет к росту числа работ и прогрессу в соответствующих областях.

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.).

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Amaldi E.* // Phys. Rep. 1984. V. 111. № 1–4. P. 1. [https://www.doi.org/10.1016/0370-573\(84\)90214-X](https://www.doi.org/10.1016/0370-573(84)90214-X)
2. *Аксенов В.Л.* // Природа. 1996. № 2. С. 3.
3. *Vetter J.E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. V. 28. № 3. P. 3455. <https://www.doi.org/10.1109/TNS.1981.4332134>
4. *Carpenter J.M.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. P. 01001. <https://www.doi.org/10.1051/epjconf/202023101001>
5. *Jeon B., Kim J., Lee E., Moon M., Cho S., Cho G.* // Nucl. Engin. Technol. 2020. V. 52. № 3. P. 633. <https://www.doi.org/10.1016/j.net.2019.08.019>
6. *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. Radioanalyt. Nucl. Chem. 2015. V. 305. P. 787. <https://www.doi.org/10.1007/s10967-015-4059-8>
7. *Inada T., Kawachi K., Hiramoto T.* // J. Nucl. Sci. Technol. 1968. V. 5. № 1. P. 22. <https://www.doi.org/10.1080/18811248.1968.9732391>
8. Патент № 2640396 С2 (РФ). Мишень для генерации нейтронов / Кэнсэр Интеллидженс КЭА Системс, ИНК. Сиода Сигео, Накамура Масару // 2018.
9. Патент № 2610301 С1 (РФ). Нейтроногенерирующая мишень / Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (ИЯФ СО РАН). *Таскаев С.Ю., Баянов Б.Ф.* // 2017.
10. *Willis C., Lenz J., Swenson D.* // Proc. LINAC08. 2009. P. 223.
11. *Bayanov B., Belov V., Taskaev S.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2006. V. 41. P. 460. <https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/41/1/051>
12. Neutron Generators for Analytical Purposes. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012. P. 145.
13. *Sordo F., Fernandez-Alonso F., Terrón S., Magán M., Ghiglini A., Martinez F., Bermejo F.J., Perlado J.M.* // Phys. Proced. 2014. V. 60. P. 125. <https://www.doi.org/10.1016/j.phpro.2014.11.019>
14. *Paul M., Tessler M., Friedman M., Halfon S., Palehan T., Weissman L., Arenshtam A., Berkovits D., Eisen Y., Eliahu I., Feinberg G., Kijel D., Kreisel A., Mardor I., Shimel G., Shor A., Silverman I.* // Eur. Phys. J. A. 2019. V. 55. P. 44. <https://www.doi.org/10.1140/epja/i2019-12723-5>
15. *Reed C.B., Nolen J.A., Specht J.R., Novick V.J., Plotkin P.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 746. P. 161. <https://www.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.09.127>
16. *Nakamura H., Agostini P., Ara K. et al.* // Fusion Engin. Design. 2008. V. 83. № 7–9. P. 1007. <https://www.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2008.06.014>
17. *Sekine K., Mitamura Y., Murabayashi S., Nishimura I., Yozu R., Kim D.-W.* // Artificial Organs. 2003. V. 27. № 10. P. 892. <https://www.doi.org/10.1046/j.1525-1594.2003.00035.x>
18. *Szydło Z., Ochoński W., Zachara B.* // Tribotest. 2005. V. 11. № 4. P. 345. <https://www.doi.org/10.1002/tt.3020110406>
19. *Nakatsuka K.* // J. Magn. Magn. Mater. 1993. V. 122. № 1–3. P. 387. [https://www.doi.org/10.1016/0304-8853\(93\)91116-O](https://www.doi.org/10.1016/0304-8853(93)91116-O)
20. *Subbotina V.V., Pavlov K.A., Kovalenko N.A., Konik P.I., Voronin V.V., Grigoriev S.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2021. V. 1008. P. 165462. <https://www.doi.org/10.1016/j.nima.2021.165462>

Rotating Water-Cooled Beryllium Target for a Compact Neutron Source

P. V. Shvets^{1, *}, P. A. Prokopovich¹, E. I. Fatyanov¹, E. S. Clementyev¹, A. R. Moroz²,
N. A. Kovalenko^{2, 3}, A. Yu. Gohman¹

¹Research and Educational Center “Functional Nanomaterials”, I. Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, 236041 Russia

²NRC “Kurchatov Institute” – PNPI, Gatchina, 188300 Russia

³NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: pshvets@kantiana.ru

With the declining number of neutron sources in the world and the decommissioning of research reactors, projects to develop compact neutron sources are attracting more and more attention. The DARIA project suggests the use of a proton beam accelerated to an energy of 13 MeV, which, hitting a beryllium target, creates a neutron beam through the nuclear reaction (p, n). The reaction yield is three neutrons per 1000 protons, so in this process most of the proton beam energy is released as heat in the target. Intense heating of a beryllium target in the absence of sufficient heat removal can lead to its destruction. A system has been developed for efficient heat removal from a beryllium target during its irradiation with a proton beam. It is a rotating water-cooled beryllium target and is capable of removing a large thermal power from the inner (water-side) surface of the target. For the proposed system, numerical simulations of the speed and pressure of the coolant were carried out. The limiting pressure leading to the destruction of the target and the flows corresponding to this limiting pressure were calculated. Thermodynamical simulations allowed us to evaluate both the average temperature of the system and the peak local (caused by short high-energy pulses) temperatures.

Keywords: compact neutron source, DARIA, target assembly, numerical simulation, thermodynamical simulations, beryllium, water-cooled rotating target.

УДК 539.125.5

ВЫБОР МАТЕРИАЛА МИШЕНИ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 20–100 МэВ

© 2023 г. А. Р. Мороз^{a, b, *}, Н. А. Коваленко^a

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт” – Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, 188300 Россия

^bСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034 Россия

*e-mail: moroz_ar@npi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 17.01.2023 г.

После доработки 20.02.2023 г.

Принята к публикации 20.02.2023 г.

В качестве возможных материалов мишени для компактного источника нейтронов рассмотрены Ве, Nb, Ta и W. Учтены тепловые характеристики и коэффициент диффузии водорода. С помощью моделирования транспорта частиц в программе PHITS получены оценки выхода нейтронов при облучении мишени протонами с различной энергией. Разным диапазонам энергии соответствуют различные оптимальные материалы. Наилучшие результаты при энергии до 20 МэВ показывает Ве, 20–35 МэВ – Nb, а свыше 35 МэВ – Ta. Последние два материала обладают повышенной устойчивостью к блистерингу по сравнению с бериллием, но проигрывают по теплопроводности. Повышение энергии налетающих протонов также приводит к увеличению числа сгенерированных нейтронов на один протон источника в связи с уменьшенным временем кулоновского взаимодействия частицы с ядром атома мишени.

Ключевые слова: компактный источник нейтронов, DARIA, мишенная сборка, численное моделирование, PHITS, SRIM.

DOI: 10.31857/S1028096023070099, **EDN:** TCMDFW

ВВЕДЕНИЕ

Разработка компактных источников нейтронов для нужд физики конденсированного состояния вещества является перспективным направлением современной науки. Нейтронные исследования позволяют получать уникальную информацию о структуре вещества, недоступную для иных методов. Однако сокращающееся число исследовательских реакторов не позволяет обеспечить существующий высокий спрос на нейтронные инструменты достаточным пучковым временем. В связи с уменьшенными радиационными и тепловыми нагрузками по сравнению с высокопоточными источниками нейтронов упрощается замена различных частей установки, а также появляется дополнительная свобода выбора различных конструкций и материалов мишени. Последовательная оптимизация установок позволяет свести потери нейтронов к минимуму. Получаемый в компактном источнике пучок нейтронов обладает высокой яркостью, а его импульсная структура позволяет наиболее эффективно использовать различные инструменты.

Интенсивность пучка нейтронов, генерируемого источником, зависит как от тока и энергии

налетающих протонов, так и от материала и конструкции мишени. Оптимизация мишени позволяет добиться значительного повышения эффективности источника нейтронов при неизменных параметрах ускорителя. Наиболее распространены компактные источники, использующие диапазон энергии протонов от 2 до 70 МэВ. Это обусловлено наличием серийно производимых для такого диапазона энергии ускорителей. Стоимость ускорителя в свою очередь является основной статьей расхода при строительстве компактного источника нейтронов. На сегодняшний день наибольшее распространение получили мишени из бериллия и лития – энергия связи нейтронов в ядре этих двух элементов мала. Поэтому для большинства источников применяются именно эти два материала. При низких энергиях – около 5–10 МэВ – наилучший выход нейтронов обеспечивает именно литий, но его низкая температура плавления 182°C предполагает использование жидкой мишени [1]. Также литий обладает высокой химической активностью, что дополнительно усложняет эксплуатацию такой мишени.

Бериллиевые мишени используют в твердом состоянии, они также обеспечивают высокий вы-

Таблица 1. Существующие в мире проекты компактных источников нейтронов [1]

Источник	Материал мишени	Энергия протонов, МэВ
KUANS	Be	3,5
RANS	Be	7
LENS	Be	13
SONATE	Be	20
ESS Bilbao	Be	50
LENOS	Li	5
SARAF	Li	40
HBS	Ta	70

ход нейтронов вплоть до энергии 20–30 МэВ. Информация о материалах мишеней, используемых в различных проектах, представлена в табл. 1.

Выбор конструкции мишенной сборки зависит от энергии и тока протонного пучка, которые задают критерии для системы охлаждения, а также от необходимого набора нейтронных инструментов, которые требуют определенных параметров входного нейтронного пучка. В настоящее время существует немалое количество технологических решений для конструкции мишени, включающих струйные, ленточные, сферические [2], вращающиеся [3] мишени, а также мишени с внутренними [4] и внешними [5] охлаждающими микро- и миниканалами.

В рамках расчетов, выполненных в проекте по созданию компактного источника DARIA, было установлено, что использование налетающих на бериллиевую мишень протонов с энергией 13 МэВ дает наилучшие результаты по сравнению с более низкими энергиями. Помимо очевидного преимущества, заключающегося в более высоком выходе нейтронов, также отмечается более высокое соотношение сгенерированных нейтронов и начальной энергии протона. Поэтому существует вполне определенный интерес в расчете характеристик мишени при дальнейшем повышении энергии.

Целью настоящей работы было обоснование выбора материала мишени при увеличении энергии протонного пучка вплоть до 100 МэВ для проекта компактного источника нейтронов DARIA.

ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОВЫШЕНИЯ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ

Физической основой для работы компактных источников нейтронов являются ядерные реакции ускоренных ионов с использованием ядер со слабосвязанными нейтронами, например ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(p,\text{Be}){}^9\text{B}$, ${}^{51}\text{V}(p,n){}^{51}\text{Cr}$ [2]. Для протекания ядерной реакции ускоренный ион должен обладать

достаточной энергией для преодоления кулоновского барьера атома мишени.

В нерелятивистской области с увеличением энергии ионов снижается доля потерь на ионизацию атомов мишени среди всех каналов взаимодействия – в связи с растущей скоростью налетающей частицы сокращается время кулоновского взаимодействия с электронами атомов. Сложная зависимость ионизационных потерь иона от его энергии выражается формулой Бете–Блоха:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right].$$

Здесь z и v – заряд иона и его скорость, n_e – электронная плотность, I – средний ионизационный потенциал атомов, а $\beta = v/c$. Эта зависимость имеет ярко выраженный максимум в области малых значений энергии, который затем резко спадает. При появлении релятивистских эффектов наблюдается медленный логарифмический рост ионизационных потерь до некоего предела, после достижения которого происходит насыщение [6].

С уменьшающейся долей энергии, затраченной на ионизацию, повышается вероятность взаимодействия иона с ядром и протекания реакций, производящих нейтроны. Этот факт обуславливает необходимость перехода от бериллия к элементам с более высоким порядковым номером. Такая мысль не нова и широко используется как при разработке высокоомощных нейтронных источников ускорительного типа, так и компактных источников нейтронов. Недостатком использования более тяжелых элементов является более интенсивная активация, вызванная появлением большего количества возможных каналов реакций и более длинных цепочек распадов.

Главным требованием к материалу мишени после обеспечения высокого выхода нейтронов является устойчивость к разрушению при работе источника. Основными разрушающими факторами являются различные виды тепловой нагрузки, блистеринг и радиационные повреждения материала. Проблему блистеринга можно решить, используя жидкую мишень, однако, как упоминалось выше, такой вариант существенно усложняет ее конструкцию. Для разработки твердотельной мишени, устойчивой к блистерингу, необходимо рассматривать материалы с высоким коэффициентом диффузии водорода. С одной стороны, наилучшими вариантами с данной точки зрения являются ванадий, ниобий и тантал [7]. Эти элементы также обладают высокой температурой плавления, но их теплопроводность невысока. Тем не менее в связи с растущим средним пробегом протонов в веществе при повышении их энергии увеличивается и необходимая толщина мишени. Это, в свою очередь, дает дополнитель-

Таблица 2. Характеристики материалов мишени

Материал мишени	$DH_2, 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$	$T_{\text{пл}}, ^\circ\text{C}$	Теплопроводность, Вт/(м · К)
Be	1 [8]	1287	165
W	10 [9]	3422	170
Ta	200 [10]	3017	57
Nb	800 [11]	2477	54
V	5000 [7]	1910	31

Примечание. DH_2 – коэффициент диффузии водорода при 300 К, $T_{\text{пл}}$ – температура плавления.

Таблица 3. Средняя длина пробега протона (мм) в материалах

$E, \text{ МэВ}$	Be		Nb	Ta		W
	SRIM	[13]	SRIM	SRIM	[13]	SRIM
10	0.80	0.78	0.28	0.19	0.20	0.17
13	1.28	1.26	0.44	0.30	0.31	0.26
20	2.78	2.74	0.91	0.61	0.63	0.52
30	5.80	5.73	1.83	1.20	1.24	1.03
40	9.77	9.65	3.02	1.96	2.02	1.68
50	14.63	14.45	4.45	2.86	2.95	2.46
60	20.34	20.26	6.11	3.91	4.03	3.36
70	26.85	26.49	7.99	5.09	5.24	4.37
80	34.13	33.65	10.08	6.40	6.58	5.49
90	42.15	41.52	12.36	7.82	8.04	6.72
100	50.87	50.07	14.84	9.37	9.62	8.04

ные технологические возможности для разработки системы охлаждения. Несмотря на высокие сечения производящих нейтроны реакций, ионизационные потери протонов на атомах ванадия слишком высоки для эффективной генерации нейтронов при малых энергиях. Таким образом, выход нейтронов из ванадия остается невысоким. С другой стороны, давно зарекомендовавшим себя претендентом является вольфрам, обладающий высокой плотностью и хорошими тепловыми характеристиками. Некоторые характеристики рассматриваемых материалов мишени представлены в табл. 2. Переход от Be к Nb или Ta позволяет выиграть более двух порядков в коэффициенте диффузии водорода или один порядок в случае выбора вольфрама. Однако теплопроводность всех рассмотренных элементов, кроме вольфрама, значительно хуже, чем бериллия. По балансу тепловых характеристик и коэффициенту диффузии водорода наилучший результат показывает вольфрам.

МЕТОДОЛОГИЯ РАСЧЕТА

Для расчета необходимых толщин мишеней для полной остановки протонов с заданной энергией использован программный код SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [12]. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися данными [13]. В то же время расчет толщины с помощью PHITS (Features of Particle and Heavy Ion Transport code System) дает результаты, хорошо согласующиеся с данными SRIM. Необходимые толщины мишени для различной энергии протонов представлены в табл. 3.

С использованием программы PHITS [14] выполнены расчеты выхода нейтронов из Be, Nb, Ta и W мишеней при облучении протонами с энергией в диапазоне 10–100 МэВ с шагом 10 МэВ. Расчеты выполнены в случае толстых мишеней, в которых протон оставляет всю свою энергию. Модель мишени представляет собой диск диаметром 2.5 см. Моноэнергетический пучок протонов падает на ее поверхность по нормали слева (рис. 1). Рассчитывают выход нейтронов из всего

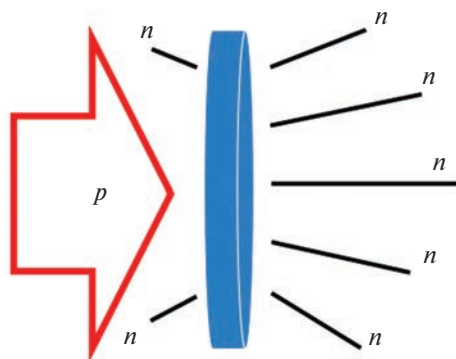


Рис. 1. Расчетная схема задачи в программе PHITS.

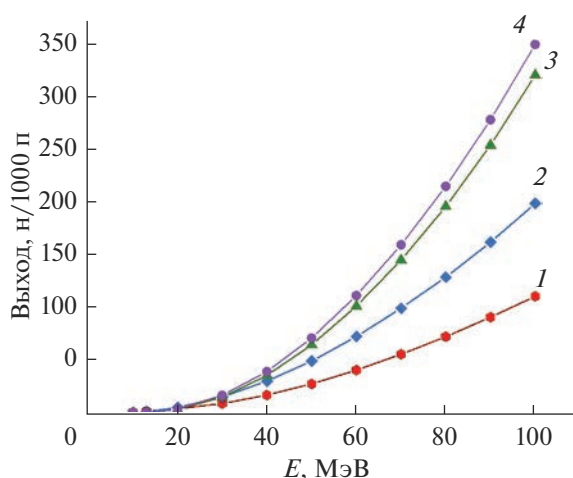


Рис. 2. Выход нейтронов при различной энергии налетающих протонов из мишени: 1 – Be; 2 – Nb; 3 – Ta; 4 – W.

Таблица 4. Выход нейтронов для различных материалов мишени

E, МэВ	Выход, н/1000 п			
	Be	Nb	Ta	W
10	1.1	0.4	0.1	0.4
13	1.9	1.2	0.5	0.4
20	4.3	5.4	3.6	4.1
30	9.1	15.5	15.2	17.0
40	17.2	30.4	35.8	39.5
50	27.8	49.5	64.9	71.4
60	40.9	72.8	101.6	111.7
70	56.0	99.7	145.4	159.9
80	72.6	129.1	196.2	215.3
90	91.1	162.3	254.4	278.6
100	111.0	199.1	320.8	350.0

Примечание. н – нейтрон, п – протон.

объема мишени в вакуум в единицах один нейтрон на 1000 протонов. Таким образом, полученный результат можно масштабировать для любого протонного тока от ускорителя. Для учета сечений взаимодействия протонов с веществом использованы данные библиотеки TENDL-2019 [15]. Для областей, в которых данные библиотеки отсутствуют (Nb, Ta, W, энергия выше 30 МэВ), сечения рассчитывали аналитически по модели INCL [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты выхода нейтронов (табл. 4), также наглядно изображенные на рис. 2, подтверждают выводы [17]. Абсолютные значения выхода могут отличаться от получаемых с помощью других программных кодов. Тем не менее четко прослеживаются следующие закономерности. Бериллий обеспечивает наилучший выход нейтронов вплоть до энергии протонов около 18 МэВ. Далее преимущество переходит к ниобию, а затем при энергии около 35 МэВ – к танталу. Как и ожидалось, с увеличением энергии растет и энергетическая эффективность мишени, выражаемая в количестве сгенерированных нейтронов на каждый МэВ энергии протона (рис. 3). Данная закономерность прослеживается в испарительных источниках нейтронов, обладающих самым низким энерговыделением в расчете на один произведенный нейтрон [18].

Бериллий, тантал и вольфрам уже достаточно широко изучены в качестве материалов мишени, ниобий для такой цели обычно не рассматривали. Однако его свойства, особенно высокая устойчивость к блистерингу, делают его весьма привлекательным для такого применения. Благодаря высокой ценности ниобия как технологического материала существует множество экспериментов, в которых проводили облучение протонами в рассматриваемом диапазоне энергии. Так, в [19] ниобиевую мишень облучали протонами с энергией от 5.7 до 37 МэВ. Протекающие ядерные реакции с образованием радиоактивных изотопов являются пороговыми, поэтому набор таких изотопов зависит от выбора энергии протона. Так, например, при энергии 35 МэВ рождаются следующие изотопы: ^{90}Mo , $^{93\text{m}}\text{Mo}$, ^{90}Nb , $^{91\text{m}}\text{Nb}$, $^{92\text{m}}\text{Nb}$, ^{88}Zr , ^{89}Zr и ^{88}Y . Самым долгоживущим из них с периодом полураспада 106.6 дней является ^{88}Y . Если же энергия протонов равна 21 МэВ, то период полураспада самого долгоживущего продукта $^{92\text{m}}\text{Nb}$ составляет уже 10.1 дней. Для полной оценки возможности использования ниобия в качестве мишени для компактного источника нейтрона требуются дополнительные исследования.

При повышении энергии протонов значительно увеличивается интенсивность нейтронного

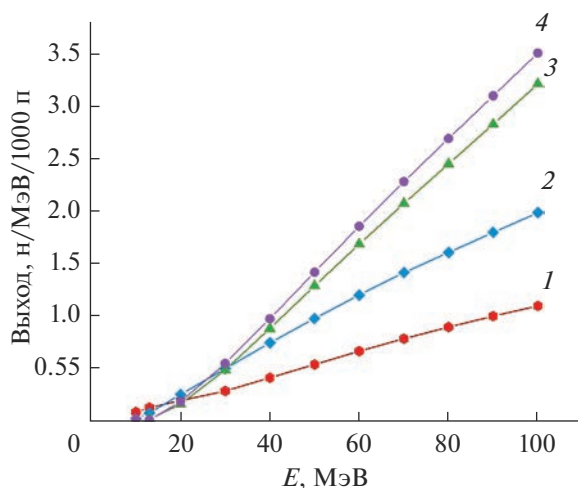


Рис. 3. Выход нейтронов, нормированный на начальную энергию протонов, для различных материалов мишеней: 1 – Вe; 2 – Nb; 3 – Ta; 4 – W.

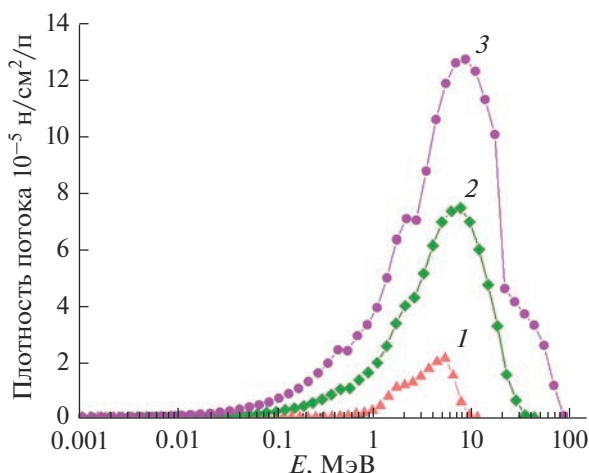


Рис. 4. Спектры нейтронов при облучении бериллиевой мишени протонами с энергией: 1 – 13; 2 – 50; 3 – 100 МэВ.

пучка. Однако форма нейтронного спектра и положение его пика изменяются не столь значительно. Так, при энергии протона 13, 50 и 100 МэВ средняя энергия спектра нейтронов, соответственно, составляет 2.5, 8 и 10 МэВ. Форма спектра остается практически неизменной (рис. 4). Данный факт позволяет использовать одинаковые конструкции замедлителей для широких диапазонов энергии протонного пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Повышение начальной энергии протонов требует выбора материалов и толщины мишени. При значениях энергии до 18–20 МэВ оптимальным

вариантом остается бериллий. Далее преимущество переходит к ниобию. При энергии 35 МэВ и более тантал или вольфрам показывают лучшие результаты. При увеличении энергии от 10 до 100 МэВ рост выхода нейтронов составляет более двух порядков. Растет и энергетическая эффективность мишени – число нейтронов, сгенерированных на каждый МэВ протонной энергии. Большая толщина мишени и возможность выбора материала с хорошими тепловыми характеристиками дают возможность упростить конструкцию охлаждения мишени.

Сравнение эффективности мишеней только лишь по выходу нейтронов не является исчерпывающим, поскольку необходимо принимать во внимание энергетический спектр генерируемых нейтронов и их угловое распределение, а также механические и тепловые характеристики материалов. Также немаловажно оценивать активацию материала мишени и сопутствующее гамма-излучение. Тем не менее на эти характеристики можно в некоторой степени влиять с помощью других компонентов мишени сборки, а выход нейтронов остается хорошей отправной точкой для дальнейшей оптимизации.

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. Low Energy Accelerator-Driven Neutron Sources: Rep. League of Advanced European Neutron Sources; Executor: hoc working group CANS LENS Ad, 2020.
2. *Таскаев С.Ю.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2015. Т. 46. Вып. 6. С. 1770.
3. *Sordo F., Fernández-Alonso F., Terrón S., Magán M., Ghiglini A., Martínez F., Bermejo F.J., Perlado J.M.* // Phys. Procedia. 2014. V. 60. P. 125.
4. *Gutberlet T.* Conceptual Design Report–Jülich High Brilliance Neutron Source (HBS). Forschungszentrum Jülich GmbH, Zentralbibliothek, Verlag, 2020.
5. *Annighofer S.N., Meuriot J.-L., Tessier O., Permingeat P., Sauce Y., Chauvin N., Senee F., Schwindling J., Ott F.* A Solid Beryllium Target Design for SONATE // Proc. Int. Symposium UCANS8. Paris, France, July, 8–11, 2019.
6. *Мурзина Е.А.* Взаимодействие излучений высокой энергии с веществом: Учеб. пособие. М.: Изд-во МГУ, 1990. 369 с.
7. *Yamagata Y., Hirota K., Ju J., Wang S., Morita S.Y., Kato J.I., Otake Y., Taketani A., Sek, Y., Yamada M., Ota H., Bautista U., Jia Q.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2015. V. 305. № 3. P. 787.

8. *Ferry L., Virost F., Ferro Y., Matveev D., Linsmeier C., Barrachin M.* // J. Nucl. Mater. 2019. V. 524. P. 323.
9. *Liu Y.N., Wu T., Yu Y., Li X.C., Shu X., Lu G.H.* // J. Nucl. Mater. 2014. V. 455. № 1–3. P. 676.
10. *Wipf H.* // Phys. Scripta. 2001. V. 2001. № T94. P. 43.
11. *Bauer H.C., Völkl J., Tretkowski J., Alefeld G.* // Z. Physik. B. 1978. B. 29. № 1. S. 17.
12. *Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2010. V. 268. № 11–12. P. 1818.
13. *Немец О.Ф., Гофман Ю.В.* Справочник по ядерной физике. Киев, Наукова думка, 1975. 416 с.
14. *Sato T., Iwamoto Y., Hashimoto S., Ogawa T., Furuta T., Abe S.I., Kai T., Tsai P.-E., Matsuda N., Iwase H., Shigyo N., Sihver L., Niita K.* // J. Nucl. Sci. Technol. 2018. V. 55. № 6. P. 684.
15. *Koning A.J., Rochman D., Sublet J.C., Dzysiuk N., Fleming M., Van der Marck S.* // Nucl. Data Sheets. 2019. V. 155. P. 1.
16. *Boudard A., Cugnon J., David J.C., Leray S., Mancusi D.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. № 1. P. 014606.
17. *Zakalek P., Doege P.E., Baggemann J., Mauerhofer E., Brückel T.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. P. 03006.
18. *Аксенов В.Л.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1995. Т. 26. Вып. 6. С. 1449.
19. *Ditroi F., Hermanne A., Corniani E., Takacs S., Tárkányi F., Csikai J., Shubin Y.N.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2009. V. 267. № 19. P. 3364.

Choice of the Target Material for a Compact Neutron Source at a Proton Energy of 20–100 MeV

A. R. Moroz^{1, 2, *}, N. A. Kovalenko¹

¹National Research Center “Kurchatov Institute”—PNPI, Gatchina, 188300 Russia

²Saint Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia

*e-mail: moroz_ar@pnpi.nrcki.ru

Be, Nb, Ta and W are considered as candidate target materials for a compact neutron source. The thermal characteristics and the hydrogen diffusion coefficients are taken into account. Using the simulation of particle transport in the PHITS program, estimates are obtained for the neutron yield when the target is irradiated with protons of various energies. Different optimal materials correspond to different energy ranges. The best results at energies up to 20 MeV are shown by Be, 20–35 MeV by Nb, and above 35 MeV by Ta. The last two materials have an increased blistering resistance compared to beryllium, but lose in thermal conductivity. An increase in the energy of incident protons also leads to an increase in the number of neutrons generated per one source proton due to a reduced time of the Coulomb interaction between a particle and the target atom nucleus.

Keywords: compact neutron source, DARIA, target, numerical simulation, PHITS, SRIM.

УДК 538.9:621

КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ПОРОШКОВОГО ДИФРАКТОМЕТРА ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ДЛЯ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

© 2023 г. Е. В. Москвин^{a, b, *}, Н. А. Григорьева^a, Н. А. Коваленко^{a, b}, С. В. Григорьев^{a, b}

^aСанкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, 199034 Россия

^bПетербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, Гатчина, 188300 Россия

*e-mail: moskvin_ev@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 20.12.2022 г.

После доработки 14.02.2023 г.

Принята к публикации 14.02.2023 г.

Представлен концептуальный проект порошкового дифрактометра для компактного источника нейтронов DARIA на основе линейного протонного ускорителя. Предложенная концепция расширяет возможности оптимизации производительности прибора не только за счет варьирования параметров дифрактометра, но и параметров нейтронного источника, таких как температура замедлителя, частота повторения и длительность нейтронных импульсов. Приведены результаты расчета спектра мишенной сборки для замедлителей разных типов. В программном пакете McStas проведена оценка эффективности работы нейтронно-проводной системы для увеличения потока нейтронов на образце. Результаты расчетов показывают принципиальную возможность реализации метода нейтронной дифракции в условиях ограниченной светимости компактного источника нейтронов.

Ключевые слова: нейтронная дифракция, порошковый дифрактометр, компактный источник нейтронов, метод Монте-Карло.

DOI: 10.31857/S1028096023070105, **EDN:** TCSHSM

ВВЕДЕНИЕ

Компактные источники нейтронов – это современная тенденция развития исследовательских методик с использованием рассеяния нейтронов. Под компактным источником нейтронов понимают источник нейтронов малой мощности на базе импульсных ионных или электронных ускорителей, снабженных мишенью, замедлителем нейтронов и нейтронно-проводной системой, позволяющей размещать несколько нейтронных приборов на одной мишени. К настоящему моменту в мире работает несколько компактных источников нейтронов [1–7] (табл. 1).

В условиях, когда по всему миру закрываются ядерные реакторы малой и средней мощности (Orphee (LLB, Сакле, Франция), FRG-2 (HZG, Геестхахт, Германия), FRG (HZB, Берлин, Германия), ВВР-М (Гатчина, Россия)), основное назначение компактных источников нейтронов смещается в сторону развития методик и техники нейтронного эксперимента для исследования конденсированного состояния вещества и в сторону подготовки персонала для нейтронных источников мега-класса. Поэтому нейтронные центры

активно разрабатывают компактные источники на базе импульсных ускорителей, позволяющих достичь интенсивности нейтронных пучков в импульсе до 10^{15} н/с/см². Мишень компактного источника снабжена замедлителями различного типа для термализации полученных нейтронов, что обеспечивает на выходе мишенной сборки поток в пучке тепловых нейтронов для исследований в физике конденсированного состояния вещества на уровне около 10^{12} н/с/см². Если минимизировать потери при транспортировке, такой поток нейтронов достаточен для проведения дифракционных, рефлектометрических и радиографических исследований. Разработка компактных источников нейтронов для физики конденсированного состояния вещества началась в конце нулевых годов текущего столетия, однако лишь немногие, например, LENS в США [5], CPNS в Китае [7], RIKEN в Японии [8], вышли на стадию строительства нейтронных станций. На LENS построены три установки: малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН), спин-эхо МУРН и нейтронной радиографии. На компактном источнике CPNS в Китае запущены два инструмента (из заявленных

Таблица 1. Компактные источники нейтронов в мире

№ п/п	Название	Ускоряемые частицы	Мощность, МэВ	Нейтронные методы
1	Soreq Applied Research Accelerator Facility (SARAF) [1]	Протоны/дейтроны	40	Облучение
2	Hokkaido University Neutron Source (HUNS) [2]	Электроны	45	Дифракция Радиография
3	Electron Linac for Beams with High Brilliance and Low Emittance (n-ELBE) [3]	Электроны	30	Облучение
4	The RIKEN Accelerator-Driven Compact Neutron Source (RANS) [4]	Протоны	7	Неразрушающий контроль
5	Low Energy Neutron Source (LENS) [5]	Протоны	13	МУРН Радиография Спин-эхо
6	Neutron Source in Geel (GELINA) [6]	Электроны	150	Облучение
7	Compact Pulsed Hadron Source (CPHS) [7]	Протоны	13	МУРН Радиография
8	RIKEN Accelerator-Driven Compact Neutron Source (RANS) [8]	Протоны	7	Радиография Стресс-дифрактометрия

шести): станция МУРН и установка нейтронной радиографии. На компактном источнике RIKEN работает стресс-дифрактометр и установка нейтронной радиографии.

На установках МУРН, спин-эхо МУРН, нейтронной радиографии и томографии используют широкий спектральный диапазон пучка и сравнительно низкое разрешение по длинам волн (порядка 10%), что обеспечивает достаточную светосилу эксперимента в условиях относительно низкой интенсивности источника. Именно из-за низкой интенсивности метод нейтронной дифракции на компактных источниках недостаточно активно развивался. В мировой практике существует лишь один нейтронный прибор – стресс-дифрактометр на источнике RANS [8, 9], который весьма успешно работает на протяжении нескольких лет. Это означает, что метод времяпролетной дифракции может быть успешно реализован и на других компактных источниках нейтронов. В настоящей работе рассматривается концепция дифрактометра по времени пролета для реализации порошковой (монокристалльной) дифракции на компактном источнике нейтронов DARIA. Моделирование мишенной сборки источника проводили методом Монте-Карло с помощью программного пакета RHITS [10], а нейтронной системы дифрактометра – методом Монте-Карло с использованием программного пакета McStas [11].

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ ДИФРАКТОМЕТР

Компактный источник нейтронов DARIA (DARIA – Dedicated for Academical Research and Industrial Application) является источником университетского класса. В отличие от уже существующих источников, DARIA не модернизируется или перестраивается, а проектируется “с нуля”. Отправная точка проектирования – образец и исследовательская задача, под которую конструируется источник протонов с необходимыми характеристиками, главная из которых – максимальный поток “полезных” нейтронов на образце. Таким образом, оптимизируются все элементы источника в целом (ускоритель протонов, мишенная сборка, замедлители и нейтронные станции) и каждый канал в отдельности, ведущий к установке рассеяния нейтронов [12]. На источнике предполагается расположить три нейтронных инструмента: МУРН, рефлектометр поляризованных нейтронов и порошковый дифрактометр нейтронов [13].

Универсальный времяпролетный дифрактометр для компактного источника нейтронов DARIA задуман как инструмент с опцией перестройки диапазона длин волн нейтронов, а также частоты и длительности импульсов, что позволяет варьировать соотношение разрешения–светосила для решения широкого круга научных и методических задач. Прямое назначение дифрактометра – порошковая либо монокристалльная дифракция

для определения кристаллической и магнитной структуры твердых тел в широком интервале магнитных полей и температур. Для таких исследований по времяпролетной методике выбрана ширина спектральной полосы $\lambda = 1\text{--}5 \text{ \AA}$ и высокое разрешение по длине волны $\Delta\lambda/\lambda < 1\%$, чтобы различать дифракционные пики, соответствующие близким межплоскостным расстояниям d . Высокую интенсивность нейтронов в широком спектре длин волн $1\text{--}5 \text{ \AA}$ обеспечивают, включая в мишенную сборку холодный замедлитель. Необходимое разрешение достигается сужением спектральной полосы с помощью дискового прерывателя, формирующего конечную форму нейтронных импульсов. Рассеянные нейтроны регистрируют с помощью многоэлементных детекторов (detector banks) при определенных средних углах рассеяния в угловом диапазоне около $10^\circ\text{--}20^\circ$ для охвата как можно большего телесного угла в целях увеличения светосилы.

Схема универсального времяпролетного дифрактометра с пролетной базой $L = 23.5 \text{ м}$ в двух вариантах с разными нейтронными системами представлена на рис. 1. На расстоянии 0.1 м от замедлителя устанавливают прямой нейтронный канал длиной 0.8 м . За ним следует дисковый прерыватель. Далее (рис. 1а) расположены секция прямого нейтронного канала длиной 3.9 м , второй дисковый прерыватель и продолжение прямого нейтронного канала длиной 17 м . В другой конфигурации (рис. 1б) на место прямых нейтронных каналов устанавливают изогнутые такой же длины, что и прямые. Изогнутый нейтронный канал позволяет увести пучок тепловых нейтронов из прямой видимости источника, что обеспечивает уменьшение фона быстрых нейтронов и γ -излучения на детекторе. Общая длина нейтронных каналов в обоих случаях 21 м , сечение $30 \times 30 \text{ мм}$, все стенки покрыты суперзеркалами с $m = 2$. Для дополнительного ограничения расходимости нейтронного пучка и уменьшения фона на детекторе непосредственно перед образцом предусмотрена диафрагма с изменяющейся апертурой. После рассеяния на образце нейтроны попадают на детектор, находящийся на расстоянии 1.5 м от образца. Детекторные группы расположены симметрично относительно оси падающего пучка на локесе геометрической фокусировки [14] в диапазоне углов рассеяния 2θ от $\pm 10^\circ$ до $\pm 170^\circ$ для увеличения телесного угла захвата, каждая отдельная группа охватывает сектор порядка $10^\circ\text{--}20^\circ$. Размер охватываемого сектора для каждой группы детекторов будет уточнен в дальнейшем, поскольку при увеличении угла рассеяния изменяется (улучшается) разрешение. В вертикальном направлении размеры детекторных групп можно наращивать вплоть до полного кольца подобно дифрактометру GEM [15]. Заявленный диапазон углов рассеяния и спектральная полоса позволяют измерять диапазон межплос-

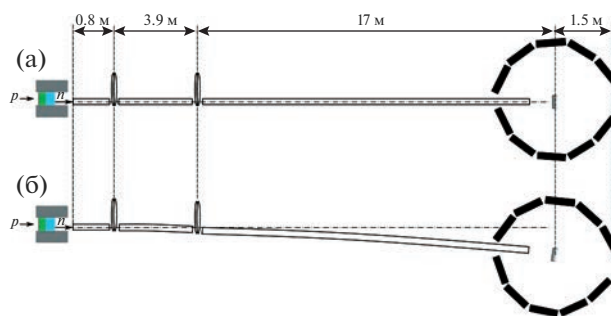


Рис. 1. Схема универсального времяпролетного дифрактометра для компактного источника нейтронов DARIA с нейтронным каналом: а – прямым; б – изогнутым.

костных расстояний $d = 0.5\text{--}29 \text{ \AA}$. Разрешение дифрактометра в горизонтальной плоскости задается на уровне $\Delta d/d = 0.5\%$.

МИШЕННАЯ СБОРКА

Для получения спектральной полосы $1\text{--}5 \text{ \AA}$ необходимы нейтроны как теплового, так и холодного спектров. Для этого используют замедлители, расположенные после мишени из бериллия, толщина мишени $l = 1.1 \text{ мм}$, сечение $40 \times 60 \text{ мм}$ (рис. 2). Для дифрактометра рассматривают три варианта мишени сборки: с тепловым замедлителем (полиэтиленом) толщиной 2 см , либо тепловой замедлитель в паре с холодным, толщина последнего 3 см . В качестве холодного используют мезитилен (C_9H_{12}) или параводород ($p\text{-H}_2$) при температуре $T = 25 \text{ К}$. Ключевой особенностью мезитиленового холодного замедлителя является возможность менять температуру хладагента в широком интервале температур $T = 25\text{--}220 \text{ К}$, регулируя тем самым положение максимума нейтронного спектра. Недостаток замедлителя на мезитиле состоит в меньшем выходе нейтронов в холодном режиме по сравнению с параводородом.

На рис. 3 представлены расчетные значения спектральной плотности потока нейтронов в зависимости от длины волны для трех описанных вариантов мишени сборки в телесном угле, соответствующем правой полусфере $2\pi \text{ ср}$ по отношению к протонному пучку. Расчеты проводили методом Монте-Карло в программном пакете PHITS [10] для двух вариантов реализации холодного замедлителя: на основе мезитилена и комбинации мезитилена + метан) в широком диапазоне длин волн $3\text{--}12 \text{ \AA}$. В первом случае поверхность холодного замедлителя была представлена прямоугольником с размерами $4 \times 6 \text{ см}$ (Ш \times В). Интегральная плотность потока нейтронов на поверхности замедлителя для указанного диапазона длин волн $8.3 \times 10^{11} \text{ н/см}^2/\text{с}$.

Во втором случае были выбраны аналогичные размеры святающейся поверхности – $4 \times 6 \text{ см}$.

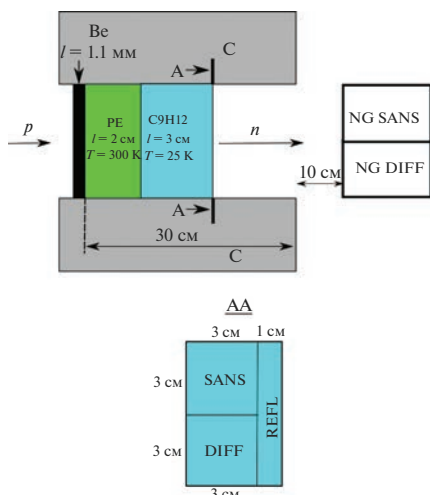


Рис. 2. Схема мишенной сборки компактного источника нейтронов DARIA (а): p – импульс падающих на мишень протонов, n – нейтронный импульс после замедлителей. С – графитовый отражатель тепловых нейтронов, окружающий мишенную сборку. Геометрическое разделение нейтронного потока после мишенной сборки на отдельные нейтронные трубы (б) для трех приборов: МУРН (SANS), дифрактометра (DIFF) и рефлектометра (REFL).

Центральная часть (2×4 см) была заполнена мезитиленом, а остальная светящаяся поверхность – твердым метаном. Это позволило увеличить плотность потока в рассматриваемом диапазоне длин волн до 1.0×10^{12} н/см²/с, что примерно на 20% выше, чем в первом варианте. Следует отметить, что техническая реализация комбинированного замедлителя представляет определенные сложности, так как в этом случае потребуется создание дополнительных секций в криогенной камере под метан. Введение излишней конструкции, по предварительным оценкам, снизит выигрыш от использования комбинированного замедлителя до 8%. Как видно из графиков, вариант с замедлителем C₉H₁₂ не хуже комбинированного с p -H₂, однако его реализация намного проще, поэтому для дальнейших расчетов использовали вариант мезитилена. На графиках показана интенсивность для телесного угла $\Omega = 2\pi$ ср, нормированная на телесный угол канала для дифрактометра DIFF (рис. 2), который для такой мишенной сборки составляет $\Omega_{\text{DIFF}} = 0.01$ ср.

ДЛИНА ПРОЛЕТНОЙ БАЗЫ

Длина пролетной базы дифрактометра определяет его разрешение $R(d)$. В общем виде:

$$R(d) = \Delta d/d = \left([\Delta\tau/T]^2 + [\Delta L/L]^2 + [\Delta\theta/\text{tg}\theta]^2 \right)^{1/2}, \quad (1)$$

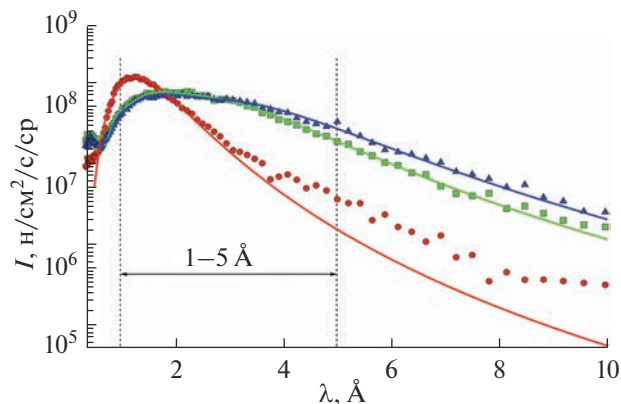


Рис. 3. Спектральная плотность потока нейтронов как функция длины волны для трех типов мишенной сборки компактного источника нейтронов DARIA на расстоянии 10 см от отражателя на входе в нейтронные трубы NG: кружки – тепловой замедлитель (PE); квадраты – тепловой (PE) + холодный (C₉H₁₂); треугольники – тепловой (PE) + холодный (p -H₂). Сплошные линии – аппроксимация функцией распределения Максвелла. Рабочий спектральный диапазон 1–5 Å выделен вертикальными пунктирными линиями.

где $\Delta\tau$ – длительность импульса, T – полное время пролета нейтрона, L – пролетная база, θ – брэгговский угол рассеяния. Для выбранного разрешения $R = 0.005$ длина пролетной базы L составляет:

$$L \sim v\Delta\tau/R, \quad (2)$$

где v – скорость самых быстрых нейтронов в импульсе. Таким образом, для заданного диапазона длин волн 1–5 Å и длительности $\Delta\tau = 30$ мкс длина пролетной базы составляет 23.5 м. Пролетная база от первого прерывателя до образца составляет 22 м, от образца до детектора – 1.5 м.

На рис. 4 представлена диаграмма время–расстояние, с помощью которой удобно рассчитать период импульсов и фазы прерывателей. Предполагаем, что длительность нейтронного импульса много меньше периода импульсов, т.е. все нейтроны в импульсе летят из одной точки на диаграмме. Траектории нейтронов в импульсе схематически показаны прямыми линиями с наклонами, соответствующими скорости нейтронов и конкретной длине волны. Период импульсов с выбранной пролетной базой рассчитывают таким образом, чтобы нейтронные импульсы не перекрывали друг друга на детекторе. Иными словами, когда коротковолновые нейтроны (сплошные линии $\lambda = 1$ Å) последующего импульса не “догоняют” длинноволновые нейтроны предыдущего (пунктирные линии $\lambda = 5$ Å). Для $L = 23.5$ м и спектральной ширины 1–5 Å время регистрации нейтронного импульса на детекторе 5 мс, период $T = 23.8$ мс, задержка $t_0 = 1.4$ мс.

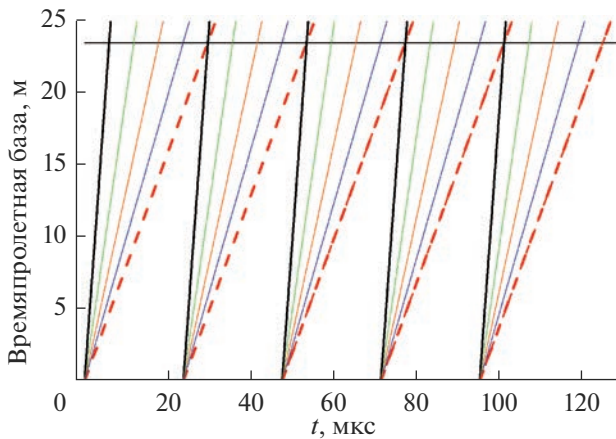


Рис. 4. Диаграмма время–расстояние для расчета периода импульсов T и фазы прерывателей ϕ . Пролетная база $L = 23.5$ м, спектральная ширина импульса $1\text{--}5$ Å.

НЕЙТРОНОВОДНАЯ СИСТЕМА

Эффективность работы нейтронной установки определяется плотностью потока нейтронов на образце. За транспортировку нейтронов от источника до образца с минимальными потерями отвечает нейтронная система. Как уже упоминалось выше, в настоящее время рассматривают два варианта нейтронной системы дифрактометра: с прямым и изогнутым нейтронноводами (рис. 1). Прямой нейтронвод позволяет уменьшить потери нейтронного потока за счет уменьшения числа отражений, фон от быстрых нейтронов и γ -излучения отсекается первым дисковым прерывателем. На его месте при необходимости можно использовать ферми-прерыватель. Изогнутый нейтронвод позволяет избежать от быстрых нейтронов и γ -излучения вследствие ухода из прямой видимости мишени. Два обсуждаемых нейтронновода имеют одинаковые параметры: сечение 30×30 мм и суперзеркальное покрытие $m = 2$.

На рис. 5 представлено изменение спектральной плотности потока нейтронов на выходе источника и после нейтронной системы, рассчитанное в программной среде McStas [10]. Как видно из рисунка, и в прямом, и в изогнутом нейтронноводе потери интенсивности составляют два порядка, причем для нейтронов с $\lambda \leq 1.5$ Å потери увеличиваются до трех порядков. Оба варианта показывают одинаковый результат, что обусловлено тем фактом, что при длине изогнутого нейтронновода $L = 21$ м для уверенного ухода из прямой видимости (с коэффициентом 1.4) радиус кривизны должен быть равен [16]:

$$\rho = (1.4L)^2 / (8\varpi) = 3601.5 \text{ м}, \quad (3)$$

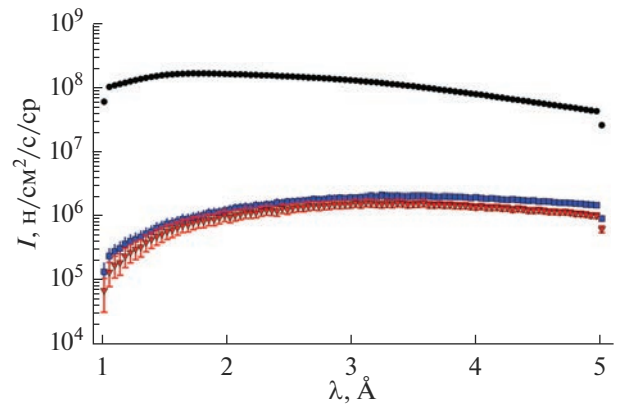


Рис. 5. Изменение спектральной плотности потока для $\lambda = 1\text{--}5$ Å после нейтронной системы длиной 21 м: кружки – на выходе из источника; квадраты – на выходе прямого нейтронновода; треугольники – на выходе изогнутого нейтронновода.

где ϖ – ширина нейтронновода, равная 0.03 м. При изготовлении нейтронновода из набора прямых секции длиной $l_s = 0.5$ м их поворот относительно друг друга составляет $\alpha = \arctg(l_s/\rho) = 0.00795^\circ$, что гораздо меньше критического угла полного отражения $\alpha_c = 0.194^\circ$ для покрытия $m = 2$.

Большие потери спектральной плотности потока для коротких длин волн $\lambda \leq 1.5$ Å связаны с тем, что характерная длина волны λ^* для покрытия $m = 2$ равна: $\lambda^* = 575/m(2\varpi/\rho)^{1/2} = 1.173$ Å, т.е. для $\lambda^* = 1$ Å необходимо зеркальное напыление с $m \geq 2.35$.

Предварительные расчеты показывают, что дифрактометр с любым из рассмотренных вариантов нейтронной системы в телесном угле $\Omega = 0.01$ ср мишенной сборки будет иметь интегральную интенсивность около 6.2×10^7 н/с/см²/ср на образце (верхняя граница), что достаточно для проведения дифракционных измерений. Для оптимизации параметров самого дифрактометра потребуются более точные и детальные расчеты с моделированием процесса рассеяния на образце. Учет потерь в неидеальном нейтронноводе уменьшит оценку верхней границы интенсивности на образце.

ДИСКОВЫЙ ПРЕРЫВАТЕЛЬ

Для контроля и изменения спектральной ширины нейтронных импульсов используют дисковые прерыватели нейтронного пучка. Для формирования прерывателем симметричного во времени импульса применяют систему из двух дисков, вращающихся синхронно навстречу друг другу. В схеме дифрактометра первая пара прерывателей расположена на расстоянии 1 м от замедлителя и предназначена для привязки точки отсчета к

Таблица 2. Расчет характеристик прерывателей, расположенных на расстояниях 1 и 5 м от замедлителя

Ширина спектральной полосы, Å	Время открытия окна прерывателя, мс							
	1 м				5 м			
1	1.01				5.04			
2	0.76				3.78			
3	0.51				2.52			
4	0.25				1.26			

Окно прерывателя, град								
λ_{\max} , Å	5	4	3	2	5	4	3	2
1	15.1	15.1	15.1	15.1	75.6	75.6	75.6	75.6
2	11.3	10.0	7.55		56.7	50.4	37.8	
3	7.6	5.0			37.8	25.2		
4	3.8				18.9			

времяпролетной базе. Вторая пара расположена на расстоянии 5 м от замедлителя и предназначена для устранения перекрытия импульсов и сужения спектральной полосы для улучшения разрешения.

Используя диаграмму время–расстояние (рис. 4), можно рассчитать времена открытия/закрытия прерывателя, т.е. фазу и размер сектора окна прерывателя. Например, для прерывателя, установленного на расстоянии 5 м от замедлителя, времена открывания (1.4 мс) и закрывания (6.4 мс) окна соответствуют времени пролета 5 мс импульса нейтронов с $\lambda = 1-5 \text{ Å}$ с периодом $T = 23.8 \text{ мс}$ и задержкой $t_0 = 1.4 \text{ мс}$.

Тогда угловая скорость

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \approx 264 \text{ рад/с}, \quad (4)$$

частота вращения

$$\nu = \frac{1}{T} = 42 \text{ Гц} \quad (5)$$

и фаза прерывателя

$$\phi = \frac{2\pi t_0}{T} = 0.37 \text{ рад} = 21.2^\circ. \quad (6)$$

В табл. 2 приведено время открывания окна прерывателя в зависимости от ширины спектральной полосы и размеры окон прерывателей для разных длин волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для универсального времяпролетного дифрактометра для компактного источника нейтронов DARIA выбраны спектральный диапазон $\lambda = 1-5 \text{ Å}$, разрешение $R = \Delta d/d = 0.005$ и продолжительность импульса $\Delta\tau = 30 \text{ мкс}$. На основе

этого определены пролетная база и параметры дисковых прерывателей (расположение, фаза, частота вращения, размер окна). Рассмотрены три варианта мишенной сборки с разными замедлителями и две нейтронные схемы дифрактометра. В качестве рабочей выбрана мишень с тепловым замедлителем на основе полиэтилена в паре с холодным замедлителем на основе мезителена. Для нейтроннопроводной системы определены: длина 21 м, сечение $30 \times 30 \text{ мм}$, покрытие стенок – нейтронные суперзеркала с $m = 2$. Расчет методом Монте-Карло показал, что оба варианта нейтроннопроводной системы (прямой и изогнутый) дают одинаковые потери спектральной плотности потока нейтронов – два порядка от исходной величины. Для длин волн $\lambda \leq 1.5 \text{ Å}$ потери составляют три порядка. Компенсировать потери коротковолновых нейтронов можно небольшим увеличением коэффициента m суперзеркал. Увеличить светосилу дифрактометра без потери разрешения возможно, используя группы детекторов, расположенных симметрично относительно оси падающего пучка и соответствующих одинаковому углу рассеяния $\pm 2\theta$.

Принципиально, что дифрактометр может быть реализован на компактном источнике нейтронов DARIA с энергией линейного ускорителя 13 МэВ, однако для полноценной оптимизации всех параметров дифрактометра потребуются более точные и детальные расчеты с моделированием процесса рассеяния на образце.

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 No. 075-15-2021-1358 от 12 октября 2021 г.).

Конфликт интересов: авторы подтверждают, что у них нет конфликтов интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Silverman I., Arenshtam A., Berkovits D. et al. // AIP Conf. Proceed. 2018. V. 1962. P. 020002. <https://doi.org/10.1063/1.5035515>
2. Furusaka M., Sato H., Takashi K., Ohnuma M., Kiyangagi Y. // Phys. Procedia. 2014. V. 60. P. 167. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.11.024>
3. Beyer R., Birgersson E., Elekes Z., Ferrari A., Grosse E., Hannaske R., Junghans A., Kögler T., Massarczyk R., Matic A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2013. V. 23. P. 151. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.05.010>
4. Kobayashi T., Ikeda S., Otake Y., Ikeda Y., Hayashizaki N. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2021. V. 994. P. 65091. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165091>
5. Baxter D. // The Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. P. 83. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2016-16083-9>
6. Ene D., Borcea C., Flaska M., Kopecky S., Negret A., Mondelaers W., Plompen A.J.M. // Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. 2008. V. ND 2007. <https://doi.org/10.1051/ndata:07330>
7. 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. // Proceed. PAC09, Vancouver, BC, Canada, 2009. <https://s3.cern.ch/inspire-prod-files-f/f4fca313b2051-fb1e4e7bf3650e70af1>
8. 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>
9. Iwamoto C., Takamura M., Ueno K., Kataoka M., Kurihara R., Xu P., Otake Y. // ISIJ Int. 2022. V. 62. № 5. P. 1013. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2021-420>
10. Niita K., Sato T., Iwase H., Nose H., Nakashima H., Silver L. // Rad. Measur. 2006. V. 41. № 9–10. P. 1080. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2006.07.013>
11. Lefmann K., Nielsen N.K. // Neutron News. 1999. V. 10. № 3. P. 20. <https://doi.org/10.1080/10448639908233684>
12. Павлов К.А., Коник П.И., Коваленко Н.А., Кулевой Т.В., Серебрянников Д.А., Субботина В.В., Павлова А.Е., Григорьев С.В. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 1. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S002347612201009X>
13. Pavlova A.E., Petrova A.O., Konik P.I., Pavlov K.A., Grigoriev S.V. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2021. V. 15. № 1. P. 70. <https://doi.org/10.1134/S1027451021010122>
14. Carpenter J.M. // Nucl. Instrum. Methods. 1967. V. 47. P. 179. <https://deepblue.lib.umich.edu/bitstream/handle/2027.42/33373/0000771.pdf?sequence=1>
15. Hannon A.C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2005. V. 551. P. 88. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.07.053>
16. Maier-Leibnitz H., Springer T. // J. Nucl. En. 1963. V. 17. № 4–5. P. 217. [https://doi.org/10.1016/0368-3230\(63\)90022-3](https://doi.org/10.1016/0368-3230(63)90022-3)

Conceptual Design of a Time-of-Flight Powder Diffractometer for a Compact Neutron Source

E. V. Moskvina^{1, 2, *}, N. A. Grigoryeva¹, N. A. Kovalenko^{1, 2}, S. V. Grigoriev^{1, 2}

¹Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, 199034 Russia

²Petersburg Nuclear Physics Institute named by B.P. Konstantinov of NRC “Kurchatov Institute”, Gatchina, 188300 Russia

*e-mail: moskvina_ev@pnpi.nrcki.ru

A conceptual design of a powder diffractometer for a compact neutron source DARIA based on a linear proton accelerator is presented. The proposed concept extends the possibilities of optimizing the device performance not only by varying the diffractometer parameters, but also the neutron source parameters, such as the moderator temperature, repetition rate, and duration of neutron pulses. The results of calculating the spectrum of the target assembly for different types of moderators are presented. The efficiency of the neutron source system for increasing the neutron flux on the sample is evaluated in the McStas software package. The calculation results show the principal possibility of implementing the neutron diffraction method under conditions of limited luminosity of the compact neutron source.

Keywords: neutron diffraction, powder diffractometer, compact neutron source, Monte Carlo method.

УДК 537.9:548.734

УСТАНОВКА МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЙЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ КОМПАКТНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА DARIA

© 2023 г. К. А. Павлов^{a, b, *}, Н. А. Коваленко^{a, b}, Л. А. Азарова^{a, b},
Е. А. Кравцов^c, Т. В. Кулевой^d, С. В. Григорьев^{a, b, **}

^a Научный исследовательский центр “Курчатовский институт” – Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Гатчина, Ленинградская область, 188300 Россия

^b Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504 Россия

^c Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620108 Россия

^d Научный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*e-mail: fairy.neutrons@yandex.ru

**e-mail: Grigoryev_SV@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 29.12.2022 г.

После доработки 22.02.2023 г.

Принята к публикации 22.02.2023 г.

Рассмотрены аспекты экспериментальной реализации метода малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) на нейтронном источнике компактного типа. Сформулировано научное обоснование востребованности установки этого типа. Предложена схема реализации метода МУРН на импульсном источнике нейтронов, обеспечивающая высокую эффективность использования нейтронного пучка за счет ограничения рабочего диапазона длин волн и, как следствие, максимального увеличения частоты и средней по времени мощности/интенсивности источника. Описаны физические параметры ключевых элементов установки, таких как холодный замедлитель нейтронов, каскад прерывателей пучка, коллимационная система, узел образца и широкоапертурный позиционно-чувствительный детектор. Показано, что метод малоуглового рассеяния может быть реализован на импульсном нейтронном источнике университетского типа.

Ключевые слова: малоугловое рассеяние нейтронов, компактный нейтронный источник, времяпролетная техника измерений, моделирование методом Монте-Карло.

DOI: 10.31857/S1028096023070130, **EDN:** TDGEVP

ВВЕДЕНИЕ

Малоугловое рассеяние нейтронов (МУРН) вот уже полвека является одним из самых востребованных методов исследования в физике конденсированного состояния вещества [1]. Метод МУРН приобрел особую актуальность в последние годы в связи с тенденциями минитюаризации технологических процессов и переходом к наноиндустрии. Эксперимент МУРН позволяет определить форму и способ пространственной организации частиц или агрегатов, распределенных в сплошной среде на масштабах от 1 до 1000 нм. Метод может быть применен к определению наноструктуры метаматериалов с рекордными механическими и проводящими свойствами [2], поиску новых магнитных фаз и экзотических спиновых структур [3], исследованиям вихревых структур в сверхпроводниках [4]. Перечень областей применения метода не ограничивается физикой твердого тела и включает в себя химию высокомолекулярных соединений, биологию и науки о

жизни, медицину и фармакологию [5, 6]. Метод МУРН используется при исследовании свойств ионных жидкостей [7, 8], что важно при разработке возобновляемых источников энергии и топлива. Он применяется сегодня в такой области, как синтез супрамолекулярных полимеров [9] и поверхностно-активных веществ с управляемым функционалом [10], вплоть до создания нанолечарств [11].

Яркой иллюстрацией сильных сторон нейтрона как инструмента структурных исследований служат исследования контрастных мицелл [12], высокомолекулярных агрегатов [13], пористых пород или синтетических материалов [14]. Благодаря селективному дейтерированию становится возможным следить за поведением небольших фракций поверхностно-активных веществ и определять небольшое количество полимера. Таким образом, количество используемого поверхностно-активного вещества может быть оптимизировано исходя из функциональности разрабатываемой систе-

мы и экологического воздействия на окружающую среду. Например, метод МУРН способен помочь в поиске инструментов для диагностики и лечения рака. В ходе разработки нового опухоле-специфического контрастного вещества для магнитно-резонансной томографии (МРТ) ученые исследовали надмолекулярные агрегаты на основе пептидов, а также новый набор контрастирующих веществ для магнитного резонанса на основе гадолиния. Визуализация МРТ – неинвазивная медицинская диагностическая процедура, способная выдавать качественные изображения внутренних органов человеческого тела. Супрамолекулярные агрегаты позволяют обнаруживать рак на ранних стадиях через распознавание пептидов, которое приводит к селективному накоплению в некоторых раковых тканях. МУРН и другие методы были использованы для характеристики процессов, открывающих новые возможности для разработки диагностических и/или терапевтических систем для лечения онкологических патологий [6, 15].

Метод МУРН применяется, например, для поиска корректирующих средств при консервации произведений искусства [16]. В прошлом синтетические полимеры ошибочно применяли в качестве защитных покрытий для окрашенных поверхностей. Вместо сохранения картин эти вещества способствовали серии сложных механизмов деградации. Удаление полимерных пленок теперь является одним из главных приоритетов в науке о сохранении культурного наследия. В целях разработки эффективных наножидкостей для очистки произведений искусства необходимо понимать их способность удалять данные полимерные пленки, для чего требуется знание как их структуры, так и динамики. МУРН особенно хорошо подходит для описания сложных наножидкостей. Измерения МУРН были выполнены для исследования взаимодействия двух разных наножидкостей с полимером, чтобы отделить его от произведений искусства. Результаты позволили построить модель поведения такой системы. Глубокое понимание наноструктуры и механизма, лежащего в основе процесса очистки, является ключом к более осознанному подходу к новым задачам сохранения предметов искусства.

Наконец, МУРН уже давно хорошо зарекомендовал себя в исследованиях магнитных систем, в том числе с использованием поляризованных нейтронов. При трехмерном анализе поляризации нейтронов становится возможным даже определить не только размер магнитной неоднородности (частицы, домена, флуктуации) и величину магнитного момента, но и локальное направление намагниченности внутри наночастицы [17]. Системы магнитных наночастиц широко изучают для их использования в записывающих средах, в постоянных магнитах и в биомедицин-

ских приложениях, включая МРТ и адресную доставку лекарств. Перспективно также использование наночастиц в композитных материалах, например, магнитных наночастиц, встроенных в блок-сополимеры.

Таким образом, в настоящее время метод МУРН является необходимой частью аттестации материалов в таких областях, как магнетизм, биология, медицина и материаловедение. В России на сегодняшний день действует одна малоугловая нейтронная установка – спектрометр ЮМО в ОИЯИ (Дубна) [18] – и еще несколько малоугловых инструментов готовятся к запуску на реакторах ИБР-2М в Дубне [18, 19] и ПИК в Гатчине [20].

КОМПАКТНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Разработка компактных источников нейтронов сегодня является одним из перспективных направлений развития экспериментальной базы нейтронных методов исследования [21–23]. Речь идет о создании нейтронного источника, небольшого в сравнении с крупными современными нейтронными центрами, но способного предложить возможности решения широкого класса задач, связанных с материаловедением, длительной подготовкой экспериментов, отладкой нейтронных методик и обучением навыкам работы с нейтронными пучками. Один из таких источников – компактный источник нейтронов DARIA (Dedicated for Academical Research and Industrial Application) – разрабатывается при непосредственном участии авторов [23]. Идеей проекта DARIA является разработка компактного источника как пользовательского центра для экспериментов по нейтронной дифракции, нейтронной рефлектометрии и малоугловому рассеянию нейтронов. Должен быть выдержан компромисс между потоком нейтронов на образце, разрешением установки, сложностью экспериментальных методик и экологичностью технологий. Поскольку метод МУРН до сих пор не реализован на компактных источниках нейтронов со светосилой, достаточной для работы установки в пользовательском режиме, целью настоящей работы была разработка экспериментальной схемы, реализующей метод МУРН на компактном источнике нейтронов на базе протонного ускорителя.

ОБЩИЙ ПОДХОД К РАЗРАБОТКЕ УСТАНОВКИ МУРН

Суть метода МУРН состоит в проведении эксперимента по рассеянию нейтронов на малые углы (не больше нескольких градусов) и их детектированию, разрешаемому по углу и длине волны нейтрона. Для этого необходимо, чтобы расстояние между образцом и детектором составляло несколько метров, с тем чтобы отделить рассеянное

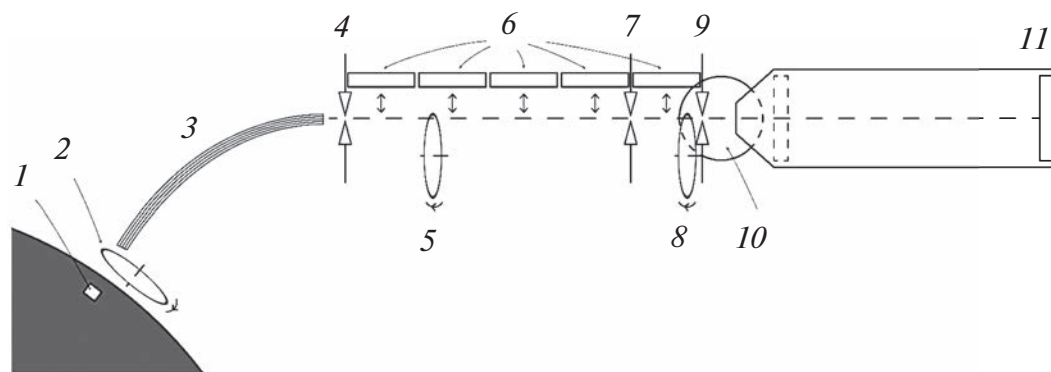


Рис. 1. Принципиальная схема установки МУРН для компактного источника нейтронов DARIA и ее ключевые элементы: 1 – замедлитель; 2, 5, 8 – дисковые прерыватели; 3 – оптический тракт; 4, 7, 9 – коллимационные щели; 6 – сменные нейтронные секции; 10 – узел образца; 11 – детектор.

излучение от прямого пучка, прошедшего образец без взаимодействия. Аппаратная точность измерения угла, как правило, обеспечивается высокой коллимацией падающего на образец пучка. Поскольку коллимация нейтронных пучков с расходимостью выше требуемой возможна только путем поглощения нейтронов, это приводит к относительно низкой светосиле эксперимента и, как следствие, низкой статистике при измерениях на слабо рассеивающих образцах. Поэтому метод МУРН сам по себе предъявляет высокие требования к светосиле – а, следовательно, к мощности источника [1, 24, 25]. Поэтому возможность реализации метода на компактном источнике нейтронов представляет вызов с точки зрения инструментальной науки. За основу подхода принята времяпролетная схема измерений в точечной (pin-hole) геометрии. Техника регистрации нейтронов по времени пролета является естественной для установок на базе нейтронных источников импульсного типа [26, 27]. Для установок МУРН времяпролетная техника предоставляет дополнительные экспериментальные возможности эффективного использования нейтронов, испущенных источником, по сравнению со стационарными источниками [28]. Возможность применения фокусирующих устройств была рассмотрена авторами как очевидное решение в условиях нейтронного дефицита, однако проделанные расчеты показали, что максимальный достижимый коэффициент переноса яркости составляет около 0.6 без учета потерь на дефекты отражения и допустимые разбустировки оптических систем. Учитывая также масштаб требуемой конструкции – около 30 м нейтронного тракта с высококачественным покрытием и изогнутой поверхностью, применение фокусирующей схемы можно считать неоправданным [23]. Таким образом, геометрическое разрешение в предлагаемой установке достигается классическим обра-

зом – путем коллимации пучка на паре диафрагм управляемого переменного сечения.

В состав установки входят такие ключевые элементы, как холодный замедлитель нейтронов, каскад прерывателей пучка, нейтронный тракт, коллимационная система, узел образца и широкоапертурный позиционно-чувствительный детектор. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Холодный замедлитель 1 обеспечивает первичное формирование спектра пучка нейтронов, имеющего максимум по энергии в холодном диапазоне спектра и, предпочтительно, высокую яркость в заданном направлении.

Каскад прерывателей создает более четкую импульсную структуру пучка, грубо заданную источником, а также фильтрует спектр до заданного диапазона длин волн. Каскад состоит из трех прерывателей: генератора 2, ограничителя высоких длин волн 5 и фильтра перекрытия импульсов 8 на детекторе. Прерыватель 5 является фильтром рециркулирующих нейтронов и должен быть установлен в любой позиции rL , где L – расстояние между прерывателем-генератором и прерывателем-формирователем спектра, а r – произвольное иррациональное число. Коллимационная система состоит из нескольких пар управляемых диафрагм переменного размера 4, 7, 9 и набора сменных секций коллиматор/нейтронный тракт, помещенных в вакуумированный объем. Коллимационная система обеспечивает выбор расходимости нейтронного пучка на образце. Критерием выбора является максимально возможный поток нейтронов на образец, при условии достаточно высокого разрешения по углу рассеяния. Узел образца 10 представляет собой держатель нескольких образцов с автоматизированной подачей под пучок нейтронов для материалоуплотнения и биологии или набор устройств для создания внешних условий эксперимента: печь, криостат, магнит. Широкоапертурный позиционно-чувствительный детек-

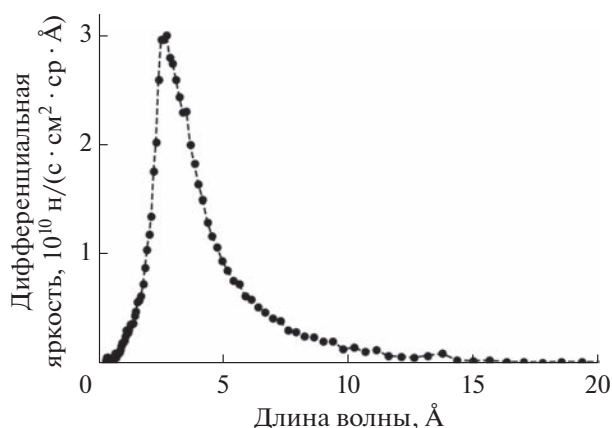


Рис. 2. Расчетный спектр холодного замедлителя компактного источника нейтронов (рабочий объем – цилиндр параводорода диаметром $d = 3$ см и длиной $L = 11$ см).

тор нейтронов 11, помещенный в вакуумированный объем, автоматически устанавливается в одну из нескольких позиций, обеспечивающих измерения в пересекающихся диапазонах по переданному импульсу q .

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ГЕОМЕТРИИ УСТАНОВКИ МУРН

В качестве входных данных для расчетов нейтронного потока установки МУРН взят расчетный спектр параводородного холодного замедлителя в составе мишенной сборки, полученный из численного моделирования происходящих в мишени нейтронно-физических процессов (рис. 2) [29]. Из рисунка видно, что для больших длин волн (более 12 Å) поток на образце на порядок меньше, чем в максимуме при $\lambda = 3$ Å. Поэтому измерения интенсивности рассеяния при больших длинах волн невозможны из-за сравнительно низкой мощности компактных источников нейтронов. Однако следует учитывать, что вероятность рассеяния тепловых нейтронов (~2–3 Å) на порядок меньше, т.е. в λ^2 раз, по сравнению с рассеянием холодных (~8–12 Å), и поэтому целесообразно разделить экспериментальные режимы по диапазону длин волн нейтронов. Рассмотрим два переключаемых режима спектра нейтро-

нов: 2–8 и 6–12 Å. Использование сравнительно узких спектральных полос (в отличие от время-пролетных установок МУРН на нейтронных источниках класса МЕГА) позволяет увеличить частоту повторения импульсов, что при постоянной длительности импульса равносильно пропорциональному увеличению потока в позиции образца.

Принципиальное значение для конструкции нейтронной установки имеет не только выбор рабочего диапазона длин волн нейтрона, но и величина пролетной базы установки – расстояние от прерывателя 2 до детектора 11. Длина коллимационной системы и расстояние образец–детектор, входящие в это расстояние, должны быть одинаковыми по условиям наилучшего углового разрешения [25]. Зная из расчетов спектра нейтронного источника (рис. 2) интегральную яркость источника по каждому из двух спектральных диапазонов нейтронов, можно для различных пролетных баз оценить нейтронный поток в позиции образца. Поток оценивают в приближении идеального переноса яркости, скважности 99% и стандартного для МУРН размера образца 1 × 1 см. В геометрическую модель перед коллимационной системой добавлены фиксированные 5 м оптического тракта, зарезервированные под выполнение ухода из прямой видимости и для узлов поляризации нейтронного пучка, таких как поляризатор и спин-флиппер. Полученные оценки потока нейтронов приведены в табл. 1. Видно, что для пары коллимационная система и расстояние образец–детектор 7 + 7 м и 10 + 10 м максимально возможные потоки оказываются малыми, т.е. недостаточными для статистически значимого проведения измерений, поскольку ожидаемый фон на детекторе составляет единицы счетов в секунду, и для указанных коллимационных баз он составляет более 100% сигнала. Таким образом, рабочим решением является пролетная база 5 + 5 (+5) м, а доступный измерительный диапазон по переданному импульсу составит $(3 \times 10^{-3})\text{--}0.5 \text{ \AA}^{-1}$ (для двумерного детектора с линейным размером 0.5 м).

Величина потока для холодного рабочего диапазона на 5 м коллимации на первый взгляд также неприемлема, однако нужно принять во внимание, что поток в позиции образца не является единственным объективным критерием оценки.

Таблица 1. Оценка плотности потока нейтронов (ППН) в позиции образца

Диапазон, Å	Яркость, 10^{11} н/(с · см ² · ср)	Коллимационная база, м			
		1	5	7	10
		ППН, н/(с · см ²)			
2–8	2.9	581 600	23 264	2 690	1 454
6–12	0.23	11 500	460	235	115

Дело в том, что интенсивность рассеяния нейтронов и регистрируемого сигнала зависит также от вероятности рассеяния, которое квадратично растет с длиной волны нейтрона. Таким образом, критерием оптимизации следует брать не поток на образце, а величину, пропорциональную произведению потока на квадрат длины волны. Спектральная зависимость такой величины представлена на рис. 3 и показывает, что, несмотря на падение в потоке на порядок при изменении длины волны от 3 до 12 Å, эффективная интенсивность рассеяния снижается лишь вдвое, т.е. не наблюдается качественный скачок.

Дополнительно следует учитывать и тот факт, что длинноволновая часть спектра подразумевает рассеяние на меньшие углы (переданные импульсы) по сравнению с коротковолновой частью, а сечение малоуглового рассеяния нейтронов имеет степенную зависимость от переданного импульса Q^{-n} , где $n = 4$ для нанобъектов с резкими границами. Это означает, что сечение рассеяния на малые углы на порядки больше сечения на большие, а, следовательно, работа с большими длинами волн имеет дополнительные преимущества.

Рабочая частота повторения импульсов должна быть выбрана так, чтобы подряд идущие импульсы не перекрывались в позиции детектора. Иначе говоря, время повторения импульсов должно превосходить разницу времен пролета через всю установку (15 м) самых медленных и самых быстрых нейтронов из рабочей спектральной полосы. Простые оценки показывают, что рабочая частота составляет 40 Гц, что является одновременно и рабочей частотой для протонного инжектора и ускорителя. При конструировании установки МУРН можно воспользоваться диском прерывателя с двумя симметрично расположенными щелями, частота вращения которого в два раза меньше — 20 Гц. Требуемая угловая ширина щелей, соответственно, в данном случае также в два раза меньше.

Максимально допустимая длительность нейтронного импульса определяется аппаратным разрешением по переданному импульсу q , которое для установок МУРН составляет величину около 10%. Разрешение установки МУРН включает два параметра — спектральное и угловое разрешение. Каждое разрешение не должно превышать 7%. Заметим, что наихудшее относительное спектральное разрешение соответствует наименьшей длине волны $\lambda_{\text{мин}}$, которая, как определено ранее, составляет 2 Å. В силу того, что кинематика медленных нейтронов точно описывается классическим приближением, длина волны и время пролета связаны однозначно, и относительная погрешность длины волны и времени пролета эквивалентны. Длительность импульса

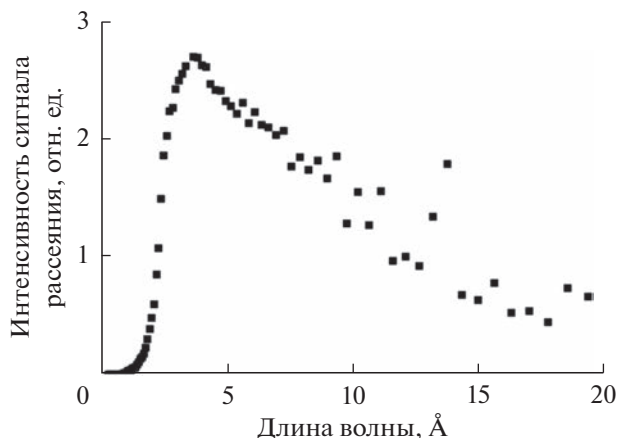


Рис. 3. Спектральная зависимость эффективной интенсивности рассеяния.

дает доминирующий вклад в абсолютную ошибку регистрации времени пролета, поэтому для получения относительной погрешности 7% может быть вычислена как разность времен пролета нейтронов с длинами волн $\lambda_{\text{мин}}$ и $1.07\lambda_{\text{мин}}$, т.е. 2.00 и 2.14 Å. Для пролетной базы 15 м эта разность составляет около 500 мкс и является максимальной допустимой длительностью импульса, обеспечивающей во всех режимах измерений разрешение прибора по переданному импульсу q не хуже 10%. Угловая ширина щели прерывателя-генератора 2 (рис. 1), необходимая для формирования такого импульса, составляет 7.6° . Это представляет некоторую проблему, так как время полного открытия пучка шириной 3 см составит всего 100 мкс, что придает пучку искаженный временной профиль и ведет к уменьшению светосилы. Поэтому техническое решение с двухщелевым диском половинной частоты лучше не применять, и более того — реализовать прерыватель-генератор в виде пары дисков, вращающихся во встречных направлениях, что позволит обеспечить временной профиль открытия пучка резкими границами.

Прерыватель 8 (рис. 1) служит для фильтрации спектральной рабочей полосы. Ширина его щели соответствует спектральной ширине 6 Å, а фаза регулируется в зависимости от выбора рабочей полосы — более теплого или более холодного спектра. Как показали расчеты, такой прерыватель не может быть реализован непосредственно перед образцом в указанной на рис. 1 позиции, так как угловая ширина щели, необходимой для формирования рабочей полосы шириной 6 Å, составляет более 360° . Поэтому прерыватель планируется разместить перед началом коллимационной системы, на расстоянии 5 м от источника (рис. 4). Расчеты показывают, что для формирования полосы 2–8 Å прерыватель 4 должен иметь щель с угловой шириной 140° , и сдвиг по фазе относи-

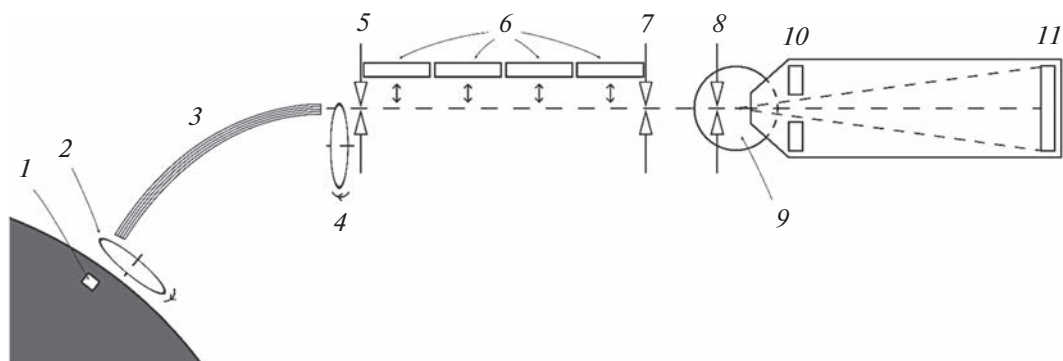


Рис. 4. Уточненная по результатам расчетов схема установки и ее ключевые элементы: 1 – замедлитель; 2, 4 – дисковые прерыватели; 3 – оптический тракт; 5, 7, 8 – коллимационные щели; 6 – сменные нейтронотводные секции; 9 – узел образца; 10, 11 – детекторы.

тельно прерывателя-генератора (рис. 4, прерыватель 2) должен составлять 80° . А для выбора диапазона $6\text{--}12 \text{ \AA}$ ширина и сдвиг должны быть 115° и 165° соответственно. Для него также справедливо утверждение о преимуществе реализации не в виде одиночного диска, а в виде пары встречных дисков. Важно отметить, что для разных спектральных режимов работы установки ширина щели прерывателя получается различной. Это означает, что прерыватель 5 (рис. 1) может быть реализован на практике либо в виде двух сменных дисков, вносимых в пучок поочередно, либо в виде пары близких расположенных дисков, программируемая фазировка которых позволяет регулировать эффективную угловую ширину полученной системы. Если идея с открытием пучка дисками встречных направлений окажется реализуемой, то для исполнения прерывателя 5 потребуются четыре диска.

ПОУЗЛОВОЙ СОСТАВ УСТАНОВКИ МУРН

При проектировании установки следует обратить внимание на следующие обстоятельства. Фильтрацию длинноволновой нерабочей части спектра можно выполнить не только с помощью прерывателя, но и с помощью оптического устройства. В качестве фильтра может быть использовано зеркало или клин зеркал (*V-cavity*), размещенное(-ый) внутри нейтронотводной секции под определенным углом. Преимуществами такого решения являются улучшение фоновых условий эксперимента (устройство можно разместить дальше от образца и детектора) и потенциальный выигрыш в стоимости. Однако, во-первых, такое устройство не решает задачу фильтрации с коротковолновой стороны, а изогнутый нейтронотвод для ухода из прямой видимости дает слишком плавную границу диапазона, поэтому потребуются некоторое дополнительное оборудование. Во-вторых, описанная выше фильтрация прерывате-

лем 8 вообще не требует прерывателя 5, так как эффект рецикличности в такой схеме принципиально невозможен. Итоговое решение должно быть принято на стадии технического проектирования установки с учетом всех ограничений, однако предпочтительнее выглядит схема с фильтрацией на прерывателе.

Коллимация используемого пучка осуществляется парой управляемых диафрагм, каждая из которых в рабочем положении формирует отверстие заданного размера в листе поглощающего нейтроны материала. Отверстие диафрагмы может быть круглым либо квадратным, от выбора формы отверстия зависит только вид функции разрешения, но не количественные показатели. Размер отверстия диафрагм привязан к характерному размеру образца. Стандартный набор размеров образцов зависит в первую очередь от количества образцов и представляет собой ряд от минимального размера 0.5 см до максимального 3 см . В коллимационной системе также необходимы промежуточное положение диафрагм (например, на расстоянии 1 м от образца, как указано на рис. 1) и соответствующая ему позиция детектора (обозначена пунктиром).

Узел образца должен включать держатель, рассчитанный на несколько образцов, и систему автоматической смены образца в пучке, т.е. управляемое перемещение держателя в латеральном направлении. Также необходимо оборудование для термостатирования исследуемого образца для поддержания заданных условий эксперимента. Существенную долю научной программы установки МУРН составляют исследования магнитных явлений, поэтому востребован будет также и постоянный магнит. В этом ключе полезно также и поляризационное оборудование (поляризатор, спин-флипперы) – оно будет рассмотрено отдельно в качестве опции.

Детекторы, необходимые для данной установки, пространственно-чувствительные и с времен-

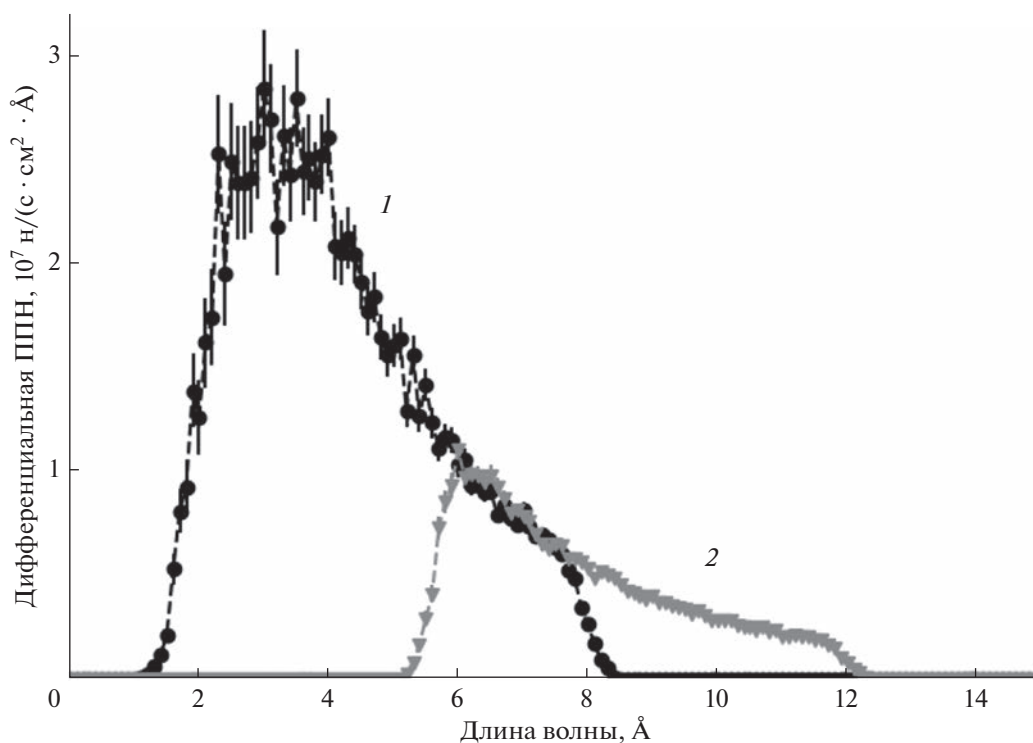


Рис. 5. Расчетный спектр пучка в позиции образца в режиме работы: 1 – коротковолновом (2–8 Å); 2 – длинноволновом (6–12 Å).

нѣм разрешением. Размер ячейки (пикселя) детектора соответствует минимальному размеру образца 5×5 мм. Ширина временного канала детектора не должна превосходить ширину нейтронного импульса, испущенного источником и сформированного прерывателем-генератором. Для детекторной системы необходимо выбрать одну из двух конфигураций. Один возможный вариант: на установке действует единственный детектор, способный перемещаться вдоль пучка и занимать одно из нескольких положений для измерений. Длина коллимационной части регулируется путем замещения коллимационных секций (6 на схеме установки) нейтронноводными. Такой вариант выигрывает в стоимости и в скорости набора статистики на больших углах рассеяния. Второй вариант предполагает разделить детектор на пять неподвижных частей одну центральную и четыре периферийные. Центральную часть устанавливают в дальнем положении вакуумированной трубы, а четыре периферийные – в ближнем (рис. 5). Вторая конфигурация выглядит предпочтительней в использовании, так как, несмотря на проигрыш в стоимости и ведение “широкоугольных” измерений на “переколлимированном” пучке, она позволяет одновременно набирать статистику в широком диапазоне углов рассеяния и тем самым выигрывать в скорости счета. Дополнительный аргумент состоит в том,

что сшивание данных из разных диапазонов переданного импульса q в этой конфигурации будет облегчено тем, что весь диапазон q регистрируется одновременно, и зависимость мощности источника от времени будет одинаковой для разных (под)диапазонов. Однако это не отменяет необходимости сшивать данные двух детекторов, что также является нетривиальной задачей и может быть реализовано по примеру инструмента ЮМО за счет нормировки на единый некогерентный рассеиватель [18].

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Приведенные выше расчеты и изыскания были верифицированы путем численного моделирования экспериментальной схемы установки. В программном пакете McStas, реализующем метод Монте-Карло для трассировки нейтронных траекторий, была создана модель, последовательно имитирующая работу всех узлов станции, устройство которых оказывает непосредственное влияние на профиль используемого нейтронного пучка: модель источника с временной зависимостью генерации и светосильными характеристиками, соответствующими нейтронно-физическим расчетам, оптический тракт, каскад прерывателей, детектор с временным разрешением. С использованием разработанной модели был ре-

шен ряд расчетных задач. В частности, численно были подтверждены аналитические расчеты прерывателя 8. На рис. 5 представлен результат работы фильтрующей системы 5. Полученные данные также позволяют вычислить светосилу эксперимента. Максимальная достижимая плотность потока в позиции образца (для неколлимированного излучения) составляет 4×10^5 н/(с · см²), что согласуется с результатами аналитических расчетов. Схема установки, обновленная по результатам расчетов и предпроектных изысканий, представлена на рис. 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена схема реализации метода МУРН на компактном нейтронном источнике. Определены физические параметры узлов, обеспечивающих работу установки. Для реализации метода МУРН предлагается установка, использующая лишь часть спектра нейтронного излучения. Такое решение является ключевым для маломощного источника, так как позволяет максимально увеличить частоту источника, и, таким образом, поднять среднюю по времени мощность/интенсивность источника. При общей длине установки времяпролетной базы $L = 15$ м длительность нейтронного импульса может достигать $\tau = 400$ мкс, а частота повторения импульсов – величины $f = 40$ Гц (коэффициент заполнения 1.6%) для диапазона длин волн $\Delta\lambda = 6 \text{ \AA}$ (2–8 или 6–12 \AA) и разрешения $\Delta\lambda \cong 0.14 \text{ \AA}$. Показано, что метод может быть реализован на компактном источнике нейтронов со светосилой 4×10^5 н/(с · см²) для коллимационной схемы $1 + 1$ м и 2×10^4 н/(с · см²) для коллимационной схемы $5 + 5$ м в диапазоне переданных импульсов $3 \times 10^{-3} - 0.5 \text{ \AA}^{-1}$. Следует отметить, что полученные оценки светосилы свидетельствуют о доступности экспериментов только на сильно рассеивающих образцах. Для увеличения контраста плотности длины рассеяния следует использовать дейтерирование образцов или поляризованные нейтроны. В любом случае можно утверждать, что фокус научных интересов на установке МУРН компактного источника DARIA лежит в области твердотельных исследований, материаловедения и физики металлов.

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. *Свергун Д.И., Фейгин Л.А.* // Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М.: Наука, 1986. С. 280.
2. *Yoonessi M., Gaier J.R.* // ACS Nano. 2010. V. 4. № 12. P. 7211. <https://doi.org/10.1021/nn1019626>
3. *Grigoriev S.V., Maleyev S.V., Okorokov A.I., Chetverikov Y.O., Georgii R., Böni P., Lamago D., Eckerlebe H., Pranzas K.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. № 13. P. 134420. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.134420>
4. *Bianchi A.D., Kenzelmann M., DeBeer-Schmitt L., White J.S., Forgan E.M., Mesot J., Zolliker M., Kohlbrecher J., Movshovich R., Bauer E.D., Sarrao J.L., Fisk Z., Petrović C., Eskildsen M.R.* // Science. 2008. V. 319. № 5860. P. 177. <https://doi.org/10.1126/science.1150600>
5. *Iashina E.G., Varfolomeeva E.Yu., Pantina R.A., Bairamukov V.Yu., Kovalev R.A., Fedorova N.D., Pipich V., Radulescu A., Grigoriev S.V.* // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 064409. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.104.064409>
6. *Grigoriev S.V., Iashina E.G., Wu B., Pipich V., Lang Ch., Radulescu A., Bairamukov V.Yu., Filatov M.V., Pantina R.A., Varfolomeeva E.Yu.* // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 044404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.104.044404>
7. *Hardacre C., Holbrey J.D., Mullan C.L., Youngs T.G., Bowron D.T.* // J. Chem. Phys. 2010. V. 133. № 7. P. 074510. <https://doi.org/10.1063/1.3473825>
8. *Cheng G., Varanasi P., Li C., Liu H., Melnichenko Y.B., Simmons B.A., Kent M.S., Singh S.* // Biomacromolecules. 2011. V. 12 № 4. P. 933. <https://doi.org/10.1021/bm101240z>
9. *Gröger G., Meyer-Zaika W., Böttcher C., Gröhn F., Ruthard C., Schmuck C.* // J. Am. Chem. Society. 2011. V. 133 № 23. P. 8961. <https://doi.org/10.1021/ja200941a>
10. *Chiappisi L., Prévost S., Grillo I., Gradzielski M.* // Langmuir. 2014. V. 30. № 7. P. 1778. <https://doi.org/10.1021/la404718e>
11. *Sanson C., Diou O., Thevenot J., Ibarboure E., Soum A., Brûlet A., Miraux S., Thiaudière E., Tan S., Brisson A., Dupuis V., Sandre O., Lecommandoux S.* // ACS Nano. 2011. V. 5. № 2. P. 1122. <https://doi.org/10.1021/nn102762f>
12. *Hu X., Gong H., Liu H., Wang X., Wang W., Liao M., Li Z., Ma K., Li P., Rogers S., Schweins R., Liu X., Padia F., Bell G., Lu J.R.* // J. Coll. Int. Sc. 2022. V. 618. P. 78. Doi S0021979722003812
13. *Prause A., Hechenbichler M., von Lospichl B., Feoktystov A., Schweins R., Mahmoudi N., Laschewsky A., Gradzielski M.* // Macromolecules. 2022. V. 55. P. 5849. <https://doi.org/10.1021/acs.macromol.2c00878>
14. *Misuraca L., Caliò A., Grillo I., Grélard A., Oger P., Peters J., Demé B.* // Langmuir. 2020. V. 3. P. 13516. <https://doi.org/10.1021/acs.langmuir.0c02258>
15. *Heidari A.* // Integr. Mol. Med. 2018. V. 5. P. 1.

16. *Len A., Bajnok K., Füzi J.* // Handbook of Cultural Heritage Analysis. Cham: Springer International Publishing. 2022. P. 189.
https://doi.org/10.1007/978-3-030-60016-7_8
17. *Krycka K.L., Booth R.A., Hogg C.R., Ijiri Y., Borchers J.A., Chen W., Watson S.M., Laver M., Gentile T.R., Dedon L.R., Harris S., Rhyne J.J., Majetich S.A.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. 20. P. 207203.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.207203>
18. *Куклин А.И., Иванов А.И., Рогачев А.В., Соловьев Д.В., Исламов А.Х., Ской В.В., Ковалев Ю.С., Власов А.В., Рижиков Ю.Л., Соловьев А.Г., Горделий В.И.* // Кристаллография. 2021. Т. 66. № 2. С. 230.
<https://doi.org/10.31857/S0023476121020089>
19. *Авдеев М.В., Еремин Р.А., Боднарчук В.И., Гапон И.В., Петренко В.И., Эрхан Р.В., Чураков А.В., Козленко Д.П.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2018. № 7. С. 5.
<https://doi.org/10.7868/S0207352818070016>
20. *Ковальчук М.В., Воронин В.В., Григорьев С.В., Серебров А.П.* // Кристаллография. 2021. Т. 66. № 2. С. 191.
<https://doi.org/10.31857/S0023476121020065>
21. *Carpenter J.M.* // Nature Rev. Phys. 2019. V. 1. № 3. P. 177.
<https://doi.org/10.1038/s42254-019-0024-8>
22. *Ott F.* Compact Neutron Sources for Neutron Scattering: Doctoral Dissertation. CEA Paris Saclay, 2018.
23. *Павлов К.А., Коник П.И., Коваленко Н.А., Кулевой Т.В., Серебренников Д.А., Субботина В.В., Павлова А.Е., Григорьев С.В.* // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 1. С. 5.
<https://doi.org/10.31857/S002347612201009X>
24. *Zaccai G., Jacrot B.* // Ann. Rev. Biophys. Bioeng. 1983. V. 12. № 1. P. 139.
<https://doi.org/10.1146/annurev.bb.12.060183.001035>
25. *Mildner D.T., Carpenter J.M.* // J. App. Crystallogr. 1984. V. 17. № 4. P. 249.
<https://doi.org/10.1107/S0021889884011468>
26. *Cranberg L., Levin J.S.* // Phys. Rev. 1956. V. 103. Iss. 2. P. 343.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.103.343>
27. *Lindroos M., Bousson S., Calaga R. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2011. V. 269. Iss. 24. P. 3258.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.04.012>
28. *Григорьев С.В., Пшеничный К.А., Барабан И.А., Родионова В.В., Чичай К.А., Хайнеманн А.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 12. С. 799.
<https://doi.org/10.1134/S0370274X19240068>
29. *Subbotina V.V., Pavlov K.A., Kovalenko N.A., Konik P.I., Voronin V.V., Grigoriev S.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2021. V. 1008. P. 165462.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165462>

Small-Angle Neutron Scattering Instrument for Compact Neutron Source DARIA

**K. A. Pavlov^{1, 2, *}, N. A. Kovalenko^{1, 2}, L. A. Azarova^{1, 2}, E. A. Kravtsov³,
T. V. Kulevoy⁴, S. V. Grigoriev^{1, 2, **}**

¹*B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute of NRC “Kurchatov Institute”, Gatchina, Leningrad oblast, 188300 Russia*

²*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, 198504 Russia*

³*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of RAS (Ural branch), Ekaterinburg, 620108 Russia*

⁴*NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: fairy.neutrons@yandex.ru*

***e-mail: Grigoryev_SV@pnpi.nrcki.ru*

Aspects of the experimental implementation of the small-angle neutron scattering (SANS) method on a compact neutron source are considered. A scientific justification of the demand for this type of instrument is formulated. A scheme for implementing the SANS method on a pulsed neutron source is proposed, which ensures high efficiency of using a neutron beam by limiting the operating wavelength range, and, as a result, maximizing the frequency and time-averaged power/intensity of the source. The physical parameters of the key elements of the facility, such as the cold neutron moderator, the beam chopper cascade, the collimation system, the sample unit and the wide-aperture position-sensitive detector, are described. It is shown that the small-angle scattering method can be implemented on a university-type pulsed neutron source.

Keywords: small-angle neutron scattering, compact neutron source, time-of-flight measurement technique, Monte Carlo simulations.

УДК 53.082.79

ДВУХМОДОВЫЙ НЕЙТРОННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР ДЛЯ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ DARIA

© 2023 г. В. Г. Сыромятников^{a, b, *}, Н. А. Григорьева^b, С. В. Григорьев^{a, b}

^aПетербургский институт ядерной физики, Национальный исследовательский центр
“Курчатовский институт”, Гатчина, 188300 Россия

^bСанкт-Петербургский государственный университет, Петродворец,
Санкт-Петербурге, 198504 Россия

*e-mail: syromyatnikov_vg@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 16.02.2023 г.

Принята к публикации 16.02.2023 г.

Представлена концепция двухмодового нейтронного рефлектометра с поляризатором, двумя спин-флипперами и анализатором поляризации после прохождения образца. На рефлектометре, предназначенном для компактного источника нейтронов DARIA, планируется измерять спектр отраженного “белого” пучка нейтронов времяпролетным методом при фиксированном угле скольжения с возможностью использования как поляризованных, так и неполяризованных нейтронов. Представлены основные геометрические и физические параметры нейтронного рефлектометра. При продолжительности нейтронного импульса $\tau = 100$ мкс и общей длине установки времяпролетной базы $L = 8$ м частота повторения импульсов может достигать величины $f = 165$ Гц для диапазона длин волн $\Delta\lambda = 3$ Å и разрешения $\Delta\lambda \cong 0.05$ Å. Использование элементов поляризационного анализа рефлектометра при поляризации пучка, превышающей 96%, и эффективности работы спин-флипперов, близкой к единице, дают возможность детально исследовать магнитные тонкопленочные наноструктуры.

Ключевые слова: компактный источник нейтронов DARIA, нейтронная рефлектометрия, поляризованные нейтроны, времяпролетный метод.

DOI: 10.31857/S102809602307018X, **EDN:** TEMOSE

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы нейтронная рефлектометрия становится все более распространенным неразрушающим методом исследования одиночных слоев, многослойных систем, поверхностей и межслойных границ при решении задач широкого спектра на стыке различных наук (химии поверхности полимеров, физики тонких пленок и многослойных структур и других наук) [1–3]. Рефлектометрия поляризованных нейтронов используется для исследований не только ядерной, но и магнитной структуры образца [4]. Сравнительная простота анализа данных о зеркальном отражении нейтронов способствует его широкому использованию для восстановления структуры и послойной магнитометрии на основе глубинных профилей плотностей длин нейтронного рассеяния [5].

Измерение коэффициента зеркального отражения излучения R как функции переданного импульса q дает информацию о зависимости плотности длины рассеяния нейтронов от глуби-

ны проникновения в образец [1]. Экспериментально $R(q)$ определяется из зависимости интенсивности отраженного пучка нейтронов либо от угла падения излучения на образец при фиксированной длине волны нейтрона (монокроматическая методика), либо от длины волны нейтрона при фиксированном угле падения излучения (времяпролетная методика). Обе методики имеют свои преимущества. Фиксированная геометрия установки образца во времяпролетной методике обеспечивает постоянную по площади засветку образца, а в случае с монокроматическим пучком засветка и положение образца изменяются в зависимости от угла скольжения. Метод “монокроматического пучка” имеет преимущества по сравнению с “времяпролетным”, если требуется измерить R в ограниченной области переданных импульсов (например, при измерении брэгговских пиков отражения от периодической многослойной структуры), поскольку имеется возможность оптимизировать время измерений при разных q . Во “времяпролетном” методе с “белым” пучком измеряют весь профиль $R(q)$. Заметные

преимущества времяпролетной методики перед монохроматической проявляются на импульсных источниках нейтронов, поскольку она использует весь поток нейтронов в импульсе, а монохроматическая методика обрезает поток до 99%. Такие потери в интенсивности приводят к тому, что монохроматические методики практически не используют на импульсных источниках нейтронов.

В 1977–1979 гг. в Петербургском (тогда Ленинградском) Институте ядерной физики (ПИЯФ) был разработан и создан первый в мире поляризационный нейтронный рефлектометр на стационарном источнике нейтронов – реакторе ВВР-М, работающий по времяпролетной методике [6, 7]. Рефлектометр неоднократно модернизировали для расширения его экспериментальных возможностей. В последней версии модернизации, завершённой в 2005 г., он получил название НР-4М [8]. НР-4М – это четырехмодовый нейтронный рефлектометр с двумя спин-флипперами и анализатором поляризации отраженного пучка. Он сочетал оба метода работы: “времяпролетный” метод и метод “монохроматического пучка”, причем в обоих методах возможна работа как с неполяризованными, так и с поляризованными нейтронными пучками. НР-4М завершил свою работу в 2015 г. в связи с окончательной остановкой реактора ВВР-М. В 2019–2022 гг. на базе основных узлов НР-4М создан рефлектометр ТНР для реактора ПИК (г. Гатчина) и проведены тестовые измерения. Рефлектометры НР-4М и ТНР разрабатывали для ядерных реакторов большой мощности, работающих на основе реакций деления ядра.

В настоящее время в мировом научном сообществе возник устойчивый интерес к разработке и созданию относительно недорогих источников нейтронов малой и средней мощности на базе импульсных ионных или электронных ускорителей. В таких источниках бериллиевая или литиевая мишень окружена замедлителем вылетевших из мишени нейтронов (вода или полимер, содержащий большое количество атомов водорода) и нейтронотводной системой, позволяющей транспортировать нейтронный поток от замедлителя до исследовательских инструментов. Использование компактных источников заметно повысит доступность нейтронных методик, и, по-видимому, сделает нейтронную рефлектометрию рутинным методом исследования слоистых структур.

Одним из таких источников является компактный источник нейтронов DARIA (Dedicated for Academic Research and Industrial Application) [9]. Для него было рассмотрено несколько вариантов реализации холодного замедлителя. Оптимизацию проводили для широкого диапазона длин волн 3–12 Å. Наиболее простым и надежным из рассмотренных вариантов оказался хо-

лодный замедлитель на основе мезитилена с поверхностью в виде прямоугольника с размерами 4 × 6 см. Интегральная плотность потока нейтронов на поверхности такого замедлителя в указанном диапазоне длин волн 8.3×10^{11} н/см²/с. Наблюдалось равномерное распределение спектральной плотности потока нейтронов по всей поверхности холодного замедлителя. В источнике DARIA импульсный поток протонов с энергией 13 МэВ, попадая на мишенную сборку, создает импульсный поток нейтронов. Этот поток после прохождения через холодный замедлитель характеризуется длительностью нейтронного импульса (вспышкой) τ и частотой следования нейтронных импульсов f . Средние значения τ и f составляют не менее 100 мкс и 100 Гц соответственно. Каждый нейтронный импульс (вспышка) имеет широкое спектральное распределение – порядка 2–12 Å. В то же время частота следования импульсов должна быть ограничена шириной используемого в установке спектра нейтронов из-за явления рецикличности, когда самые быстрые нейтроны импульса догоняют самые медленные нейтроны из предыдущего импульса, что приводит к искажению получаемых данных.

Соотношение для максимальной величины f , при которой еще нет рецикличности [10], имеет вид:

$$f = \frac{K}{L\Delta\lambda}, \quad (1)$$

где $K = 3958 \text{ \AA} \cdot \text{м/с}$, L – времяпролетная база рефлектометра, $\Delta\lambda$ – ширина используемого спектра в установке. Чем шире спектр, тем меньше должна быть частота следования нейтронных импульсов и, следовательно, меньше светосила установки. Так, для узкого нейтронного спектра шириной 3 Å частота следования импульсов, а, соответственно, и светосила установки будут в шесть раз выше, чем для спектра шириной 9 Å. Поэтому имеет смысл работать с узкими спектрами, особенно когда для решения физической задачи не требуется использование широкого спектра, например, для исследования поведения брэгговских пиков наноструктур в зависимости от напряженности магнитного поля и температуры.

В работе описывается концепция двухмодового нейтронного рефлектометра для компактного источника нейтронов DARIA. В частности, в концепции использованы основные узлы и наработки времяпролетной методики, эксплуатируемой на базе четырехмодового нейтронного рефлектометра НР-4М [8].

ОБЩАЯ СХЕМА УСТАНОВКИ

Рефлектометр для компактного источника нейтронов DARIA предназначен для измерения зависимости интенсивности отраженного (“бе-

лого”) пучка нейтронов от длины волны время-пролетным методом при фиксированном угле скольжения с возможностью использования как поляризованных, так и неполяризованных нейтронов. Здесь и далее под “белым” пучком будем понимать пучок, имеющий широкое спектральное распределение тепловых и холодных нейтронов. Схема нейтронного рефлектометра представлена на рис. 1. Выводящий коллиматор 1, расположенный внутри мишенной сборки компактного источника нейтронов, задает первичную коллимацию пучка ~ 1 мрад в горизонтальной плоскости. Лазерный модуль 2 используют для предварительной юстировки элементов установки перед нейтронными измерениями. В качестве монитора 3 предусмотрен низкоэффективный счетчик нейтронов. Немагнитное суперзеркало NiMo/Ti ($m = 2$) 4 отклоняет пучок нейтронов от оси выводящего коллиматора с целью отделения пучка тепловых и холодных нейтронов от пучка γ -квантов и быстрых нейтронов, поступающих из мишенной сборки источника. Здесь и далее при упоминании суперзеркал используется параметр нейтронного суперзеркала m , равный отношению критического угла данного суперзеркала к критическому углу нейтронного зеркала с покрытием из природного никеля. Уход из прямой видимости мишени значительно снижает фон на детекторе. Размеры отклоняющего зеркала составляют $5 \times 80 \times 210$ мм, а угол отклонения пучка нейтронов от оси выводящего коллиматора равен 20 угл. мин. Фоновый коллиматор 5 служит для подавления остаточного фона γ -квантов и быстрых нейтронов и располагается вплотную к отклоняющему суперзеркалу. Стенки коллиматора изготовлены из стали и борированного полиэтилена, ширина канала коллиматора составляет 1.0 мм, высота 30 мм и длина 400 мм.

Один из основных узлов рефлектометра – двухдисковый прерыватель пучка 6. Как отмечалось выше, оптимальные для проведения эксперимента на установке длительность τ и частота нейтронных импульсов f задаются протонным ускорителем компактного источника нейтронов. Величина f определяется из соотношения (1) с учетом планируемого для использования в эксперименте спектра шириной $\Delta\lambda$, который вырезается с помощью двухдискового прерывателя [10, 11] из нейтронных импульсов, имеющих широкое спектральное распределение, превышающее $\Delta\lambda$. При работе с узкими нейтронными спектрами, а, соответственно, с высокими значениями f , время измерения образца в рефлектометре можно значительно уменьшить, что повысит эффективность его использования. Кроме того, прерыватель корректирует форму и длительность нейтронного импульса τ , а также используется для привязки точки отсчета к времяпролетной базе.

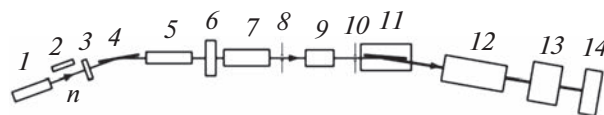


Рис. 1. Схема нейтронного рефлектометра для компактного источника DARIA: 1 – выводящий коллиматор; 2 – лазерный модуль; 3 – монитор; 4 – немагнитное суперзеркало NiMo/Ti ($m = 2$); 5 – фоновый коллиматор; 6 – двухдисковый прерыватель пучка; 7 – поляризатор пучка; 8, 10 – коллимирующие диафрагмы; 9, 12 – радиочастотные адиабатические спин-флипперы; 11 – узел образца; 13 – широкоапертурный веерный анализатор; 14 – двухкоординатный позиционно-чувствительный детектор.

Поляризатор пучка 7 – двойное магнитное суперзеркало, помещенное в постоянное магнитное поле, – служит для поляризации “белого” пучка нейтронов. При работе с немагнитными образцами поляризатор выводится из пучка. Коллимирующие диафрагмы 8 и 10 формируют угловую расходимость пучка, падающего на образец. Для реализации схемы нейтронного поляризационного анализа [12] в состав установки помимо поляризатора 7 входят два радиочастотных адиабатических спин-флиппера 9, 12 и анализатор 13. Использование спин-флиппера позволяет изменять направление поляризации пучка нейтронов из положения “вдоль поля” в положение “против поля” во всем диапазоне длин волн, используемом рефлектометром. Узел образца 11 состоит из программно управляемого юстировочного столика, на который можно устанавливать электромагнит и/или криостат. Электромагнит создает в плоскости образца однородное вертикальное магнитное поле напряженностью H . В рефлектометре предусмотрена система ведущего магнитного поля. Она расположена по ходу пучка от магнита поляризатора до магнита анализатора. На рис. 1 эта система не показана. В качестве анализатора 13 предполагается использовать широкоапертурный веерный анализатор поляризации [13] с размерами входного окна 180×250 мм (В \times Ш). Анализатор помещен в зазор магнитной системы с напряженностью поля на оптической оси канала $H \sim 500$ Э. Стенки каналов анализатора имеют поляризующее суперзеркальное покрытие из FeCoV/TiZr. Все нейтронные поляризующие суперзеркала заранее аттестованы с использованием техники рефлектометрии поляризованных нейтронов. На рис. 2 представлен результат аттестации одного такого нейтронного поляризующего суперзеркала ($m = 2$). Были измерены коэффициенты отражения для спиновых компонент R^+ и R^- пучка нейтронов как функции переданного импульса q , вычислена и построена зависимость поляризующей эффективности P от переданного импульса [14]. В работе с немагнитными образцами анализатор выводится из пучка.

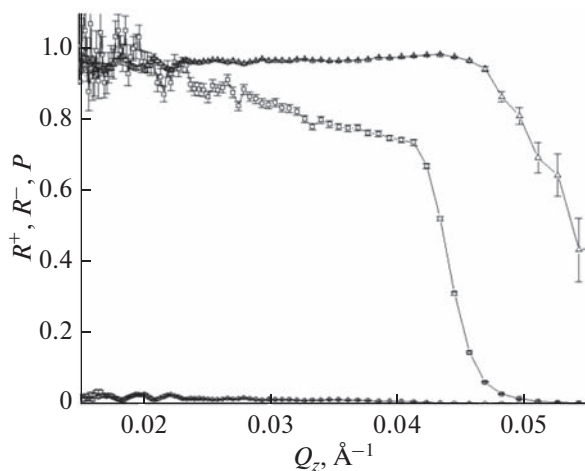


Рис. 2. Зависимости поляризующей эффективности P (треугольники), коэффициентов отражения для R^+ (квадратики) и R^- (кружки) спиновых компонент пучка как функции переданного импульса q для нейтронного поляризующего суперзеркала FeCoV/TiZr ($m = 2$).

Вплотную к выходу анализатора установлен детектор 14. В качестве детектора могут быть использованы одно- или двухкоординатные газовые позиционно-чувствительные детекторы [15], в которых конвертором нейтронов служат гелий или смесь гелия с многоатомным газом типа пропана, изобутана, метана, тетрафторметана, тетрафторэтана, углекислого газа либо смесь гелия с благородными газами, такими как Хе, Кг, Аг.

ОПИСАНИЕ РАБОТЫ РЕФЛЕКТОМЕТРА В ДВУХ МОДАХ

Для исследования немагнитных и магнитных образцов рефлектометр работает в двух модах соответственно: неполяризованной (мода I) и поляризованной (мода II).

В моде I “белый” неполяризованный пучок, сформированный отклоняющим немагнитным суперзеркалом из NiMo/Ti 4 (рис. 1), проходит через фоновый коллиматор 5 и прерыватель 6, две коллимационные диафрагмы 8 и 10 и попадает на плоскость образца 11. Отраженный от немагнитного образца пучок регистрируется позиционно-чувствительным детектором 14. Зависимость относительной интенсивности падающих на образец нейтронов от длины волны в моде I близка спектру нейтронов замедлителя мишенной сборки и представлена на рис. 3а. Видно, что интенсивность падает почти на три порядка с ростом длины волны от 1 до 6 Å. Профиль пучка, проходящего через систему коллиматоров и падающего на образец в моде I, представлен на рис. 3б. Его измеряют как интенсивность нейтронов в детекторе в зависимости от угла рассеяния ω .

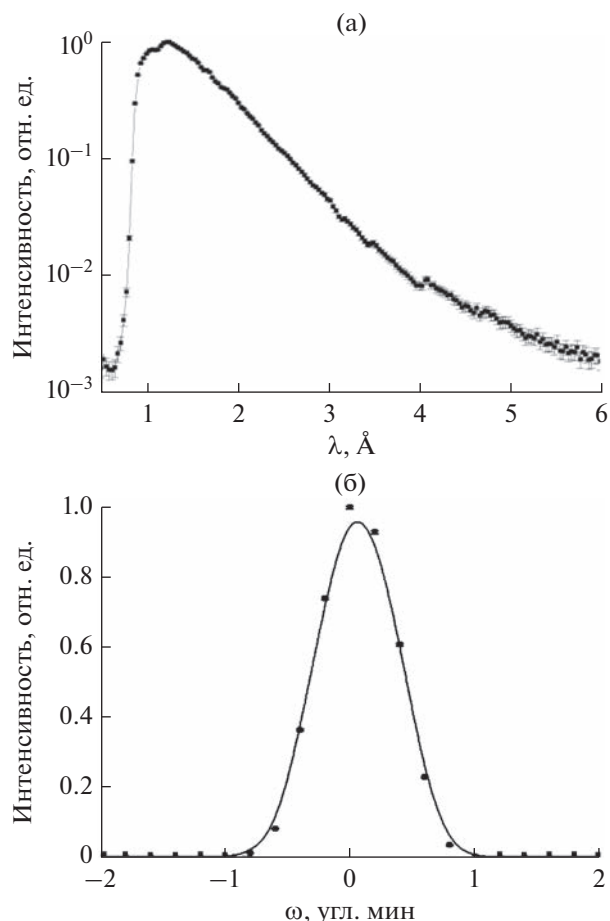


Рис. 3. “Белый” неполяризованный пучок (мода I): а – спектр; б – профиль.

В моде II пучок неполяризованных нейтронов, отраженный от отклоняющего немагнитного суперзеркала 4 (рис. 1), прошедший через фоновый коллиматор 5 и прерыватель 6, далее формируется поляризатором 7. На рис. 4 представлена схема поляризатора пучка рефлектометра. Поляризатор состоит из двух нейтронных поляризующих суперзеркал из FeCoV/TiZr ($m = 2$) с поглощающим подслоем TiZrGd [14], установленных вертикально в зазор постоянного магнита с напряженностью поля $H \sim 500$ Э. Вектор напряженности магнитного поля лежит в плоскости суперзеркал. Суперзеркала параллельны и обращены друг к другу отражающими поверхностями. Пучок нейтронов со спинами, направленными вдоль вектора намагниченности суперзеркал, отражается от первого суперзеркала под углом θ_{SM} , падает на второе суперзеркало под тем же углом θ_{SM} , отражается и выходит из поляризатора. Угол $\theta_{SM} = 10$ угл. мин обеспечивает прохождение через такой двойной поляризатор всего спектра нейтронов, отраженного от отклоняющего суперзеркала из NiMo/Ti. На рис. 4 пунктиром показаны нейтроны со спи-

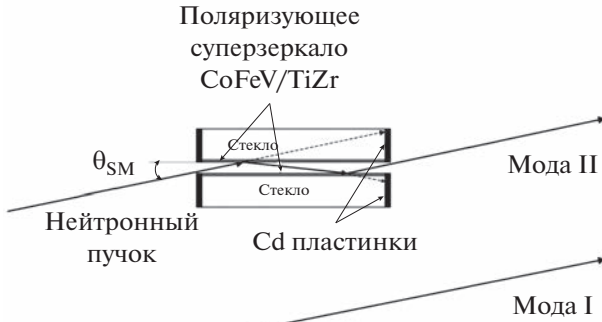


Рис. 4. Схема поляризатора пучка рефлектометра.

новой компонентой, направленной противоположно намагниченности суперзеркал. Эти нейтроны не испытывают отражения, проходят вглубь стеклянной подложки, достигают кадмиевых пластинок, укрепленных на торцах зеркал, и поглощаются в них. Вышедший пучок после отражения от двух зеркал (рис. 4) параллелен падающему пучку. Поляризатор пучка с магнитом устанавливают на программно управляемом юстировочном столе. Настройка поляризатора происходит путем вращения стола, а переход от одной моды к другой – путем перемещения стола поперек пучка. При таком перемещении не требуется заново настраивать узлы рефлектометра.

“Белый” поляризованный пучок, вышедший из поляризатора 7 (рис. 1), проходит через две коллимационные диафрагмы 8 и 10, спин-флиппер 9, расположенный между ними, и попадает на плоскость образца 11. Отраженный от магнитного образца пучок проходит через второй спин-флиппер 12, всерный анализатор 13 и регистрируется позиционно-чувствительным детектором 14. Такая схема позволяет проводить поляризационный анализ отраженного пучка нейтронов и извлечь информацию о магнитных свойствах образца.

Спектры и профиль пучка нейтронов практически совпадают в модах I и II. Угловая ширина пучка (ширина на полувысоте), падающего на образец, равна 0.8 угл. мин, но по абсолютной величине интенсивность “поляризованной” моды II в три–четыре раза меньше интенсивности в “неполяризованной” моде I.

Для получения кривой спектральной поляризующей эффективности двойного поляризатора в моде II в узле образца устанавливают вторую пару поляризующих суперзеркал FeCo/TiZr на такой же (как и в поляризаторе) угол $\theta_{SM} = 10$ угл. мин в магнитном поле $H = 470$ Э. Спектральную зависимость поляризующей эффективности $P_p(\lambda)$ определяли из следующего соотношения:

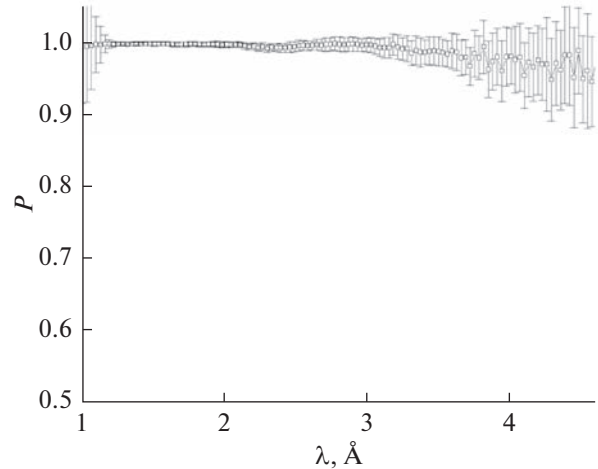


Рис. 5. Спектральная зависимость поляризующей эффективности P для двойного суперзеркального (CoFeV/TiZr, $m = 2$) поляризатора (мода II).

$$P(\lambda) = P_p(\lambda)P_a(\lambda) = \frac{r(\lambda) - 1}{1 - r(\lambda)[1 - 2f_1(\lambda)]}, \quad (2)$$

где $P(\lambda)$ – поляризация пучка, прошедшего через двойной поляризатор и двойной анализатор, $r(\lambda) = \frac{I_{off}(\lambda)}{I_{on}(\lambda)}$ – флипп-отношение, I_{off} – интенсивность пучка нейтронов при выключенном первом флиппере, I_{on} – интенсивность пучка нейтронов при включенном первом флиппере, $f_1(\lambda)$ – спектральная зависимость эффективности первого флиппера. Зависимость $P(\lambda)$ была получена в предположении, что $P_p(\lambda) \cong P_a(\lambda)$ и эффективность $f_1(\lambda)$ близка к единице во всем диапазоне длин волн. На рис. 5 представлена спектральная поляризующая эффективность P для системы из двух двойных поляризаторов. Из рисунка следует, что поляризующая эффективность очень высока и почти во всем диапазоне длин волн $\lambda = 0.9-4.2$ Å превышает уровень 0.95 [8].

В режиме аттестации рефлектометра спектральные зависимости интенсивности нейтронного пучка измеряли с использованием всех элементов поляризационного тракта рефлектометра. Пучок после поляризатора проходит через оба флиппера (образец в данном эксперименте отсутствует), отражается от зеркала-анализатора и детектируется. Спектральные зависимости интенсивности нейтронного пучка, отраженного от зеркала-анализатора для различных состояний спин-флипперов, представлены на рис. 6.

Эффективности первого и второго флипперов были определены по известным формулам:

$$f_1 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{I_{--} - I_{+-}}{I_{++} - I_{+-}} \right), \quad (3)$$

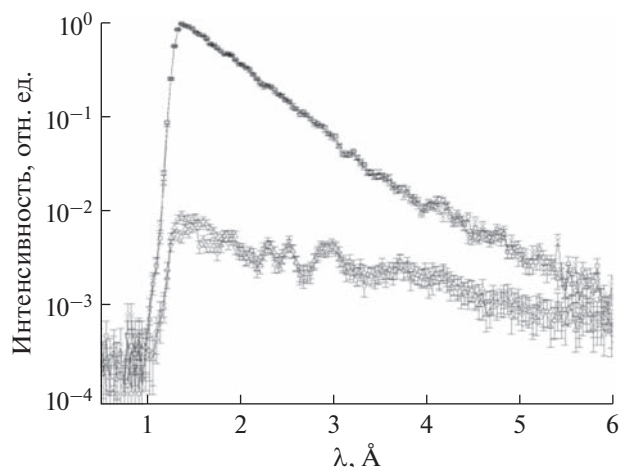


Рис. 6. Спектральные зависимости интенсивностей I_{++} (открытые квадратики), I_{--} (закрытые квадратики), I_{-+} (открытые кружки), I_{+-} (закрытые кружки) нейтронного пучка, отраженного от зеркала анализатора. Символы “+” и “-” обозначают включенное и выключенное состояния флиппера соответственно. Первый символ относится к первому флипперу, второй символ – ко второму.

$$f_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{I_{--} - I_{+-}}{I_{++} - I_{-+}} \right). \quad (4)$$

Эти зависимости представлены на рис. 7. Из рисунка следует, что эффективность переворота спинов нейтронов для обоих флипперов высока и близка к единице во всем рассматриваемом диапазоне длин волн. В области коротких длин волн $\lambda = 0.9\text{--}1.5 \text{ \AA}$ эффективность первого флиппера немного выше, чем второго. Средневзвешенная по спектру эффективность переворота спина нейтрона для первого флиппера равна $f_1 = 0.998 \pm 0.016$, а для второго $f_2 = 0.996 \pm 0.016$.

В рефлектометре для компактного источника DARIA будут использованы два радиочастотных адиабатических флиппера для переворота спина нейтрона, так как они хорошо себя показали при работе с пучками нейтронов “белого” спектра [12].

РАЗРЕШЕНИЕ РЕФЛЕКТОМЕТРА

Разрешение рефлектометра по переданному импульсу $\Delta q/q$ в общем виде определяется рядом параметров: длиной пролетной базы L , точностью измерения длины базы ΔL , длительностью нейтронного импульса τ , временем пролета нейтронов от прерывателя пучка до детектора T , расходимостью пучка $\Delta\theta$, углом скольжения θ :

$$\Delta q/q = \left([\tau/T]^2 + [\Delta L/L]^2 + [\Delta\theta/\theta]^2 \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Длительность импульса τ , сформированного в мишенной сборке, дополнительно корректирует-

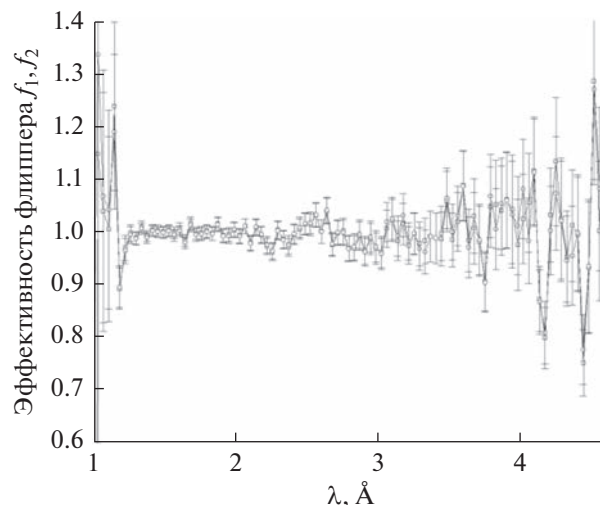


Рис. 7. Спектральные зависимости эффективности первого (квадратики) и второго (кружки) спин-флипперов для “поляризационной” моды II.

ся скоростью вращения диска прерывателя и суммой ширины пучка и ширины щели диска прерывателя.

Абсолютное разрешение по углу $\Delta\theta$ определяется расходимостью падающего пучка и кривизной образца. Неточность в определении угла скольжения θ после определения центра профиля отраженного пучка много меньше $\Delta\theta$, поэтому ею можно пренебречь. В большинстве случаев определяющий вклад в $\Delta\theta$ вносит именно расходимость падающего на образец пучка, задаваемая коллимационными щелями 8 и 10 (рис. 1).

В соотношении (5) вкладом $\Delta L/L$ можно пренебречь и, получая после преобразований равенство $\tau/T = \Delta\lambda/\lambda$, представим это соотношение в виде:

$$\Delta q/q = \left([\Delta\lambda/\lambda]^2 + [\Delta\theta/\theta]^2 \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где $\Delta\lambda$ – точность определения длины волны. Параметр $\Delta\lambda$ находим из соотношения:

$$\Delta\lambda = \frac{K\tau}{L}, \quad (7)$$

где $K = 3958 \text{ \AA м/с}$.

Величину $\Delta\lambda$ можно экспериментально определить по размытию отсечки на длине волны 3.96 \AA в спектре нейтронного пучка, пропущенного через бериллиевый фильтр. Ее можно оценить из параметра установки $\Delta\lambda \approx 0.05 \text{ \AA}$ в (7) (для $\tau = 100 \text{ мкс}$ и $L = 8 \text{ м}$). Зависимость относительно разрешения $\Delta q/q$ от λ показана на рис. 8 для трех углов скольжения (5, 15 и 40 угл. мин) при расходимости первичного пучка $\Delta\theta = 0.8 \text{ угл. мин}$, $\tau = 100 \text{ мкс}$ и $L = 8 \text{ м}$. Из рисунка видно, что при малом угле скольжения основной вклад в разре-

шение вносит расходимость пучка – второй член подкоренного выражения в (6), а при больших углах скольжения заметным становится спектральный вклад – первый член подкоренного выражения в (6), особенно в диапазоне малых длин волн.

Коэффициент отражения $R(q)$ определяется из спектров отраженного I_R и падающего I_0 пучков:

$$R(q) = [I_R(q) - I_{BgR}]t/[I_0(q) - I_{Bg}]t_R, \quad (8)$$

где интенсивность фона и времена набора спектра отраженных и падающих нейтронов обозначены как I_{BgR} , t_R и I_{Bg} , t соответственно. Планируемые основные параметры нейтронного рефлектометра для компактного источника нейтронов DARIA представлены в табл. 1.

АВТОМАТИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ РЕФЛЕКТОМЕТРОМ

Для управления элементами установки нейтронного рефлектометра для компактного источника нейтронов DARIA планируется использовать юстировочные столы с двумя видами движения: поворотом и перемещением. Столы следует оснастить 12-разрядными 16-оборотными датчиками “угол–код”, которые преобразуют угол поворота вала датчика в 12-разрядный параллельный код Грея для осуществления обратной связи, что значительно повышает точность позиционирования и наилучшим образом решает задачу ав-

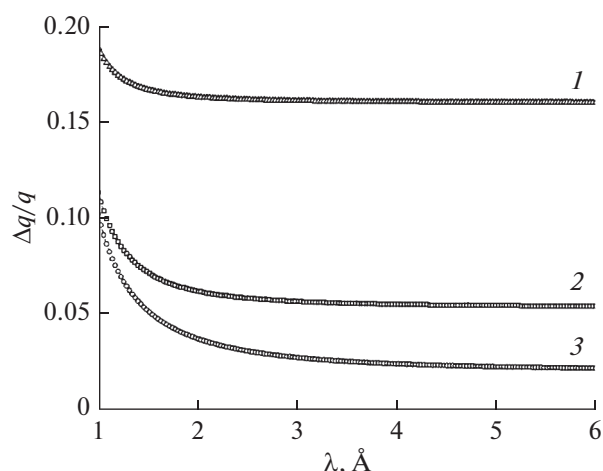


Рис. 8. Зависимость относительного разрешения $\Delta q/q$ от длины волны λ при расходимости первичного пучка $\Delta\theta = 0.8$ угл. мин, длительности нейтронного импульса $\tau = 100$ мкс и длины пролетной базы $L = 8$ м для углов скольжения: 5 (1); 15 (2); 40 угл. мин (3).

томатизации прецизионных движений юстировочных столов рефлектометра. Эти столы должны обеспечивать прецизионный поворот столешницы в диапазоне нескольких градусов с минимальным шагом не более 0.5 угл. с, а также ее перемещение в направлении, перпендикулярном оси пучка, в

Таблица 1. Основные параметры нейтронного рефлектометра для компактного источника нейтронов DARIA

Режимы работы установки	Времяпролетный
Диапазон рабочих длин волн, Å	1–10
Плоскость рассеяния	Горизонтальная
Ведущее поле	Вертикальное
Сечение пучка нейтронов в позиции образца, мм	(0.1 × 10)–(2.0 × 50)
Максимальный доступный диапазон по переданному импульсу q , Å ⁻¹	0.001–0.5
Относительное разрешение по переданному импульсу $\Delta q/q$, %	2–10%
Поляризующая эффективность и анализирующая способность суперзеркального поляризатора и веерного анализатора в рабочем диапазоне длин волн	Не менее 0.96
Сечение входного окна веерного анализатора В × Ш, мм	180 × 250
Эффективность переворота спина нейтронов для радиочастотных адиабатических спин-флипперов	Не менее 0.98
Максимальное магнитное поле в зазоре электромагнита на образце, кЭ	20
Диапазон рабочих температур образца, К	1.4–300
Монитор	Счетчик ³ He
Детектор	Двухкоординатный ³ He ПЧД с размерами чувствительной области 250 × 250 мм

Примечание. ПЧД – позиционно-чувствительный детектор.

диапазоне ~ 100 мм с минимальным шагом перемещения не более 10 мкм.

Для управления элементами рефлектометра, сбора и обработки результатов следует разработать программу с модульной организацией. Прототип уже существует – это программа UNICOM, выполненная в среде WINDOWS [8]. Модульная организация программы заключается в обеспечении работы с относительно независимыми частями программы, каждая из которых оформляется в виде команды. Таким образом, команду сопоставляют с одной или рядом операций с соответствующим программным и, при необходимости, электронным обеспечением. У каждой команды есть имя, и она может иметь уточняющие аргументы. Выполнению команды соответствует выполнение логически завершенного действия. Для того чтобы команды были совместимы, их надо согласовать по параметрам. Программа обеспечивает ввод команд, их редактирование, прохождение в заданной последовательности и включает в себя ряд базисных команд общего характера и ряд специальных команд, ориентированных на определенный физический прибор и его электронику.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена концепция времяпролетного рефлектометра тепловых и холодных нейтронов для импульсного компактного источника нейтронов DARIA. Рефлектометр с двумя флипперами и анализатором поляризации после прохождения образца позволяет проводить эксперименты (в зависимости от решаемой физической задачи) в одной из двух мод: мода I – времяпролетный режим с использованием “белого” неполяризованного пучка; мода II – времяпролетный режим с использованием “белого” поляризованного пучка. Использование двухдискового прерывателя позволяет полнее раскрыть возможности компактного источника с целью оптимизации проведения текущего эксперимента на рефлектометре.

Представлены также основные геометрические и физические параметры нейтронного рефлектометра, планируемого для компактного источника нейтронов DARIA. При длительности нейтронного импульса $\tau = 100$ мкс и общей длине установки времяпролетной базы $L = 8$ м частота повторения импульсов может достигать величины $f = 165$ Гц (коэффициент заполнения 1.66%) для диапазона длин волн $\Delta\lambda = 3$ Å и разрешения $\Delta\lambda \cong 0.05$ Å. Если же диапазон длин волн выбран шире $\Delta\lambda = 6$ Å, то при тех же параметрах частота должна быть не больше чем $f = 82$ Гц (коэффициент заполнения 0.83%). Рабочий диапазон длин волн, в котором параметром оптимизации является плотность потока нейтронов на образце, и

определяет окончательный выбор частоты f и длительности импульса τ нейтронов.

Использование элементов поляризационного анализа рефлектометра позволяет получить модули четырех элементов матрицы отражения нейтронов. Поляризация пучка превышает 96%, эффективность работы спин-флипперов приближается к единице. Такие параметры поляризующей техники дают возможность детально исследовать магнитные тонкопленочные наноструктуры. Предложена концепция автоматизации управления рефлектометром.

БЛАГОДАРНОСТИ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боднарчук В.И., Булкин А.П., Кравцов Е.А., Плешанов Н.К., Сыромятников В.Г., Ульянов В.А. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 1. С. 57. <https://doi.org/10.31857/S0023476122010040>
2. Lauter H.-J., Lauter V., Toperverg B.P. // Polymer Sci. A. 2012. V. 2. P. 411. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53349-4.00033-9>
3. Fitzsimmons M.R., Schuller Ivan K. // J. Magn. Magn. Mater. 2014. V. 350. P. 199. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2013.09.028>
4. Никитенко Ю.В., Сыромятников В.Г. Рефлектометрия поляризованных нейтронов. М.: Физматлит, 2013. С. 224.
5. Zabel H., Theis-Bröhl K., Toperverg B.P. // The Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, V. 3: Novel Techniques / Ed. Kronmüller H., Parkin S.P.S. New York: Wiley, 2007. P. 1237.
6. Шебетов А.Ф., Кудряшов В.А., Харченко В.П., Агамаян М.М. // Журн. эксперим. и теор. физики. 1978. Т. 74. № 3. С. 862. http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_047_03_0450.pdf
7. Лукасов А.Г., Дериглазов В.В., Кезерашвили В.Я., Кудряшов В.А., Крутов Г.А., Песков Б.Г., Сыромятников В.Г., Трунов В.А., Харченко В.П., Шебетов А.Ф. // Журн. эксперим. и теор. физики. 1979. Т. 77. № 5. С. 1720.
8. Syromyatnikov V.G., Pleshanov N.K., Pusenkov V.M., Schebetov A.F., Ulyanov V.A., Kasman Ya.A., Khakhalin S.I., Kolkhidashvili M.R., Slyusar V.N., Sumbatyan A.A. Four-Modes Neutron Reflectometer NR-4M. Preprint № 2619. Gatchina: PNPI, 2005. P. 47.
9. Pavlov K.A., Konik P.I., Kovalenko N.A., Kulevoy T.V., Serebrennikov D.A., Subbotina V.V., Pavlova A.E., Gri-gorev S.V. // Crystallogr. Rep. 2022. V. 67. № 1. P. 3. <https://doi.org/10.1134/S1063774522010096>
10. Syromyatnikov V.G. // J. Phys. Soc. Jpn.: Conf. Ser. 2018. V. 22. P. 011005. <https://doi.org/10.7566/JPSCP.22.011005>

11. Патент № 2680713 (РФ). Прерыватель нейтронного пучка / Сыромятников В.Г. // Приоритет изобретения 30.03.2018. Зарегистрирован в Государственном реестре изобретений РФ 26.02.2019.
12. Grigoriev S.V., Runov V.V., Okorokov A.I. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1997. V. 384. Iss. 2–3. P. 451.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)00919-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00919-9)
13. Syromyatnikov V.G., Ulyanov V.A., Lauter V., Pusenkov V.M., Ambaye H., Goyette R., Hoffmann M., Bulkin A.P., Kuznetsov I.N., Medvedev E.N. // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 528. P. 012021.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/528/1/012021>
14. Schebetov A.F., Pleshakov N.K., Syromyatnikov V.G., Pusenkov V.M., Peskov B.G., Shmelev G.E., Soroko Z.N., Ul'yanov V.A. // J. Phys. Soc. Jpn. 1996. V. 65. (Suppl. A). P. 195. http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:29007485.
15. Кауцк А.П., Левицкая О.В. // Журн. тех. физики. 2020. Т. 90. № 4. С. 519.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2020.04.49074.84-19>

A Two-Mode Time-of-Flight Neutron Reflectometer for a Compact Neutron Source DARIA

V. G. Syromyatnikov^{1, 2, *}, N. A. Grigoryeva², S. V. Grigoriev^{1, 2}

¹*Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Center “Kurchatov Institute”, Gatchina, 188300 Russia*

²*St. Petersburg State University, Petrodvorets, St. Petersburg, 198504 Russia*

*e-mail: syromyatnikov_vg@pnpi.nrcki.ru

The concept of a two-mode neutron reflectometer with a polarizer, two spin-flippers and an analyzer of polarization after passing through the sample is presented. A reflectometer designed for a compact neutron source DARIA is planned to measure the spectrum of a reflected “white” neutron beam using the time-of-flight method at a fixed glancing angle with the possibility of using both polarized and non-polarized neutrons. The main geometric and physical parameters of the neutron reflectometer are presented. With a neutron pulse duration $\tau = 100 \mu\text{s}$ and a total length of the time-of-flight base $L = 8 \text{ m}$, the pulse repetition rate can reach $f = 165 \text{ Hz}$ for the wavelength range $\Delta\lambda = 3 \text{ \AA}$ and resolution $\Delta\lambda \cong 0.05 \text{ \AA}$. The use of polarization analysis elements of a reflectometer at a beam polarization exceeding 96% and an efficiency of spin flippers close to unity makes it possible to study magnetic thin-film nanostructures in detail.

Keywords: compact neutron source DARIA, neutron reflectometry, polarized neutrons, time-of-flight method.

УДК 538.9

РЕЗОНАНСНАЯ НЕЙТРОННАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ НА КОМПАКТНОМ ИСТОЧНИКЕ НЕЙТРОНОВ

© 2023 г. Е. С. Никова^{а, *}, Ю. А. Саламатов^а, Е. А. Кравцов^{а, б}

^аИнститут физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620990 Россия

^бУральский Федеральный университет, Екатеринбург, 620002 Россия

*e-mail: e.nikova@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 21.02.2023 г.

Принята к публикации 21.02.2023 г.

В статье представлен подход для решения фазовой проблемы в нейтронной рефлектометрии (в том числе в рефлектометрии поляризованных нейтронов), основанный на эффекте резонансного взаимодействия ядер изотопов гадолиния ^{155}Gd и ^{157}Gd с тепловыми нейтронами. Этот эффект используют для реализации метода опорного слоя, который позволяет по результатам трех экспериментов восстановить комплексный коэффициент отражения исследуемого образца. Знание комплексного коэффициента отражения дает возможность модельно-независимого анализа потенциала взаимодействия, как ядерного, так и магнитного. Основное применение данного подхода – изучение строения слоев и межслойных границ, а также определение магнитного состояния многослойных металлических наногетероструктур. Приведена теоретическая основа метода, заключающаяся в нанесении на исследуемый образец слоя гадолиния с известными параметрами, один из которых можно контролируемо варьировать. Подробно описана схема проведения эксперимента на примере модельных численных расчетов. Приведен наглядный экспериментальный результат для простого однослойного образца ниобия, для которого были рассчитаны модуль и фаза коэффициента отражения. Предложены перспективные направления усовершенствования метода и возможные направления дальнейшей работы. Сформулированы пожелания к характеристикам компактного источника нейтронов, необходимым для оптимальной реализации предлагаемого метода.

Ключевые слова: поляризованные нейтроны, резонансная нейтронная рефлектометрия, многослойные наноструктуры, опорный слой, комплексный коэффициент отражения, компактный источник нейтронов, фазовая проблема.

DOI: 10.31857/S1028096023070117, **EDN:** TEZEMM

ВВЕДЕНИЕ

Уникальные возможности рефлектометрии поляризованных нейтронов весьма востребованы при изучении магнитных свойств и характеристик слоев многослойных металлических наногетероструктур, толщина отдельных слоев в которых составляет от нескольких единиц до нескольких десятков нм. Параллельно развивают и методы исследования как в части постановки эксперимента, так и в части математической обработки полученных данных. Большое внимание уделяют и решению фазовой проблемы, которая препятствует однозначной интерпретации результатов вследствие потери информации о фазе комплексного коэффициента отражения. Например, было предложено использовать логарифмическое дисперсионное соотношение [1], чтобы рассчитать фазу, зная только модуль коэффициента отражения. Хотя этот метод дает неплохие результаты для простых систем (например, однослойных),

с ростом числа слоев и межслойных границ возникает задача достаточно точного определения положения в комплексной плоскости нулей коэффициента отражения. Эта задача сложная и требует много вычислительного времени. Пренебрежение влиянием нулей приводит к низкой точности определения фазы описанным методом.

Другим возможным подходом является использование особых постановок эксперимента или проведение цикла экспериментов с различными условиями. Известным экспериментальным способом определения фазы коэффициента отражения является метод опорного слоя.

Впервые метод опорного слоя был предложен двумя независимыми группами для решения фазовой проблемы в исследованиях методом рефлектометрии многослойных немагнитных наногетероструктур [2, 3]. Метод заключается в нанесении на исследуемую систему слоя с известными характеристиками, которые можно контро-

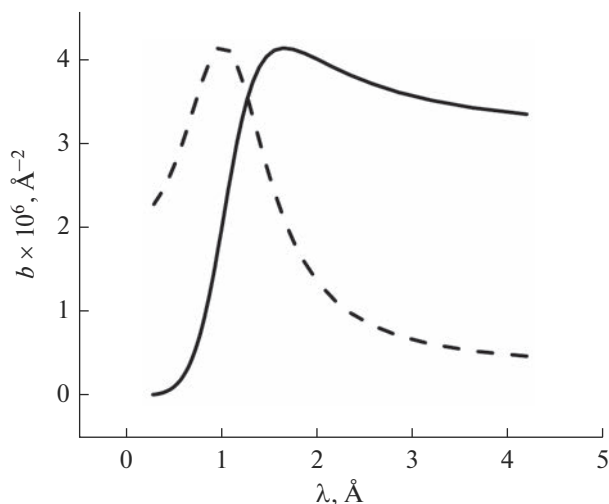


Рис. 1. Действительная (сплошная линия) и мнимая (штриховая линия) части плотности когерентной длины рассеяния нейтронов в Gd.

лируется изменять. Этот вспомогательный слой и называется опорным. В качестве него использовали ферромагнитный металл, его намагниченность изменяли внешним магнитным полем. Было проведено три эксперимента с различными значениями намагниченности опорного слоя, исследуемая система при изменении магнитного поля своих характеристик не меняла. Тогда, по результатам этих трех экспериментов, можно рассчитать комплексный коэффициент отражения неизвестной части образца, не входящей в состав опорного слоя. Был также предложен ряд вариаций описанного подхода [4–7].

Недостатком метода опорного слоя в указанном варианте является необходимость использования магнитного поля. Это исключает возможность его применения для исследования магнитных систем в рефлектометрии поляризованных нейтронов, поскольку при изменении магнитного поля потенциал неизвестной части образца также будет меняться. Но это ограничение можно снять, если использовать опорный слой из вещества, ядра атомов которого обладают резонансным взаимодействием с тепловыми нейтронами.

Резонансное взаимодействие возникает, когда энергия падающих нейтронов близка к расстояниям между энергетическими уровнями ядра. В этом случае резко возрастает вероятность поглощения нейтрона ядром с переходом на более высокий уровень. Затем происходит релаксация ядра посредством вторичного излучения (например, гамма-квантов).

Эти процессы приводят к заметной величине мнимой части плотности длины рассеяния, т.е. к значимому поглощению нейтронов. Кроме того, плотность длины рассеяния становится функ-

цией энергии нейтронов (рис. 1). И тот, и другой эффект нехарактерны для большинства веществ. Примером вещества с резонансным взаимодействием с тепловыми нейтронами является гадолиний, изотопы которого (^{155}Gd и ^{157}Gd) имеют сильную зависимость длины рассеяния от длины волны нейтронов в диапазоне 0.5–10 Å [8]. Эти изотопы входят в состав природного гадолиния, поэтому его можно использовать в качестве опорного слоя и проводить эксперименты при различных длинах волн (различных углах падения на времяпролетных рефлектометрах).

В настоящей работе описан подход к решению фазовой проблемы в нейтронной рефлектометрии, основанный на особенностях резонансного взаимодействия нейтронов с изотопами гадолиния. Представлены некоторые модельные численные расчеты и экспериментальные результаты. Обсуждена возможность реализации данного метода на компактном источнике нейтронов DARIA [10] и выведен ряд требований к техническим характеристикам как самого источника, так и инструмента-рефлектометра, установленного на нем.

МЕТОДИКА

Зеркальное отражение и прохождение нейтронов в планарных системах описывают одномерным уравнением Шредингера:

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + [k^2 - V(x)] \psi(x) = 0, \quad (1)$$

Волновая функция представлена в виде суперпозиции падающей и отраженной волн:

$$\psi(x) = A(x) \exp(ikx) + B(x) \exp(-ikx). \quad (2)$$

Для численных расчетов строят дискретную сетку по x с необходимым шагом, на ней задается потенциал $V(x)$. Амплитуду волны, отраженной от всей гетероструктуры, можно определить, как $B = B(x_N)$, где x_N соответствует поверхности пленки. Аналогично, амплитуда прошедшей через всю структуру волны $A = A(x_0)$, где x_0 соответствует границе пленки и подложки. Анализируя уравнение Шредингера (1), можно связать эти амплитуды через оптическую матрицу [11]:

$$\begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где полная оптическая матрица M представляет собой произведение оптических матриц для каждого слоя в образце

$$M = M_0 M_1 \dots M_n \dots M_{N-1} M_N. \quad (4)$$

Так как рефлектометрия имеет дело со сколькими углами падения, следует учитывать лишь

нормальную к поверхности пленки составляющую волнового вектора. Тогда в уравнении (1) величина $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta$, где θ – угол падения, отложенный от поверхности пленки, λ – длина волны нейтронов. Вводя обозначение $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, получим $k = k_0 \sin \theta$. В рефлектометрии также часто используют величину $q = 2k$, которая имеет смысл нормальной компоненты изменения волнового вектора при отражении. В дальнейшем будем использовать именно такую нотацию.

Оптическая матрица для i -го слоя толщиной d_i имеет вид:

$$M_i = \frac{1 + \kappa_i}{2\kappa_{i+1}} \begin{pmatrix} \exp(i\kappa_i d_i/2) & -r_i \exp(-i\kappa_i d_i/2) \\ -r_i \exp(i\kappa_i d_i/2) & \exp(-i\kappa_i d_i/2) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где введен коэффициент Френеля для границы между i -ым и $(i + 1)$ -ым слоями

$$r_i = \frac{\kappa_i - \kappa_{i+1}}{\kappa_i + \kappa_{i+1}}, \quad \kappa_i = \sqrt{k^2 - V_i}. \quad (6)$$

Величины амплитуд отраженной и прошедшей волн всей структуры равны:

$$B = -\frac{m_{21}}{m_{22}}, \quad A = m_{11} - \frac{m_{12}m_{21}}{m_{22}}. \quad (7)$$

Пусть образец состоит из двух частей, отражающие свойства которых можно описать матрицами G и H : на поверхности слоя G с неизвестной структурой расположен известный опорный слой H . Данную систему можно рассматривать, как двухслойную, и ее полная оптическая матрица $M = GH$. Амплитуды прошедшей A и отраженной B волн для такого образца определяются соотношением

$$\begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix} = GH \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В этом случае амплитуда отражения от неизвестной части образца B_g представляет собой точку в комплексной плоскости, лежащую на окружности радиуса ρ с центром в точке γ [12]:

$$\gamma = \frac{Rh_{22}h_{12}^* - h_{21}h_{11}^*}{Rh_{12}h_{12}^* - h_{11}h_{11}^*}, \quad (9)$$

$$\rho = \sqrt{R} \frac{|h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}|}{|Rh_{12}h_{12}^* - h_{11}h_{11}^*|}, \quad (10)$$

здесь h_{ij} – элементы матрицы H , а $R = BB^*$ – коэффициент отражения для полной системы.

Длина рассеяния нейтронов природным гадолинием существенно зависит от энергии падаю-

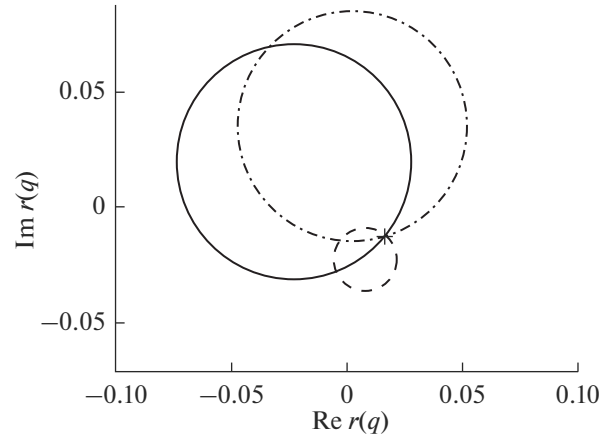


Рис. 2. Определение коэффициента отражения [12]. Точкой отмечено решение задачи нахождения коэффициента отражения частиц от образца.

щих нейтронов и может быть рассчитана теоретически по формуле Брейта–Вигнера [8]. Также она может быть определена экспериментально из анализа поглощения нейтронов в гадолиниевой пленке [9]. Если известный опорный слой содержит гадолиний, а неизвестная часть образца его не содержит, то можно провести три эксперимента при трех различных длинах волн первичного пучка (или при трех различных углах падения на времяпролетном рефлектометре). Тогда комплексная амплитуда отражения нейтронов от неизвестной части образца B_g может быть однозначно определена как точка пересечения трех соответствующих окружностей (рис. 2):

$$B_g = \frac{\alpha_1(\gamma_2 - \gamma_3) + \alpha_2(\gamma_3 - \gamma_1) + \alpha_3(\gamma_1 - \gamma_2)}{\gamma_1^*(\gamma_2 - \gamma_3) + \gamma_2^*(\gamma_3 - \gamma_1) + \gamma_3^*(\gamma_1 - \gamma_2)}. \quad (11)$$

Коэффициенты α_i связаны с центром γ и радиусом ρ соотношением $\alpha_i = \gamma_i \gamma_i^* - \rho_i^2$.

Можно провести два эксперимента, а не три [13]. Тогда будут получены два решения (две окружности пересекаются, в общем случае, в двух точках), одно из которых не имеет физического смысла. Выбор правильного решения в этом случае должен быть осуществлен на основании априорной информации об образце.

Зная комплексную амплитуду отражения, можно применять модельно-независимые методы определения потенциала взаимодействия, например, для этой цели можно использовать уравнение Гельфанда–Левитана–Марченко [14]. Для решения этого уравнения необходимо знать амплитуду отражения в широком диапазоне q , что, к сожалению, редко бывает на практике. Поэтому для определения потенциала (или набора характеристик слоистой системы) можно использовать алгоритм Левенберга–Марквардта или иной ал-

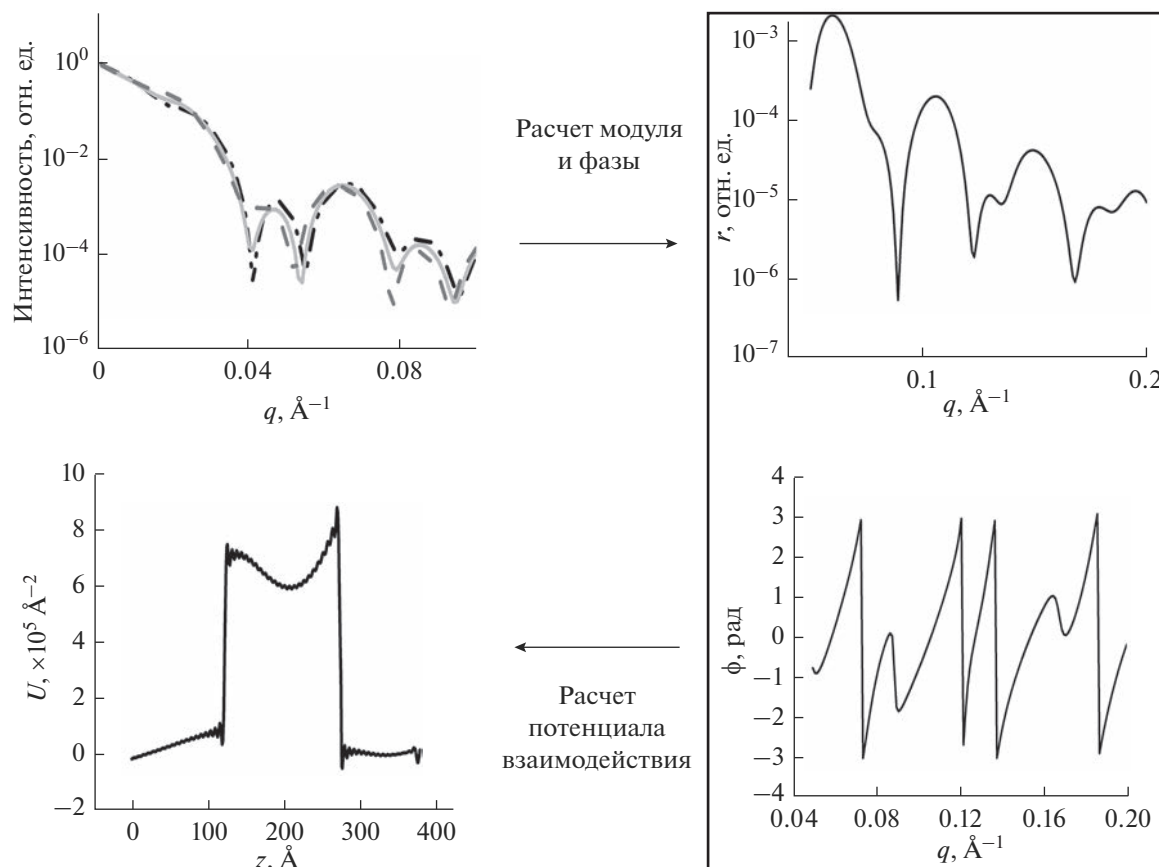


Рис. 3. Схема проведения эксперимента по методу опорного слоя. Кривые на схеме приведены для модельных численных расчетов на трехслойной системе Cr(125 Å)/Fe(150 Å)/Cr(100 Å). Магнитный потенциал взаимодействия для Fe не учитывали.

горитм спуска, обрабатывая одновременно кривые модуля и фазы. В случае рефлектометрии поляризованных нейтронов проводится одновременная обработка модулей и фаз для всех измеренных каналов рассеяния.

Общая схема проведения эксперимента по методу опорного слоя с использованием Gd проиллюстрирована на рис. 3.

ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На установке ULVAC (ИФМ УрО РАН, Екатеринбург) методом высоковакуумного магнетронного распыления был синтезирован образец $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Nb}(500 \text{ \AA})/\text{V}(15 \text{ \AA})/\text{Gd}(100 \text{ \AA})/\text{V}(150 \text{ \AA})$. Слой Gd(100 Å)/V(150 Å) выступает в качестве опорного слоя и расположен сверху образца, чтобы пучок нейтронов проходил сначала его, а потом исследуемую часть. Слой ванадия использован для защиты слоя гадолиния от окисления. Спектры отражения нейтронов были измерены на времяпролетном рефлектометре REFLEX импульсного реактора ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) при комнатной температуре. Рабочий диапазон длин

волн нейтронов составлял от 1 до 12 Å. Измерения проводили при трех различных углах падения пучка. Результаты представлены на рис. 4. Видны различия в зависимостях интенсивности отражения от q при углах падения пучка 8,8, 7,3, и 5,0 мрад, обусловленные наличием в образце гадолиния.

По известным характеристикам опорного слоя Gd/V были рассчитаны модуль и фаза комплексной амплитуды отражения для исследуемой части образца (рис. 5). Определение потенциала взаимодействия в этом эксперименте не проводили. С другими результатами по апробации метода опорного слоя Gd, в том числе, на магнитных системах можно ознакомиться в работах [15–18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что применение резонансных свойств изотопов Gd позволяет решить фазовую проблему в задачах нейтронной рефлектометрии, в том числе с использованием поляризованных нейтронов. Предлагаемый подход апробирован как на модельных численных расчетах, так и на экспериментальных данных, по-

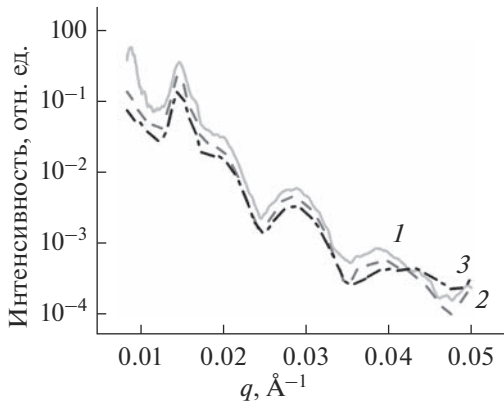


Рис. 4. Рефлектометрические кривые для системы $\text{Al}_2\text{O}_3//\text{Nb}(500 \text{ \AA})/\text{V}(15 \text{ \AA})/\text{Gd}(100 \text{ \AA})/\text{V}(150 \text{ \AA})$ при углах падения пучка нейтронов 8.8 (1); 7.3 (2); 5.0 мрад (3).

лученных на рефлектометрах реактора ИБР-2 (г. Дубна). Ранее предложен способ экспериментального уточнения резонансных характеристик изотопов гадолиния [9].

Перспективным способом усовершенствовать метод является сокращение количества необходимых экспериментов с трех до двух. В настоящий момент проверяют алгоритмы для разделения решений и проверки их физического смысла.

Для работы при температурах ниже точки Кюри гадолиния (292 К) предложено использовать парамагнитные сплавы, содержащие гадолиний. Сейчас на модельных численных экспериментах подбирают оптимальные составы таких сплавов, обеспечивающие достаточное влияние резонансных свойств гадолиния на рефлектометрические кривые.

Помимо этого, ведут работу, направленную на повышение точности метода, в частности, исследуют факторы, влияющие на значение фазы и не-

однозначность ее определения. Кроме того, интерес представляют реализация и проверка на эксперименте предложенного в статье [19] алгоритма исправления комплексной амплитуды отражения в области ниже критического угла.

Предлагаемый метод опорного слоя Gd может быть реализован и на компактном источнике нейтронов. В этом случае создать оптимальные условия может быть даже проще, чем на рефлектометре на атомном реакторе. В частности, необходим замедлитель, обеспечивающий максимум распределения нейтронов в области длин волн 1.5–2.0 Å. Большим преимуществом была бы возможность смены замедлителей, чтобы варьировать положение максимума распределения нейтронов по длинам волн, что позволило бы добиться высоких потоков частиц при необходимых длинах волн. Поскольку резонансные эффекты гадолиния максимальны при малых длинах волн падающих нейтронов, необходим детектор с хорошей разрешающей способностью по энергии нейтронов, чтобы избежать “сжатия” картины рефлектометрии. Наконец, желательна высокая частота следования импульсов (~50 Гц). Медленные нейтроны в данных экспериментах не требуются, при этом можно существенно повысить интенсивность пучка.

Таким образом, применение резонансной нейтронной рефлектометрии для решения фазовой проблемы может быть перспективным пунктом научной программы проектируемых компактных источников нейтронов, привлекательным для специалистов, работающих в области нейтронных исследований конденсированных сред.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема “Спин” 22021000036-3). Нейтроннографические исследования выполнены при

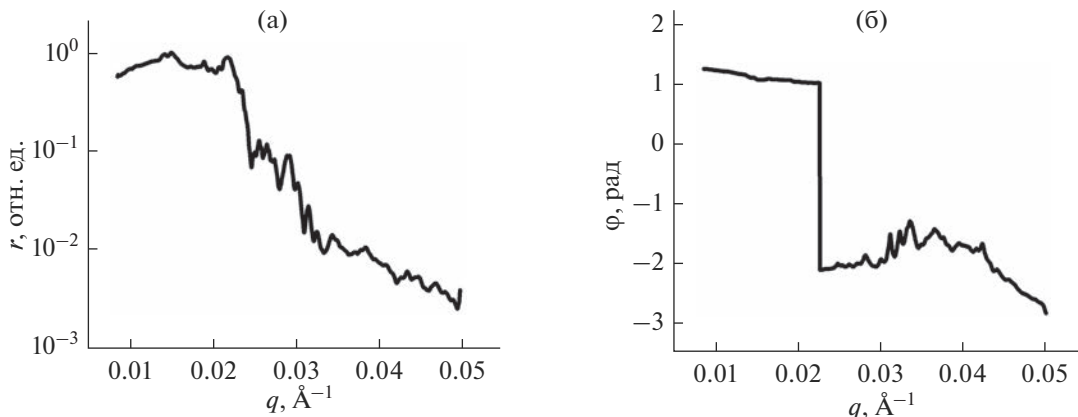


Рис. 5. Модуль (а) и фаза (б) комплексной амплитуды отражения нейтронов от системы $\text{Al}_2\text{O}_3//\text{Nb}(500 \text{ \AA})/\text{V}(15 \text{ \AA})$.

финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-10-2021-115 от 13 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Klibanov M.V., Sacks P.E.* // J. Math. Phys. 1992. V. 33. № 11. P. 3813.
2. *Majkrzak C.F., Berk N.F.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 10827.
3. *de Haan V.O., van Well A.A., Adenwalla S., Felcher G.P.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. № 15. P. 10831.
4. *Majkrzak C.F., Berk N.F.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 15416.
5. *Majkrzak C.F., Berk N.F., Silin V.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 283. P. 248.
6. *Kirby B.J., Kienzle P.A., Maranville B.B., Berk N.F., Krycka J., Heinrich F., Majkrzak C.F.* // Curr. Opin. Colloid Interface Sci. 2012. V. 17. P. 44.
7. *Majkrzak C.F., Carpenter E., Heinrich F., Berk N.F.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 102212.
8. *Lynn J.E., Seeger P.A.* // Atomic Data Nucl. Data Tables. 1990. V. 44. Iss. 2. P. 191.
9. *Nikova E.S., Salamatov Yu.A., Kravtsov E.A., Bodnarchuk V.I., Ustinov V.V.* // Physica B. 2019. V. 552. P. 58.
10. *Павлов К.А., Коник П.И., Коваленко Н.А., Кулевой Т.В., Серебренников Д.А., Субботина В.В., Павлова А.Е., Григорьев С.В.* // Кристаллография. 2022. V. 67. № 1. P. 5.
11. *Lekner J.* // Exact results. In: Theory of Reflection of Electromagnetic and Particle Waves. Developments in Electromagnetic Theory and Applications, V. 3. Springer Science Business Media Dordrecht, 1987. C. 12.
12. *de Haan V.O., van Well A.A., Sacks P.E., Adenwalla S., Felcher G.P.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 221. P. 524.
13. *Majkrzak C.F., Berk N.F., Perez-Salas U.A.* // Langmuir. 2003. V. 19. P. 7796.
14. *Zimmerman K.M.* Advanced Analysis Techniques for X-ray Reflectivities: Theory and Application. Karlsruhe, 2005. 190 p.
15. *Никова Е.С., Саламатов Ю.А., Кравцов Е.А., Макарова М.В., Проглядо В.В., Устинов В.В., Боднарчук В.И., Нагорный А.В.* // Физика металлов и металлостроение. 2019. V. 120. P. 913.
16. *Nikova E.S., Salamatov Yu.A., Kravtsov E.A., Ustinov V.V., Bodnarchuk V.I., Nagorny A.V.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. V. 14. P. 161.
17. *Nikova E.S., Salamatov Yu.A., Kravtsov E.A., Ustinov V.V.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2021. V. 15. P. 899.
18. *Никова Е.С., Саламатов Ю.А., Кравцов Е.А., Проглядо В.В., Жакетов В.Д., Миляев М.А.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2022. № 11. С. 1. <https://www.doi.org/10.31857/S1028096022110176> (в печати).
19. *Book A., Kienzle P.A.* // Physica B: Condensed Matter. 2020. V. 588. P. 412181.

Resonant Neutron Reflectometry on a Compact Neutron Source

E. S. Nikova^{1, *}, Yu. A. Salamatov¹, E. A. Kravtsov^{1, 2}

¹Miheev Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, 620990 Russia

²Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002 Russia

*e-mail: e.nikova@mail.ru

This paper presents an approach to solving the phase problem in neutron reflectometry (including polarized neutron reflectometry) based on the effect of resonant interaction of nuclei of gadolinium isotopes ¹⁵⁵Gd and ¹⁵⁷Gd with thermal neutrons. This effect is used to implement the reference layer method, which allows, based on the results of three experiments, to calculate the complex reflection coefficient of the sample under study. Knowledge of the complex reflection coefficient makes it possible to model-independent analysis of the interaction potential, both nuclear and magnetic. The main application of this approach is the study of the structure of layers and interfaces, as well as the determination of the magnetic state of multilayer metal nanoheterostructures. The theoretical basis of this method is given, which consists in deposition on the sample top of a gadolinium layer with known parameters, one of which can be varied in a controlled manner. The scheme of the experiment is described in detail using model numerical calculations. An experimental result is given for a simple single-layer niobium sample, for which the modulus and phase of the reflection coefficient were calculated. Promising directions for improving the method and possible directions for further work are proposed. The requests for the characteristics of a compact neutron source, necessary for the optimal implementation of the proposed method, are formulated.

Keywords: polarized neutrons, resonant neutron reflectometry, multilayer nanostructures, reference layer, complex reflection coefficient, compact neutron source, phase problem.

УДК 538.955

ПЕРСПЕКТИВА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕЛИМАГНЕТИЗМА В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ И НАНОСТРУКТУРАХ НА КОМПАКТНОМ ИСТОЧНИКЕ НЕЙТРОНОВ DARIA

© 2023 г. Д. И. Девятериков^{a, *}, Е. А. Кравцов^{a, b, **}, В. В. Проглядо^a, В. Д. Жакетов^c, Ю. В. Никитенко^c, Yu. N. Khaydukov^d

^aИнститут физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620108 Россия

^bУральский федеральный университет, Екатеринбург, 620002 Россия

^cОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980 Россия

^dИнститут исследований твердого тела им. Макса Планка, Штутгарт, 70569 Германия

*e-mail: devidor@yandex.ru

**e-mail: kravtsov@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 14.12.2022 г.

После доработки 17.02.2023 г.

Принята к публикации 17.02.2023 г.

Представлены результаты исследования тонких пленок и сверхрешеток из редкоземельных гелимагнетиков Dy и Ho методом нейтронной рефлектометрии. Показано, что нейтронная рефлектометрия позволяет исследовать магнитные фазовые переходы в этих наноструктурах и получать информацию об их периоде. Предложено создание нейтронного рефлектометра с возможностью проведения поляризационного анализа на базе компактного источника нейтронов DARIA, оптимизированного для изучения длиннопериодических магнитных упорядочений в редкоземельных магнетиках, и указаны возможные направления этой оптимизации.

Ключевые слова: редкоземельные металлы, диспрозий, гольмий, нейтронная рефлектометрия, магнитное упорядочение, компактный источник нейтронов, DARIA.

DOI: 10.31857/S102809602307004X, **EDN:** TDRAAF

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается растущий интерес научного сообщества к использованию компактных источников нейтронов для нейтронографических исследований [1], обусловленный как потенциально большей доступностью измерительного времени на таких установках, так и возможностью оптимизации параметров источников для ограниченного набора исследовательских методик. Одним из перспективных в России является проект компактного источника нейтронов DARIA, занимающего в классификации промежуточное положение между источниками нейтронов средней мощности [2] и источниками университетского типа [3–5], предназначенными для подготовки квалифицированных кадров в области использования методик нейтронного рассеяния. Пучок нейтронов формируется в такой установке при помощи линейного ускорителя протонов, предназначенного для работы в импульсном либо непрерывном режиме, бериллиевой мишени, захватывающей протоны и испускающей нейтроны, а также

замедлителя, задающего энергетический спектр испускаемых нейтронов, и системы прерывателей, формирующих импульсы нейтронов заданной длительности [6]. Предполагается, что один источник DARIA позволит эксплуатировать до шести различных научных приборов.

Одним из инструментов, который можно было бы реализовать на компактном источнике нейтронов DARIA, является времяпролетный нейтронный рефлектометр. Нейтронная рефлектометрия – перспективный метод исследования как атомного строения [7], так и магнитных свойств [8] планарных наноструктур, и соответствующие установки функционируют на большинстве крупных источников нейтронов, включая ILL (Франция) и ИБР-2 (ОИЯИ, Россия). Среди объектов исследования рефлектометрии поляризованных нейтронов можно отдельно выделить несоизмерные периодические магнитные структуры в редкоземельных гелимагнетиках Dy и Ho, интерес к которым обусловлен перспективами использования этих материалов в устройствах спинтроники [9].

Оптимизация источника DARIA и установленного на нем нейтронного рефлектометра под нужды изучения объектов такого типа может обеспечить интенсивность пучка нейтронов в позиции образца и разрешающую способность, сопоставимые с параметрами, характерными для рефлектометров на источниках нейтронов мирового уровня.

тур в редкоземельных гелимагнетиках, имеет смысл ознакомиться с результатами более ранних измерений тонких пленок Dy (200 нм) и Ho (200 нм) и сверхрешеток [Dy (60 нм)/Ho (60 нм)] × 34, выполненных на времяпролетном рефлектометре РЕМУР (ОИЯИ, Дубна) и рефлектометре SuperADAM (ILL, Франция) в режиме фиксированной длины волны.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для определения желаемых параметров нейтронного рефлектометра на компактном источнике нейтронов DARIA, оптимизированном для изучения длиннопериодических магнитных струк-

Исследование кристаллической структуры данных образцов подтвердило аксиальную текстуру [0001] вдоль нормали к поверхности образца, так как ось магнитного геликоида совпадает с направлением [0001] в элементарных ячейках Dy и Ho. Наличие такой текстуры сделало возможным непосредственное наблюдение магнитных сател-

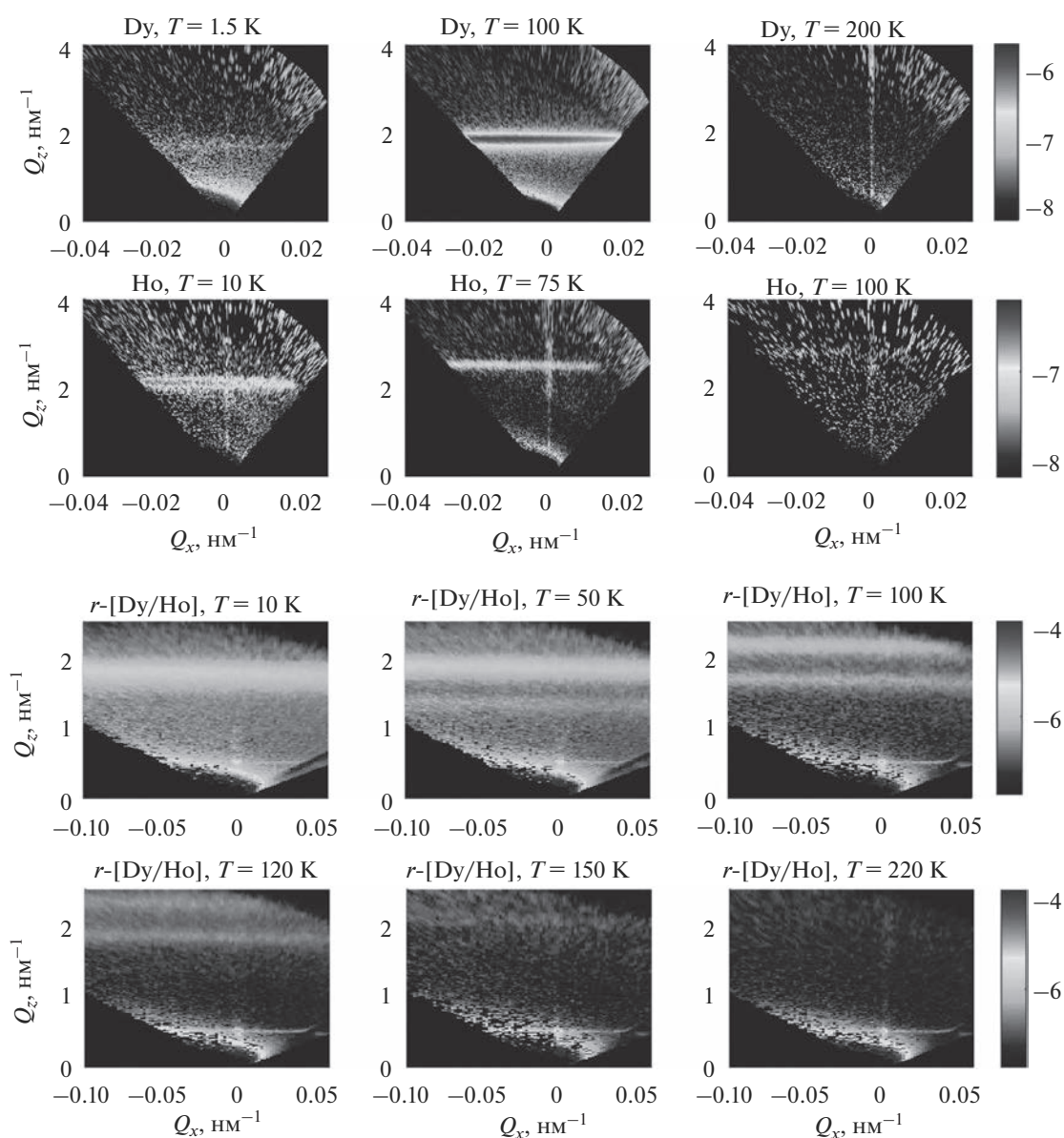


Рис. 1. Двумерные карты рассеяния нейтронной рефлектометрии для пленок Dy и Ho, а также сверхрешетки Dy/Ho в координатах компонент вектора рассеяния Q_x - Q_z .

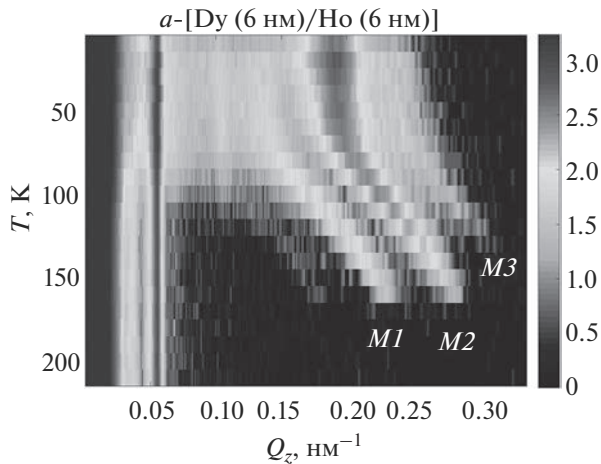


Рис. 2. Кривые зеркального отражения нейтронов для сверхрешетки [Dy (6 нм)/Ho (6 нм)] в координатах $Q_z - T$. Отметки M1–M3 отмечают положение магнитных спутников.

литов 0000^+ от магнитных геликоидов на картах рассеяния нейтронной рефлектометрии данных образцов при температурах ниже T_N для слоев Dy и (или) Ho в них. Предварительные измерения температурных зависимостей намагниченности позволили установить, что температуры Нееля слоев Dy во всех образцах приблизительно равны величине T_N в объемных монокристаллах Dy ($T_N = 181.5$ К), в то время как у тонкой пленки Ho (200 нм) $T_N = 124$ К. Измерения проводили в ходе охлаждения от температуры выше $T_N(\text{Dy})$ до $T = 1.5$ К (РЕМУР), либо до $T = 10$ К (SuperADAM) во внешнем магнитном поле 1 кЭ, приложенном в плоскости образца. Избранные двумерные карты рассеяния в координатах компонент вектора рассеяния $Q_x - Q_z$ приведены на рис. 1. Фазовая диаграмма $T - Q_z$, полученная для сверхрешетки [Dy (60 нм)/Ho (60 нм)] $\times 34$, приведена на рис. 2. Магнитные спутники (рис. 1, 2), появление которых связано с возникновением в образце геликоидального магнитного упорядочения, а положение соответствует периоду магнитной структуры, наблюдались во всех исследованных образцах при понижении температуры до $T < T_N$. В сверхрешетках [Dy (60 нм)/Ho (60 нм)] $\times 34$ в определенном диапазоне температур отмечается сосуществование двух и более магнитных спутников, что свидетельствует о формировании в образце когерентно распространяющихся между слоями нескольких магнитных геликоидов с различными периодами. Такая структура аналогична ранее наблюдавшейся в [10]. Уменьшение интенсивности магнитного спутника с понижением температуры, наблюдаемое на кривых зеркального отражения нейтронной рефлектометрии пленки Dy

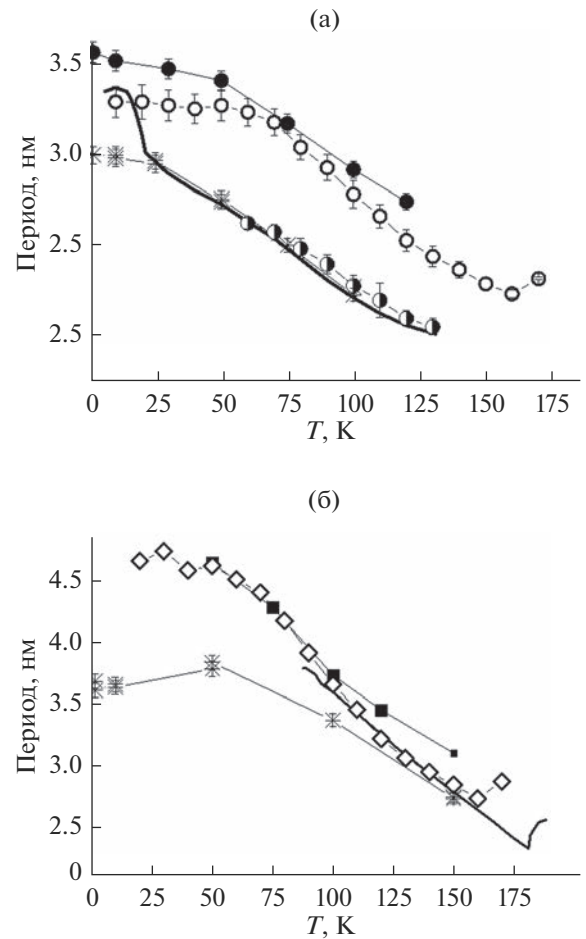


Рис. 3. Температурные зависимости периода геликоида: а – в пленке Ho (*), в слоях Ho в сверхрешетках r -[Dy (6 нм)/Ho (6 нм)] (●) и a -[Dy (6 нм)/Ho (6 нм)] (спутник M2) (○) и (спутник M3) (⊙) в сравнении с периодом геликоида в объемном Ho (сплошная линия); б – в пленке Dy (*) и слоях Dy в сверхрешетках r -[Dy (6 нм)/Ho (6 нм)] (■) и a -[Dy (6 нм)/Ho (6 нм)] (◇) в сравнении с периодом геликоида в объемном Dy (сплошная линия).

(200 нм) и [Dy (60 нм)/Ho (60 нм)] $\times 34$, может быть объяснено постепенным переходом диспрозия из геликоидального состояния в ферромагнитное, характерное для объемных монокристаллов Dy при таких температурах [11, 12].

Представленные на рис. 3 температурные зависимости периода геликоидов, распространяющихся в слоях Dy и Ho, соответственно, полученные для всех исследованных образцов, существенно отличаются как друг от друга, так и от зависимостей, характерных для монокристаллов Dy и Ho. Это свидетельствует о сильном влиянии размерных эффектов, эпитаксиальных напряжений и межслойного обменного взаимодействия на особенности магнитного упорядочения в планарных наноструктурах на основе редкоземель-

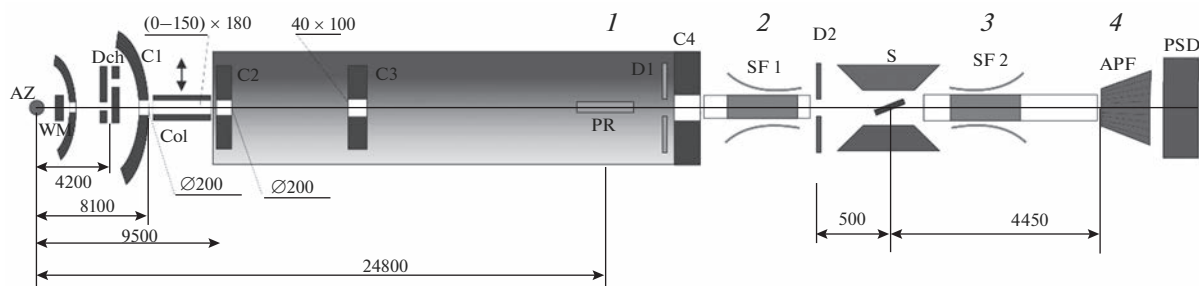


Рис. 4. Схема рефлектометра РЕМУР с отмеченным на ней поляризатором 1, флипперами 2, 3 и веерным анализатором 4.

ных гелимагнетиков и требует выделения значительного количества измерительного времени для решения научных и в перспективе производственных задач, связанных с этими материалами.

ОБСУЖДЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕАЛИЗАЦИИ РЕФЛЕКТОМЕТРА НА КОМПАКТНОМ ИСТОЧНИКЕ НЕЙТРОНОВ DARIA

Использование рефлектометра в целях преимущественного изучения длиннопериодических магнитных структур в редкоземельных магнетиках позволяет оптимизировать его различные параметры. Так, можно считать периоды исследуемых магнитных структур заключенными в диапазоне от 2 до 10 нм, что дает граничные значения z -компоненты вектора рассеяния для данного инструмента 3.15 и 0.63 nm^{-1} . Полагая угол падения пучка нейтронов на образец приблизительно равным 25 мрад, получим рабочий диапазон длин волн рефлектометра от 0.1 до 0.5 нм. Таким образом, в сравнении с времяпролетным рефлектометром РЕМУР данный инструмент будет работать в существенно меньшем интервале длин волн. Как показывают результаты моделирования [13], достаточной разрешающей способностью рефлектометра по переданному импульсу в случае сравнительно тонких пленок может быть даже $\Delta q/q = 10\%$ [14], что позволяет оценить при

помощи соотношения $\left(\frac{\delta q}{q}\right)^2 = \left(\frac{\delta\theta}{\theta}\right)^2 + \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda}\right)^2$ и длине пролетной базы 15 м оптимальную длительность импульса 265 мкс и максимально возможную частоту этих импульсов 40 Гц, что в восемь раз превосходит частоту импульсов в реакторе ИБР-2.

Возможности исследования профилей намагниченности в пленках и сверхрешетках могут быть существенно расширены за счет использования поляризационного анализа в измерениях. Возможна регистрация четырех различных коэффициентов отражения: R^{++} , R^{-} , R^{+-} , R^{-+} . Первые два соответствуют процессам рассеяния ней-

тронов с противоположно направленным спином без переворота спина, а вторые — с переворотом. На рис. 4 представлена схема рефлектометра РЕМУР [15] с отмеченным на ней поляризатором падающего пучка 1, адиабатическими радиочастотными спин-флипперами на падающем и отраженном пучках 2, 3 и веерным анализатором поляризации 4 непосредственно перед позиционно-чувствительным детектором. Аналогичная схема может быть реализована и на рефлектометре, предназначенном для компактного источника нейтронов DARIA. Решить проблему удаления длинноволновых нейтронов из пучка можно при помощи кремниевого зеркала-фильтра.

Необходимость исследования длиннопериодических магнитных структур в редкоземельных магнетиках налагает особые требования и к окружению образца. В частности, необходим криостат с возможностью охлаждения образца до температур от 10 К и ниже, что позволит охватить весь температурный диапазон, в котором происходят магнитные фазовые переходы в редкоземельных гелимагнетиках и наноструктурах на их основе. Использование отдельного от криостата поворотного магнита, дающего возможность приложения внешнего поля напряженностью до 15 кЭ как в плоскости образца, так и перпендикулярно его поверхности, позволит изучать процесс разрушения геликоидального магнитного упорядочения внешним магнитным полем в образцах и составлять фазовые диаграммы в координатах $H-T$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования показали, что планарные наноструктуры на основе редкоземельных гелимагнетиков Dy и Ho обладают периодическим магнитным упорядочением, изучение особенностей которого возможно с применением метода нейтронной рефлектометрии. Однако в силу многообразия свойств и дефицита измерительного времени на источниках нейтронов мирового уровня детальное изучение данным методом таких наноструктур не всегда возможно. Компактные источники нейтронов средней мощности DARIA, снабженные времяпролетным нейтронным ре-

флектотометром, могут стать решением этой проблемы при условии оптимизации параметров инструмента для изучения магнитных свойств и особенностей длиннопериодического магнитного упорядочения в редкоземельных магнетиках. Такая оптимизация может включать ограничение рабочего диапазона длин волн, а также выбор более высокой в сравнении с рефлектометрами на импульсном реакторе ИБР-2 частоты импульсов нейтронов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема “Спин” 22021000036-3). Нейтронографические исследования проведены 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. *Andreani C., Loong C.K., Prete G.* // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. P. 217.
<https://doi.org/10.1140/epjp/i2016-16217-1>
2. *Rucker U., Cronert T., Voigt J. et al.* // Eur. Phys. J. Plus. 2016. V. 131. № 1. P. 19.
<https://doi.org/10.1140/epjp/i2016-16019-5>
3. *Lavelle C.M., Baxter D.V., Bogdanov A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2008. V. 587. P. 324.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.12.044>
4. *Wei J., Bai Y.J., Cai J.C. et al.* // Proc. IPAC2010. 2010. V. 10. P. 633.
5. *Kubo T., Ishihara M., Inabe N. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1992. V. 70. № 1–4. P. 309.
[https://doi.org/10.1016/0168-583x\(92\)95947-p](https://doi.org/10.1016/0168-583x(92)95947-p)
6. *Pavlov K.A., Konik P.I., Kovalenko N.A. et al.* // Crystallogr. Rep. 2022. V. 67. № 1. P. 3.
<https://doi.org/10.31857/S002347612201009X>
7. *Wong J.Y., Majewski J., Seitz M., Park C.K., Israelachvili J.N., Smith G.S.* // Biophys. J. 1999. V. 77. № 3. P. 1445.
[https://doi.org/10.1016/S0006-3495\(99\)76992-4](https://doi.org/10.1016/S0006-3495(99)76992-4)
8. *Toperverg B.P.* // Phys. Metals Metallogr. 2015. V. 116. P. 1337.
<https://doi.org/10.1134/S0031918X15130025>
9. *Yang S.H., Naaman R., Paltiel Y., Parkin S.S.P.* // Nat. Rev. Phys. 2021. V. 3. P. 328.
<https://doi.org/10.1038/s42254-021-00302-9>
10. *Simpson J.A., Cowley R.A., McMorro D.F. et al.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1996. V. 8. № 11. P. L187.
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/8/11/005>
11. *Chernyshov A.S., Tsokol A.O., Tishin A.M. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. № 18. P. 184410.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.184410>
12. *V.V. Vorob'ev, M.Ya. Krupotkin, V.A. Finkel* // Sov. Phys. JETP. 1985. V. 61. P. 1056.
13. *Pleshonov N.K.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2017. V. 866. P. 213.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.06.011>
14. *Боднарчук В.И., Булкин А.П., Кравицов Е.А. и др.* // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 1. С. 57.
<https://doi.org/10.31857/S0023476122010040>
15. *Aksenov V.L., Jernenkov K.N., Kozhevnikov S.V. et al.* // The Polarized Neutron Spectrometer REMUR at the Pulsed Reactor IBR-2. JINR Communications D13-2004-47, 2004.

The Prospects of Use of Polarized Neutron Reflectometry to Study Helimagnetism in Rare-Earth Thin Films and Nanostructures on a Compact Neutron Source DARIA

D. I. Devyaterikov^{1, *}, E. A. Kravtsov^{1, 2, **}, V. V. Proglyado¹, V. D. Zhaketov³,
Yu. V. Nikitenko³, Yu. N. Khaydukov⁴

¹Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, 620108 Russia

²Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002 Russia

³Frank Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

⁴Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, 70569 Germany

*e-mail: devidor@yandex.ru

**e-mail: kravtsov@imp.uran.ru

The results of studying thin films and superlattices of rare-earth helimagnets Dy and Ho by neutron reflectometry are presented. It is shown that neutron reflectometry allows studying magnetic phase transitions in these nanostructures and obtain information about periodicity of magnetic helices in them. It is proposed to create a neutron reflectometer capable of conducting polarization analysis on a compact DARIA neutron source, optimized for studying long-period magnetic orderings in rare-earth helimagnets, and possible directions of this optimization are indicated.

Keywords: rare-earth metals, dysprosium, holmium, neutron reflectometry, magnetic ordering, compact neutron source, DARIA.