



ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



Прототип криогенной корпускулярной водородной мишени

К статье Федорца П.В. и др., с. 206



НАУКА
— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 2, 2024

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Новый способ охлаждения твердотельной мишени при производстве радионуклидов йод-123/124 на циклотроне

С. С. Салодкин, В. В. Сохорева 4

Формирование источника эпитепловых нейтронов на ускорителе “Прометеус” для исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов

В. В. Сиксин, И. Ю. Щеголев 12

Турбинный эффект в эксперименте с хранением ультрахолодных нейтронов

А. К. Фомин, А. П. Серебров 21

Детектор на дрейфовых трубках гибридного годоскопа для мюонной томографии крупномасштабных объектов

Н. А. Пасюк, А. А. Борисов, К. Г. Компаниец, А. С. Кожин, Р. М. Фахрутдинов, М. Ю. Целиненко, В. В. Шутенко, И. И. Яшин 29

Сцинтилляционные детекторы комптоновских поляриметров для измерения поляризационных состояний аннигиляционных фотонов

А. Г. Баранов, А. П. Ивашкин, С. А. Мусин, Г. Х. Салахутдинов, А. О. Стрижак 39

Сравнительный анализ методов разделения сигналов от нейтронов и гамма-квантов от сцинтилляторов на основе литиевого стекла

Е. С. Кузьмин, Г. Д. Бокучава, И. Ю. Зимин, А. А. Круглов, Н. А. Кучинский, В. Л. Малышев 46

Применение методов ядерной физики для диагностики плазмы на основе газодинамической ловушки

Е. И. Пинженин, В. В. Максимов 53

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи

В. В. Кузнецов, В. В. Андреев 64

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Сравнение методов определения фазы зондирующего СВЧ-излучения на примере интерферометра стенда ПН-3

Е. Ю. Брагин, Е. А. Бунин, Д. Е. Диас Михайлова, А. С. Дрозд, В. А. Жильцов, Д. С. Сергеев, А. Е. Сухов, Э. Н. Хайрутдинов

70

Пеннинговский источник ионов в системах инерциального электростатического удержания плазмы

И. А. Прокуратов, Ю. В. Михайлов, Б. Д. Лемешко, И. В. Ильичев, Т. А. Григорьев, А. К. Дулатов, Д. И. Юрков

80

Электростатическая линза для коррекции пучка ионов магнетронного источника

А. А. Терентьев

93

Исследование нелинейного показателя преломления поликристаллического селенида цинка методом однолучевого Z-сканирования

Е. Ю. Ерушин, Н. Ю. Костюкова, А. А. Бойко, И. Б. Мирошниченко, Д. М. Вербоватый, А. Ю. Кирьякова

96

Пространственный модулятор когерентного излучения на основе жидкокристаллического дисплея персонального компьютера

П. В. Короленко, Р. Т. Кубанов, Н. Н. Павлов

101

Устройство для исследований спектров излучения люминофоров для лазерных осветительных систем

С. М. Зуев, Д. О. Варламов

103

Исследование распределения интенсивности и энергии излучения импульсных рентгеновских трубок коаксиального типа с пиковыми напряжениями до 615 кВ

А. А. Комарский, С. Р. Корженевский

110

Измерение карты поля в импульсных поворотных магнитах ускорителей с помощью датчиков Холла

К. С. Штро, А. М. Батраков, И. В. Ильин, И. Н. Окунев, А. В. Павленко, С. В. Синяткин

119

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Устройство для контроля границы раздела фаз на основе пластикового сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей

И. С. Александров, М. А. Вагнер, Е. С. Козлова, А. В. Кумпан, А. В. Пинчук, А. В. Хромов

131

Разработка течеискателя метана на основе абсорбционной спектроскопии с применением диодных матриц	137
<i>А. А. Бойко, А. Ю. Кирьякова, Е. Ю. Ерушин, Н. Ю. Костюкова</i>	
Радиофизический комплекс для исследования влияния среды распространения на ортогонально-поляризованные электромагнитные волны	143
<i>В. Л. Гулько, А. А. Мещеряков, Н. К. Блинковский</i>	
Модификации бессепарационного расходомера нефть–вода–газ с двухизотопным гамма-плотномером для частных случаев применения	156
<i>А. Ю. Филиппов, Ю. П. Филиппов, А. М. Коврижных</i>	

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Автоматизированная установка для изготовления оптических волокон с субмикронным диаметром	170
<i>К. Н. Миньков, Д. Д. Ружницкая, О. В. Боровкова, С. В. Власов, М. Л. Галкин, А. С. Амелкин, В. Е. Лобанов, И. А. Биленко</i>	
Полированное волокно как перспективный элемент для связи с микрорезонатором с модами шепчущей галереи	179
<i>Д. Д. Ружницкая, К. А. Воробьев, Н. А. Капридов, А. А. Самойленко, К. Н. Миньков</i>	
Применение стеклянных капилляров с внешним диаметром менее одного микрометра в манипуляторе, изготовленном на основе атомно-силового микроскопа	186
<i>А. А. Жуков, С. В. Чекмазов, И. С. Лакунов, А. А. Мазилкин, Н. А. Баринов, Д. В. Клинов</i>	
Изучение термического газовыделения из люминофора Р43 и аэрогеля для применения в вакуумной системе ЦКП “СКИФ”	194
<i>А. М. Семенов, А. В. Смирнов</i>	
Аппаратура для исследования истечения струй жидкостей из сопел субмиллиметрового диаметра в разреженную среду	200
<i>А. С. Яскин, А. Е. Зарвин, В. В. Каляда, К. А. Дубровин, В. Э. Художитков</i>	
Прототип криогенной корпускулярной водородной мишени для эксперимента PANDA	206
<i>П. В. Федорец, В. Д. Чернецкий, П. В. Балануца, А. С. Герасимов, А. А. Голубев, Л. Н. Гусев, А. Г. Долголенко, А. В. Канцырев, В. И. Карасев, Н. М. Кристи, Е. М. Ладыгина, С. А. Макагонов, В. А. Панюшкин, А. Н. Панюшкина, И. А. Тарасенко, А. Б. Халявин</i>	

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ	215
---	-----

УДК: 62-716

НОВЫЙ СПОСОБ ОХЛАЖДЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНИ ПРИ ПРОИЗВОДСТВЕ РАДИОНУКЛИДОВ ЙОД-123/124 НА ЦИКЛОТРОНЕ

© 2024 г. С. С. Салодкин^{a, *}, В. В. Сохорева^a

^a Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

* e-mail: salodkinstepan@gmail.com

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 28.07.2023 г.

Принята к публикации 26.08.2023 г.

Исследована возможность охлаждения мишени из TeO_2 при производстве радионуклидов на основе $^{123/124}\text{I}$. Рассмотрены различные способы охлаждения, применяемые при производстве радиофармпрепаратов, их достоинства и недостатки. Предложен новый способ охлаждения, заключающийся в охлаждении передней стороны твердотельной мишени (слоя TeO_2) мелкодисперсным потоком распыленной воды. На циклотроне Томского политехнического университета проведены эксперименты по охлаждению мишени из TeO_2 , облучаемой пучком ускоренных дейтронов. При расходе воды равном 15 мл/мин и диаметре факела распыления 38 мм от мишени была отведена мощность 113 Вт при температуре поверхности мишени 120–130°C.

DOI: 10.31857/S0032816224020012 EDN: QUNCPG

1. ВВЕДЕНИЕ

Радионуклиды йода используются в ядерной медицине в качестве диагностических и терапевтических агентов. Данные изотопы производят на циклотроне с использованием ускоренного пучка протонов либо дейтронов при облучении мишени из обогащенного TeO_2 .

При производстве радиоизотопов на циклотроне для обеспечения максимального выхода целевого нуклида стараются использовать максимально возможный ток пучка заряженных частиц. Энергия, теряемая заряженными частицами при торможении в веществе мишени, рассеивается в виде тепла. В результате происходит нагрев, вещество переходит в другое фазовое состояние: расплавляется, испаряется, сублимирует, и мы вынуждены ограничивать плотность тока пучка и, следовательно, интенсивность наработки радионуклида. Это обстоятельство снижает производительность циклотрона

и ухудшает экономические параметры производства радионуклидов.

Проблема сильного радиационного разогрева может быть решена, если использовать принудительное охлаждение мишени и, сохранив высокую плотность тока заряженных частиц, с помощью теплоотвода исключить возможность фазовых превращений.

Это особенно актуально для двухслойных мишеней, которые используются при производстве радиоактивного йода для медицинских целей [1]. Технология получения данных нуклидов на циклотроне включает в себя облучение мишени, состоящей из диоксида теллура, обогащенного по определенному изотопу и нанесенного на подложку из материала с высоким коэффициентом теплопроводности (Pt, Ta). В данном случае подложку будем считать задней, а слой диоксида теллура — передней стороной или передней поверхностью мишени. Из-за низкой теплопроводности TeO_2 (30 мВт×см⁻¹·К⁻¹ [2]) процесс

передачи тепла от вещества мишени к охлаждаемой подложке сильно затрудняется. Поэтому для увеличения производительности процесса наработки радионуклидов необходимо применять дополнительное охлаждение передней стенки мишени по направлению к пучку.

В данной работе рассматривается новый способ охлаждения передней поверхности двухслойной оксидной мишени, целью которого является увеличение коэффициента теплоотдачи между передней поверхностью мишени и потоком теплоносителя. В этом случае возможно увеличение рабочего тока пучка и производительности процесса наработки радионуклидов.

2. ТЕПЛОТВОД ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНИ В ЦИКЛОТРОНЕ

При промышленном производстве изотопов йода в качестве мишени используется порошок TeO_2 , методом расплава нанесенный на подложку из Pt. Данная мишень позволяет выделять радионуклид ^{123}I или ^{124}I из мишени без ее разрушения методом термодиффузии в области температур фазового перехода плавления TeO_2 , обеспечивая высокий выход, высокие радионуклидную и радиохимическую чистоту. Кроме того, кислород в составе мишени способствует полному испарению йода при термическом выделении йода из мишени, что помогает разрушить теллур-йодную связь. Однако теплопроводность TeO_2 очень низкая ($30 \text{ мВт} \times \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$), поэтому существует необходимость дополнительного переднего охлаждения мишени.

В настоящее время классическая система охлаждения мишени при производстве радиофармпрепаратов представляет собой специальный узел, в котором происходит облучение и охлаждение мишени. В данном устройстве на переднюю поверхность мишени подается поток газообразного гелия под давлением 2 бара и с расходом 60 л/мин, который является теплоносителем. В результате конвективной теплопередачи гелий отводит часть тепла от вещества мишени и затем попадает в теплообменник, где охлаждается до комнатной температуры и вновь подается на мишень [3]. В некоторых случаях, например на циклотроне Р7М Томского политехнического университета [4], вместо гелия используется воздух. Однако преимущества гелия заключаются в более высокой теплопроводности

($0.152 \text{ Вт} \times \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$) [5]) по сравнению с воздухом ($0.0259 \text{ Вт} \times \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$) [5]), а также в его инертности, что исключает химические взаимодействия с материалом мишени.

Действительно, гелий имеет достаточно высокий коэффициент теплоотдачи по сравнению с воздухом, но при этом количество отведенной тепловой мощности с использованием газового теплоносителя представляет собой крайне низкую величину в пределах 5–7 Вт [6]. Это значит, что он не способен внести серьезный вклад в процесс отвода тепла от мишени. Таким образом, для охлаждения передней стороны мишени необходимо использовать теплоноситель с гораздо более высоким коэффициентом теплоотдачи.

3. ОПИСАНИЕ СПОСОБА ОХЛАЖДЕНИЯ

Для получения коммерчески доступных препаратов на основе $^{123}\text{I}/^{124}\text{I}$ основными являются реакции на протонах ($^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$, $^{122}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$) и дейтронах ($^{124}\text{Te}(d,2n)^{124}\text{I}$, $^{122}\text{Te}(d,n)^{123}\text{I}$) с использованием обогащенного $^{122/124}\text{TeO}_2$ как материала мишени [7]. В качестве нового способа предложено охлаждение передней стороны мишени мелкодисперсным потоком воды, распыленной с помощью ультразвуковой колебательной системы (УЗКС). Схема устройства показана на рис. 1.

Устройство УЗКС собрано по технологическим схемам, указанным в работах [8–10]. Оно состоит из преобразователя, согласующего элемента и рабочего излучающего инструмента. В преобразователе (активном элементе) колебательной системы происходит преобразование энергии электрических колебаний в энергию упругих колебаний ультразвуковой частоты и создается знакопеременная механическая сила.

Согласующий элемент системы (пассивный концентратор) осуществляет трансформацию скоростей и обеспечивает согласование внешней нагрузки и активного внутреннего элемента.

Рабочий инструмент создает ультразвуковое поле в обрабатываемом объекте или непосредственно воздействует на него.

Распыление жидкости осуществляется следующим образом. Электрические колебания от электронного генератора подаются к пьезоэлектрическому преобразователю. В активной части преобразователя возбуждается стоячая продольная волна. При истечении из центрального

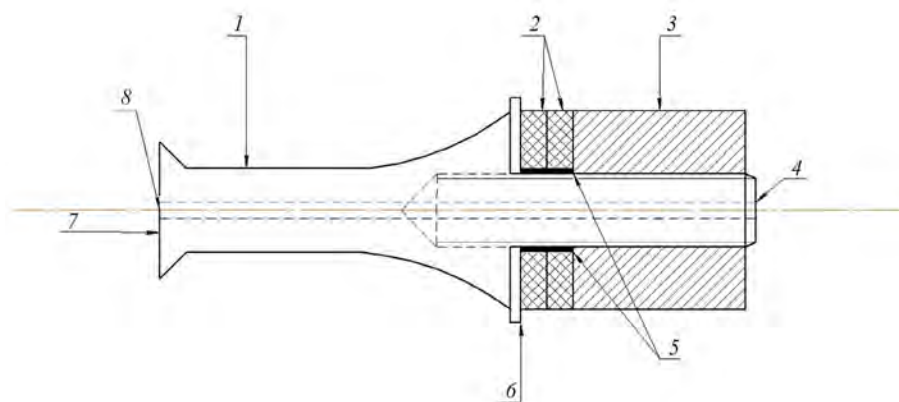


Рис. 1. Схема УЗКС: 1 – концентратор, 2 – пьезоэлементы, 3 – отражающая накладка, 4 – стягивающая шпилька, 5 – изолирующая втулка, 6 – поясок крепления, 7 – рабочий инструмент, 8 – канал подачи воды.

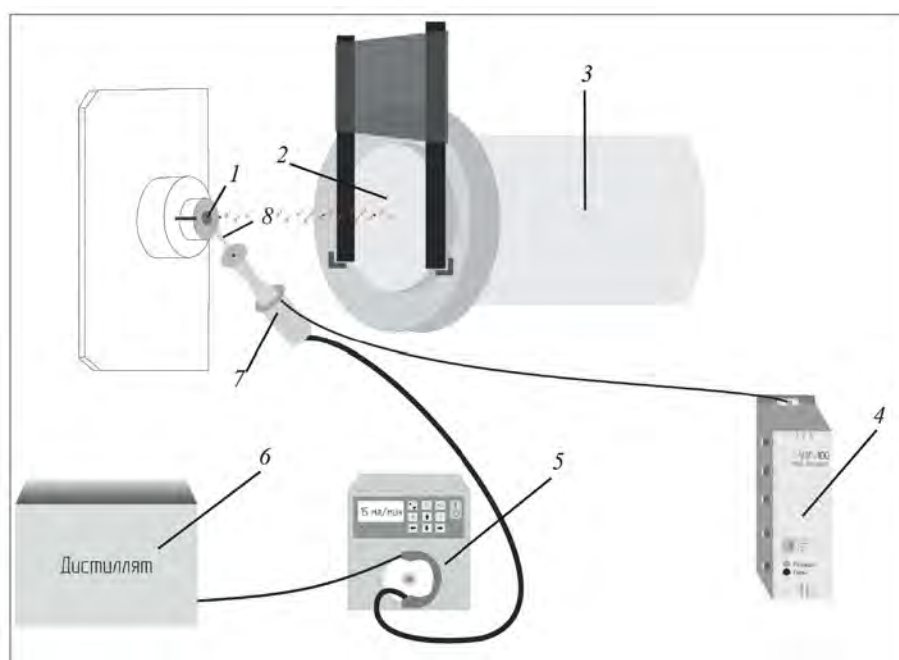


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – двухслойная мишень, 2 – выходное окно канала циклотрона, 3 – канал циклотрона, 4 – ультразвуковой генератор, 5 – насос подачи воды, 6 – бак с дистиллированной водой, 7 – устройство распыления, 8 – поток мелкодисперсно распыленной жидкости.

канала жидкость распределяется по поверхности излучения в направлении от центрального канала к краям рабочего инструмента под действием разряжения, вызванного колебаниями поверхности излучения с ультразвуковой частотой [8]. Диаметр факела распыления подбирается равным диаметру мишени, толщина слоя воды на поверхности мишени подбирается исходя из “приемлемых” потерь энергии пучка заряженных частиц при прохождении через слой воды. Диаметр капель распыленной жидкости зависит от частоты колебаний УЗКС и для 22 кГц составляет 80–100 мкм [11].

Сущность предложенного способа заключается в следующем. При облучении твердотельной мишени пучком заряженных частиц охлаждение передней стороны осуществляется мелкодисперсным потоком воды с помощью устройства распыления жидкости (рис. 2). Производительность распыления подбирается таким образом, чтобы температура передней поверхности была выше температуры насыщения распыляемой жидкости, но ниже температуры, при которой режим кипения переходит в пленочный. В этом случае коэффициент теплоотдачи существенно увеличивается за счет процессов испарения.

Таблица 1. Сравнение способов охлаждения передней поверхности мишени [6]

Способ охлаждения	Коэффициент теплоотдачи, Вт×м ⁻¹ ·К ⁻¹	Тепловая мощность, отводимая от мишени передним охлаждением, Вт	Комментарии
Охлаждение воздухом	169.9	6.45	
Охлаждение гелием	208.6	7.92	
Охлаждение мелкодисперсным потоком воды	32·103	359.2	Коэффициент теплоотдачи увеличивается за счет процессов кипения воды. Тепловая мощность, отводимая от мишени, увеличивается за счет увеличенного коэффициента теплоотдачи между передней поверхностью мишени и распыленной водой.

4. ОСОБЕННОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ МИШЕНИ УКАЗАННЫМ СПОСОБОМ

Основным недостатком газового теплоносителя, охлаждающего переднюю поверхность мишени, является низкий коэффициент теплоотдачи. В этой связи распыляемая вода имеет глобальное преимущество. В табл. 1 приведено расчетное сравнение различных способов охлаждения мишени, применимых на практике.

Режимы охлаждения подбираются индивидуально в зависимости от размеров мишени, начальной энергии пучка заряженных частиц и толщины слоя воды, которую мы можем подать на мишень.

Основная идея разработанного способа заключается в том, что производительность распыления подбирается таким образом, чтобы вода, попадая на разогретую поверхность мишени, испарялась, охлаждая мишень за счет энергии фазового перехода. В этой связи важно подобрать такой поток распыляемой воды, чтобы режим кипения постоянно поддерживался пузырьковым и не переходил в пленочный либо в обычное конвективное омывание мишени водой. Данный режим кипения зависит от температуры на поверхности мишени и может регулироваться увеличением либо уменьшением производительности распыления.

При прохождении пучка высокоэнергетических частиц через слой воды происходит ионизация атомов вещества и энергия пучка снижается. В этом случае также важно предусмотреть возможные потери энергии, если на поверхности

мишени по каким-либо причинам будет поддерживаться слой воды определенной толщины. Если энергия пучка при прохождении слоя воды уменьшится до слишком низких энергий (менее 10 МэВ), выход конечного продукта также уменьшится либо целевая ядерная реакция вообще не будет происходить.

Еще один момент, связанный с потерями энергии пучка в слое воды на мишени, — это нагрев воды. Энергия пучка, рассеиваясь в веществе хладагента, нагревает ее, и в случае большого количества воды возможно ее полное испарение. В результате пучок испарит всю воду, и передняя сторона мишени останется без охлаждения.

Оптимальным ускорителем, на котором может быть реализовано данное устройство, является медицинский циклотрон с энергией протонов 18 МэВ и более. В этом случае возможно подавать на мишень достаточно большой слой воды (0.1–0.3 мм), которая снизит энергию пучка до 15–16 МэВ, но при этом обеспечит достаточное охлаждение мишени и высокий интегральный выход продукта реакции.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ПРЕДЛАГАЕМОГО СПОСОБА ОХЛАЖДЕНИЯ

Для апробации разработанного способа был проведен эксперимент по облучению мишени из природного TeO₂ пучком дейтронов с энергией 13.6 МэВ на циклотроне Р7М ТПУ. При выполнении эксперимента решались следующие задачи:

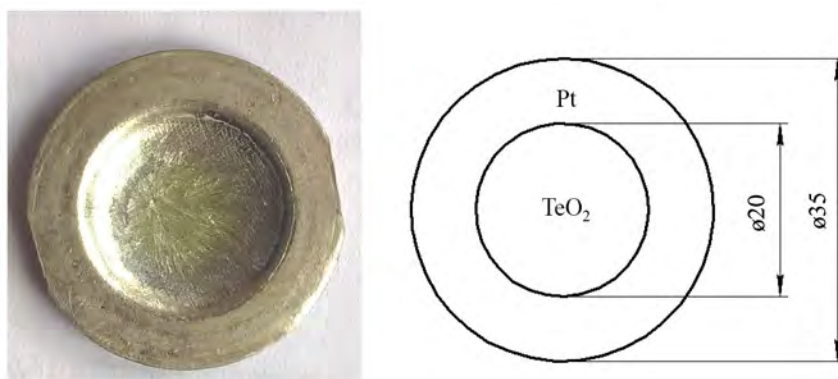


Рис. 3. Вид и размеры двухслойной мишени. Толщина мишени может варьироваться в зависимости от производственной необходимости.

- исследование возможности охлаждения передней стороны двухслойной мишени с помощью мелкодисперсного распыления воды с расходом 15 мл/мин;

- измерение температуры платиновой подложки оксидной мишени в процессе облучения и охлаждения разными токами пучка;

- визуальное определение целостности слоя TeO_2 после серии облучений различными токами.

В качестве измерителя температуры использовался прибор ТРМ200, состоящий из термопары (хромель-алюмель) и двухканального измерителя. Пределы допускаемых отклонений термоэДС чувствительных элементов датчика для термопары хромель-алюмель, согласно паспорту производителя [12], составляет ± 0.004 °С.

Тепловая мощность, осаждаемая на мишени пучком дейтронов, не измеряется напрямую, а рассчитывается как произведение значений энергии в МэВ и тока пучка в мкА. Поскольку энергия дейтронов для данного циклотрона изначально установлена на уровне 13.6 МэВ, единственным прибором, с помощью которого можно косвенно измерить тепловую мощность, является микроамперметр, измеряющий ток пучка. Погрешность прибора составляет ± 0.1 мкА.

Мишень представляет собой слой TeO_2 , наплавленный на подложку из Pt (рис. 3). Данная мишень является стандартной для использования в производственном процессе получения ^{123}I и имеет следующие параметры:

- диаметр слоя TeO_2 – 20 мм,
- диаметр Pt подложки – 35 мм,
- толщина слоя TeO_2 – 0.083 мм,

- толщина Pt подложки – 0.29 мм.

При выходе из циклотрона пучок дейтронов с начальной энергией 13.6 МэВ попадает поочередно на Ве–Al-фольгу (отделяет вакуум циклотрона от атмосферы), где теряет 0.5 МэВ, проходит слой воздуха толщиной 10 мм, с общими потерями 0.1 МэВ и попадает на слой воды на поверхности мишени (водяное переднее охлаждение), где теряет 1.7 МэВ. Таким образом, поверхность слоя TeO_2 облучается пучком с энергией 11.3 МэВ. Потери энергии рассчитывались с использованием программы SRIM [13].

Охлаждение мишени осуществлялось мелкодисперсным потоком распыленной воды, направленным на переднюю поверхность мишени (по отношению к пучку). Вода распылялась с помощью ультразвуковой колебательной системы с частотой 22 кГц.

5.1. Облучение мишени TeO_2 током 10 мкА

Эксперимент проводился с использованием пучка дейтронов. Время облучения составляло 5 мин, максимальная мощность пучка 113 Вт. Охлаждалась мишень только со стороны слоя TeO_2 , со следующими параметрами облучения и охлаждения:

- тип ускоренных частиц – d ,
- энергия – 11.3 МэВ,
- ток – 10 ± 0.1 мкА,
- мощность пучка – 113 ± 1 Вт,
- тепловыделение в слое TeO_2 – 18.5 ± 0.2 Вт,
- тепловыделение в слое Pt – 94.5 ± 0.9 Вт,
- расход воды – 0.25 мл/с,

Таблица 2. Результаты измерений при облучении мишени TeO_2 током 10 мкА

Продолжительность облучения, с	Температура, °C
0	24 ± 0.096
60	105 ± 0.42
120	120 ± 0.48
180	130 ± 0.52
240	133 ± 0.53
300	129 ± 0.51

- диаметр факела распыления – 38 мм,
- толщина слоя воды на поверхности TeO_2 – 0.2 мм.

Результаты измерений приведены в табл. 2 и на рис. 4. После установления теплового равновесия была проверена мишень: слой TeO_2 без внешних изменений, что говорит о работоспособности предложенного способа и принципиальной возможности его использования в производственной практике.

5.2. Облучение мишени TeO_2 током 15 мкА

Во втором эксперименте было решено увеличить ток пучка до 15 мкА, таким образом тепловая мощность пучка составила 169.5 ± 1 Вт, тепловыделение в слое TeO_2 – 31 Вт, а в слое Pt – 138.5 ± 0.3 Вт. Параметры охлаждения

Таблица 3. Результаты измерений при облучении мишени TeO_2 током 15 мкА

Продолжительность облучения, с	Температура, °C
0	27 ± 0.1
60	200 ± 0.8
120	250 ± 1.0
180	277 ± 1.1

остались без изменений. В табл. 3 и на рис. 5 представлены результаты измерений.

В данном эксперименте тепловое равновесие не установилось. Материал мишени (слой TeO_2) частично разрушился, на поверхности появились ярко выраженные “горячие точки” – места локального перегрева мишенного материала.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте проводилось измерение температуры Pt-подложки двухслойной (TeO_2 – Pt) мишени при облучении пучком дейтронов с энергией 13.6 МэВ и токами 10 мкА и 15 мкА. Охлаждение проводилось мелкодисперсным потоком воды, распыляемой с помощью УЗКС с частотой 22 кГц на переднюю поверхность мишени со стороны падающего пучка. Расход

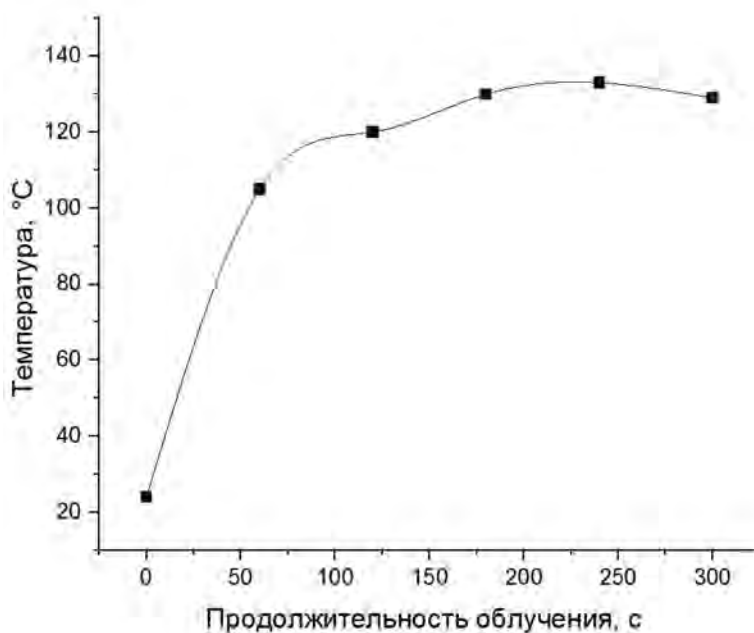


Рис. 4. Изменение температуры во времени при тепловой мощности 116.9 Вт и расходе воды 15 мл/мин.

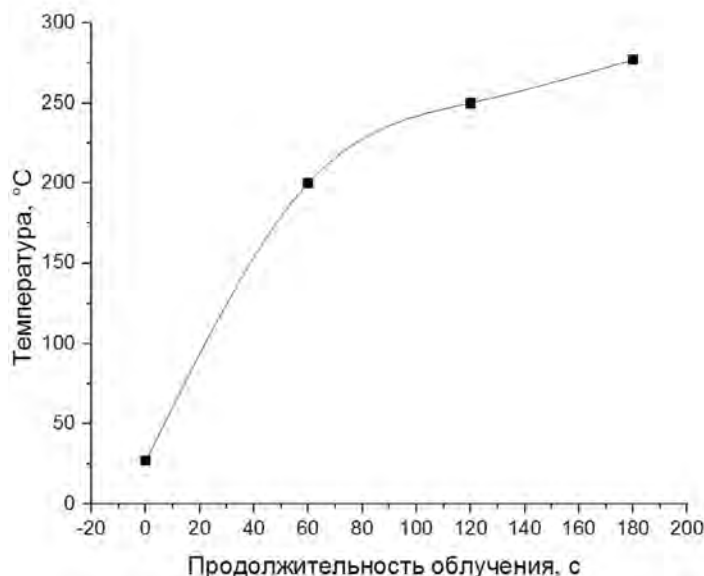


Рис. 5. Изменение температуры во времени при тепловой мощности 175.3 Вт и расходе воды 15 мл/мин.

охлаждающей жидкости регулировался насосом и составлял 15 мл/мин.

Эксперименты доказали работоспособность системы с одним лишь передним охлаждением при общей тепловой мощности пучка 113 Вт. При низком расходе охлаждающей жидкости (15 мл/мин) и тепловой мощности 113 Вт температура мишени была в районе 120–130 °C. Расход воды необходимо поддерживать на минимально возможном значении в целях уменьшения потерь энергии пучка заряженных частиц. Для увеличения возможности отвода большой мощности (более 500 Вт) необходимо использовать совместное охлаждение передней и задней сторон мишени.

Разработанный способ позволяет увеличить рабочий ток пучка заряженных частиц при производстве радионуклидов за счет более эффективного переднего охлаждения мишени по сравнению с аналогами [3, 4]. Увеличение рабочего тока пучка позволит увеличить конечный выход радионуклида, повысить производительность технологии, т.е. активность производимого изотопа в единицу времени, и снизить затраты машинного времени циклотрона, что существенно снижает себестоимость производства. Однако для более полного понимания возможностей использования предложенной системы необходимо разработать тепловую модель процессов охлаждения мишени при облучении пучком заряженных частиц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках программы Приоритет-2030-НИП/ЭБ-051-375-2023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. International Atomic Energy Agency. Technical reports series № 432. Vienna. 2004.
2. Comor J.J., Stevanovic Z., Rajcevic M. and Kosutic D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2004. V 521. P. 161. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.147>
3. Nirta Solid Compact Model TS06. Operating Manual. / ELEX Commerce. Belgrade, Serbia. 2010.
4. Структурная схема циклотронной установки Р7М. Техническая документация. Циклотрон Р7М с регулируемой энергией ускоряемых ионов. Лаборатория получения радиоактивных веществ НИИ ЯФ при ТПУ, 2010.
5. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Москва: Наука, 1972.
6. Салодкин С.С. Патент RU 2 777 655 С1.
7. Салодкин С.С., Головков В.М. // Известия вузов. Физика. 2019. Т. 65. № 12. С.171.
8. <https://doi.org/10.17223/00213411/62/12/171>
9. Хмелев В.Н. Ультразвук. Распыление жидкостей. Бийск: Общероссийское литературное сообщество, 2017.
10. Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Шалунова А.В. Ультразвуковое распыление жидкостей. Бийск: Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2010.
11. Хмелев В.Н., Хмелев С.С., Цыганок С.Н., Левин С.В. Источники ультразвукового воздействия. Особенности построения и конструкции. Бийск: Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2013.

12. *Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Шалунова А.В., Голых Р.Н., Генне Д.В.* // Ползуновский вестник. 2012. №3/2.
13. Преобразователи термоэлектрические. Руководство по эксплуатации. Овен ДТП.
14. ПО ОВЕН. https://owen.by/images/documents/owen/termopary/xxx1/re_dtp__1847.pdf
15. *Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2010. V 268. P. 1818. <https://doi.org/10.1016/J.NIMB.2010.02.091>

УДК 621.382.8, 615.849.12

ФОРМИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА УСКОРИТЕЛЕ “ПРОМЕТЕУС” ДЛЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ НОВЫХ РАДИОФАРМПРЕПАРАТОВ

© 2024 г. В. В. Сиксин^{a,*}, И. Ю. Щеголев^b

^aФизический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^bАО “Авангард”

Россия, 215500, Сафоново, Смоленская обл., ул. Октябрьская, 78

*e-mail: antktech@inbox.ru

Поступила в редакцию 28.06. 2023 г.

После доработки 21.01. 2024 г.

Принята к публикации 29.01. 2024 г.

На медицинском ускорителе “Прометеус” при энергии 200 МэВ был сконструирован источник быстрых и эпитепловых нейтронов и проведены измерения выхода быстрых и эпитепловых нейтронов детектором БДМН-100. Применялась тяжелая мишень NaI для получения быстрых нейтронов. На основе разработанных пяти различных защитных материалов от нейтронов был сформирован канал быстрых и эпитепловых нейтронов. С помощью нейтронного детектора БДМН-100 были измерены угловые зависимости мощности эквивалентной дозы на выходе нейтронного канала. Нейтронный источник имеет возможное применение для проведения исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов. Быстрые нейтроны можно применять для дистанционной терапии и контроля надежности электронных плат и микросхем. Также нейтронный пучок можно применять для исследования биологических объектов и клеток.

DOI: 10.31857/S0032816224020029 EDN: QULKUM

1. ВВЕДЕНИЕ

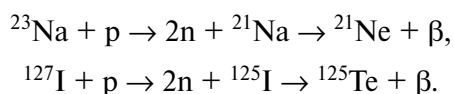
Конструирование канала было реализовано на основе патента на устройство [1]. В последние годы эпитепловые нейтроны, применяющиеся в борзахватной нейтронной терапии (БНЗТ) [2], привлекают большое внимание медицинских физиков, занимающихся лечением определенных видов опухолей. В данной работе БНЗТ с применением ядерной реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ не рассматривалась. Предлагается применение созданной установки для исследования возможности применения радиосенсибилизаторов с высоким атомным номером, например, наночастиц золота [3–6]. Для создания нейтронного канала была проведена большая работа по разработке новых нейтроноостанавливающих материалов для создания нейтронных источников. Материал из композиции полиэтилена

и ферробора (ПОВ-40) был подвергнут испытаниям [7] и измерялся повторно в 2023 году. Сравнение проводится также с синтезированными керамическими материалами на основе карбида бора и борида вольфрама из работы [8]. Новый защитный материал от нейтронов на основе сферопластиков “wikineutron”, разработанный и испытанный на ускорителях “Прометеус” и “Пахра”, хорошо подходит для формирования нейтронного канала на протонных и фотонных ускорителях. На базе разработанных пяти вариантов композиционных защитных материалов от нейтронов была сконструирована многослойная теньевая защита, формирующая нейтронный канал. Для разработки нейтронного канала была применена мишень из кристалла NaI, энергия падающего на нее пучка протонов на ускорителе “Прометеус” равнялась 200 МэВ.

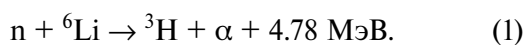
Таблица 1. Результаты испытания материалов

Наименование показателя	Сферопластик на основе связующего № 32			
	без бора	с 10% бора	с 15% бора	с 20% бора
Плотность, г/см ³ , ГОСТ 409 (не более)	0.45	0.5	0.55	0.60
Содержание бора в 100 см ³ сферопластика, г (не менее)	0	6.3	10.3	14.8
Разрушающее напряжение при сжатии, МПа, ГОСТ 92-1460 (не менее)	15	16	26	24
Теплопроводность λ, Вт/м·К, ГОСТ 7076	0.10	0.12	0.14	0.15
Тепловое сопротивление R, м ² К/Вт, ГОСТ 7076	0.14	0.11	0.10	0.08
Энергия активации, кДж/моль, ГОСТ Р 56722	215	224	228	242
Температура стеклования, °С (метод ДМА), определенная по ASTM E 1640, ГОСТ Р 56753	294	294	294	293
	309	306	306	305
Средний коэффициент линейного теплового расширения до и после перехода области стеклования, 1/К, ГОСТ 32618.2		27.46 · 10 ⁻⁶ 2.16 · 10 ⁻⁶	27.70 · 10 ⁻⁶ 10.08 · 10 ⁻⁶	27.5 · 10 ⁻⁶ 12.0 · 10 ⁻⁶
Категория стойкости к горению ГОСТ 28157-89	ПВ-0	ПВ-0	ПВ-0	ПВ-0

Ниже показаны возможные каналы реакции для ядер кристалла NaI:



Блок детектирования нейтронов основан на регистрации вторичных частиц, образующихся в результате взаимодействия нейтронов с атомными ядрами [9]. Для регистрации медленных нейтронов используются реакции расщепления легких ядер под действием нейтронов с регистрацией α-частиц и протонов. Регистрация нейтронов в детекторе БДМН-100 осуществляется по реакции



Для регистрации нейтронов применялся детектор БДМН-100, разработанный на НПП “Доза”. Для сохранения возможности сравнивать параметры новых материалов с испытаниями за 2019 год в статье приводятся результаты измерений коэффициента ослабления нейтронов $K_{\text{осл}}$ при энергии пучка протонов 100 МэВ. Целью работы было экспериментальное получение характеристик ускорительного источника нейтронов в предлагаемом авторами варианте конструкции его канала для новых разработанных авторами защитных материалов в зависимости от нейтронного излучения. Также целью работы был контроль состава смешанного пучка на выходе из канала с помощью падовой камеры [1] для исследования возможности применения радиосенсибилизаторов с высоким

атомным номером, например, наночастиц золота [3–6].

2. БОРСОДЕРЖАЩИЕ СФЕРОПЛАСТИКИ НА ОСНОВЕ ЭПОКСИУРЕТАНОВОГО СВЯЗУЮЩЕГО “WIKINEUTRON”

В исследовательской лаборатории ЦЗЛ АО “Авангард” были разработаны связующие на основе эпоксидных смол горячего отверждения с повышенными эксплуатационными характеристиками по термостойкости [10]. Были разработаны и запатентованы связующие [10], а на их основе совместно с ФИАН изготовлены композиционные сферопластики “wikineutron”. Наполненные сферопластики “wikineutron” были изготовлены на основе бромсодержащего эпоксиретанового связующего № 32, ТУ 20.59-041-075211831; стеклянной микросферы МС-ВП-А 9 гр. 3, ТУ 6-48-91; карбида бора, ГОСТ 5744-85. Радиационная стойкость полимерных материалов также зависит от их химического строения. Большей стойкостью обладают полимеры с двойными связями и ароматическими циклами [11]. Изменяя соотношения бора и микросферы, удалось получить пресс-порошки с длительным сроком хранения при температуре +5 °С, а на их основе методом горячего прессования при температуре плюс (170–180) °С получить пластины различной толщины и конфигурации. Полученные при испытании материалов результаты приведены в табл. 1.

Согласно литературным данным [12] радиационную стойкость органических материалов

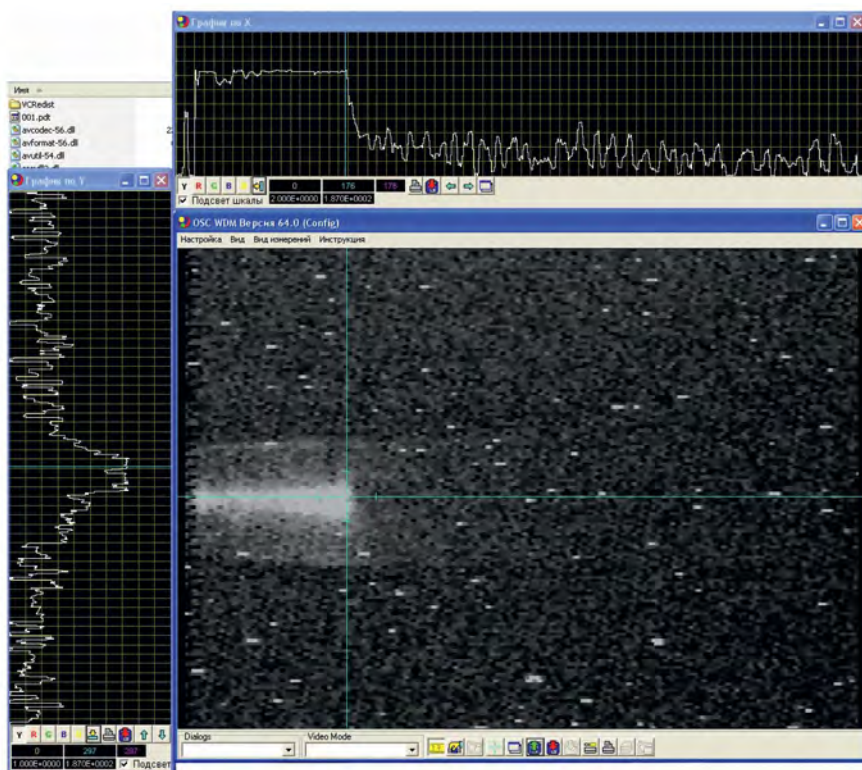


Рис. 1. Рабочий кадр процесса точного наведения траектории пучка протонов с энергией 100 МэВ в водном фантоме детектора ЦДПИ во время сеанса в 2023 году, при котором проходили измерения $K_{осл}$. Окно программы OSC-16 с энергией пучка 100 МэВ.

принято определять величиной радиационно-химического выхода продуктов радиолитического разложения, образующихся при поглощении ионизирующего излучения с энергией 100 эВ. Взаимодействие ионизирующего излучения с органическими соединениями сопровождается образованием активных частиц, а также деструкцией, окислением, сшиванием, газообразованием, деполимеризацией и т. д. Наличие в молекуле двойных и сопряженных связей, ароматических колец и гетероциклов увеличивает радиационную стойкость.

Выбор в качестве основы бромсодержащего эпоксиуретанового связующего № 32, кроме высокой тепло-, термостойкости и огнестойкости, обусловлен наличием в нем после отверждения высокого содержания ароматических колец и гетероциклов, что увеличивает его радиационную стойкость. Наличие в полимере стеклянного наполнителя также приводит к увеличению его стойкости к ионизирующему излучению. Поэтому в качестве наполнителя применялась стеклянная микросфера марки МС-ВЛ А 9 гр. 3, что позволило получить материалы с низкой плотностью и теплопроводностью. Для испытаний на ускорителе были изготовлены пластины

размеров $250 \times 250 \times 40$ мм³ двух видов wiki-1 (содержащий 10% бора) и wiki-2 (содержащий 20% бора). Применяемый у нас для создания канала (обечайка) материал ПОВ-40 состоит из полиэтилена (20 объемных %), изобутилена (80 объемных %) и добавок ферробора [7].

3. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА ЦДПИ, КОТОРЫЙ ПРИМЕНЯЛСЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ РАЗРАБОТАННЫХ ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цифровой детектор получения изображений (ЦДПИ) [13, 14] применялся для измерения коэффициентов ослабления разработанных защитных материалов. Детектор ЦДПИ использовался для правильного наведения пучка протонов на водный фантом. Для сохранения совместимости с предыдущими измерениями [7], начиная с 2019 года все измерения коэффициентов ослабления проводились с применением детектора ЦДПИ и его водного фантома длиной 300 мм. В сеансах 2023 года применялась энергия протонов 100 МэВ для сравнения с результатами [7]. Пример точного наведения

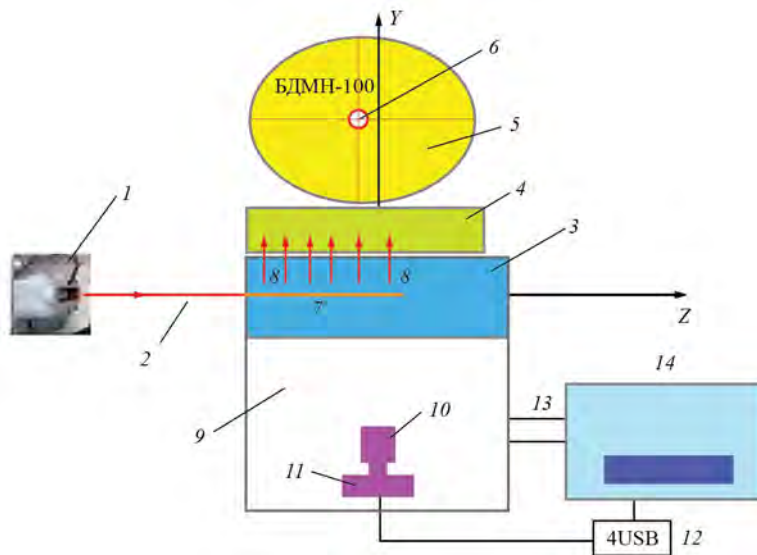


Рис. 2. Схема эксперимента по измерению коэффициентов ослабления защитных материалов от нейтронного излучения в сеансах 2023 года: 1 – ускоритель протонов, 2 – пучок протонов, 3 – водный фантом детектора ЦДПИ, 4 – исследуемый образец защитного материала (защитный экран), 5 – шар – замедлитель нейтронов детектора БДМН-100, 6 – детекторный блок БДМН-100, 7 – пик Брэгга, регистрируемый детектором ЦДПИ, 8 – ортогональные “мгновенные” нейтроны, 9 – светозащитный кожух детектора ЦДПИ, 10 – объектив ЦДПИ, 11 – телевизионная камера ЦДПИ, 12 – интерфейс видеоввода между ЦДПИ и вычислителем, 13 – соединительные кабели, 14 – вычислитель.

пучка протонов на центральную ось детектора ЦДПИ приведен на рис. 1. Измерения геометрических размеров пика Брэгга (область энерговыведения) проводилось с помощью программы OSC-16 [13, 14] при энергии пучка 100 МэВ.

В эксперименте по измерению $K_{осл}$ ЦДПИ [13, 14] и детектор БДМН-100 работали совместно. Схема эксперимента приведена на рис. 2. Цифровой детектор ЦДПИ размещен внутри светозащитного кожуха 9 и содержит цифровую телевизионную камеру 11 на ПЗС-матрице. Объектив оптической системы 10 обращен на водный фантом 3 перпендикулярно его продольной оси. В качестве вычислителя 14 использовался персональный компьютер. Вычислительное средство 14 осуществляет вычисление геометрических размеров светящейся области 7, регистрируемой телевизионной камерой 11 и появляющейся в фантоме 3 при его облучении пучком 2 протонов. Интенсивность пучка протонов составляла 10^9 протонов за импульс и длительность импульса составляла 300 мс при энергии 100 МэВ.

При прохождении пучка протонов через водный фантом возможно возникновение фотонов света в видимой и ультрафиолетовой областях спектра в результате двух основных явлений: свечения Вавилова–Черенкова

и радиолуминесценции [15] вследствие образования электронно-возбужденных частиц. ЦДПИ, описанный в статьях [13, 14], позволяет попиксельно измерять область энерговыведения при прохождении протонного пучка через водный фантом. Разработанный детектор ЦДПИ [13, 14] имел чувствительность канала детектора телевизионного типа на уровне порядка $(1-3) \cdot 10^{-5}$ лк.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ T+, T, WIKI-1, WIKI-2 И ПОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ “ПРОМЕТЕУС” И “ПАХРА”

Коэффициент ослабления $K_{осл}$ равен отношению измеренной мощности эквивалентной дозы (МЭД) детекторным блоком БДМН-100 без установки защитного экрана к МЭД с защитным экраном. Схема установки, на которой проводились измерения коэффициентов ослабления нейтронного излучения на ускорителе “Прометеус” в сеансе в 2023 году, приведена на рис. 2. Новые защитные материалы условно обозначались, как T+, T, wiki-2, wiki-1 и ПОВ. Ортогонально пучку протонов из водного фантома вылетали “мгновенные”

Таблица 2. Коэффициенты ослабления нейтронного излучения для пяти защитных материалов при измерениях на ускорителях “Прометеус” и “Пахра”, проведенных в 2023 году, и результаты других авторов [8]

Название материала	Дата эксперимента	$K_{\text{осл}}$ “Прометеус”	$K_{\text{осл}}$ “Пахра”	$K_{\text{осл}}$ среднее	Размеры образца, мм ³	Плотность, г/см ³ ГОСТ 409 (не более)	Массовая толщина образца, г/см ²	Геометрическая толщина образца, см
A=T+	17.03.2023, 28.02.2023	1.55	1.67	1.61	340×340×30 a=30	2.018	6.054	3
B=T	17.03.2023, 28.02.2023	1.4	1.44	1.42 1.42	340×340×30 a=30	0.98	2.94	3
C= wiki-2	17.03.2023, 5.02.2023	1.76	1.54	1.65 1.65	250×250×40 a=40	0.6	2.4	4
D= wiki-1	17.03.2023, 15.02.23	1.5	1.36	1.43	250×250×40 a=40	0.5	2.0	4
E= ПОВ-40	17.03 2023, 15.02.2023	1.26	1.3	1.28	250×250×40	1.0	4.0	4
ПОВ-40	[7]			1.26	250×250×40	1.0	4.0	4
B ₄ C	[8]			1.35	30×30×40	1.32	5.28	4
WB	[8]			1.1	30×30×40	5.2	20.8	4
C	[8]			1.15	30×30× 40	2.23	8.92	4

нейтроны, которые регистрировались установленным вплотную (через защитный материал), нейтронным детектором БДМН-100 (рис. 2). На ускорителе “Пахра” (см. рис. 2) водный фантом ЦДПИ облучался фотонным пучком, и из водного фантома вылетали ортоганальные фотонейтроны, которые регистрировались БДМН-100. Пучок γ -квантов тормозного излучения на электронном синхротроне “Пахра” был получен при взаимодействии ускоренного пучка электронов с внутренней вольфрамовой мишенью толщиной $0.22X_0$ (X_0 – радиационная длина), помещенной внутрь вакуумной камеры ускорителя [16].

5. СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ T+, T, WIKI-1, WIKI-2 И ПОВ-40 НА УСКОРИТЕЛЯХ “ПРОМЕТЕУС” И “ПАХРА” С ДРУГИМИ ИЗВЕСТНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

В табл. 2, кроме новых материалов, представленных в этой статье, приводятся известные результаты из работ [7, 8]. В работе [7] приводятся наши предыдущие измерения для известного материала ПОВ-40. В работе [8] авторы методом синтеза изготовили новые керамические материалы на основе бориды вольфрама (WB) и карбида бора (B₄C). В работе [8] определялась

зависимость коэффициента ослабления потоков быстрых нейтронов от геометрической и массовой толщины исследуемых борсодержащих материалов на основе B₄C, WB и графита.

На рис. 3 экспериментальные точки на зависимостях 1, 2 и 3 взяты из работы [8], и на этот рисунок нанесены наши экспериментальные результаты из табл. 2. На рис. 3 приведен коэффициент ослабления нейтронного пучка в зависимости от массовой толщины исследуемых материалов. В работе [8] были введены обозначения: N_0 – поток нейтронов, измеренный без защитного материала, и N – поток нейтронов за защитным материалом после его введения.

Эксперименты показали, что использование борсодержащих сферопластиков “wikineutron” при защите от потоков быстрых нейтронов дает выигрыш по массогабаритным показателям. Это иллюстрируется зависимостями, приведенными на рис. 3.

Кривые 4–8 на рис. 3, построенные через экспериментальные точки, это теретические оценочные кривые зависимости $K_{\text{осл}}$ от массовой толщины исследуемых материалов. Так, например, на рис. 3 видно, что в диапазоне массовой толщины от 2 до 6 г/см все новые защитные материалы, разработанные в этой статье, превосходят по коэффициенту ослабления все известные материалы из работ [7, 8]. Кроме

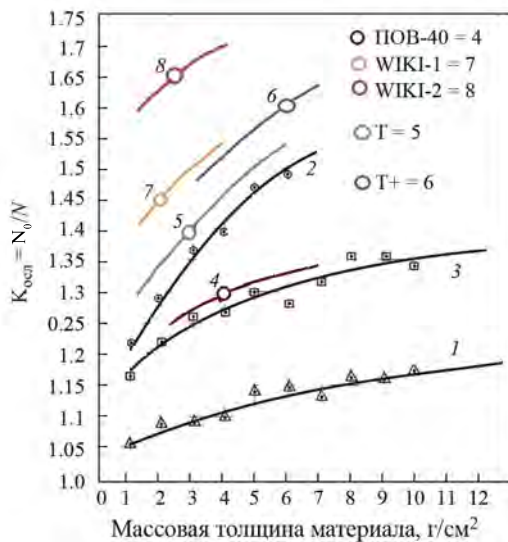


Рис. 3. Коэффициент ослабления нейтронного пучка в зависимости от массовой толщины исследуемых материалов: N_0 – скорость счета в отсутствие защитного экрана; N – за защитным экраном; 1 – графит [8]; 2 – карбид бора [8]; 3 – борид вольфрама [8]; 4 – результаты нашего эксперимента для ПОВ; 5, 6, 7, 8 – результаты настоящего эксперимента для новых разработанных материалов: 5 – Т=СВМПЭ с добавлением 5% аморфного бора; 6 – Т+ (это Т с добавлением W); 7 – сферопластик wiki-1; 8 – сферопластик wiki-2.

этого, ввиду малого веса борсодержащих сферопластиков “wikineutron” их можно применять на терапевтических установках и это существенно повысит безопасность проведения сеансов протонной и БНЗТ-терапии. Также “wikineutron” безопасен для персонала, обслуживающего канал в момент проведения сеансов нейтронной терапии, и позволяет проводить конформное лечение пациентов. По результатам работы видно, что оптимальным по массогабаритным показателям материалом при защите от быстрых нейтронов является материал wiki-2: это сферопластик, содержащий 20 об. % бора, на основе связующего № 32 [10]. Материал wiki-2 будет применяться для защиты детектора ЦДПИ [13, 14].

6. КОНСТРУИРОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО КАНАЛА И СХЕМА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА НА УСКОРИТЕЛЕ “ПРОМЕТЕУС”

Канал конструировался (на основе патента [1], опубликованного в 2023 году) как ускорительное устройство для получения нейтронного источника эпитепловых нейтронов, в частности

из материалов, описанных в предыдущих разделах. Он состоит из 4 усеченных, вложенных друг в друга конусов, сформированных из 4 различных защитных материалов и обечайки с выходным отверстием. Для формирования нейтронного канала были применены защитные материалы:

А – СВМПЭ, содержащий карбид бора и компоненты W;

В – СВМПЭ с добавлением карбида бора;

С – Материал wiki-2 (“wikineutron” с добавлением компонентов ^{10}B 20%);

Д – Материал wiki-1 (“wikineutron” с добавлением компонентов ^{10}B 10%);

Е – ПОВ-40, исследованный нами в предыдущих работах (обечайка) [7].

На рис. 4 приведена установка по формированию нейтронного канала, состоящая из 5 защитных материалов, условно обозначенных как А, В, С, D, Е, а также схема проведения эксперимента, где были измерены мощности эквивалентной дозы нейтронного излучения на выходе из канала. Измерения были проведены на ускорителе “Прометеус” на протонном пучке с энергией 200 МэВ, который взаимодействовал с мишенью NaI. В направлении “вперед” вылетали “мгновенные” нейтроны, которые регистрировались установленным на выходе из канала нейтронным детектором БДМН-100. Оператор задавал экспозицию набора дозы за 180 с (3 мин), после чего значение дозы от детектора выводилось на компьютер в пультовую комнату. Интенсивность пучка протонов за импульс ускорителя составляла $8.5 \cdot 10^8$ протонов за импульс. Время между импульсами составляло 2 с. Импульс ускорителя равен 150 мс.

Согласно варианту применения канала на КПТ “Прометеус”, после канала, изображенного на рис. 4, устанавливается [1] падовая камера 5 на “теплой жидкости” (рис. 5) и система для измерения профиля дозы, включающая в себя блок выработки номера сработавшего спота 6, аналоговый мультиплексор 7, триггер 8, обеспечивающий запуск считывания профиля дозы, блок считывающей электроники 9, блок контроля и обнаружения отклонений 10, программируемая матрица 11, персональный компьютер 12, размещенный, например, в комнате оператора.

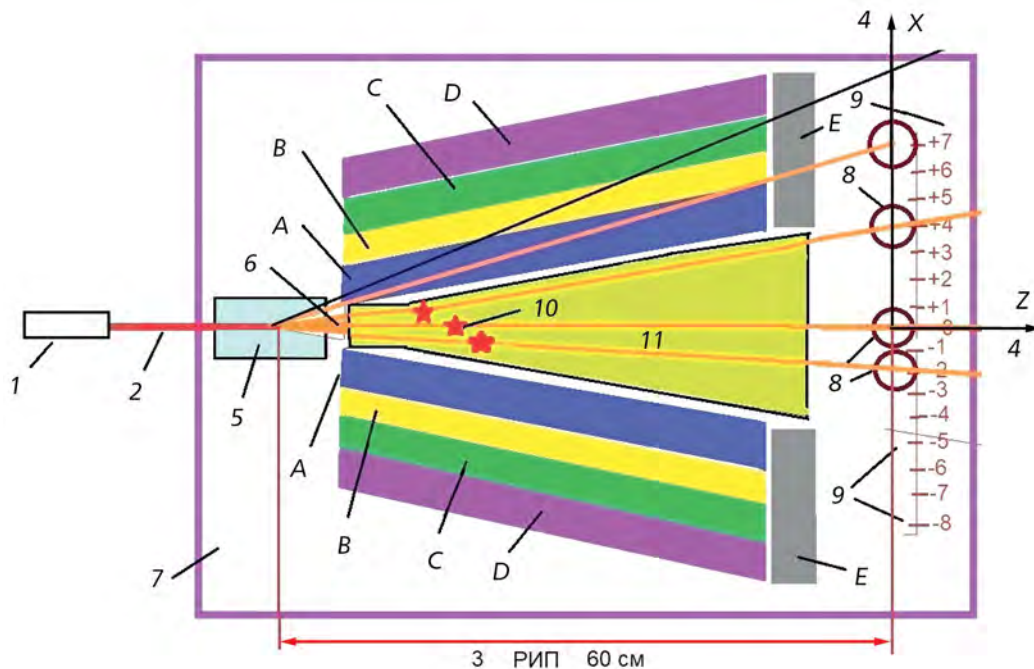


Рис. 4. Схема проведения эксперимента на “левой” части установки: 1 – ускоритель “Прометеус”; 2 – пучок протонов, выведенный из ускорителя; 3 – расстояние между источником и пациентом (РИП); 4 – система координат для привязки пучка к оси x , вдоль которой происходит измерение дозы детектором нейтронов; 5 – мишень из кристалла NaI для образования потока быстрых нейтронов; 6 – направление вылета нейтронов из мишени NaI под разными углами к направлению пучка протонов; 7 – рама экспериментальной установки, на которой устанавливались мишень 5 и детектор нейтронов 8; 9 – позиции детектора по отношению к направлению пучка протонов, которые были определены разметкой, нанесенной на раму; А, В, С, D, Е – защитные материалы различного состава, создающие теньвую защиту и формирующие нейтронный пучок в канале; 10 – точки остановки быстрых нейтронов в водном фантоме-замедлителе и далее их замедление до эпитепловых; 11 – водный фантом для замедления быстрых нейтронов до эпитепловых нейтронов.

Блок контроля и обнаружения отклонений 10 в случае превышения дозы в месте изучаемого объекта отключает ускоритель. За один выпуск протонного ускорителя считывается информация со всех падов 15 активной поверхности 14 падовой камеры 5, которые облучаются нейтронным пучком, прошедшим через диафрагму F (например, от позиции “-1” до позиции “+1” на оси x , как показано на рис. 4), которая передается с помощью токовых выводов 16 на аналоговый мультиплексор 7.

На ускорителе “Прометеус” при энергии 200 МэВ были измерены профили МЭД нейтронов, вылетающих из “левой” части установки (рис. 5), см. рис. 6, 7. Нейтронный детектор передвигался по оси x и устанавливался в определенное положение (“позицию”). Для каждой позиции набиралась статистика за 180 с, для определения мощности эквивалентной дозы в данной точке измерений. Для каждой позиции набиралась статистика, достаточная для измерения МЭД с точностью 10%. В сеансе, проведенном на ускорителе “Прометеус” в 2023,

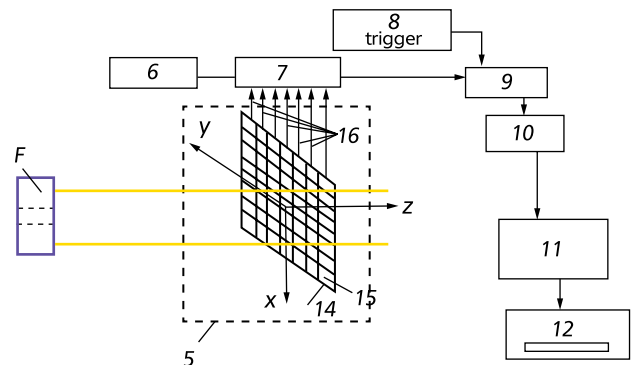


Рис. 5. Схема проведения эксперимента [1] на “правой” части установки: F – регулируемая диафрагма из материала POV-40, которая “вырезает” нужную часть пучка нейтронов.

были измерены угловые зависимости МЭД эпитепловых нейтронов при перемещении детектора вдоль оси x в позициях от “-7” до “+7” (см. рис. 7). Затем водный фантом 9, который присутствовал на схеме рис. 4, удалялся, и измерялся профиль быстрых нейтронов (см. рис. 6). Позиция детектора “0” на оси x совпадает с осью z и направлением пучка протонов на мишень

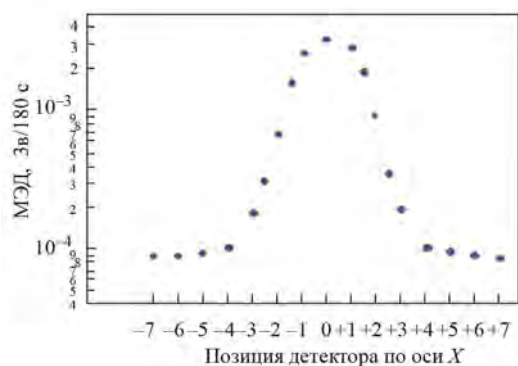


Рис. 6. МЭД быстрых нейтронов вдоль оси x, когда водный фантом 9 отсутствует.

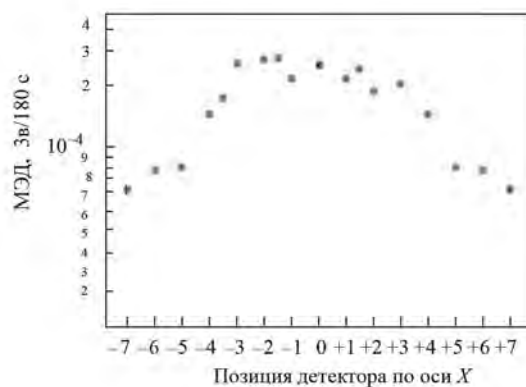


Рис. 7. МЭД эпитепловых нейтронов вдоль оси x, когда внутри канала находился водный фантом 9.

NaI, каждая точка на рисунке соответствует определенной позиции центра нейтронного детектора на оси x, для которой проводились измерения. Расстояние между позициями детектора при измерениях на “левой” части установки (рис. 4) составляло 40 мм. Из измерений на рис. 6 следует, что ширина пучка быстрых нейтронов составляет около 20 см. На рис. 6 и 7 видно, что данные защитные материалы разного состава – А, В, С, D, Е – довольно хорошо формируют пучок быстрых и эпитепловых нейтронов на выходе из канала. По нашей оценке, вклад фотонов в измеряемую детектором МЭД от нейтронов не превышает 10%. Замедленные нейтроны по энергетическому спектру соответствуют эпитепловым нейтронам [17]: точки на рис. 7. Точки на рис. 6 представляют результат, когда, согласно схеме на рис. 5, замедлитель 9 был выдвинут из пучка и детектор регистрировал только быстрые нейтроны.

7. ВЫВОДЫ

В работе экспериментально исследованы возможности получения пучка быстрых нейтронов на канале протонов ускорителя “Прометеус” и измерены мощности дозы быстрого нейтронного излучения в месте возможного размещения изучаемого биологического объекта.

Измерено угловое распределение мощности эквивалентной дозы быстрых и эпитепловых нейтронов на выходе из канала, сформированного на основе вложенных друг в друга четырех усеченных конусов из защитных материалов А, В, С, D и обечайки Е (рис. 4, 5). Результаты работы показывают, что канал обладает биологической эффективностью и безопасен для работы персонала. Также показана возможность

применения новых защитных материалов, в том числе и “wikineutron”, для создания канала на ускорителе “Прометеус” для терапии быстрыми и надэпитепловыми нейтронами и возможного проведения исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов [3-6] с помощью смешанного пучка на выходе из канала.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарности: В.А. Рябову и И.Н. Завестовской за обсуждение аспектов технического решения по проектированию исследовательского канала на нейтронах для возможностей применения на КПП “Прометеус”; В.Е. Балакину за обсуждение аспектов проектирования исследовательского канала на нейтронах для биологических экспериментов на ускорителе “Прометеус”; А.И. Львову за обсуждение испытания детектора нейтронов камеры МИК на ускорителе “Пахра” в 2023 г.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Соглашения № 075-15-202.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сиксин В.В., Рябов В.А., Завестовская И.Н. Патент на изобретение №2808930 Устройство для формирования пучка нейтронов на протонном ускорителе комплекса “Прометеус”. Опубликовано 05.12.2023 Бюл.34.

2. *Зауди Л., Кашаева Е.А., Лежнин С.И. и др.* // Ядерная физика. 2017. Т. 80(1). С. 63.
<https://doi.org/10.7868/S0044002717010160>
3. *Butterworth K.T., McMahon S.J., Currell F.J., Prise K.M.* // *Nanoscale*. 2012. V. 4. P. 4830.
4. *Hubbell J.H., Seltzer S.M.* Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients. 1996.
<http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/>
5. *Cui L., Her S., Borst G.R. et al.* // *Radiother Oncol*. 2017. V.124. P. 344.
6. *Gerosa C., Crisponi G., Nurchi V.M. et al.* // *Pharmaceuticals*. 2020. V.13. P. 192.
7. *Малютин Е.В., Сиксин В.В., Шемяков А.Е., Щеголев И.Ю.* // *Медицинская физика*. 2019. № 4. С. 75.
8. *Бойко В.И., Демянюк Д.Г., Долматов О.Ю., и др.* // *Известия Томского политехнического университета*. 2005. Т. 308. № 5. С. 77.
9. *Широков М., Юдин Н.П., Ядерная физика*. Москва: Наука. 1980.
10. *Щеголев И.Ю., Емельянов В.М., Эпоксиретановое связующее с увеличенной огнестойкостью, тепло- и термостойкостью*. Патент № 2712044, АО Авангард, Российская Федерация. 2020. Бюл. № 3.
11. *Бормотов А.Н., Прошин А.П., Баженов Ю.М., Данилов А.М., Соколова Ю.А., Полимерные композиционные материалы для защиты от радиации*. Москва: Палеотип, 2006. С. 26.
12. *Милинчук В.К.* Радиационная химия // *Соросовский Образовательный Журнал*. 2000. № 4. С.26.
13. *Siksin V.V.* // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 2019. V. 46. P. 19.
<https://doi.org/10.3103/S1068335619010068>
14. *Siksin V.V.* // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 2019. V. 46. P. 70.
<https://doi.org/10.3103/S1068335619020076>
15. *Казakov В.П., Шарипов Г.Л.* Радиолюминесценция водных растворов. Москва: Наука, 1986.
<https://search.rsl.ru/ru/record/01001295055>
16. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И. и др.* // *Приборы и техника эксперимента*. 2019. Т.2. С. 5.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>
17. *Bayanov B.F., Vokhovko M.V., Kononov V.N., Kononov O.E. et al.* // *Nucl. Instr.& Meth.* 1998. V. A413. P. 397.

УДК 539.125.5

ТУРБИННЫЙ ЭФФЕКТ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ХРАНЕНИЕМ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2024 г. А. К. Фомин^а, *, А. П. Серебров^а

^аПетербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 188300, Гатчина Ленинградской обл., мкр. Орлова Роцца, 1

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

Поступила в редакцию 14.06.2023 г.

После доработки 14.06.2023 г.

Принята к публикации 25.07.2023 г.

При взаимодействии ультрахолодных нейтронов с движущимися поверхностями может происходить изменение их энергии (так называемый турбинный эффект). При этом возможно как увеличение, так и уменьшение энергии нейтронов. В предыдущих экспериментах с захватом ультрахолодных нейтронов в гравитационную ловушку при помощи ее поворота она изготавливалась так, чтобы иметь форму тела вращения, что делалось специально для избежания турбинного эффекта. В данной работе рассмотрен эксперимент с поворотной гравитационной ловушкой, не имеющей форму тела вращения. Методом Монте-Карло проведено моделирование турбинного эффекта на разных стадиях эксперимента. Вычислена трансформация нейтронного спектра с течением времени в зависимости от скорости поворота ловушки. Рассмотрена возможная систематическая ошибка в результате измерения времени жизни нейтрона из-за влияния турбинного эффекта. Получены параметры эксперимента, при которых она отсутствует.

DOI: 10.31857/S0032816224020032 EDN: QUCBWW

1. ВВЕДЕНИЕ

Турбинный эффект проявляется в ускорении или замедлении ультрахолодных нейтронов (УХН) при взаимодействии с движущимися поверхностями. Он начал рассматриваться сразу после открытия УХН. Например, в работе [1] было предложено механическое замедление нейтронов в результате отражения нейтронов с более высокими энергиями от движущихся зеркал. В 1986 году в Институте Лауэ-Ланжевена (г. Гренобль, Франция) был создан источник УХН [2], основанный на замедлении холодных нейтронов на турбине. Из-за отражения нейтронов от убегающей лопатки происходило преобразование скорости примерно с 50 м/с до примерно 5 м/с. Для увеличения числа нейтронов, хранящихся в объеме, в работе [3] использовался метод охлаждения УХН при их отражении от движущейся стенки при адиабатическом увеличении объема.

В качестве примера негативного влияния турбинного эффекта можно привести эксперимент по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов [4]. В этом эксперименте при движении затворов происходил нагрев УХН, что приводило к систематическому эффекту. В экспериментах с захватом УХН в материальную гравитационную ловушку при помощи ее поворота она изготавливалась так, чтобы иметь форму тела вращения, что делалось специально для избежания турбинного эффекта. В эксперименте [5] использовались две ловушки УХН разных размеров. Первая ловушка — квазисферическая, состоящая из цилиндра, который увенчан двумя обрезанными конусами, вторая ловушка — цилиндрическая. В эксперименте [6] использовалась цилиндрическая ловушка с опускаемой вставкой. В настоящее время в экспериментах по измерению времени жизни нейтрона наряду с хранением

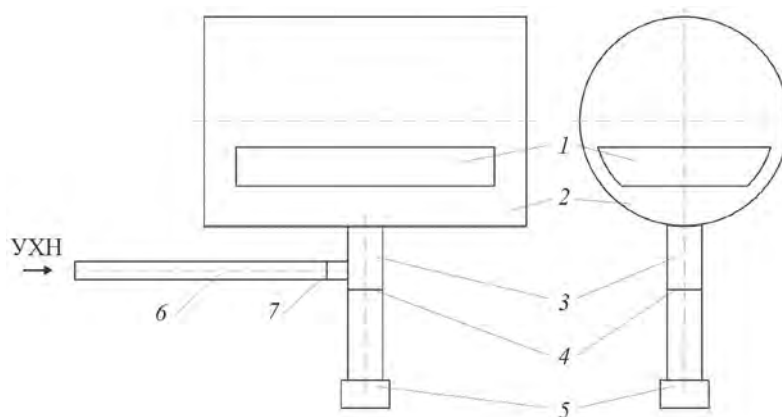


Рис. 1. Расчетная схема экспериментальной установки: 1 – ловушка УХН, 2 – вакуумный объем, 3 – нейтроновод выпуска УХН из ловушки, 4 – затвор нейтроновода выпуска УХН, 5 – детектор УХН, 6 – нейтроновод наполнения ловушки ультрахолодными нейтронами, 7 – затвор нейтроновода наполнения УХН.

УХН в материальных ловушках развивается направление с их хранением в магнитных ловушках [7, 8]. В эксперименте [8] проведено наиболее точное измерение времени жизни нейтрона: $877.75 \pm 0.28_{\text{стат.}} + 0.22 / - 0.16_{\text{сист.}}$ с. Сейчас разрабатывается новый эксперимент по измерению времени жизни нейтрона с поворотной магнитно-гравитационной ловушкой на постоянных магнитах, которая имеет плоские грани [9]. Дно ловушки является горизонтальным, четыре стенки наклонены к нему под углом 60° каждая. Поскольку поверхность данной ловушки не имеет форму тела вращения, при ее поворотах будет наблюдаться турбинный эффект. Для его изучения проведены соответствующие расчеты. В качестве приближения эффект изучен на примере аналогичной ловушки с материальными стенками для случая отсутствия потерь УХН при соударениях со стенками.

2. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ

Расчетная схема представлена на рис. 1. В эксперименте используется установка [6] с другой ловушкой для хранения УХН 1. Высота ловушки 30 см, длина 200 см. В качестве приближения принято, что боковые стенки имеют цилиндрическую форму, а торцевые стенки расположены вертикально. Таким образом, турбинный эффект создается только плоским дном ловушки, имеющим наибольшую площадь среди пяти граней ловушки. Ловушка находится в вакуумном объеме 2 цилиндрической формы диаметром 1.66 м и длиной 2.2 м. К вакуумному объему снизу подходит нейтроновод 3 диаметром 0.27 м и длиной 1.17 м, внизу которого располагается детектор УХН 5. Выпуск нейтронов на детектор

Таблица 1. Параметры измерительного процесса

Цикл	T , с	θ_{trap}
Наполнение	200	80°
Мониторирование	500	10°
Удержание	300, 1600	0
Слив	300	80°

регулируется затвором 4. Установка заполняется нейтронами из источника через нейтроновод 6 диаметром 0.14 м и длиной 2.1 м. Наполнение установки контролируется затвором 7.

Нейтроноводы 3 и 6 выполнены из нержавеющей стали с граничной скоростью 6.2 м/с и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. Отражения нейтронов от стенок нейтроноводов являются в основном зеркальными, вероятность диффузного отражения составляет 0.7%. При отражении УХН от стенок ловушки и вакуумного объема вероятность диффузного отражения составляет 10%. При диффузном отражении использовался закон Ламберта (вероятность отражения под углом α к нормали к поверхности пропорциональна $\cos \alpha$).

Процесс измерений (его параметры представлены в табл. 1) состоит в следующем. Сначала объем 2 в течение 200 с наполняется нейтронами из источника (максвелловский спектр) через нейтроновод 6 при открытом затворе 7. При этом затвор 4 закрыт. При наполнении объема 2 ловушка УХН находится в повернутом положении (угол поворота $\theta = 80^\circ$). В конце процесса наполнения ловушка поворачивается вниз и происходит захват УХН. Ловушка останавливается в положении с $\theta = 10^\circ$, закрывается затвор 7 нейтроновода наполнения, открывается

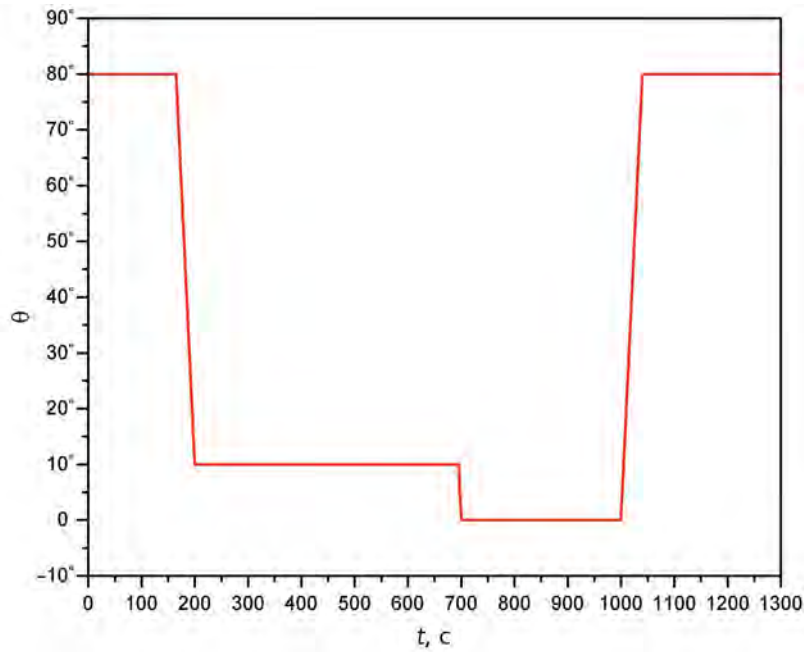


Рис. 2. Временная диаграмма угла поворота ловушки с временем удержания 300 с.

затвор 4 нейтроновода выпуска и начинается процесс мониторинга, который занимает 500 с. Во время мониторинга ловушка очищается от нейтронов, энергия которых превышает гравитационный барьер при удержании. Затем она поворачивается в положение удержания $\theta=0$. Удержание проводилось с временами $t_1 = 300$ с или $t_2 = 1600$ с. После удержания происходит поворот ловушки ($\theta = 80^\circ$, время нахождения 300 с) для слива УХН на детектор 5.

Зависимость количества нейтронов N , находящихся в ловушке, от времени T описывается выражением

$$N = N_0 \exp(-T/\tau_{st}), \quad (1)$$

где N_0 – количество нейтронов в ловушке в начальный момент времени, τ_{st} – время хранения нейтронов в ловушке. При отсутствии потерь при соударениях со стенками время жизни нейтрона равно времени хранения, оно получается в результате двух измерений с разными временами удержания УХН:

$$\tau_n = (t_2 - t_1) / \ln(N_1/N_2). \quad (2)$$

3. ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРА ПРИ ПОВОРОТАХ ЛОВУШКИ

Расчет изменения спектра УХН приведен для режима измерений со скоростью поворота ловушки 180° за 90 с и углом мониторинга 10° .

Временная диаграмма угла поворота ловушки в соответствии с данной процедурой измерений показана на рис. 2.

Турбинный эффект наблюдается при движении ловушки на следующих временных интервалах:

- 1) захват нейтронов в ловушку до мониторинга при изменении угла поворота от 80° до 10° во временном интервале 165–200 с,
- 2) захват нейтронов в ловушку после мониторинга при изменении угла поворота от 10° до 0 во временном интервале 695–700 с,

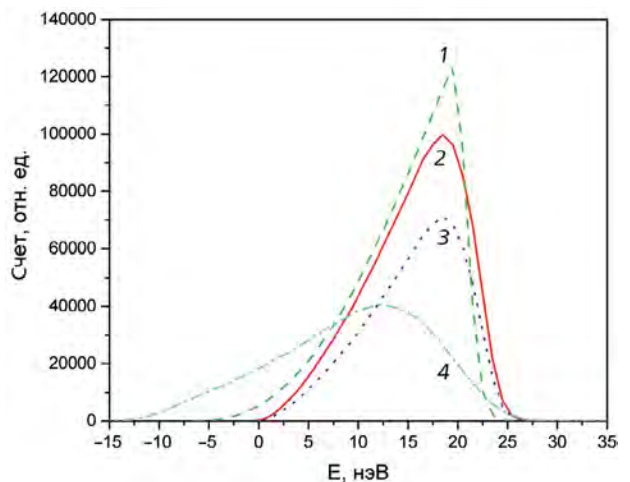


Рис. 3. Спектр УХН в различные моменты времени: 1 – 650 с, 2 – 700 с, 3 – 1000 с, 4 – при регистрации на детекторе. Отсчет энергии ведется от дна ловушки в горизонтальном положении ($\theta_{trap} = 0$).

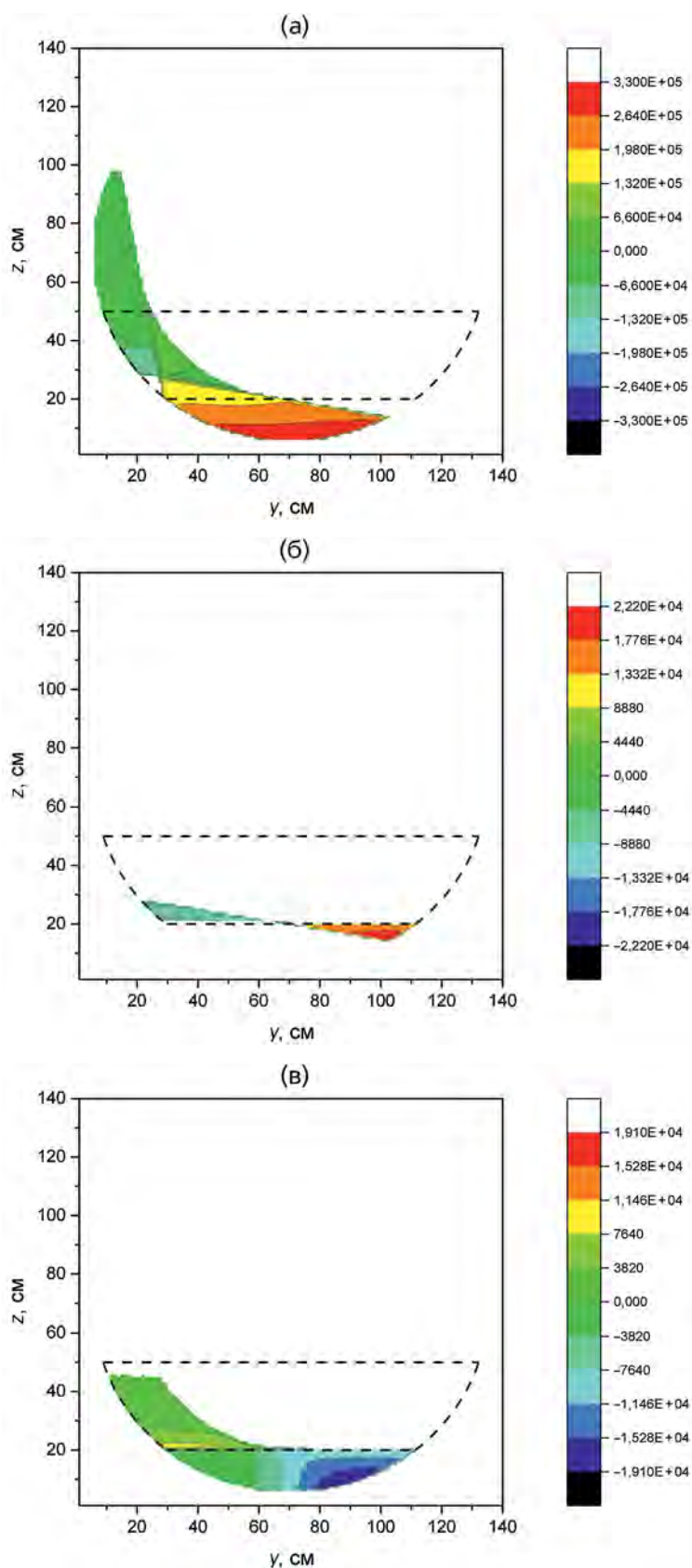


Рис. 4. Относительное изменение энергии УХН в зависимости от места соударения для следующих процессов: **а** – захват до начала мониторингования, **б** – захват после окончания мониторингования, **в** – выпуск на детектор после удержания. Штриховой линией показано положение ловушки в горизонтальном положении ($\theta_{\text{trap}} = 0$). Разный масштаб шкал определен разным количеством соударений УХН со стенками на разных этапах эксперимента.

3) выпуск нейтронов из ловушки на детектор после удержания при изменении угла поворота от 0 до 80° во временном интервале 1000–1040 с.

Для наглядности процессов изменения энергии УХН на рис. 3 показаны характерные спектры для времен между указанными выше процессами. На рис. 4 построены карты, характеризующие пространственное расположение точек, в которых происходило изменение энергии УХН при поворотах ловушки.

При захвате нейтронов в ловушку происходит преимущественно нагрев УХН. Это видно на рис. 3, если рассмотреть спектр в конце мониторингования ($t = 650$ с) и спектр в начале удержания ($t = 700$ с). Это также видно на рис. 4а (захват до мониторингования) и рис. 4б (захват после мониторингования). Нагрев происходит преимущественно в нижней части ловушки, где плотность УХН выше и где нейтроны имеют большее количество соударений. На рис. 4а область точек соударений имеет часть выше верхней границы ловушки, так как при заполнении наружного объема в спектре присутствуют нейтроны с энергией выше гравитационного барьера ловушки.

При удержании нейтронов без движения ловушки в интервале $t = 700–1000$ с форма спектра не меняется, происходит только уменьшение количества нейтронов из-за бета-распада.

При выпуске нейтронов из ловушки на детектор происходит преимущественно охлаждение УХН. Это видно на рис. 3, если рассмотреть спектр в конце удержания ($t = 1000$ с) и спектр при регистрации на детекторе ($t = 1000–1300$ с). Это также видно на рис. 4в (выпуск на детектор). Охлаждение происходит преимущественно также в нижней части ловушки, где плотность УХН выше и где они имеют большее количество соударений. На рис. 4в отсутствует область точек соударений выше верхней границы ловушки (в отличие от рис. 4а), так как нейтроны с энергией выше гравитационного барьера ловушки вышли из нее при мониторинговании.

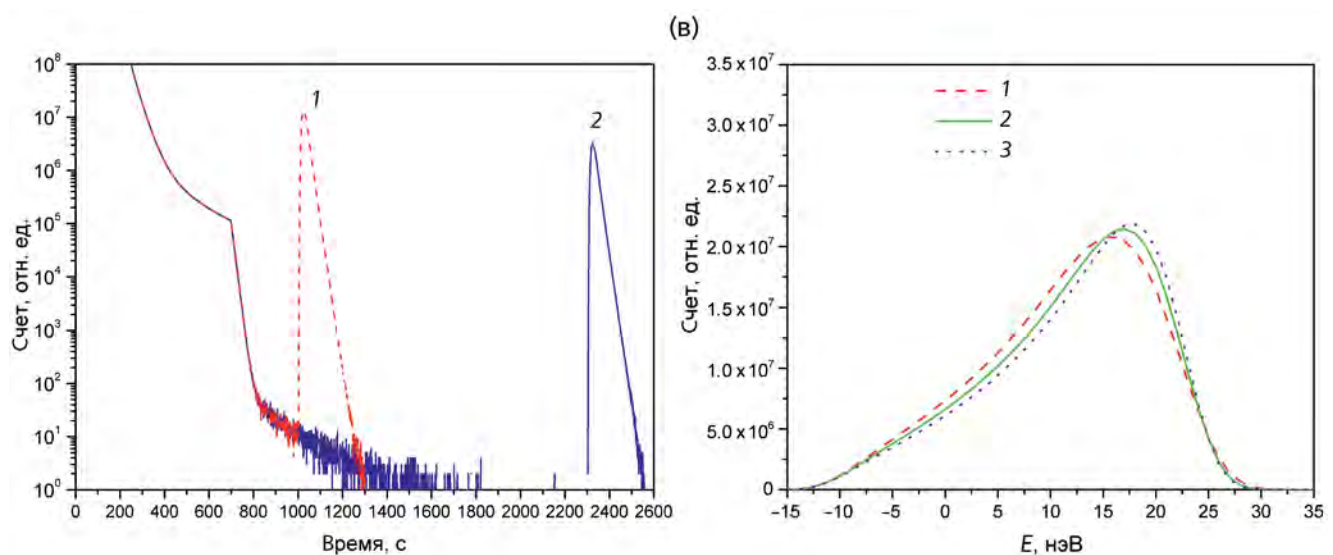
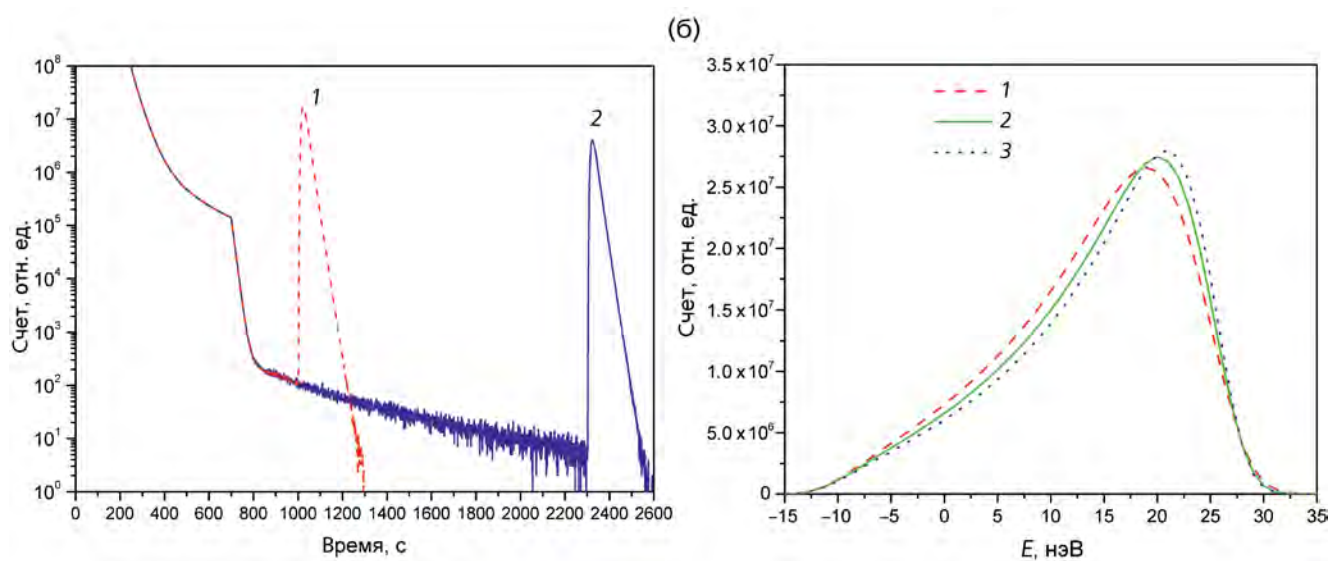
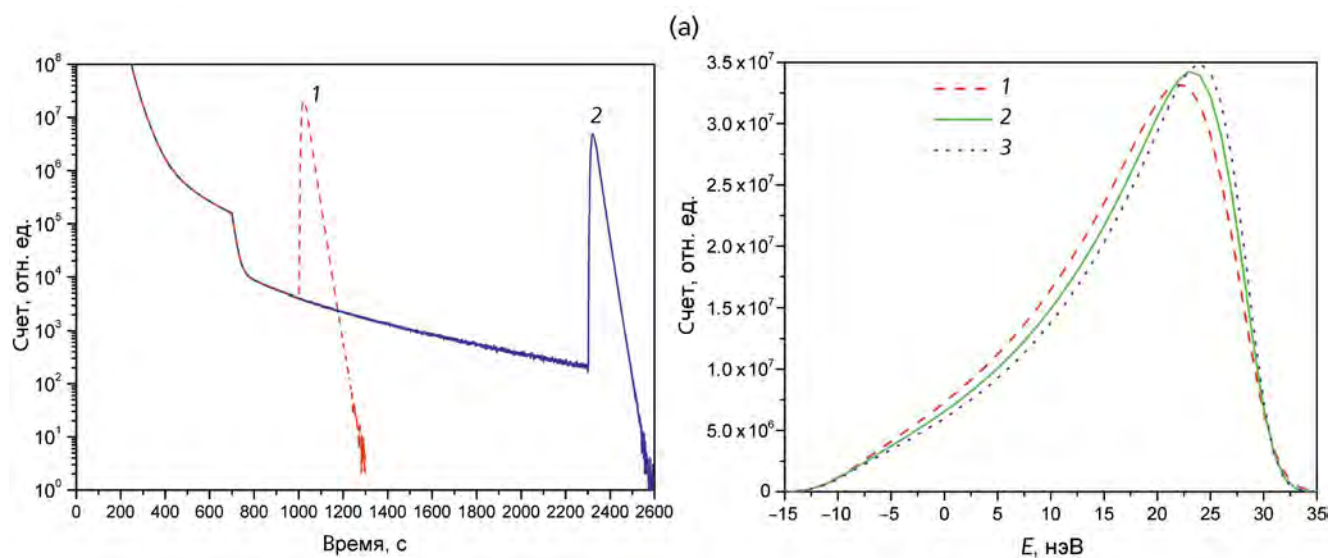
Сама по себе трансформация спектра не влияет на результат измерения времени жизни нейтрона, так как она происходит эквивалентным образом для короткого и длинного времен удержания УХН в ловушке. Непосредственно на результат измерений может оказать влияние тот факт, что происходит нагрев УХН при захвате после мониторингования. Это может вызвать

появление новых нейтронов с энергией, превышающей гравитационный барьер ловушки, в то время как старые были устранены при мониторинговании. Это, в свою очередь, приведет к эффекту неполного мониторингования, дающему заниженное значение времени жизни нейтрона. В связи с этим следствием проявления турбинного эффекта является то, что во избежание систематической ошибки необходимо остановить свой выбор на большем значении для угла мониторингования по сравнению с вариантом, когда турбинный эффект отсутствует.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Для эффективного выбора угла мониторингования проведены расчеты для его четырех значений: 2.5°, 5°, 7.5°, 10°. Рассмотрены три скорости поворота ловушки: время поворота ловушки на 180° составляло 90, 135, 180 с. Время поворота ловушки на 180° составляло 90 с в эксперименте с большой гравитационной ловушкой [6]. Магнитная ловушка будет иметь существенно больший вес, соответственно, время поворота может быть увеличено. Также представляется интересным рассмотреть зависимость турбинного эффекта от скорости поворота ловушки. Временные диаграммы измерений для разных углов мониторингования и разных времен удержания показаны на рис. 5 (слева) для времени поворота ловушки на 180°, равном 90 с. Видно, что с уменьшением угла мониторингования становится виден эффект неполного мониторингования, который состоит в том, что после короткого времени удержания из ловушки частично не успевают выйти нейтроны с энергией выше гравитационного барьера при удержании.

После длинного времени удержания нейтроны успевают выйти из ловушки в большей степени. Это создает дополнительную разность в счетах детектора после короткого и длинного времен удержания, что может привести к систематической ошибке. Временные диаграммы для других скоростей поворота ловушки мало отличаются от приведенных и поэтому на рис. 5 (слева) не показаны. Соответствующие спектры нейтронов при сливе показаны на рис. 5 (справа). Видно, что при более высокой скорости поворота происходит большее размытие спектра УХН, но в целом спектры имеют аналогичную форму. С замедлением поворота ловушки не удастся устранить турбинный эффект, так как при этом



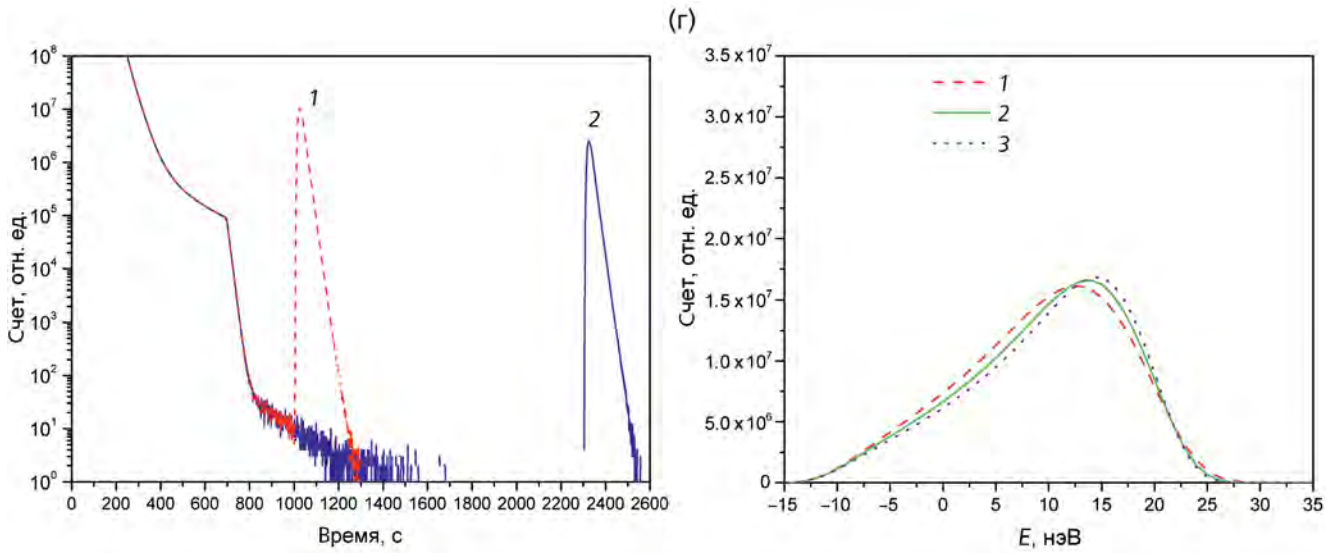


Рис. 5. Результаты моделирования измерений с разными углами мониторинга: а – 2.5° , б – 5° , в – 7.5° , г – 10° . Слева – временная диаграмма для разных времен удержания, когда время поворота ловушки на 180° составляет 90 с: 1 – короткое время удержания, 2 – длинное. Справа – соответствующий спектр нейтронов при регистрации на детекторе после короткого времени удержания со следующими временами поворота ловушки на 180° : 1 – 90 с, 2 – 135 с, 3 – 180 с.

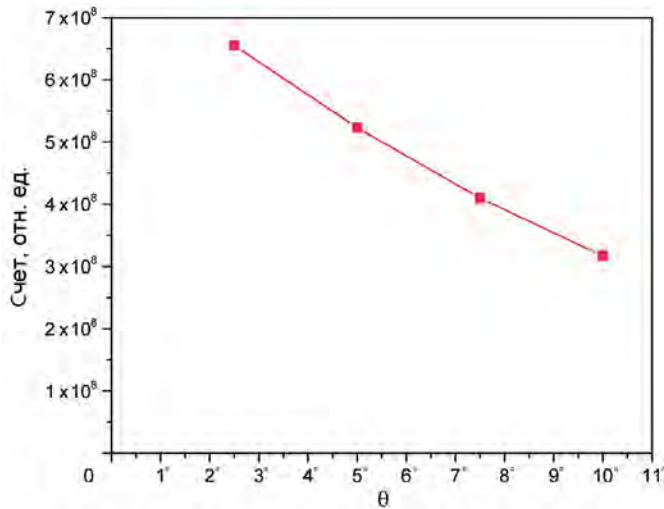


Рис. 6. Зависимость количества нейтронов в сливе после короткого времени удержания от угла мониторинга. Время поворота ловушки на 180° составляет 90 с.

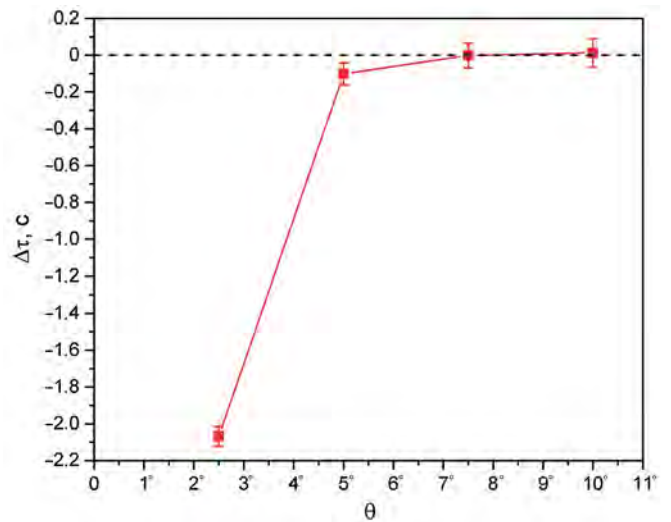


Рис. 7. Зависимость поправки к результату измерения времени жизни нейтрона от угла мониторинга. Время поворота ловушки на 180° составляет 90 с.

мы хоть и уменьшаем изменение энергии УХН при соударениях, но одновременно увеличиваем количество соударений.

Из спектров на рис. 5 следует, что с увеличением угла мониторинга существенно падает количество нейтронов в сливе, что ухудшает статистическую точность измерений. Зависимость количества нейтронов в сливе после короткого удержания от угла мониторинга показана на рис. 6. При изменении угла мониторинга

от 2.5° до 10° количество нейтронов в сливе падает в 2 раза.

Для оценки величины эффекта неполного мониторинга проведено моделирование всей измерительной процедуры в эксперименте. При этом в модели закладывается конкретное значение времени жизни нейтрона, затем моделируется процесс измерений и проводится обработка данных так же, как в эксперименте. В результате получается измеренное значение времени жизни

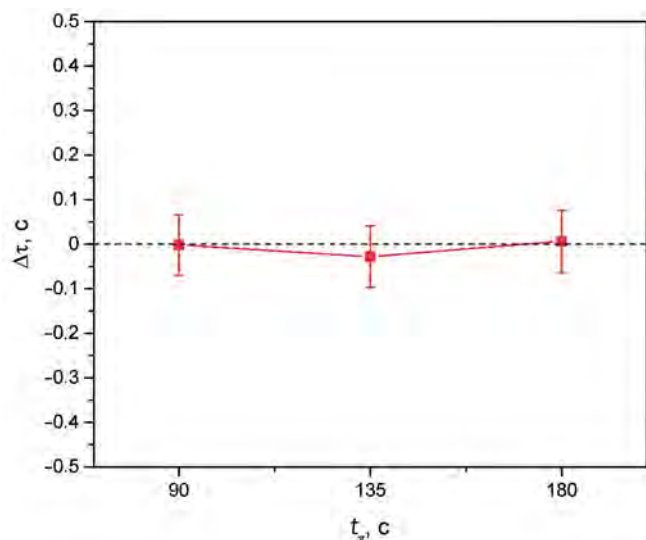


Рис. 8. Зависимость поправки к результату измерения времени жизни нейтрона от времени поворота ловушки на 180° . Угол мониторингования 7.5° .

нейтрона, которое затем сравнивается с изначально заложенным, и делается вывод о систематической ошибке. Полученная зависимость поправки к результату измерения от угла мониторингования показана на рис. 7. Из проведенных расчетов видно, что эффект неполного мониторингования исчезает при углах мониторингования больше 7.5° . При этом длительное вытекание нейтронов, заходящее в область первого слива, меньше величины счета детектора примерно на 6 порядков, и оно не приводит к систематической ошибке результата измерения времени жизни нейтрона. На рис. 8 показана зависимость поправки к результату измерения от скорости поворота ловушки при угле мониторингования 7.5° . Видно, что систематический эффект не проявляется при рассмотренных скоростях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен турбинный эффект на примере эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с поворотной гравитационной ловушкой, не имеющей форму тела вращения. Получена трансформация спектра УХН на разных стадиях эксперимента. Построены карты, характеризующие пространственное расположение точек, в которых происходит изменение энергии УХН при поворотах ловушки. Изучено влияние на эффект скорости поворота ловушки. Следствием того, что при захвате нейтронов в ловушку происходит преимущественно нагрев спектра, может явиться возникновение

эффекта неполного мониторингования. Для оценки его величины проведена серия расчетов и получено, что систематическая ошибка отсутствует при угле мониторингования больше 7.5° . При проведении расчетов был использован центр обработки данных реактора ПИК.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00169. <https://rscf.ru/project/23-22-00169/>)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Antonov A.V., Vul' D.E., Kazarnovskii M.V. // JETP Lett. 1969. V. 9. P. 180.
2. Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X., Steinhauser K.-A., Gähler R., Gläser W., Ageron P., Astruc J.M., Drexel W., Gervais G., Mampe W. // Phys. Lett. A. 1986. V. 116. P. 347. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(86\)90587-6](https://doi.org/10.1016/0375-9601(86)90587-6)
3. Andreev A.Z., Glushkov A.G., Geltenbort P., Ezhov V.F., Knyaz'kov V.A., Krygin G.B., Ryabov V.L. // Tech. Phys. Lett. 2013. V. 39. P. 370. <https://doi.org/10.1134/S1063785013040159>
4. Fomin A.K., Serebrov A.P. // JETP Lett. 2010. V. 92. P. 40. <https://doi.org/10.1134/S0021364010130084>
5. Serebrov A., Varlamov V., Kharitonov A. et al. // Phys. Lett. B. 2005. V. 605. P. 72. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.11.013>
6. Serebrov A.P., Kolomensky E.A., Fomin A.K., Krasnoshechekova I.A., Vassiljev A.V., Prudnikov D.M., Shoka I.V., Chechkin A.V., Chaikovskiy M.E., Varlamov V.E., Ivanov S.N., Pirozhkov A.N., Geltenbort P., Zimmer O., Jenke T., Van der Grinten M., Tucker M. // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. P. 055503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.055503>
7. Ezhov V.F., Andreev A.Z., Ban G., Bazarov B.A., Geltenbort P., Glushkov A.G., Knyazkov V.A., Kovrizhnykh N.A., Krygin G.B., Naviliat-Cuncic O., Ryabov V.L. // JETP Lett. 2018. V. 107. P. 671. <https://doi.org/10.1134/S0021364018110024>
8. Gonzalez F.M., Fries E.M., Cude-Woods C., Bailey T., Blatnik M., Broussard L.J., Callahan N.B., Choi J.H., Clayton S.M., Currie S.A., Dawid M., Dees E.B., Filippone B.W., Fox W., Geltenbort P., George E., Hayden L., Hickerson K.P., Hoffbauer M.A., Hoffman K., Holley A.T., Ito T.M., Komives A., Liu C.-Y., Makela M., Morris C.L., Musedinovic R., O'Shaughnessy C., Pattie R.W., Jr., Ramsey J., Salvat D.J., Saunders V., Sharapov E.I., Slutsky S., Su V., Sun X., Swank C., Tang Z., Urich W., Vanderwerp J., Walstrom P., Wang Z., Wei W., Young A.R. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. P. 162501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.162501>
9. Ключников Г.Н., Серебров А.П. // ЖЭТФ. 2023. Т. 164. В. 3(9). С. 1.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.082.79

ДЕТЕКТОР НА ДРЕЙФОВЫХ ТРУБКАХ ГИБРИДНОГО ГОДОСКОПА
ДЛЯ МЮОННОЙ ТОМОГРАФИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ
ОБЪЕКТОВ

© 2024 г. Н. А. Пасюк^{a,*}, А. А. Борисов^b, К. Г. Компаниец^a, А. С. Кожин^b,
Р. М. Фахрутдинов^b, М. Ю. Целиненко^a, В. В. Шутенко^a, И. И. Яшин^a

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

^bИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логонова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1

*e-mail: NAPasyuk@mephi.ru

Поступила в редакцию 30.06.2023 г.

После доработки 30.06.2023 г.

Принята к публикации 14.08.2023 г.

Для мюонографии крупномасштабных объектов в НОЦ НЕВОД (НИЯУ МИФИ) при участии НИЦ “КИ”–ИФВЭ создан гибридный мюонный годоскоп. Многоканальная детектирующая система годоскопа, состоящая из сцинтилляционного стрипового детектора и детектора на дрейфовых трубках, предназначена для регистрации треков заряженных частиц, в основном мюонов, пролетающих через объем детектора. Детектор на дрейфовых трубках является важным регистрирующим элементом мюонного годоскопа, обеспечивающим высокую угловую и пространственную точность реконструкции треков мюонов. Описывается конструкция дрейфового детектора, принципы работы считывающей электроники, а также приведены основные технические характеристики.

DOI: 10.31857/S0032816224020044 EDN: QUAONX

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое развитие получило новое направление экспериментальной физики — мюонография (по аналогии с рентгенографией) различных крупномасштабных объектов, структуру которых можно изучать только с помощью проникающего излучения — мюонов. В основе мюонографии лежит процесс регистрации и анализа с помощью прецизионных координатно-трековых детекторов пространственно-угловых изменений потока атмосферных мюонов в результате их прохождения через изучаемый объект. Мюоны образуются на высотах 15–20 км при распадах заряженных пионов и каонов, возникающих при взаимодействии протонов и ядер первичных космических лучей с ядрами атомов атмосферы.

Мюоны являются заряженными лептонами с массой около 207 массы электрона и временем

жизни порядка 2.2 мкс. Интенсивность потока мюонов на поверхности Земли на уровне моря составляет примерно 1 частицу на 1 см² в минуту. Этот поток имеет небольшие сезонные вариации и незначительную зависимость от географической широты, но обладает сильной зависимостью от зенитного угла, пропорциональной $\cos^{\alpha}\theta$ с показателем $\alpha \approx 2$. Средняя энергия вертикальных мюонов на уровне моря составляет около 4 ГэВ. Мюоны являются проникающей компонентой и в процессе прохождения через вещество теряют энергию в электромагнитных процессах, таких как поглощение и рассеяние, что приводит к изменению потока частиц, который анализируется в дальнейшем.

При проецировании зарегистрированных годоскопом треков мюонов на референтную плоскость, проходящую через объект, можно получить (по аналогии с рентгенограммой)

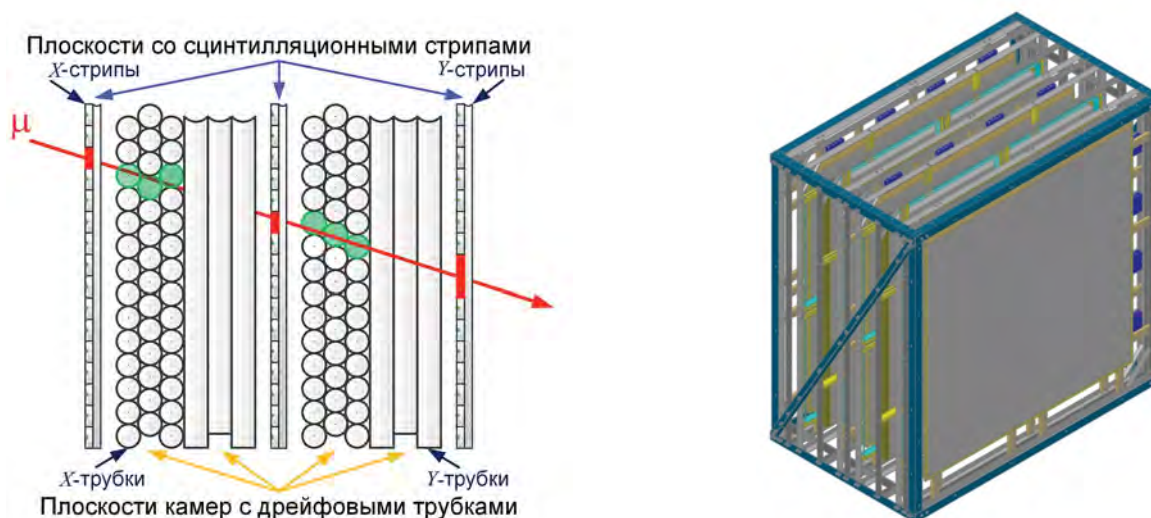


Рис. 1. Схема гибридного мюонного годоскопа (слева) и его 3D-модель (справа).

мюнограмму – распределение точек пересечения треков с плоскостью. Полученные мюнограммы объекта с различных пересекающихся направлений дают возможность объемного анализа (томографии) структуры объекта.

Метод мюнографии широко используется при исследовании внутренних структур пирамид [1–3], вулканов и горных массивов [4–9], геологических объектов [10–12], ядерных реакторов [13, 14], строительных сооружений [15–19] и других объектов [20–22], обладающих достаточной плотностью для влияния на интенсивность потока мюонов.

Конструктивно годоскоп состоит из двух взаимодополняющих детекторов – сцинтилляционного стрипового детектора и детектора на дрейфовых трубках. Координатные плоскости детекторов с чувствительной площадью $3000 \times 3000 \text{ мм}^2$ каждая чередуются между собой (рис. 1) и закреплены в общей несущей раме, которая размещается на подвижной поворотной платформе, что обеспечивает мобильность всей конструкции.

Каждая из шести однопроекционных координатных плоскостей сцинтилляционного стрипового детектора состоит из 128 длинных узких сцинтилляционных стрипов ($3000 \times 23 \times 7 \text{ мм}^3$) с оптоволоконным (WLS) светосбором на кремниевые фотоумножители (SiPM). Однопроекционные регистрирующие плоскости детектора на дрейфовых трубках (ДДТ) представляют собой трехслойные сборки дрейфовых трубок длиной 3000 мм и диаметром 30 мм, разработка

и производство которых осуществлялись в НИЦ “КИ”-ИФВЭ (г. Протвино). Каждый детектор имеет свои преимущества: стриповый детектор обладает высоким быстродействием, формирует триггер и начальное положение трека, а детектор на дрейфовых трубках обладает высоким координатным разрешением и дает возможность формировать мюнограммы с разрешением, уступающим только ядерным эмульсиям.

Реконструкция параметров трека основывается на регистрации трека несколькими координатными детектирующими плоскостями. Треки мюонов пересекают координатные плоскости детектора, что приводит к срабатыванию счетчиков регистрирующей системы. Координатная плоскость дает информацию о координатах прохождения мюона в этой плоскости. Данные нескольких координатных плоскостей позволяют провести пространственную реконструкцию трека. Информация о восстановленных треках формирует теневое изображение (мюнограмму) исследуемого объекта в потоке мюонов.

Идея объединения двух детекторов в единый координатно-трековый детектор легла в основу созданного гибридного годоскопа и отражена в патенте на изобретение RU2761333C1 [23]. Краткое описание детектирующей системы сцинтилляционного стрипового детектора приведено в работах [24, 25]. Целью данной статьи является рассмотрение основных принципов конструкции, характеристик и особенностей работы детектора на дрейфовых трубках.



Рис. 2. Фото камеры ДДТ в сборе.

2. КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА НА ДРЕЙФОВЫХ ТРУБКАХ

Детектор на дрейфовых трубках представляет собой многоканальную детектирующую систему, состоящую из четырех однопроекционных координатных плоскостей. Каждая координатная плоскость формируется из двух состыкованных без зазора камер, состоящих из дрейфовых трубок. Каждая камера дрейфовых трубок размером (Д × Ш × В) $3520 \times 1460 \times 210$ мм³ смонтирована на каркасе из дюралюминиевого швеллера (рис. 2, 3). Две состыкованные камеры монтируются в несущем каркасе годоскопа на единой раме из стального швеллера.

Камера представляют собой сборку из 144 дрейфовых трубок, склеенных в три параллельных слоя по 48 трубок и подключенных к системе сбора данных [26]. Средний ряд трубок смещен на половину диаметра трубки, расстояние между центрами любых двух соседних трубок в камере и в плоскости составляет 30.035 мм (рис. 4). Аналогичные по конструкции камеры из дрейфовых трубок используются на установке мюонного спектрометра ATLAS на большом адронном коллайдере (ЦЕРН, г. Женева) [27].

Используемая в ДДТ дрейфовая трубка разработана в ИФВЭ (г. Протвино) и представляет собой тонкостенный алюминиевый цилиндр с толщиной стенки 0.40 мм, длиной 2996 мм и внешним диаметром 29.97 мм [28]. На торцах трубки установлены заглушки (эндплагги)

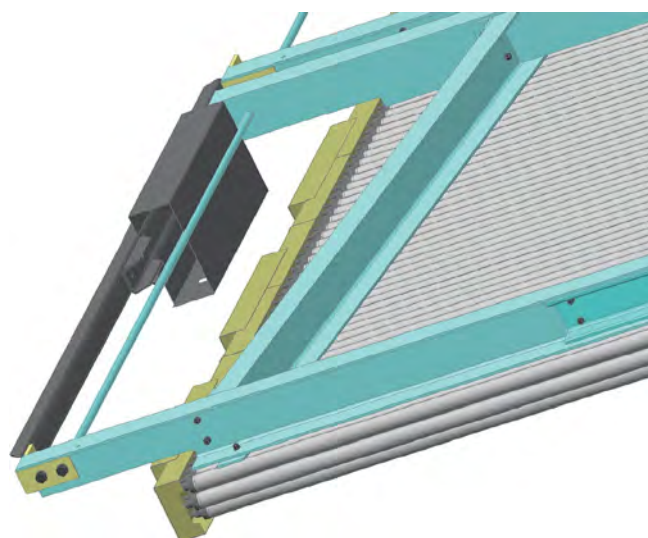


Рис. 3. 3D-модель камеры ДДТ с несущей рамой.

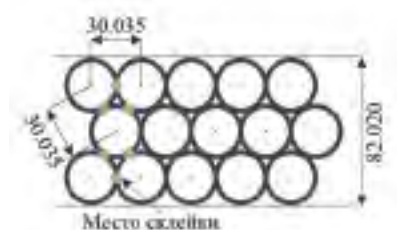


Рис. 4. Расположение и размеры трубок ДДТ.

из норила (Noryl GFN3), между которыми с помощью вспомогательного латунного конструктива вдоль оси цилиндра натянута позолоченная сигнальная проволока диаметром 0.05 мм из термостойкого вольфрам-рениевого сплава (97%W+3%Re). Сила натяжения проволоки составляет 350 Г, а ее крепление осуществляется посредством обжатия в медных капиллярных трубках (кримпирования) с внутренним диаметром 0.35 мм после дополнительного предварительного натяжения для уменьшения дальнейшего провисания [29].

Все трубки в каждом слое камеры соединены в последовательные цепочки (рис. 5) при помощи газовых перемычек, последняя трубка крайнего слоя камеры соединяется латунными трубками диаметром 2 мм с общим газовым коллектором, который, в свою очередь, соединен с газовым редуктором, регулирующим подачу газа. Камеры соединены с газовым коллектором параллельно и заполнены газовой смесью Ar-CO₂ в соотношении 93%–7% под избыточным давлением в 1 атм.

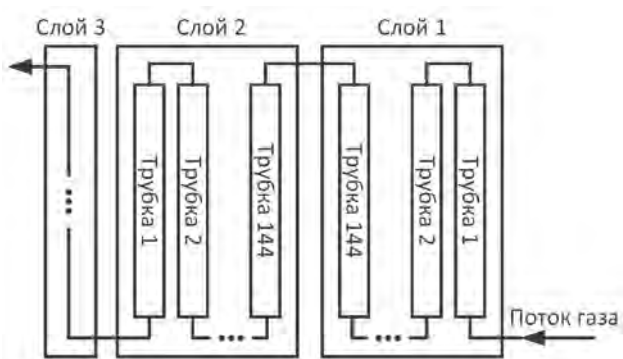


Рис. 5. Газовое соединение трубок в камере.

3. ЭЛЕКТРОНИКА ДЕТЕКТОРА НА ДРЕЙФОВЫХ ТРУБКАХ

Функционально каждая дрейфовая трубка является самостоятельным каналом регистрации, суммарно ДДТ состоит из 1152 таких каналов. Для считывания данных используется плата МТ-48, которая одновременно регистрирует сигнал с 48 трубок [26]. Каждая камера дрейфовых трубок оснащена тремя независимыми платами считывания.

Структурная схема системы сбора данных ДДТ приведена на рис. 6. Она состоит из 24 плат считывания МТ-48, USB-концентратора, платы-разветвителя сигналов синхронизации РМТ-48 [26] и персонального компьютера. Главным элементом управления является компьютер с соответствующим программным обеспечением. На нем в определенной последовательности вырабатываются сигналы управления, которые через LPT-порт передаются блоку РМТ-48. От модуля РМТ-48 команды передаются на модуль МТ-48 через 4 кабеля, каждый из которых обслуживает 6 плат одной проекционной плоскости. Считывание информации с МТ-48 осуществляется через USB-интерфейсы,

каждая плата подключается к компьютеру через USB-концентратор.

Модуль МТ-48 имеет 48 усилителей для каждого канала регистрации сигналов, и 49-канальный время-цифровой преобразователь записывает время прихода сигналов с точностью 1 нс в пределах временного интервала, равного 16.7 мс, формируемого внутренним таймером. Затем информация кодируется в цифровой код и передается на компьютер. Канал № 49 используется для приема и записи сигнала от триггерной системы в том же временном формате, что и сигнал с трубок.

Модуль считывания сигналов МТ-48 устанавливается на каждые 48 дрейфовых трубок и включает шесть разъемов по восемь каналов в каждом для считывания сигналов, усилители-формирователи, приемники, логический блок, узел управления, контроллер USB и схему регулировки порогов усилителей-формирователей на основе цифро-аналогового преобразователя. Каждая плата обеспечивает минимальное пороговое напряжение 16 мВ с чувствительностью усилителя 0.4 мкА по входу. Логический блок реализован на микросхеме фирмы ALTERA типа EP1K100QC208 и включает в себя 49-канальный время-цифровой преобразователь с буферной памятью, интерфейс с USB-контроллером, SPI-интерфейсы с цифро-аналоговыми преобразователями и регистры масок [26].

Время-цифровой преобразователь осуществляет оцифровку входных сигналов и занесение данных в буфер FIFO, емкость которого составляет 1024 32-разрядных слова [30]. Для измерения времени прихода входных сигналов используется внешний сигнал с частотой 25 МГц, который с помощью умножителя частоты преобразуется в сигнал с частотой 125 МГц, служащий

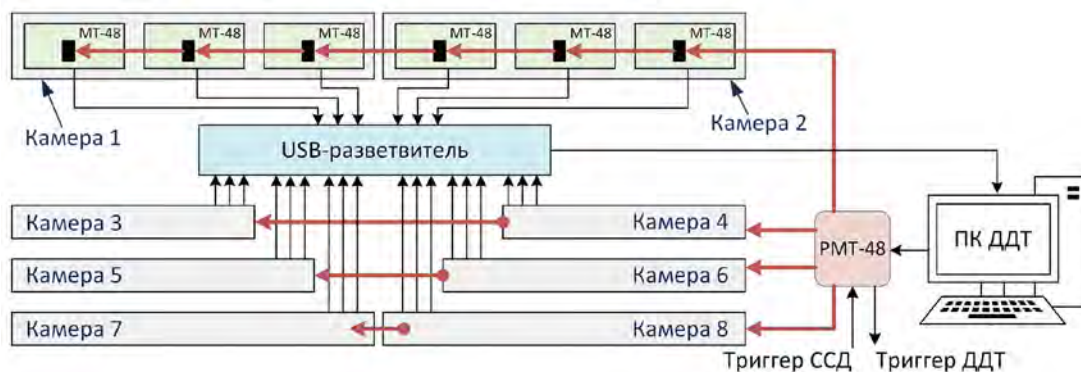


Рис. 6. Структурная схема системы сбора данных ДДТ.



Рис. 7. Торцевая часть камеры с сигнальной стороны (сняты одна переходная плата и плата МТ-48).

исходной точкой для измерения времени. Эти сигналы передаются от компьютера к блокам МТ-48 в уровнях LVDS [26]. В каждом канале задается время выдержки от 750 до 1000 нс для фильтрации срабатываний от вторичных сигналов, возникающих в трубке от той же частицы.

Каждый канал включает в себя нониусную часть, состоящую из восьми элементов задержки примерно по 1 нс и восьми соединенных с ними триггеров, образующих нониусный регистр. Каждый такт опорной частоты с периодом 8 нс фиксирует разницу времен прихода фронта входного сигнала относительно положительного фронта опорной частоты в виде кода последовательного заполнения. Этот восьмиразрядный код делится на три двоичных разряда нониуса, что вместе с 21-разрядным значением текущего счетчика времени образует бинарный 24-разрядный код времени с дискретностью 1 нс, который заносится в сдвиговый регистр данного канала. Полученная информация со всех плат МТ-48 передается по USB-шине в компьютер. При записи по USB в МТ-48 передается пакет из одиннадцати 16-разрядных слов, в которых в первых 7 словах передаются данные для 7 цифро-аналоговых преобразователей, расположенных на плате. В последующих 4 словах располагается маска каналов.

Канал синхронизации и управления время-цифровыми преобразователями считывания МТ-48 реализован с помощью блока-разветвителя управляющих сигналов РМТ-48 [26, 30]. Разветвитель допускает подключение к нему восьми ветвей управления модулями МТ-48, а к каждой ветви подключаются шесть плат МТ-48. Таким образом, разветвитель может обеспечивать синхронизацию работы 48 блоков сбора информации с детектора, содержащего 2304 канала регистрации. Связь с персональным компьютером осуществляется через LPT-порт. Коммутация и разветвление сигналов, принимаемых с LPT-порта, выполняются логикой, реализованной на микросхеме MAX3000ATC100 фирмы Altera. Выходные сигналы этой микросхемы поступают на преобразователи уровней TTL-LVDS,

а затем в канал управления. Кварцевый генератор на тактовой частоте 25 МГц синхронизирует работу системы сбора данных.

Кроме плат системы регистрации, на каждой камере из дрейфовых трубок на противоположной стороне трубок устанавливаются платы высоковольтного питания через дополнительные токоограничивающие переходные платы с использованием специальных штырьковых контактов [26]. Для механической защиты и борьбы с наводками все платы заключены в металлические корпуса (рис. 7). К каждой плате МТ-48 подключено 5 кабелей: 2 для питания усилителей (± 5 В), питание цифровой части платы (+5 В), USB-кабель и плоский кабель (шлейф), соединяющий все МТ-48 с платой РМТ-48. Напряжения питания ± 5 В на платы МТ-48 подаются от малогабаритных источников питания DR-60-5 фирмы Mean Well. На высоковольтной стороне переходные платы соединяются специальными переключателями, высокое напряжение (порядка 3 кВ) подается на всю проекционную плоскость по одному кабелю.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРА НА ДРЕЙФОВЫХ ТРУБКАХ

В режиме мониторинга детектора определяются и контролируются следующие параметры ДДТ: рабочее напряжение, функция зависимости времени дрейфа в трубке от радиуса пролета частицы и погрешности реконструкции треков частиц.

При определении рабочего напряжения камеры для каждой дрейфовой трубки измеряется счетная характеристика – зависимость скорости счета сигналов со всех трубок камеры от величины приложенного напряжения при естественном радиационном фоне. Пример такой зависимости приведен на рис. 8 для всех 144 трубок одной из камер. Измерения проводились при пороге усилителей 0.9 В с шагом изменения высокого напряжения 20 В и общим количеством циклов чтения-записи данных 1000 шт. На графиках хорошо видно плато счетной характеристики

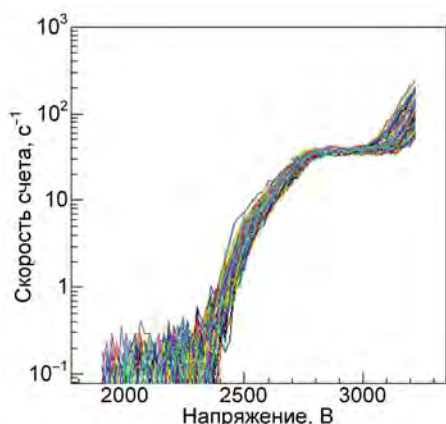


Рис. 8. Счетные характеристики дрейфовых трубок.

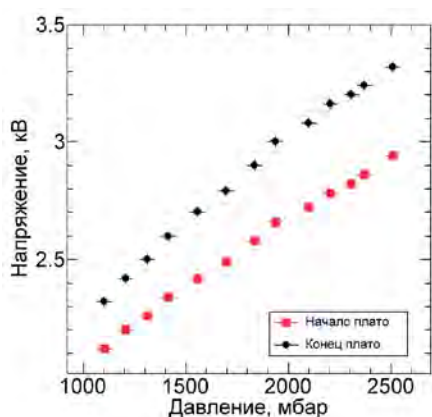


Рис. 9. Рабочее напряжение в зависимости от давления рабочей смеси.

в диапазоне от 2.8 до 3.1 кВ с частотой около 40 Гц. Середина плато определяет рабочую точку для данной дрейфовой камеры. Положение данного плато зависит от давления газа, что было проверено на ряде измерений, усредненные результаты которых сведены в график на рис. 9, где показана зависимость напряжения начала и конца плато счетной характеристики в зависимости от давления рабочей смеси.

Скорость дрейфа электронов первичной ионизации зависит от величины электрического поля, а также от химического состава и давления газовой смеси. После регистрации времени появления сигнал на анодной проволоке относительно момента прохождения частицы через трубку в плоскости, перпендикулярной проволоке, вычисляется радиус окружности, равный оценке расстояния до трека частицы по времени дрейфа. Получив данную зависимость, можно построить соответствующую зависимость времени дрейфа электронов от расстояния до трека

$r(t)$, после чего, имея данную зависимость с различных трубок, можно оценить параметры трека частицы. Измерение времени с точностью 1–3 нс обеспечивает собственное пространственное разрешение для применяемых в детекторе трубок на уровне 100 мкм.

Выделение треков космических мюонов в ДДТ происходит с использованием метода пространственно-временной кластеризации сигналов. В зарегистрированных данных в течение каждого временного интервала 16.7 мс со всех камер отбираются кластеры совпадений сигналов не менее двух трубок в одной камере и не менее 11 трубок во всех камерах годоскопа в интервале 800 нс, который соответствует максимальному времени дрейфа в трубке. Приняв сигнал с минимальным временем в кластере за начало (стартовое время) измерения времени дрейфа, можно получить распределение времен дрейфа, показанное на рис. 10. Проинтегрировав данное распределение, получаем первое приближение для $r(t)$ -соотношения (рис. 11). По величине максимального времени дрейфа можно судить об однородности и изменениях состава газовой смеси со временем [31].

Особенность применения дрейфовых трубок связана с высокой чувствительностью к естественному радиационному фону. Поэтому однозначно сравнивать среднюю скорость счетки с интенсивностью проходящих через детектор мюонов некорректно. Скорость счета алюминиевой дрейфовой трубки в значительной степени определяется эффективностью регистрации различного излучения (α , β , γ , μ , p). Также трубку могут пересечь и дать сигнал электроны с энергией более 0.35 МэВ.

Применяемый алгоритм реконструкции трека в дрейфовом детекторе основывается на использовании $r(t)$ -зависимости по кластерным событиям в каждой трубке. По совокупности окружностей, радиусы которых равны оценкам расстояний до трека по времени дрейфа для сработавших трубок в кластере, методом линейной аппроксимации определяется трек как общая касательная к этим окружностям. При этом для построения прямой трека применяется алгоритм преобразования Хафа (Hough) [32], в котором каждый сегмент трека в проекционной плоскости X, Z (или Y, Z) представляется в параметрическом виде (ось Z направлена вверх):

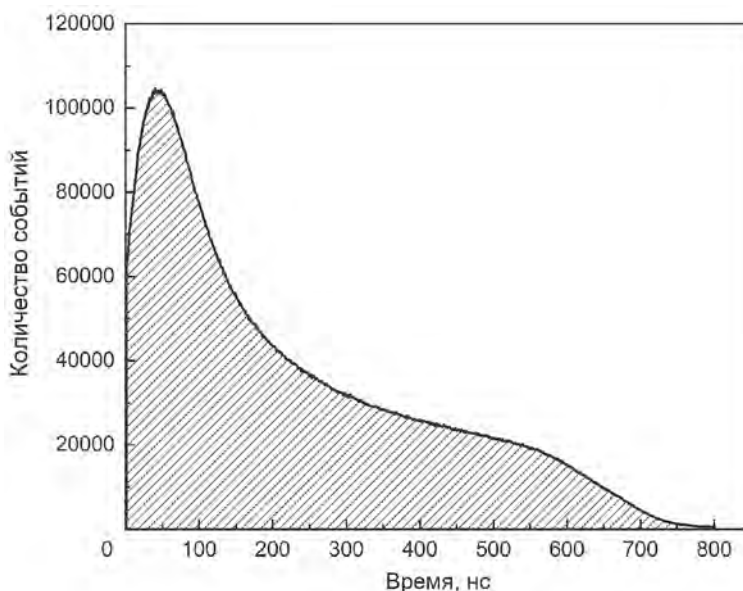


Рис. 10. Временной спектр кластеризованных сигналов.

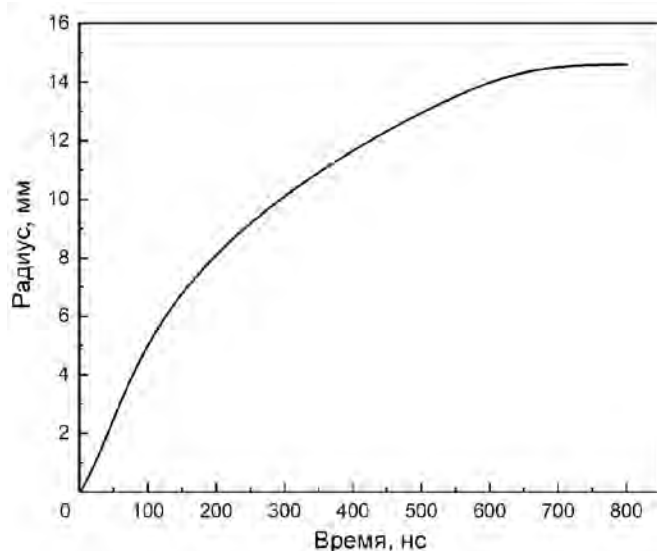


Рис. 11. Зависимость $r(t)$, полученная из интеграла временного спектра.

$$X \sin(\alpha) + Y \cos(\alpha) = D, \text{ или } sX + cY = D,$$

где $s = \sin(\alpha)$ и $c = \cos(\alpha)$.

Данное представление удобно тем, что позволяет линейным образом вычислять расстояние от трека до произвольной точки: $R = D - sX_0 - cY_0$. Параметры трека находятся в результате итерационного процесса минимизации параметра χ^2 , который определяется как

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(D - sX_i - cY_i - \text{sign}_i R_i)^2}{\sigma^2},$$

где sign_i обозначает знак расстояния от i -й сработавшей сигнальной проволоки до трека.

Полученные прямые в двух проекционных плоскостях определяют трек частицы, который в дальнейшем используется для построения мюнографий, угловых распределений и мониторинга качества работы установки. Пример реконструированного трека показан на рис. 12.

Оценка пространственной привязки треков проводится по полученным для трека суммарным распределениям разниц-невязок между положением трека и расстояниями до анодных нитей трубок, найденных по данным $r(t)$ -зависимостей. На рис. 13 приведен пример углового распределения невязок (residuals): $\text{Res} = R_{\text{fit},i} - R_{\text{hit},i}$, где $i = 0, \dots, n$ – трубки, участвующие в реконструкции трека; $R_{\text{fit},i}$ – расстояние от центра i -й трубки до прямой, определяющей трек, полученной в результате фитирования данных; $R_{\text{hit},i}$ – радиус окружности, полученной из измерения времени дрейфа для i -й трубки на основе $r(t)$ -зависимостей.

На рис. 13 видно, что точность определения точки на треке (невязки) по данным трубок по всем камерам имеет величину около 3 мм (FWHM). В эту величину также входят систематические неточности измерений геометрии установки, определенное количество материала на пути мюона (стенки трубок и рама) и наличие мюонов с малыми импульсами. На рис. 14 приведена оценка угловой

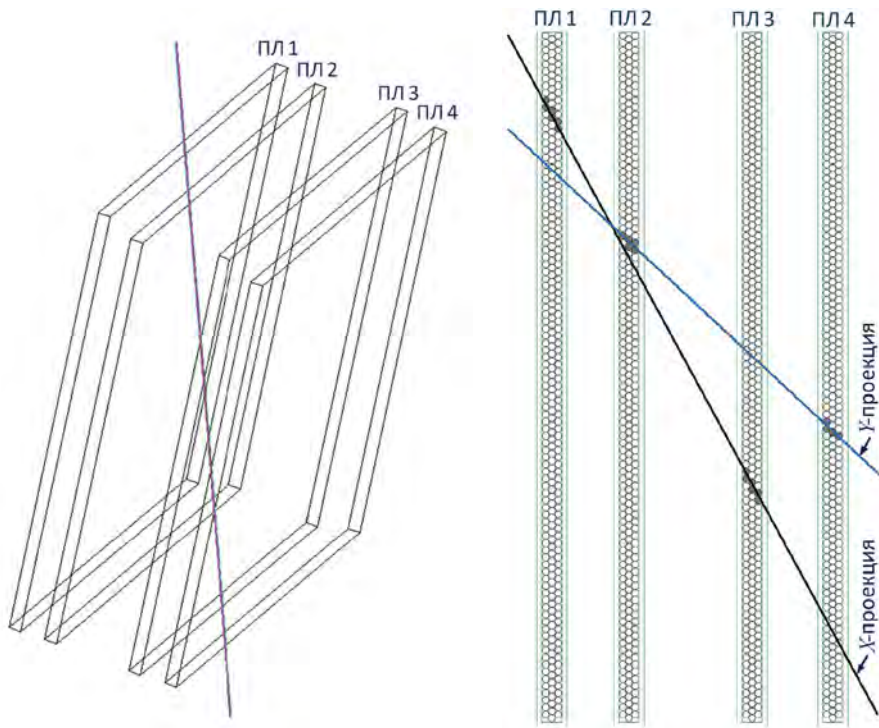


Рис. 12. Пример реконструированного трека частицы: Пл₁ и Пл₃ – горизонтальная проекция, Пл₂ и Пл₄ – вертикальная проекция.

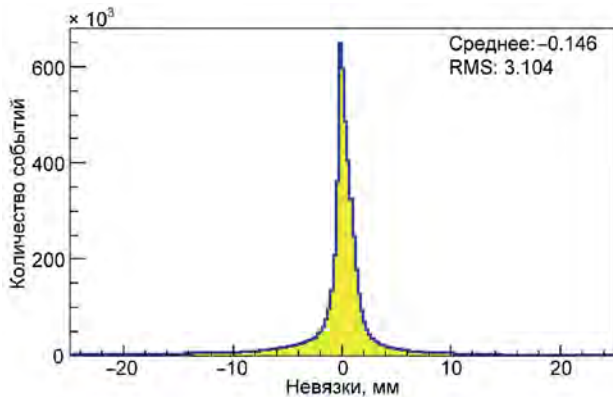


Рис. 13. Распределение невязок.

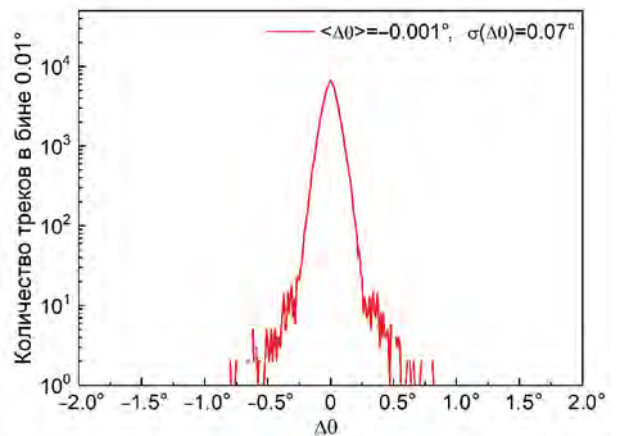


Рис. 14. Оценка угловой погрешности.

погрешности по данным моделирования, откуда следует, что верхняя оценка угловой погрешности определения зенитного и азимутального углов составляет около $\sigma \approx 0.07^\circ$, что соответствует ошибке определения трека в пространстве $\sigma_\psi = \sqrt{2} \cdot \sigma \approx 0.1^\circ$ (~ 2 мрад). Эта точность позволяет локализовать объект площадью $20 \times 20 \text{ см}^2$ на расстоянии до 50 м.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная детектирующая система на дрейфовых трубках является важной частью конструкции широкоапертурного

прецизионного гибридного мюонного годоскопа. Используемая считывающая электроника детектора на дрейфовых трубках обеспечивает наносекундную точность регистрации времени прихода сигналов с анодной проволоки. В совокупности с быстрым триггером от сцинтилляционного детектора это обеспечивает высокую угловую и пространственную точность реконструкции треков мюонов в режиме реального времени. Выделение треков одиночных космических мюонов в системе детектора на дрейфовых трубках происходит с использованием метода

пространственно-временной кластеризации сигналов по времени дрейфа в трубке с последующим поиском пересечений касательных прямых между координатными плоскостями. Важным критерием правильной работы дрейфовых трубок является их счетная характеристика, которая напрямую зависит от применяемой газовой смеси, давления и напряжения питания. Эти критерии влияют на поведение $r(t)$ -зависимости, которая лежит в основе реконструкции событий. Полученные оценки угловой и пространственной точности обеспечивают локализацию плотных объектов с размерами $20 \times 20 \times 20$ см³ на расстояниях около 50 м.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллектив НОЦ НЕВОД (НИЯУ МИФИ), а также директора Института ядерных промышленных технологий НИЯУ МИФИ Э.М. Глазовского за содействие при выполнении работ по созданию мюонного годоскопа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка и исследование гибридного мюонного годоскопа проводились в рамках договора между НИЯУ МИФИ и АО “ВНИИАЭС” от 19.11.2019 № 1.00-3-700-0650, а также при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей” № FSWU-2023-0068).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alvarez L.W. // Lawrence Radiation Laboratory Physics. 1 March 1965. Note 544.
2. Alvarez L.W., Anderson J.A., Bedwei F.E., Burkhard J., Fakhry A., Girgis A., Goneid A., Hassan F., Iverson D., Lynch G., Miligy Z., Moussa A.H., Sharkawi M., Yazolino L. // Science. 1970. V. 167. Iss. 3919. P. 832. <https://doi.org/10.1126/science.167.3919.832>
3. Morishima K., Kuno M., Nishio A. et al. // Nature. 2017. V. 552. P. 386. <https://doi.org/10.1038/nature24647>
4. A detector for muon tomography. UT Maya Muon Group. Technical report. The University of Texas at Austin, June, 2004.
5. Basset M., Ansoldi S., Bari M., Battiston R., Blasko S., Coren F., Fiori E., Giannini G., Iugovaz D., Menichelli M., Reia S., Scian G. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2006. V. 567. P. 298. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.099>
6. Menichelli M., Ansoldi S., Bari M., Basset M., Battiston R., Blasko S., Coren F., Fiori E., Giannini G., Iugovaz D., Papi A., Reia S., Scian G. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2007. V. 572. Iss. 1. P. 262. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.317>
7. Tanaka H.K.M., Taira H., Uchida T., Tanaka M., Takeo M., Ohminato T., Aoki Y., Nishitama R., Shoji D., Tsuji H. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. 12332. <https://doi.org/10.1029/2010JB007677>
8. Lesparre N., Gibert D., Marteau J., Komorowski J.-C., Nicollin F., Coutant O. // Geophys. J. Int. 2012. V. 190. Iss. 2. P. 1008. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2012.05546.x>
9. Noli P., Ambrosino F., Bonechi L., Bross A., Cimmino L., D'Alessandro R., Masone V., Mori N., Passeggio G., Pla-Dalmau A., Saracino G., Scarlini E., Strolin P. // Ann. Geophys. 2017. V. 60. Iss. 1. P. S0105. <https://doi.org/10.4401/ag-7380>
10. Nagamine K., Iwasaki M., Shimomura K. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1995. V. 356. P. 585.
11. Tanaka H.K.M., Nagamine K., Nakamura S.N., Ishida K. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2005. V. 555. Iss. 1–2. P. 164. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.08.099>
12. Tanaka H.K.M., Muraoka H. // Geosci. Instrum. Method. Data Syst. 2013. V. 2. Iss. 1. P. 145. <https://doi.org/10.5194/gi-2-145-2013>
13. Morishima K., Naganawa N., Nakano T., Nakamura M., Kawarabayashi J., Tomita H., Iguchi T., Maeda S. // Proc. of the 26th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses in KEK. 2012. P. 27.
14. Nagamine K. // Proc. Jpn. Acad. B. 2016. V. 92. Iss. 8. P. 265. <https://doi.org/10.2183/pjab.92.265>
15. Jenneson P.M. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2004. V. 525. P. 346. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.03.093>
16. Gilboy W.B., Jenneson P.M., Simons S.J.R., Stanley S.J., Rhodes D. // Nucl. Instrum. and Methods B. 2007. V. 263. P. 317. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.04.122>
17. Borozdin K.N., Hogan G.E., Morris C., Priedhorsky W.C., Saunders A., Schultz L.J., Teasdale M.E. // Nature. 2003. V. 422. P. 277. <https://doi.org/10.1038/422277a>
18. Priedhorsky W., Borozdin K., Hogan G. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. Iss. 10. P. 4294. <https://doi.org/10.1063/1.1606536>
19. Shultz L.J., Borozdin K.N., Gomez J.J., Hogan G.E., McGill J.A., Morris C.L., Priedhorsky W.C., Saunders A., Teasdale M.E. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2004. V. 519. Iss. 3. P. 687. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.035>
20. Osterlund M., Blomgren J., Donnard J., Flodin A., Gustafsson J., Hayashi M., Mermod P., Nilsson L., Pomp S., Wallin L., Ohrn A., Prokofiev A.V. // Proceed. Science 2007. V. 25. P. 30. <https://doi.org/10.22323/1.025.0030>
21. Bogolyubsky M., Bojko N., Borisov A., Fakhruddinov R., Kozhin A., Yushchenko O. // Proceedings of 2008 IEEE NSS and MIC conference. Dresden, 2008.
22. Pesente S., Vanini S., Benettoni M., Bonomi G., Calvini P., Checchia P., Conti E., Gonella F., Nebbia G., Squarcia S., Viesti G., Zenoni A., Zumerle G. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2009. V. 604. Iss. 3. P. 738. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.03.017>

23. Астапов И.И., Каверзнев М.М., Конев Ю.Н., Петрухин А.А., Хохлов С.С., Яшин И.И. Патент RU2761333C1. 2021.
<https://www1.fips.ru/ofpstorage/Doc/IZPM/RUNWC1/000/000/002/761/333/%D0%98%D0%97-02761333-00001/document.pdf>
24. Yashin I.I., Davidenko N.N., Dovgopoly A.O., Fakhroutdinov R.M., Kaverznev M.M., Kompaniets K.G., Konev Yu.N., Kozhin A.S., Paramoshkina E.N., Pasyuk N.A., Tselinenko M.Yu., Yuschenko O.P., Zolotareva O.V. // *Phys. Atomic Nuclei*. 2021. V. 84. P. 1171.
<https://doi.org/10.1134/S1063778821130421>
25. Яшин И.И., Киндин В.В., Компаниец К.Г., Пасюк Н.А., Целиненко М.Ю. // *Известия РАН. Серия физическая*. 2021. Т. 85. № 4. С. 598.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521040396>
26. Божко Н.И., Исаев А.Н., Кожин А.С., Плотников И.С., Сенько В.А., Солдатов М.М., Шаланда Н.А., Якимчук В.И. Система камерной электроники на основе модуля МТ-48 для бестриггерного режима работы томографа на космических мюонах. Препринт ИФВЭ 2015–13. Протвино, 2015.
27. Bensinger J., Bojko N., Borisov A., Fakhroutdinov R., Goryatchev S., Goryatchev V., Gushchin V., Hashemia K., Kojine A., Kononov A., Larionov A., Paramoshkina E., Pilaev A., Skvorodnev N., Tchougouev A., Wellenstein H. // *Nucl. Instrum. and Methods A*. 2002. V. 494. P. 480.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01535-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01535-8)
28. Borisov A., Fakhroutdinov R., Kojine A., Larionov A., Pilaev A., Rybatchenko V., Salomatin Yu. // *Nucl. Instrum. and Methods A*. 2002. V. 494. P. 214.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01468-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01468-7)
29. Кожин А.С. Разработка трековых систем большой площади на основе дрейфовых камер для экспериментов в физике высоких энергий. Дис. ... доктора физ.-мат. наук. Протвино: ГНЦ ИФВЭ, 2012. С. 204.
30. Плотников И.С., Борисов А.А., Божко Н.И., Кожин А.С., Козелов А.В., Марков Д.С., Фахрутдинов Р.М., Шаланда Н.А., Ющенко О.П., Якимчук В.И. Система сбора данных мюонного томографа на базе камерной электроники МТ-48. Препринт ИФВЭ 2015–14. Протвино, 2015.
31. Божко Н.И., Борисов А.А., Кожин А.С., Фахрутдинов Р.М. Опыт работы с дрейфовыми камерами без постоянного обновления рабочей газовой смеси. ИФВЭ 2019-14. Протвино, 2019.
32. Hassanein A.S., Mohammad S., Sameer M., Ragab M.E. // *IJCSI*. 2015. V. 12. Iss. 1. P. 139.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.1502.02160>

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ КОМПТОНОВСКИХ ПОЛЯРИМЕТРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ

© 2024 г. А. Г. Баранов^{a, b, *}, А. П. Ивашкин^a, С. А. Мусин^{a, c},
Г. Х. Салахутдинов^b, А. О. Стрижак^{a, c}

^aИнститут ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 27

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

^cМосковский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)
Россия, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

*e-mail: baranov@inr.ru

Поступила в редакцию 20.06.2023 г.

После доработки 21.07.2023 г.

Принята к публикации 03.08.2023 г.

Рассматриваются конструкция и параметры сцинтилляционных детекторов комптоновских поляриметров для измерения фотонов, образующихся при аннигиляции электрон-позитронных пар в покое. Обсуждаемая установка позволяет измерять и сравнивать поляризационные корреляции рассеянных аннигиляционных фотонов в двух (запутанном и декогерентном) квантовых состояниях. Приводятся амплитудные параметры рассеивателей и детекторов рассеянных фотонов, полученные из предварительных тестов данных детекторов с помощью радиоактивных гамма-источников, а также в процессе набора экспериментальных данных. Показана возможность измерять и сравнивать поляризационные корреляции рассеянных аннигиляционных фотонов.

DOI: 10.31857/S0032816224020055 EDN: QTYFIZ

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе приведена конструкция экспериментальной установки и параметры сцинтилляционных детекторов комптоновских поляриметров для измерения фотонов, образующихся при аннигиляции электрон-позитронных пар в покое. Эти фотоны изначально находятся в запутанном квантовом состоянии, а в процессе предварительного рассеяния в сцинтилляторе GAGG (гадолиний–алюминий–галлиевый гранат $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$) переходят в декогерентное (потерявшее квантовую запутанность) состояние. Сцинтилляционные детекторы комптоновских поляриметров предназначены для измерения поляризационных корреляций пар аннигиляционных фотонов в различных (запутанных и декогерентных) квантовых состояниях.

Изначально пары запутанных фотонов с энергией 511 кэВ образуются при позитрон-электронной аннигиляции в состоянии покоя. Согласно квантовой теории, аннигиляционные фотоны имеют взаимно ортогональную поляризацию, в то время как состояние поляризации каждого отдельного фотона в паре неопределенно. Данные фотоны являются первой системой, в которой квантовая запутанность была изучена экспериментально путем измерения угловых распределений комптоновского рассеянного гамма-излучения [1]. Хорошее согласие экспериментальных зависимостей с теоретическими ожиданиями [2, 3] послужило обоснованием существования запутанности двух фотонов. Тем не менее ситуация с экспериментальной проверкой квантовой запутанности аннигиляционных фотонов стала довольно неясной после

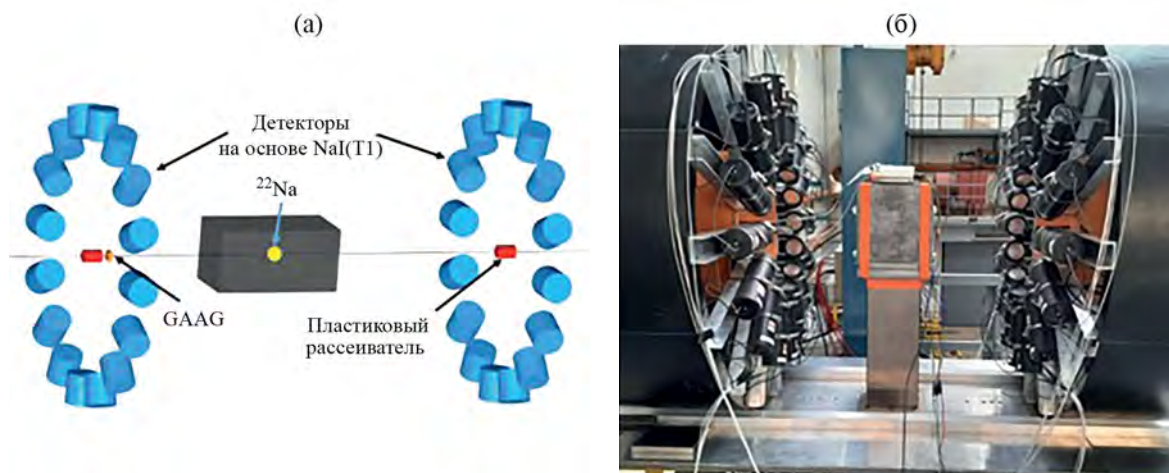


Рис. 1. Схема двухплечевой экспериментальной установки, состоящей из комптоновских поляриметров (а), и фото установки (б).

появления недавней теоретической работы [4], в которой утверждается, что комптоновское рассеяние запутанных и декогерентных фотонов идентично, а предыдущие экспериментальные исследования были неполными. Для разрешения данной проблемы было выполнено прямое экспериментальное сравнение кинематики рассеяния фотонов в запутанном и декогерентном состояниях [5, 6]. С этой целью была разработана и создана экспериментальная двухплечевая установка, состоящая из системы комптоновских поляриметров, измеряющих поляризационные состояния и угловые корреляции пар рассеянных аннигиляционных фотонов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения различных поляризационных состояний аннигиляционных фотонов были выполнены на экспериментальной установке, представленной на рис. 1.

Установка имеет два идентичных плеча из систем комптоновских поляриметров, размещенных с противоположных сторон от источника аннигиляционных фотонов. Источником фотонов является алюминиевая пластина, предварительно облученная на пучке протонов [7]. Полученный в результате облучения радиоизотоп ^{22}Na является эмиттером позитронов, которые практически мгновенно термализируются и аннигилируют с электронами в пластине алюминия. Данная пластина помещена в центре свинцового коллиматора с горизонтальным отверстием диаметром 5 мм, расположенным вдоль оси установки. Таким образом, аннигиляционные

фотоны вылетают в противоположных направлениях вдоль оси установки.

В обоих плечах на горизонтальной оси установки имеется по одному основному комптоновскому рассеивателю из пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола.

По окружности под прямым углом к оси установки размещаются NaI(Tl)-детекторы рассеянных фотонов, по 16 штук в каждом плече. Эти детекторы состоят из сцинтиллятора диаметром 50 мм и высотой также 50 мм, помещенного в алюминиевый стакан, с толщиной входного окна 1 мм (рис. 2а). Съем светового сигнала осуществляется вакуумным фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R7525 с диаметром фотокатода, равным диаметру NaI(Tl)-сцинтиллятора.

Согласно свойствам процесса комптоновского рассеяния, фотоны рассеиваются преимущественно перпендикулярно их поляризации. Таким образом, взаимная перпендикулярность поляризаций запутанных аннигиляционных фотонов должна отразиться на зависимости числа двойных отсчетов в NaI(Tl)-счетчиках противоположных плеч установки. Согласно квантовой теории, зависимость числа двойных отсчетов от азимутального угла между сработавшими NaI(Tl)-счетчиками противоположных плеч должна иметь синусоидальное поведение. При этом количество отсчетов в перпендикулярно расположенных NaI(Tl)-детекторах должно более, чем в два раза превышать число двойных отсчетов в параллельно ориентированных детекторах.



Рис. 2. Фото компонентов детектора рассеянных фотонов (а) и фото промежуточного рассеивателя из GAGG-сцинтиллятора и матрицы кремниевых фотоумножителей (б).

Для получения декогерентных пар аннигиляционных фотонов рядом с основным пластмассовым рассеивателем в одном плече установлен промежуточный рассеиватель из сцинтиллятора GAGG со считывающей световые сигналы матрицей из кремниевых фотоумножителей. Взаимодействие в GAGG-сцинтилляторе означает, что первоначально запутанная пара фотонов претерпела процесс декогеренции, а декогерентные фотоны получили фиксированные состояния поляризации. Фото промежуточного рассеивателя представлено на рис. 2б.

Использование только активных рассеивателей в установке позволяет измерить энергию, выделяемую электронами отдачи и, таким образом, восстановить кинематику комптоновского рассеяния, главным образом, угол рассеяния, который прямо связан с потерянной энергией фотона. Это позволяет подавить фоновые процессы, такие как двойное рассеяние в одном сцинтилляторе. Отметим, что двойное комптоновское рассеяние в одном сцинтилляторе ведет к неконтролируемой декогеренции квантового состояния изначально запутанных фотонов и потере информации о кинематике рассеяния.

Запись сигналов со всех сцинтилляционных детекторов осуществляется быстрым 64-канальным амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП) с частотой записи 62.5 МГц [8], что соответствует временному интервалу 16 нс между соседними точками записи. Триггером записи события является совпадение сигналов в двух основных рассеивателях. Такой триггер позволяет записывать события безотносительно условия срабатывания NaI(Tl)-детекторов рассеянных фотонов, что дает возможность использовать несколько классов физических событий с фиксированными углами комптоновского рассеяния

фотонов для последующей амплитудной и временной калибровки детекторов установки.

3. ОСНОВНЫЕ РАССЕЙВАТЕЛИ ИЗ ПЛАСТМАССОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

Основные рассеиватели комптоновских поляриметров представляют собой цилиндры из пластмассовых сцинтилляторов диаметром 20 мм и длиной 30 мм. Данные размеры выбраны как компромисс между максимальной эффективностью взаимодействия фотонов с энергией 511 кэВ и минимальной вероятностью двойного комптоновского рассеяния в этом детекторе. Съем светового сигнала со сцинтиллятора осуществляется вакуумным фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R2575, имеющим активную область фотокатода диаметром 25 мм и коэффициент усиления 5×10^5 . Основной задачей рассеивателей является регистрация энергии электронов отдачи. Поскольку в эксперименте записываются события со всеми углами рассеяния, энергетический спектр в основных рассеивателях имеет типичную форму комптоновского спектра с обрезанием по энергии ниже 500 кэВ (рис. 3). В то же время требование регистрации рассеянного фотона NaI(Tl)-детектором ведет к отбору событий с углом рассеяния около 90° и энергосделением в пластмассовом рассеивателе около 250 кэВ, что соответствует половине энергии начального аннигиляционного фотона. Отбор событий с фиксированным углом рассеяния 90° позволяет выполнить амплитудную калибровку рассеивателей в процессе набора экспериментальных данных. Полученный спектр энергий имеет значительную ширину (красная линия на рис. 3), связанную с энергетическим

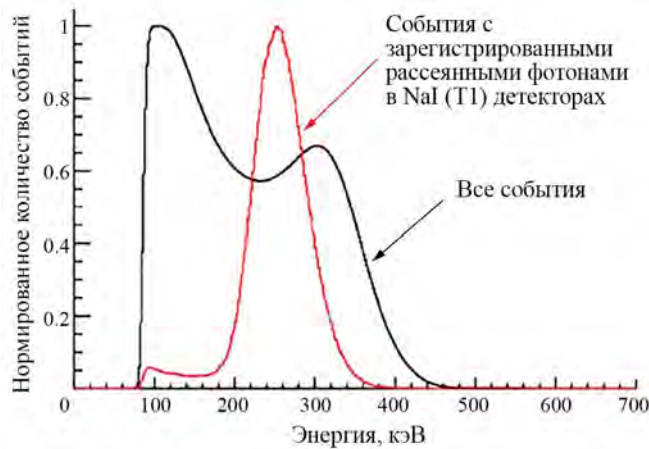


Рис. 3. Энергетический спектр электронов отдачи в основном рассеивателе при комптоновском рассеянии аннигиляционных фотонов. Черная линия – события со всеми возможными углами рассеяния. Красная линия – события с зарегистрированными рассеянными фотонами в NaI(Tl)-детекторах.

разрешением рассеивателей. Кроме того, дополнительный разброс по энергиям обусловлен диапазоном энерговывделений электронов отдачи, поскольку геометрические размеры NaI(Tl)-счетчика позволяют регистрировать фотоны в диапазоне углов рассеяния 80° – 100° .

4. АМПЛИТУДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ NaI(TL)-ДЕТЕКТОРОВ РАССЕЯННЫХ ФОТОНОВ

Основной задачей NaI(Tl)-детекторов является регистрация энерговывделения от рассеянных на угол около 90° аннигиляционных фотонов. При прямом угле рассеяния энергия рассеянного фотона равна половине энергии 511 кэВ первичного аннигиляционного фотона. Таким образом, в энергетическом спектре NaI(Tl)-детекторов

в идеальном случае нужно наблюдать монолинию 255.5 кэВ. В реальном случае разброс углов рассеяния в диапазоне 80° – 100° должен привести к уширению спектра даже для детекторов с идеальным энергетическим разрешением.

Чтобы минимизировать влияние энергетического разрешения на физические спектры, производитель NaI(Tl)-детекторов гарантировал максимальное разрешение 3% для стандартной линии 662 кэВ гамма-источника ^{137}Cs , что должно соответствовать разрешению 3.5% для аннигиляционных фотонов с энергией 511 кэВ. Амплитудный спектр, набранный на источнике ^{22}Na и показанный на рис.4а, подтверждает требуемое энергетическое разрешение. Надпись на рисунке показывает энергетическое разрешение детектора на линии 511 кэВ. Этот же спектр использовался для первоначальной амплитудной калибровки детекторов рассеянных фотонов и выравнивания коэффициентов усиления ФЭУ всех 32 NaI(Tl)-детекторов.

В процессе набора экспериментальных данных детекторы NaI(Tl) постоянно перекалибровывались на рассеянных фотонах, имеющих среднюю энергию 255 кэВ. Экспериментальный энергетический спектр зарегистрированных в NaI(Tl)-детекторах рассеянных фотонов показан синим цветом на рис. 4б. Там же красным цветом представлен расчетный спектр, полученный в программе моделирования Geant4 [9] для случая идеального энергетического разрешения NaI(Tl)-детекторов. В последнем случае ширина пика в расчетном спекте отражает эффект разброса углов рассеяния фотонов вокруг 90° . Надписи на рис. 4б указывают на соответствующие

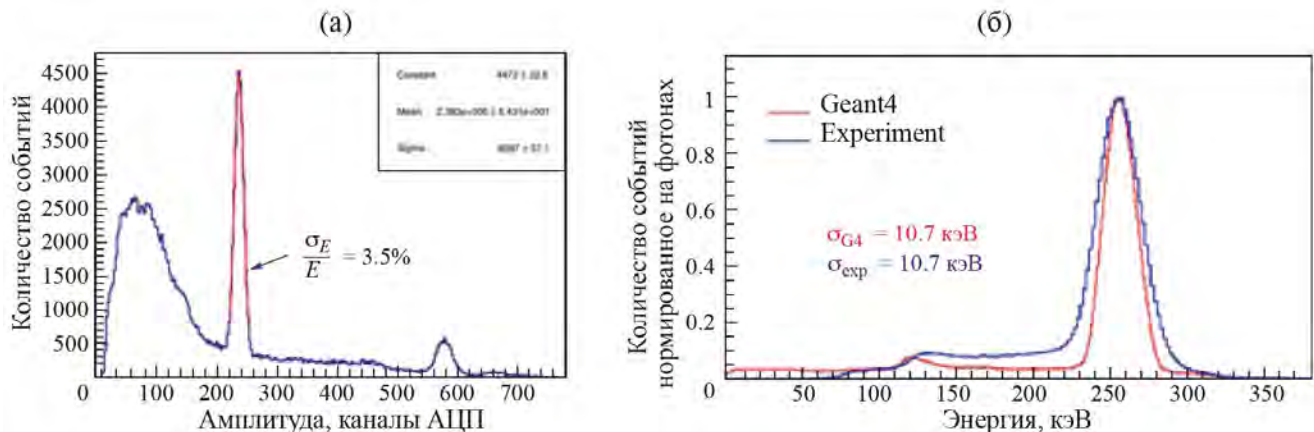


Рис. 4. Амплитудный спектр в NaI(Tl)-детекторе при его облучении гамма-источником ^{22}Na (а) и энергетический спектр рассеянных и зарегистрированных NaI(Tl)-детектором аннигиляционных фотонов (б). Экспериментальный спектр показан синим цветом, расчетный – красным.

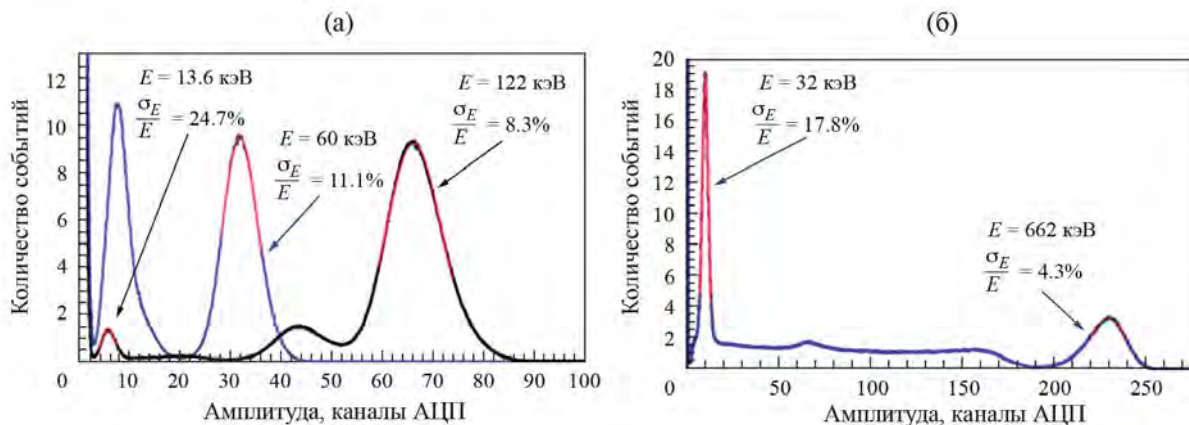


Рис. 5. Амплитудные спектры в промежуточном GAGG-рассеивателе, полученные при облучении детектора различными гамма-источниками: **а** – спектры для источников ^{241}Am (синяя линия) и ^{57}Co (черная линия), **б** – спектр для источника ^{137}Cs .

ширины пика рассеянных фотонов. Как видно ширина расчетного пика немного меньше, чем у экспериментального пика, что указывает на определенный вклад энергетического разрешения NaI(Tl)-детекторов.

5. ПАРАМЕТРЫ ПРОМЕЖУТОЧНОГО РАССЕИВАТЕЛЯ ИЗ GAGG-СЦИНТИЛЛЯТОРА

Промежуточный рассеиватель расположен перед одним из основных рассеивателей и является ключевым элементом экспериментальной установки, поскольку именно он разделяет события по разным типам квантовых состояний. Регистрация сигнала в промежуточном рассеивателе означает, что начальный аннигиляционный фотон переходит из запутанного в декогерентное состояние. Отсутствие же сигнала в этом детекторе указывает на сохранение запутанного состояния двух фотонов. Именно поэтому надежная идентификация сигнала в промежуточном рассеивателе является принципиальной в данном эксперименте.

Основными требованиями к промежуточному рассеивателю являются: а) минимальный порог регистрации сигнала, поскольку неэффективность в регистрации низкого энерговыделения приводит к ложной идентификации квантового состояния и б) минимальный пассивный материал на пути фотонов, так как взаимодействие в этом материале также ведет к неправильной идентификации квантового состояния. Этим двум требованиям удовлетворяют негигроскопичные сцинтилляторы с высоким удельным световым выходом, в частности,

гадолиний-алюминий-галлиевый гранат, активированный ионами церия – GAGG-сцинтиллятор [10], который и был использован в данной установке. Поперечные размеры сцинтиллятора $15 \times 15 \text{ мм}^2$ и толщина 7 мм обеспечивают требуемую вероятность взаимодействия фотонов с энергией 511 кэВ и соответствуют размерам фотодетектора, состоящего из матрицы кремниевых фотоумножителей (SiPM) Hamamatsu MPPC S14161-3050HS-04. Толщина матрицы около 1мм обеспечивает минимальное паразитное рассеяние фотонов в пассивном материале. Высокие коэффициент усиления этой матрицы 2.5×10^6 и квантовая эффективность около 50% обеспечивают низкий уровень электронных шумов и амплитудный порог регистрации сигналов на уровне нескольких фотоэлектронов.

Измеренное энергетическое разрешение GAGG-рассеивателя для нескольких источников гамма-квантов представлены на рис. 5 и 6. Полученные в ходе тестов значения энергетических разрешений были аппроксимированы функцией

$$f(E) = \sqrt{p_0^2 + \left(\frac{p_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{p_2}{E}\right)^2},$$

где E [кэВ] – энергия, p_0, p_1, p_2 – коэффициенты аппроксимации.

Благодаря высокому световому выходу, низкому уровню электронных шумов и высокой квантовой эффективности фотодетектора GAGG, рассеиватель позволяет регистрировать низкую энергию отдачи электронов с порогом около 1–2 кэВ. Это подтверждается измеренным энергетическим спектром сигналов в промежуточном

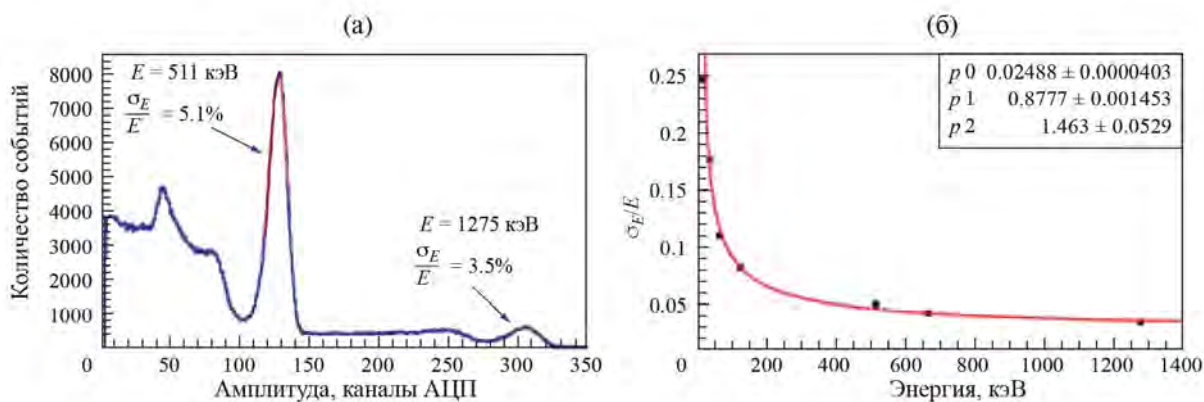


Рис. 6. Амплитудный спектр в GAGG-детекторе для гамма-источника ^{22}Na (а) и зависимость энергетического разрешения GAGG-детектора от энергии, выделенной в сцинтиляторе (б).

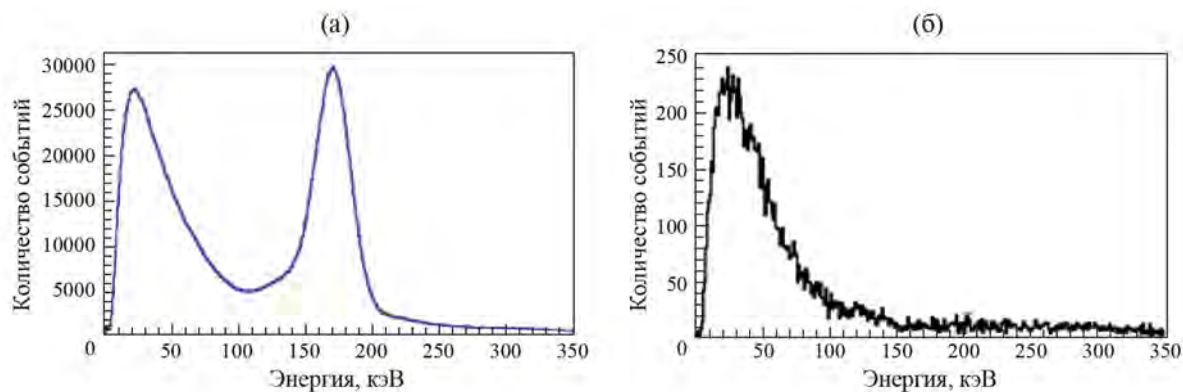


Рис. 7. Энергетический спектр в промежуточном GAGG-рассеивателе без требования регистрации рассеянного фотона в NaI(Tl) (а) и при условии регистрации рассеянного фотона NaI(Tl)-счетчиком (б).

рассеивателе, представленном на рис. 7 для двух типов записанных событий с регистрацией и без регистрации рассеянных фотонов в NaI(Tl)-счетчиках. В последнем случае (рис. 7а) удается зарегистрировать фотоны с углом рассеяния около 180° в основном рассеивателе и поглощенные в GAGG-сцинтиляторе. Эти события формируют пик в районе 170 кэВ в энергетическом спектре, который используется для постоянной энергетической перекалибровки в процессе набора экспериментальных данных. Отметим, что, согласно расчетам Монте-Карло, энергетический спектр должен быть почти плоский в диапазоне энергий от 0 до 20 кэВ. Провал в спектре с энергиями ниже 20 кэВ (рис. 7б) обусловлен более низкой эффективностью идентификации низкоамплитудных сигналов из-за работы алгоритма подавления электронных шумов. Эффективность регистрации низких энергий может быть улучшена с использованием комбинированного метода низкочастотной фильтрации электронных шумов и идентификации полезных сигналов

по форме импульса, который в настоящее время находится в разработке.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены исследования сцинтилляционных детекторов различных типов, используемые в комптоновских поляриметрах установки по измерению поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов. Показано, что применение органических и неорганических сцинтилляторов позволило создать относительно простую установку по регистрации комптоновского рассеяния обсуждаемых фотонов. Благодаря низкому эффективному заряду пластмассового сцинтиллятора обеспечена оптимальная эффективность комптоновского рассеяния при минимальной вероятности фонового двукратного рассеяния в основном рассеивателе.

Благодаря высокому световому выходу GAGG-сцинтиллятора и квантовой эффективности фотодетектора, в промежуточном

рассеивателе получен низкий порог регистрации электронов отдачи на уровне 1–2 кэВ. А использование матрицы кремниевых фотоумножителей для съема сигнала в промежуточном рассеивателе позволило минимизировать влияние пассивного материала на пути прохождения фотонов.

Применение традиционных сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов NaI(Tl) и вакуумных фотоэлектронных умножителей является оптимальным вариантом для создания нескольких десятков счетчиков рассеянных фотонов с большим телесным углом и высоким энергетическим разрешением. Спектрометрические параметры NaI(Tl)-детекторов позволили минимизировать аппаратный вклад в энергетический спектр рассеянных фотонов. Использование в физическом анализе амплитудных параметров всех детекторов экспериментальной установки дало возможность восстановить возможные кинематики комптоновского рассеяния, минимизировать влияние фоновых процессов и получить новые физические результаты по исследованию поляризационных корреляций запутанных и декогерентных пар аннигиляционных фотонов, представленные в работе [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bohm D., Aharonov Y.* // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 1070.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1070>
2. *Langhoff H.* // Z. Physik. 1960. V. 160. P. 186.
<https://doi.org/10.1007/bf01336980>
3. *Kasday L.R., Ullman J., Wu C.S.* // Nuovo Cim. 1975. V. 25. P. 633.
<https://doi.org/10.1007/bf02724742>
4. *Hiesmayr B., Moskal P.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 8166.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-44570-z>
5. *Abdurashitov D., Baranov A., Borisenko D., Guber F., Ivashkin A., Morozov S., Musin S., Strizhak A., Tkachev I., Volkov V., Zhuikov B.* // JINST. 2022. V. 17. P. 03010.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/03/P03010>
6. *Ivashkin A., Abdurashitov D., Baranov A., Guber F., Morozov S., Musin S., Strizhak A., Tkachev I.* // Sci. Rep. 2023. V. 13. P. 7559.
<https://doi.org/10.1038/s41598-023-34767-8>
7. *Zhuikov B.L., Kokhanyuk V.M., Konyakhin N.A., Vincent J.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. V. 438. P. 173.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00672-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00672-5)
8. AFI electronics webpage, <https://afi.jinr.ru>.
9. *Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., Behner F., Bellagamba L., Boudreau J., Broglio L., Brunengo A.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. V. 506. P. 250.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
10. *Yu H., Xiangyu M., Shumin Y., Jun Z., Xiangjun Z., Renzhong T.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2022. V. 1032. P. 166653.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166653>

УДК 539.1.07

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ОТ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ ОТ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ ЛИТИЕВОГО СТЕКЛА

© 2024 г. Е. С. Кузьмин^{а,*}, Г. Д. Бокучава^б, И. Ю. Зимин^а,
А. А. Круглов^б, Н. А. Кучинский^а, В. Л. Малышев^а

^аОбъединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова
Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка
Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

*e-mail: e_kuzmin@jinr.ru, e_kuzmin@mail.ru

Поступила в редакцию 13.06.2023 г.

После доработки 13.06.2023 г.

Принята к публикации 05.08.2023 г.

Проводилось исследование характеристик сцинтилляционных детекторов нейтронов, построенных на монолитных и гетерогенных сцинтилляторах, содержащих ${}^6\text{Li}$. Испытания детекторов проходили на пучке тепловых нейтронов и на стенде с источником γ -квантов ${}^{60}\text{Co}$. Для обработки сигналов, полученных от детектора с монолитным сцинтиллятором, применялись три различных алгоритма разделения γ -излучения: регистрация импульсов на постоянном пороге и селекция по форме импульса с помощью двух цифровых методов разделения сигналов – интегрированием заряда и измерением длительности импульсов. Исследование показало, что для гомогенного сцинтиллятора эффективность методов селекции по форме импульса примерно одинакова при разделении тепловых нейтронов и γ -квантов и значительно уступает методу регистрации на постоянном пороге. При этом качество n/γ -разделения хуже результата, полученного с гетерогенным сцинтиллятором при регистрации на постоянном пороге. Цель работы – сравнение результатов применения цифровых методов подавления гамма-квантов с результатами, полученными при использовании гетерогенных сцинтилляторов.

DOI: 10.31857/S0032816224020063 EDN: QTFYER

1. ВВЕДЕНИЕ

Сцинтилляционные детекторы нейтронов на базе литиевых стекол используются в различных областях науки и техники. Для таких детекторов точность измерения потоков нейтронов в значительной степени зависит от качества селекции сигналов, соответствующих нейтронам, от сигналов порожденных γ -квантами. Применяются различные способы понижения чувствительности детекторов к γ -квантам: вариации геометрии сцинтилляторов, а именно, уменьшение толщины стекла [1] либо использование гетерогенных структур [2–4], а также

электронные методы обработки сигналов – аналоговые [5] либо цифровые [6].

2. ЭЛЕКТРОННАЯ СЕЛЕКЦИЯ

Простейшим способом электронной селекции является разделение сигналов на постоянном пороге. Если определить γ -чувствительность как отношение числа зарегистрированных событий к числу γ -квантов, пересекающих рабочий объем детектора, то, например, для монолитного сцинтиллятора этот показатель, определенный в работе [7], составил $k = 1.42 \times 10^{-4}$.

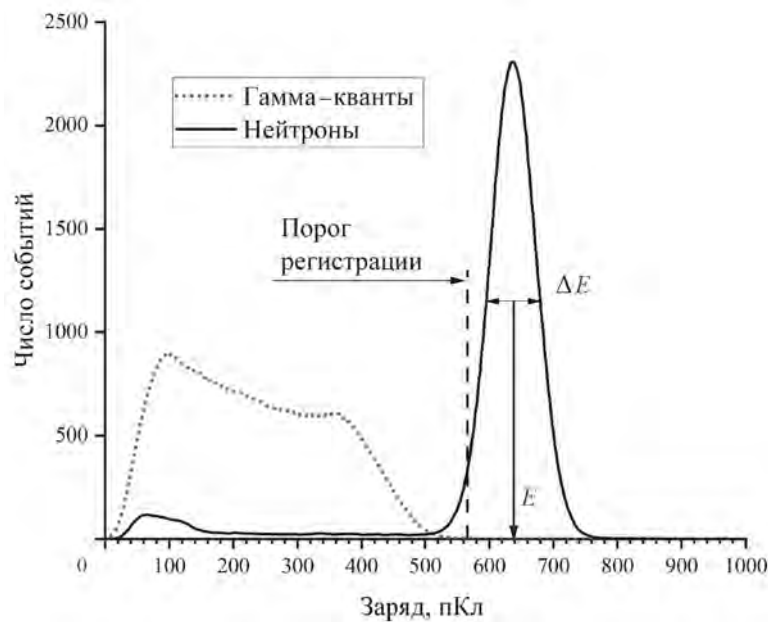


Рис. 1. Зарядовые спектры нейтронов и γ -квантов, полученные в результате первичной обработки.

При использовании специализированных сцинтилляторов, таких как NE 912 или его аналогов, становится возможным разделение сигналов по форме импульса. Анализ формы импульса позволяет определить, было ли событие вызвано нейтроном или γ -квантом. Обычно используются два общих подхода для считывания формы импульса:

- интегрирование аналогового заряда в двух различных окнах, соответствующих максимальным различиям между формами импульсов;
- полная оцифровка импульсов быстродействующим цифровым преобразователем (дигитайзером) с последующей обработкой с помощью программного обеспечения.

В этой работе использована полная оцифровка импульсов детектора и применялись следующие методы программного разделения:

- цифровая селекция на постоянном пороге,
- измерение времени превышения амплитуды над порогом,
- интегрирование заряда.

Характеристики детектора с монолитным стеклом, полученные в результате цифровой обработки сигналов, сравнивались с характеристиками детектора, построенного на гетерогенном сцинтилляторе [7].

3. ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения с тепловыми нейтронами проводились на канале № 13 реактора ИБР-2 [1]. Наборы данных осуществлялись с помощью дигитайзера “DT5751” фирмы “CAEN”, подключенного непосредственно к аноду фотоумножителя XP 2262B (Photonis) с делителем напряжения S563/L (Philips). Параметры дигитайзера: входное сопротивление $R = 50$ Ом, максимальная амплитуда сигнала $A = 1$ В, амплитудное разрешение 10 бит, частота дискретизации 1 ГГц. Высоковольтное питание обеспечивалось блоком NDT 1470 CAEN. Измерение γ -чувствительности детектора проводилось на стенде с источником ^{60}Co . Стекланный сцинтиллятор NE 912 использовался для изготовления монолитного и гетерогенного образцов в форме диска размерами $\text{Ø } 40 \times 2$ мм².

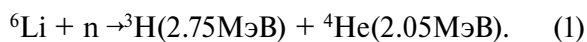
4. ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА

При расчете заряда сигнала осуществлялось интегрирование в окне, которое начиналось за 30 нс от триггера и имело длительность 420 нс. Такая длительность соответствует 5-кратному времени высвечивания медленной компоненты импульса при возбуждении сцинтиллятора γ -квантами [8].

Отсеивались импульсы, базовая линия которых содержала шумы на уровне, превышающем

0.3% от среднего значения. Сигналы, ширина которых по основанию была менее 50 нс, также исключались из обработки. По результатам интегрирования были построены зарядовые спектры для тепловых нейтронов и γ -квантов источника ^{60}Co .

Полученные спектры событий представлены на рис. 1. На графике можно видеть хорошо выраженный пик, соответствующий полной энергии, выделенной при захвате нейтрона ядром ^6Li . Энергетическое разрешение в нейтронном пике составляет $\Delta E/E = 15\%$. Зарядовый спектр импульсов от источника ^{60}Co зарегистрирован при меньшей скорости счета. В спектре тепловых нейтронов плоская низкоэнергетическая часть слева от канала $N_{\text{ch}} = 500$ обусловлена частичным выделением энергии заряженными продуктами реакции захвата нейтрона (1) за пределами сцинтиллятора, когда пробег заряженных частиц не укладывается полностью в стекле [7]



Поэтому события в области 200–500 каналов также соответствуют захвату нейтронов. Поскольку пробеги α -частиц и тритонов в стекле чрезвычайно малы ($R_{\alpha}=6$ мкм и $R_t=36$ мкм), то доля таких событий от полного числа захватов нейтронов в гомогенном сцинтилляторе не превышает $\varepsilon \leq 5 \times 10^{-5}$. Для гетерогенных структур, где площадь поверхности раздела сцинтиллятора и нейтрального материала значительно больше, чем в гомогенном сцинтилляторе, доля таких событий возрастает [7].

5. СЕЛЕКЦИЯ НА ПОСТОЯННОМ ПОРОГЕ

Простейший способ подавления сигналов от γ -квантов при измерении потоков нейтронов — это разделение событий на постоянном пороге по заряду импульса. Эффективность подавления зависит от энергетических спектров частиц в конкретном эксперименте и значения установленного порога регистрации. В работе сравнение проводилось для тепловых нейтронов и γ -квантов от источника ^{60}Co . Электронная эффективность детектора к нейтронам и его γ -чувствительность измерялись для единого порога регистрации. Величина порога определялась как среднее значение минус два

стандартных отклонения нормального распределения, описывающего нейтронный пик (электронная эффективность $\eta \approx 98\%$, рис. 1). Полная эффективность детектора к нейтронам представляет собой произведение электронной эффективности регистрации на долю в процентах нейтронов, захваченных изотопом ^6Li в материале сцинтиллятора.

5.1 Монолитный сцинтиллятор

Для использованного в работе сцинтиллятора NE 912 толщиной 2 мм моделированием в среде GEANT4 было установлено, что доля захваченных ^6Li нейтронов с энергетическим распределением Максвелла–Больцмана при температуре 25 мэВ составляет $\rho \approx 91\%$ [9]. Таким образом, полная эффективность детектора к нейтронам в этом случае составляет $\sigma = \rho \times \eta \approx 89\%$. Гамма-чувствительность рассчитывалась как число событий с зарядом, превышающим порог регистрации, нормированное на 1 млн γ -квантов, пересекающих объем сцинтиллятора, и составила $k = 1.42 \times 10^{-4}$ [7]. Повышение порога регистрации до уровня среднего значения нейтронного пика (порядка 50% электронной эффективности к нейтронам) позволяет снизить γ -чувствительность только до значения $k = 2.4 \times 10^{-5}$.

5.2 Гетерогенный сцинтиллятор

При исследовании гетерогенного сцинтиллятора использовался только метод селекции на постоянном пороге [7]. Здесь электронная эффективность детектора при концентрации стекла 25% также составляла примерно 98%, а полная эффективность по отношению к монолитному стеклу равна 0.53. При этом величина γ -чувствительности оказалась равной $k = 1.6 \times 10^{-6}$. Повышение порога регистрации до уровня среднего значения нейтронного пика (порядка 50% электронной эффективности к нейтронам) позволяет снизить γ -чувствительность до значения $k = 2.7 \times 10^{-7}$. Потеря полной эффективности к нейтронам в этом случае есть следствие уменьшения в 4 раза объема стекла в сцинтилляторе. Компенсировать

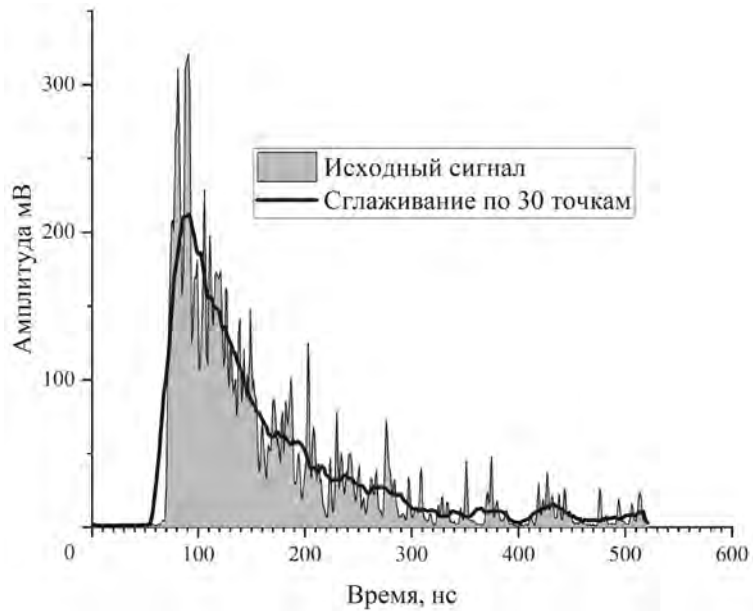


Рис. 2. Исходный и сглаженный по 30 точкам сигналы от γ -квантов.

такую потерю можно увеличением толщины сцинтиллятора.

6. СЕЛЕКЦИЯ ПО ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА

Следующий способ разделения импульсов от нейтронов и γ -квантов — это предложенный в работе [10] метод, при котором измеряется время превышения амплитуды импульса над постоянным порогом. Измеряемый параметр TOT определяется как интервал времени, в течение которого обнаруженный импульс превышает установленный порог. В работе [11] был предложен вариант развития метода TOT. В этом варианте параметр CF-TOT определяется как интервал времени превышения порога, который составляет фиксированную долю амплитуды импульса. По определению, CF-TOT не зависит от амплитуды, а определяется только формой сигнала. В нашей работе выполнялось определение длительности на пороге, равном половине высоты импульса.

Запись сигналов дигитайзером велась без всякой предварительной аналоговой обработки сигналов. Форма импульса, зарегистрированная дигитайзером, определяется характером высвечивания сцинтиллятора и представляет собой набор отдельных пиков, соответствующих вспышкам отдельных чувствительных центров (рис. 2). Для сигнала такой формы

определение длительности не может быть выполнено с хорошей точностью. Поэтому предварительно проводилась процедура сглаживания импульса перед обработкой. Для сглаживания использовался алгоритм 30-точечного скользящего среднего. Число точек для усреднения определялось из требования монотонности заднего фронта в средней части импульса.

В этом методе коэффициент качества разделения сигналов, $f = (t_y - t_n) / (\delta_y + \delta_n) = 0.18$ (см. определение обозначений на рис. 3). В соответствии с рисунком селекция нейтронов в этом случае возможна при регистрации импульсов ниже установленного порога. При высоком пороге регистрации, когда электронная эффективность к нейтронам составляет примерно 98%, γ -чувствительность высока и составляет $k = 0.9$. Если снизить порог до уровня регистрации нейтронов 50%, γ -чувствительность падает до уровня $k = 0.18$. Очевидно, что эффективное n/γ -разделение сигналов таким методом в нашем случае невозможно.

7. РАЗДЕЛЕНИЕ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ЗАРЯДА

Разделение по форме импульсов также может проводиться методом интегрирования заряда. Аналоговые электронные системы n/γ -разделения сигналов, использованные на протяжении нескольких десятилетий, имеют ограничение

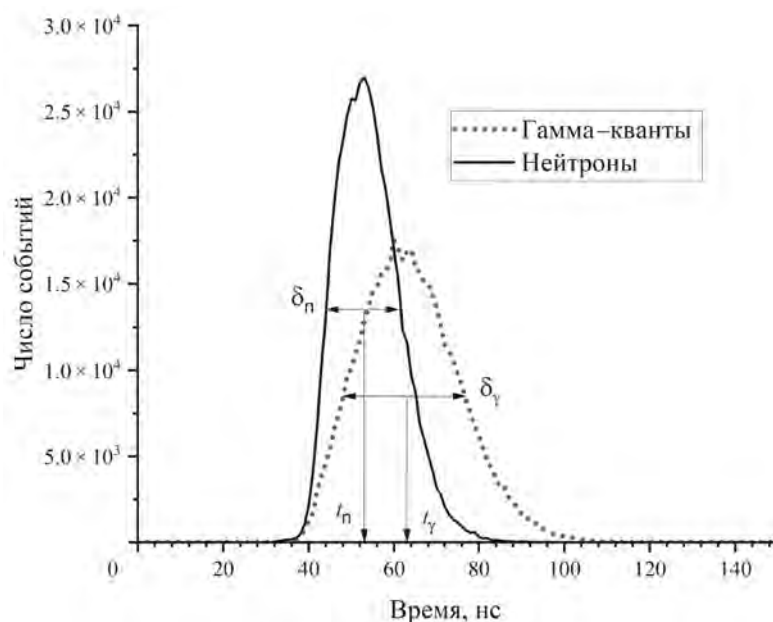


Рис. 3. Распределение сигналов от нейтронов и γ -квантов по ширине на половине высоты импульса.

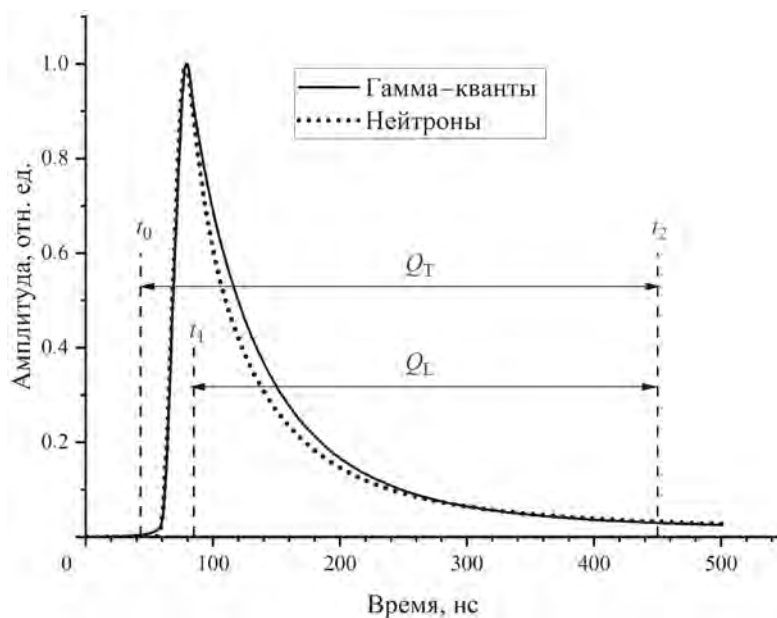


Рис. 4. Усредненные сигналы для нейтронов и γ -квантов. При усреднении использовалось по 500 тысяч импульсов в каждом случае. Сигналы нормированы и совмещены по оси абсцисс в точках максимальной амплитуды.

по скорости счета до $f \leq 200$ кГц [12]. Они могут считать только количество событий, классифицированных как нейтроны или γ -кванты “на лету”. После окончания измерений постобработка сигналов невозможна. Здесь мы используем технологию цифровой обработки импульсов, зарегистрированных с помощью дигитайзера.

Чтобы установить характер различия формы сигналов от нейтронов и γ -квантов, предварительно были построены средние импульсы

событий. Для этого для каждого случаев суммировались по 500 тыс. оцифрованных импульсов. Полученные средние импульсы нормировались на 1 в точке максимума сигнала. Результат показан на рис. 4.

Мы проводили n/γ -разделение сигналов, используя метод сравнения заряда [13]. В этом методе в качестве параметра, характеризующего форму импульса, используется отношение, обозначенное как $PSP = (Q_T - Q_L) / Q_T$. Здесь Q_T представляет собой интегрированный

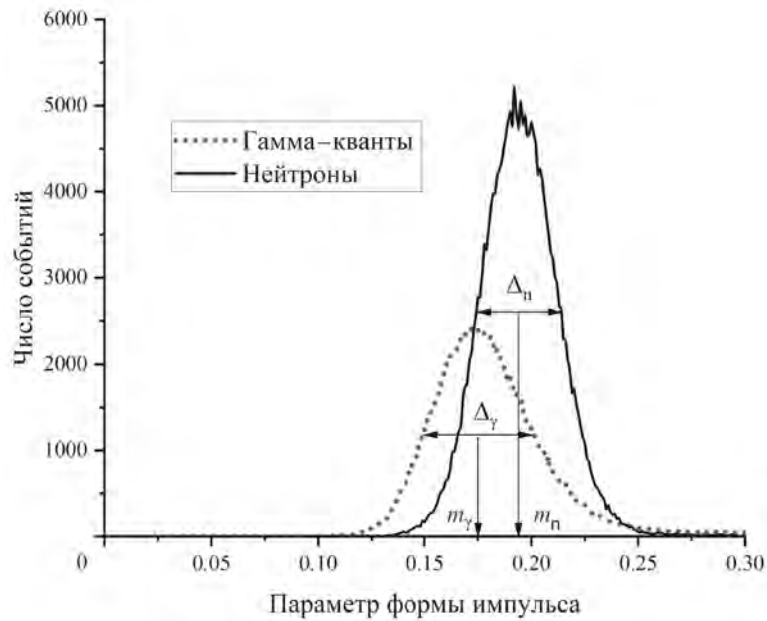


Рис. 5. Распределения импульсов по значению параметра PSP для нейтронов и γ -квантов.

Таблица 1. Гамма-чувствительность детектора при различных значениях электронной эффективности к нейтронам. Гомогенный сцинтиллятор

Электронная эффективность к нейтронам	97.7%	~50%
Регистрация на постоянном пороге	1.4×10^{-4}	2.4×10^{-5}
Селекция по длительности	0.9	0.18
Селекция по форме импульса	0.94	0.3

Таблица 2. Гамма-чувствительность детектора при различных значениях электронной эффективности к нейтронам. Гетерогенный сцинтиллятор

Электронная эффективность к нейтронам	97.7%	~50%
Регистрация на постоянном пороге	1.6×10^{-6}	2.7×10^{-7}

полный заряд сигнала в области (t_0, t_2) а Q_L – интегрированный заряд с определенной начальной точки до конца сигнала в области (t_1, t_2) (см. рис. 4). Координаты точек начала интегрирования и конца сигнала (t_1, t_2) выбирались так, чтобы обеспечить максимальное значение параметра формы импульса (PSP).

Полученные распределения количества импульсов по значению параметра PSP представлены на рис. 5. Для этого метода коэффициент качества разделения сигналов

$$f = (m_n - m_\gamma) / (\Delta_\gamma + \Delta_n) = 0.22$$

(см. рис. 5). Здесь при регистрации нейтронов учитываются импульсы, превышающие

установленный порог. Если порог регистрации, установлен так, чтобы электронная эффективность к нейтронам была равна примерно 98%, величина γ -чувствительности составит $k = 0.94$. При электронной эффективности к нейтронам на уровне 50% получаем $k = 0.3$. Почти полное перекрытие распределений на рис. 5 для наших условий не дает возможности осуществить подавление сигналов от γ -квантов без значительного снижения эффективности детектора к нейтронам.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено сравнительное исследование качества разделения сигналов, соответствующих нейтронам и γ -квантам от детекторов, построенных на монолитном и гетерогенном

сцинтилляторах. Детекторы были построены на одном специализированном стеклянном сцинтилляторе для регистрации нейтронов (NE 912). Проводилось сравнение уровней γ -чувствительности, которые могут быть достигнуты с помощью различных методов селекции сигналов. Значения γ -чувствительности детектора для различных методов селекции при двух значениях эффективности к нейтронам приведены в табл. 1 и 2.

Таким образом, можно заключить, что при разработке специализированных детекторов нейтронов на гетерогенном сцинтилляторе можно добиться качества п/ γ -разделения сигналов выше, чем с монолитным стеклом. При этом можно снизить требования к детекторной электронике, что может быть важно для экспериментов, где присутствует большое количество каналов регистрации нейтронов. Кроме того, для изготовления такого детектора нет необходимости использовать стеклянный сцинтиллятор, обладающий специальными свойствами п/ γ -разделения по форме импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бокучава Г.Д., Круглов А.А., Папушкин И.В., Журавлев В.В., Петухова Т.Б., Мурашкевич С.М., Трунтова Л.А., Зернин Н.Д. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2022. № 5. С. 3.
<https://doi.org/10.31857/S1028096022050077>
2. Ianakiev K.D., Hehlen M.P., Swinhoe M.T., Favalli A., Iliev M.L., Lin T.C., Bennett B.L., Barker M.T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2015. V. 784. P. 189.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.073>
3. Rich G.C., Kazkaz K., Martinez H.P., Gushue T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2015. V. 794. P. 15.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.004>
4. Mayer M.F., Nattress J., Trivelpiece C., Jovanovic I. // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A. 2015. V. 784. P. 168.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09.023>
5. Cerny J., Dolezal Z., Ivanov M.P., Kuzmin E.S., Svejda J., Wilhelm I. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2004. V. 527 P. 512.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.03.179>
6. Wang C.L., Riedel R.A. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 013301.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4939821>
7. Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А. // ПТЭ. 2022. № 4. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222040231>
8. Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малышев В.Л. // ПТЭ. 2021. № 2. С. 25.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221010316>
9. Geant4. A Simulation Toolkit.
<https://geant4.web.cern.ch/support/download>
10. Kipnis I., Collins T., Dewitt J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Scie. 1997.V. 44. № 3. P. 289.
<https://doi.org/10.1109/23.603658>
11. Roy A., Vartsky D., Mor I., Cohen E.O., Yehuda-Zada Y., Beck A., Arazl L. // J. Instrumentation. 2022. V. 17. P. 05028.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/05/P05028>
12. Kaschuck Y., Esposito B. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2005. V. 551. P. 420.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.071>
13. Adams J.M., White G. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1978. V. 156. P. 459.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90746-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90746-2)

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

© 2024 г. Е. И. Пинженин^{а,*}, В. В. Максимов^{а,**}

^аИнститут ядерной физики им. Г. И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

*e-mail: e.i.pinzhenin@inp.nsk.su

**e-mail: v.v.maximov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 31.05.2023 г.

После доработки 13.09.2023 г.

Принята к публикации 22.12.2023 г.

Описан диагностический комплекс, созданный на основе газодинамической ловушки (ГДЛ), для регистрации продуктов синтеза ядер дейтерия, а также рентгеновских и гамма-квантов, возникающих в результате взаимодействия перегретых электронов с элементами конструкции и в результате захвата нейтронов ядрами окружающих материалов. В его состав входят следующие три подсистемы. Первая подсистема создана для регистрации продольного профиля интенсивности dd-реакции. Она построена на основе диодов, которые чувствительны к протонам с энергией 3.02 МэВ, и предусилителей, способных работать с диодами большой площади, смонтированными в специально разработанные детекторные модули. Детекторы расположены внутри вакуумной камеры ГДЛ, они работают в режиме счета отдельных частиц, что позволяет вести абсолютные измерения потока продуктов реакции с временным разрешением около 100 мкс. Такие детекторы были разработаны с учетом опыта эксплуатации на ГДЛ детектора протонов с энергией 3.02 МэВ на основе экспериментального диода. Вторая подсистема – ранее разработанные детекторы на основе пластикового сцинтиллятора СПМ-5 и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Они работают в токовом режиме и предназначены для измерения интенсивности генерации нейтронов с временным разрешением до 25 мкс. В экспериментах с дополнительным нагревом эти детекторы стали использоваться (совместно с протонными детекторами) для определения вклада гамма-квантов и жесткого рентгеновского излучения. Третья подсистема – недавно разработанный спектрометр нейтронов и гамма-квантов на основе стильбенового сцинтиллятора и ФЭУ, он впервые применен в эксперименте с дейтериевой плазмой на ГДЛ. Детектор позволяет разделять частицы различных сортов, в том числе в режимах работы установки, в которых происходит генерация перегретых электронов.

DOI: 10.31857/S0032816224020078 EDN: QTDNBD

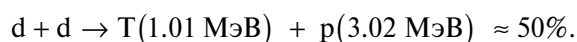
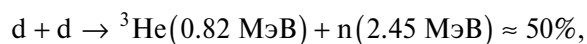
1. ВВЕДЕНИЕ

Диагностика продуктов термоядерной реакции является важным экспериментальным инструментом, используемым в научной программе по исследованию газодинамической ловушки (ГДЛ) [1]. Установка работает в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера. Ионы плазмы в ГДЛ можно условно разделить на две компоненты: теплые и быстрые ионы. Теплые ионы имеют плотность порядка 10^{13} см⁻³ и относительно

невысокую температуру (порядка 100 эВ). Эта компонента имеет функцию распределения, близкую к максвелловской, и удерживается в газодинамическом режиме. Особенностью экспериментов на ГДЛ является использование системы атомарной инжекции с мощностью около 5 МВт и длительностью 5 мс. В результате процессов захвата инжектируемых пучков в плазме возникает популяция быстрых ионов со средней энергией около 10 кэВ и максимальной энергией,

соответствующей энергии инжекции 22–25 кэВ. Частоты их кулоновских столкновений оказываются малы по сравнению со временем продольного движения между пробками. В результате быстрые ионы удерживаются, как в классическом пробкотроне, и имеют сильнонеравновесную функцию распределения. Эти ионы имеют относительно узкое распределение по питч-углам, поэтому профиль их плотности вдоль оси установки имеет яркий пик вблизи области останковки. Анизотропия функции распределения быстрых ионов является причиной развития микронеустойчивостей, которые могут приводить к перестроению функции распределения быстрых частиц и, соответственно, к потерям.

В экспериментах с инжекцией дейтерия в системе идут следующие реакции синтеза:



Обе ветви реакции имеют практически одинаковое сечение в интересном для экспериментов на ГДЛ интервале энергий до 100 кэВ. Нейтронный выход (он соответствует половине всех реакций в системе) можно измерять по регистрации потоков любых из приведенных частиц, однако наиболее удобно использовать нейтроны с энергией 2.45 МэВ и протоны с энергией 3.02 МэВ. Динамика абсолютного выхода реакции синтеза и его пространственное распределение позволяют делать выводы о функции распределения быстрых ионов. Эти данные дополняют информацию, получаемую при анализе энергий атомов перезарядки, а также диамагнитных, болометрических и спектроскопических измерений на ГДЛ. При этом следует учитывать, что реакции синтеза происходят не только при парных столкновениях быстрых ионов, но и при столкновении быстрых ионов с теплыми ионами, если обе компоненты дейтериевые. Помимо этого, пространственные распределения нейтронного выхода на ГДЛ прямо моделируют таковые для установок следующего поколения, например, газодинамической многопробочной ловушки (ГДМЛ) [2] или генератора нейтронов с энергией 14 МэВ на основе открытой ловушки с инжекцией дейтерия и трития [3].

Измерение пространственного профиля интенсивности реакции синтеза непосредственно по регистрации самих нейтронов осложняется рядом обстоятельств. Во-первых, для выделения

узкой пространственной области наблюдения необходимо использовать массивные коллимационные системы. Значительное отражение нейтронов от элементов установки (вакуумной камеры, катушек магнитного поля) приводит к ухудшению пространственного разрешения диагностики. Во-вторых, сцинтилляторы, которые используются в детекторах, чувствительны к гамма-квантам, возникающим при захвате термализованных нейтронов, и к дополнительному тормозному излучению от горячих электронов, возникающих в некоторых режимах работы установки. В-третьих, при регистрации в режиме счета отдельных частиц протоны отдачи имеют энергетический спектр, простирающийся от нулевой энергии до энергии исходных нейтронов, в результате возникает ошибка при учете импульсов с малой амплитудой. Эти и другие факторы приводят к необходимости принятия дополнительных мер по калибровке детекторов, связанных, в том числе, с численным моделированием.

Измерение профиля нейтронного выхода по регистрации протонов с энергией 3.02 МэВ является более привлекательной альтернативой. Возможность работы детекторов в режиме счета отдельных протонов позволяет измерять абсолютные значения потока продуктов реакции, а значит, и делать вывод обо всех реакциях синтеза дейтерия в системе. Временное разрешение в этом случае будет определяться скоростью счета импульсов. Дополнительным преимуществом является то, что поток протонов может быть легко коллимирован. Наиболее серьезные ограничения этого метода заключаются в том, что траектория вылета протона искривляется магнитным полем. На ГДЛ вблизи области останковки ларморовский радиус протона с энергией 3.02 МэВ составляет примерно 25 см для поля 0.7 Тл при движении поперек магнитного поля, что позволяет регистрировать протоны детекторами, расположенными вблизи плазмы.

На ГДЛ для измерения интенсивности реакций ядерного синтеза создана комплексная система, в состав которой входят следующие элементы.

Набор детекторов термоядерных протонов предназначен для измерения продольного профиля интенсивности термоядерной реакции на основе диодов с тонким мертвым слоем, которые работают в режиме счета отдельных частиц.

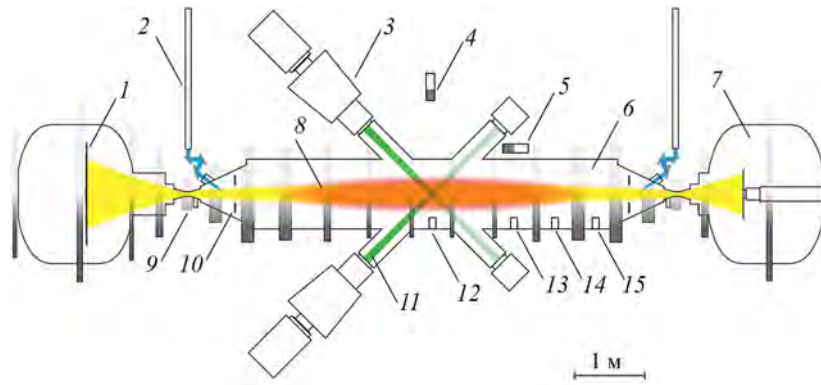


Рис. 1. Установка газодинамическая ловушка: 1 – приемник плазмы, 2 – волноводы системы СВЧ-нагрева плазмы, 3 – инжекторы нейтральных атомов, 4 – спектрометр нейтронов и гамма-квантов на основе стильбена, 5 – детектор на основе сцинтиллятора и ФЭУ, 6 – центральная ячейка ГДЛ, 7 – расширительный бак, 8 – быстрые ионы, 9 – катушка магнитной пробки, 10 – лимитер, 11 – пучки атомов дейтерия, 12–15 – детекторы термоядерных протонов на основе диодов.

При необходимости перед диодами устанавливаются пластинчатые коллиматоры. Расположение детекторов внутри вакуумной камеры ГДЛ схематично показано на рис. 1. Регистрация заряженных продуктов реакции синтеза (в дополнение к нейтронной регистрации) развивается на ГДЛ несколько лет, она стала основным инструментом для исследования пространственных распределений эмиссии продуктов термоядерной реакции. Отметим, что регистрация продольного профиля в ранних экспериментах сопровождалась перестановкой детектора и была связана с разгерметизацией установки, что требовало большого количества экспериментальных выстрелов [4, 5]. Затем регистрация протонов была отработана с использованием одиночного детектора протонов с энергией 3.02 МэВ на основе экспериментального диода площадью 0.5 см^2 [6, 7]. В настоящей работе представлена впервые созданная многоканальная система, способная регистрировать пространственный профиль интенсивности реакции синтеза в каждом выстреле с временным разрешением около 100 мкс.

Детекторы на основе органического сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) обеспечивают измерение потока продуктов реакции синтеза с временным разрешением около 25 мкс [6, 7]. Такие детекторы расположены снаружи вакуумной камеры вблизи точек остановки, они работают в потоковом режиме, чувствительны к нейтронам, сопутствующим гамма-квантам, возникающим вследствие захвата термализованных нейтронов. После начала экспериментов с дополнительным СВЧ-нагревом на датчиках

стал наблюдаться дополнительный сигнал, связанный с регистрацией перегретых электронов. Совместная работа сцинтилляционных детекторов с детекторами протонов с энергией 3.02 МэВ позволяет отделять вклад в сигнал рентгеновского излучения.

Спектрометр нейтронов и гамма-квантов на основе стильбенового сцинтиллятора и ФЭУ был совместно разработан в ИЯФ СО РАН и ТРИНИТИ [8] для спектрометрии нейтронов в экспериментах с дейтериевой и дейтерий-триетиевой плазмой. Такой детектор впервые применен на ГДЛ в плазменном эксперименте с инъекцией дейтерия.

Следующие разделы настоящей работы посвящены описанию каждой из подсистем.

2. ДЕТЕКТОРЫ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ПРОТОНОВ НА ОСНОВЕ ДИОДОВ

В ранних экспериментах на ГДЛ при регистрации термоядерных протонов приемным элементом являлась тонкая полоса сцинтиллятора, сопряженная с ФЭУ. Такой вариант детектора успешно работал, но нуждался в дополнительных экспериментах для вычитания сопутствующих сигналов нейтронов и гамма-квантов [4, 5].

Применение полупроводниковых PIN-диодов (между областями электронной (n) и дырочной (p) проводимостей находится собственный (нелегированный) полупроводник (i -область)) для прямой регистрации частиц оказалось более удобным. Для успешной работы такие диоды должны иметь тонкий поверхностный слой,



Рис. 2. Детекторный модуль, подготовленный для установки на ГДЛ.

широкую переходную область, низкий ток утечки и необходимую по условиям эксперимента площадь. На диод подается запирающее напряжение. Заряженные частицы (или фотоны) через поверхностный слой попадают в область $p-n$ -перехода диода и при торможении вызывают появление электрон-дырочных пар, количество которых пропорционально энергии частицы. Появившиеся носители заряда вызывают ток, преобразуемый зарядочувствительным предусилителем в импульс напряжения. На ГДЛ ранее уже использовались экспериментальные диоды, разработанные в Институте физики полупроводников СО РАН, имеющие площадь чувствительной поверхности 0.5 и 3 см² [6, 7]. Новые детекторные модули построены на основе серийно выпускаемых диодов (Д1, Д4.5), разработанных компанией ООО «СНИИП-плюс» [9], площадью 1 и 4.5 см². Данные диоды имеют тонкий поверхностный слой (400 нм) и толщину чувствительной области более 100 мкм.

При разработке детекторных модулей использовался ранее опробованный на ГДЛ подход к проектированию таких датчиков, который заключается в следующем. Диод расположен как можно ближе к плазме и защищен алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм от оптического излучения, низкоэнергетических продуктов реакции

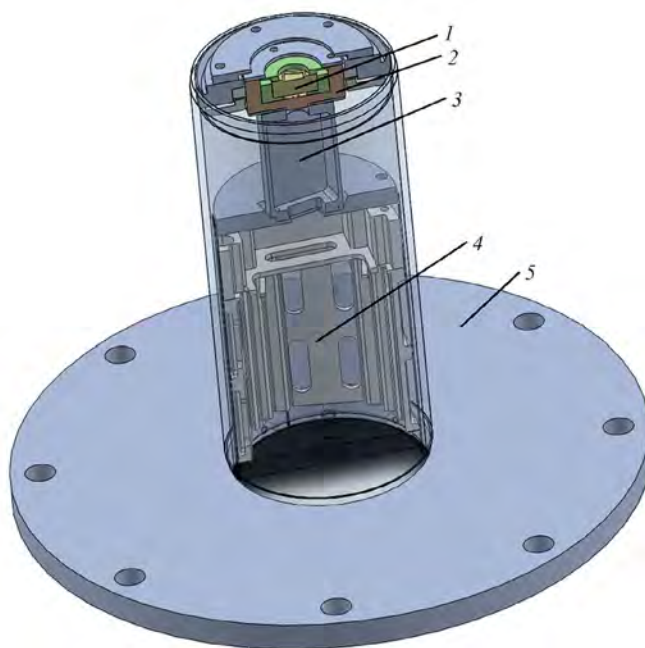


Рис. 3. Трехмерная модель детекторного модуля: 1 – диод с площадью чувствительной поверхности 1 см², 2 – деталь, которая разделяет вакуум и атмосферу, 3 – место расположения предусилителя, 4 – кожух, в который устанавливается блок аккумуляторов для питания предусилителя (управляется по оптическому каналу), 5 – стандартный вакуумный фланец ГДЛ.

синтеза дейтерия (³He, T) и атомов, покидающих плазму. Быстрый широкополосный предусилитель расположен близко к детектору для уменьшения электромагнитных помех и минимизации емкости соединительного кабеля [7].

Предусилитель с диодом заранее устанавливается в специально разработанный детекторный модуль, фотография которого приведена на рис. 2, а дизайн – на рис. 3. Диод 1 расположен со стороны плазмы в герметичном корпусе 2, который разделяет вакуум и атмосферу, а предусилитель 3 расположен с другой стороны стенки, что позволяет избежать проблем с перегревом электронных компонентов. Выводы диода подсоединяются через герметизированные отверстия. Детекторный модуль может быть протестирован и отлажен до установки в вакуумный объем.

Далее детекторный модуль устанавливается на крышку специального фланца, которая подсоединяется к ГДЛ (рис. 3) и обеспечивает размещение диода вблизи поверхности плазмы. Питание предусилителя обеспечивается аккумуляторным блоком, что улучшает его

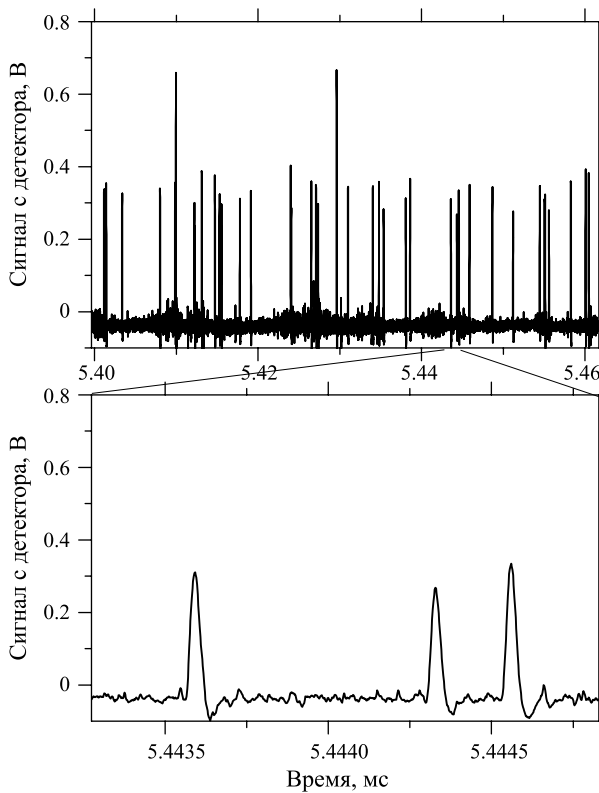


Рис. 4. Пример фрагмента осциллограммы, полученной с детектора на основе диода площадью 1 см^2 .

защищенность от помех. Включение блоков питания может осуществляться по оптическому каналу связи системой управления ГДЛ на время, необходимое для измерений в эксперименте.

В детекторных модулях используется специально разработанный широкополосный малошумящий предусилитель, который позволяет работать с диодами большой площади (и емкости) [10]. Такие предусилители были протестированы при работе с диодами площадью от 1 см^2 до 4.5 см^2 в экспериментах по регистрации альфа-частиц с энергией 5 МэВ от радиоизотопного источника ^{239}Pu . Длительность импульса от отдельной альфа-частицы (и термоядерного протона) составляет 40 нс, отношение сигнал/шум – порядка 20. Регистрация ведется аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с разрешением 12 бит и частотой дискретизации 500 МГц [11] в осциллографическом режиме без предварительной обработки.

На рис. 4 приведены фрагменты осциллограммы (для разных временных масштабов), на которой видны пики от протонов с энергией 3 МэВ, зарегистрированные в плазменном эксперименте на ГДЛ. Длительность записи составляет

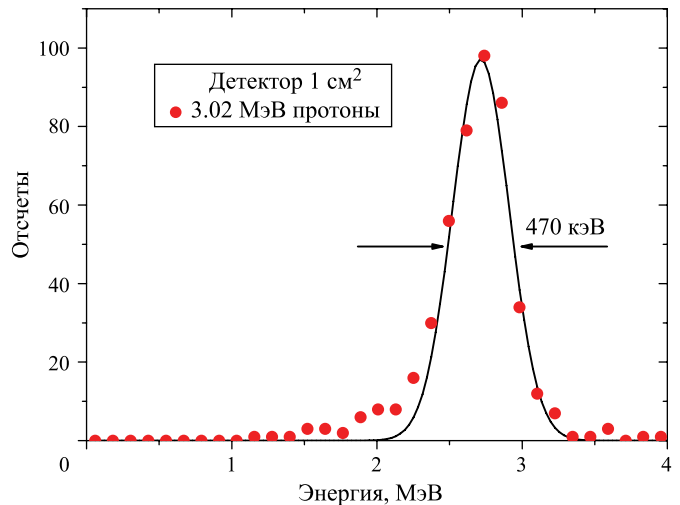


Рис. 5. Энергетическое разрешение детектора при регистрации протонов с энергией 3 МэВ (замедленных в алюминиевой фольге толщиной 10 мкм). Приведены данные для диода с площадью чувствительной поверхности 1 см^2 .

10.2 мс, что позволяет зарегистрировать весь плазменный эксперимент. Осциллограммы считываются из архива средствами пакета программ и библиотек ROOT [12]. Программная обработка позволяет считать частицы даже в случае наложения импульсов, если оно не превышает 10%, и исключать ошибки, связанные с мощными электромагнитными всплесками.

На рис. 5 приведено энергетическое разрешение одного из детекторов с площадью чувствительной поверхности 1 см^2 . Оно составляет около 470 кэВ при регистрации протонов с энергией 2.77 МэВ (энергия, до которой ослабевают протоны с энергией 3 МэВ после прохождения алюминиевой фольги толщиной 10 мкм). Такого разрешения достаточно для пересчета пиков, отделения их от шумов и проведения измерения потока продуктов реакции синтеза. Сравнение с регистрацией альфа-частиц подтверждает практически полное поглощение энергии протонов в чувствительной области диода.

Построение временной эволюции выхода реакции синтеза J (J – количество нейтронов (или протонов) продуктов реакций синтеза в единицу времени, возникающее на единице длины плазменного столба установки) на ГДЛ (рис. 6) проводится путем суммирования частиц по интервалам, которые определяют временное разрешение при условии достаточно большого количества частиц. При максимальной скорости счета $2.5 \cdot 10^6$ событий в секунду (вероятность наложения

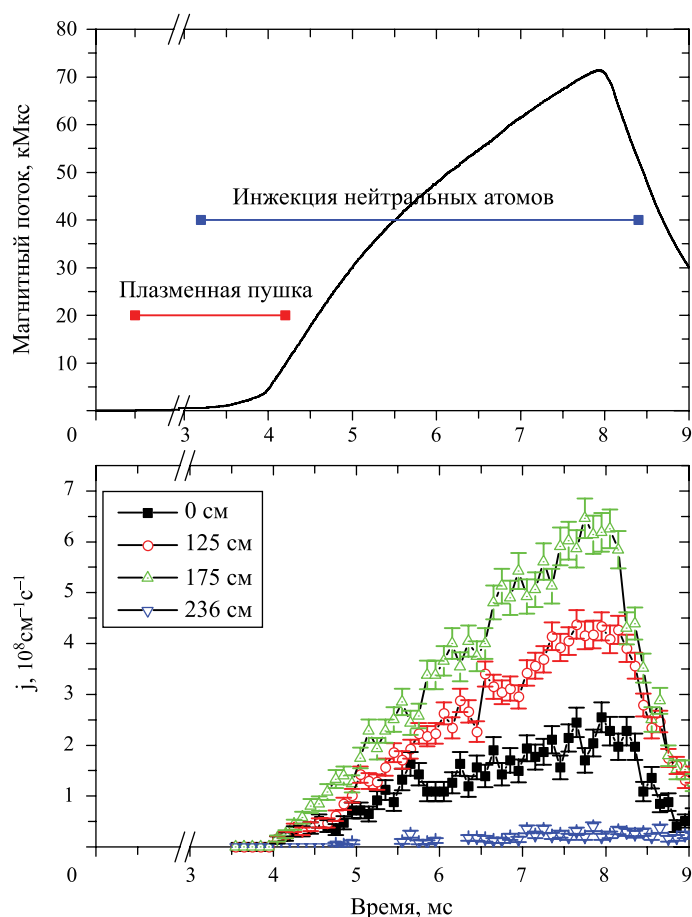


Рис. 6. Временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы (верхний график). Дополнительно приведен сигнал с диамагнитной петли, расположенной вблизи точки остановки быстрых частиц. Временная эволюция потока термоядерных протонов, измеренных в эксперименте на ГДЛ (нижний график). Приведены данные с четырех датчиков, расположенных вдоль установки. Временное разрешение составляет 100 мкс.

событий 10%) временное разрешение составляет 100 мкс. Дополнительно на рис. 6 приведены временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы и сигнал с диамагнитной петли, расположенной вблизи точки остановки быстрых частиц. Этот сигнал равен вытесненному плазмой магнитному потоку и пропорционален энергии, запасенной в быстрых ионах плазмы. Приведенный сигнал характерен для плазменных экспериментов на ГДЛ без магнитогидродинамических и микроустойчивостей. Отметим, что под временным разрешением имеются в виду характерные времена плазменных процессов, которые могут быть исследованы с помощью настоящей диагностики. Поэтому временное разрешение фактически соответствует времени набора статистики, необходимому, чтобы измерить поток продуктов с необходимой точностью. Для экспериментов на ГДЛ обычно измеряются значения выхода термоядерной реакции

из соответствующих областей плазмы с точностью 10%, что соответствует времени набора статистики 100 мкс.

Количество частиц, попадающих на диод, зависит от места расположения детектора, его площади и степени коллимации. Вблизи области остановки детали детектора не должны располагаться ближе 24 см от оси установки, чтобы избежать потерь быстрых ионов. Выбор параметров детекторов и их расстановка проводятся по результатам моделирования кодом DOL [13]. Продольный профиль J , измеренный детекторами протонов для стандартной магнитной конфигурации ГДЛ, представлен на рис. 7, расчетная кривая нормирована на измеренные значения (минимизировано среднеквадратичное отклонение расчетных и экспериментальных данных), поскольку код DOL является одномерным и не учитывает радиальные распределения параметров плазмы.

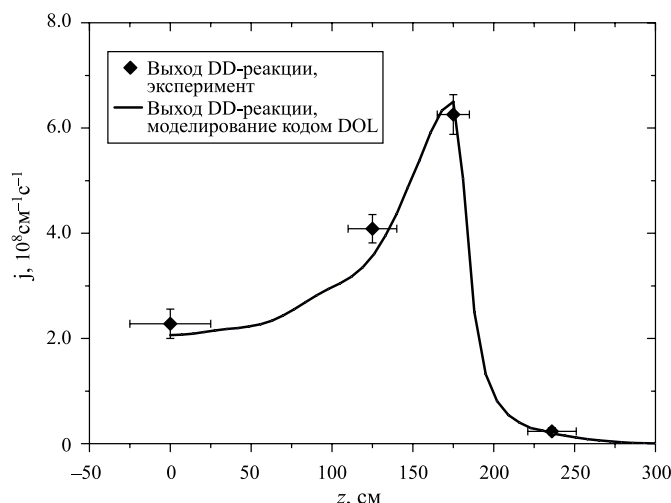


Рис. 7. Продольные профили выхода реакции синтеза дейтерия (одна ветвь), полученные в результате моделирования (сплошная линия) и экспериментальных измерений (точки).

Таким образом, диагностика термоядерных протонов на основе диодов позволяет измерять абсолютные значения выхода реакции синтеза J на ГДЛ и изучать его пространственные распределения с временным разрешением около 100 мкс.

3. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Другим средством мониторинга dd-активности на ГДЛ являются детекторы на основе органического сцинтиллятора и ФЭУ. Такие детекторы успешно применялись в экспериментах на ГДЛ ранее [7], и в рамках настоящей работы их модернизация не проводилась. В статье [6] детекторы применялись совместно с протонными детекторами на основе экспериментальных PIN-диодов. В настоящей работе более подробно обсуждается вклад в сигнал рентгеновского излучения, возникающего при дополнительном нагреве в экспериментах на ГДЛ.

Детекторы расположены за пределами вакуумной камеры ГДЛ на расстоянии 0.6 м от оси плазмы и на расстоянии 1.2 м от экваториальной плоскости (соответствующий детектор обозначен цифрой 5 на рис. 1). В детекторе применяется сцинтиллятор СПМ-5 (время высвечивания сцинтиллятора составляет 5 нс, диаметр сцинтиллятора — 25 мм, длина 100 мм), сопряженный с ФЭУ Hamamatsu R2490-05 (в составе модуля

с делителем Hamamatsu H2611). ФЭУ изготовлен по сеточной технологии (fine mesh), что позволяет ему работать в магнитных полях до 1 Тл без дополнительной магнитной защиты, если угол между осью симметрии ФЭУ и вектором магнитной индукции в месте его расположения не превышает 30°.

Тем не менее для таких ФЭУ наблюдается изменение чувствительности в зависимости от ориентации относительно силовых линий и напряженности магнитного поля. Для контроля влияния магнитного поля на коэффициент усиления ФЭУ применяется светодиод, встроенный в детектор. За время плазменного разряда чувствительность остается постоянной. Калибровка коэффициента усиления ФЭУ может применяться при изменении режима работы на ГДЛ для разных экспериментальных условий, которые связаны с изменением величины и профиля магнитного поля.

Сцинтилляционный детектор чувствителен как к нейтронам, так и к рентгеновским квантам и гамма-фону. Существует несколько источников квантов гамма- и рентгеновского диапазонов в плазменных экспериментах на ГДЛ. В экспериментах без дополнительного сверхвысокочастотного (СВЧ) нагрева это взаимодействие нейтронов с конструкционными материалами установки, оборудования, стен зала и т.д. и последующие ядерные реакции с испусканием гамма-излучения различных энергий. Суммарный сигнал от детектора (от нейтронов и гамма-квантов, возникших в результате $n-\gamma$ -реакций) пропорционален интенсивности реакции синтеза дейтерия. Регистрация ведется в потоковом режиме с помощью 12-битного АЦП с частотой дискретизации 1 мкс. Временное разрешение диагностики связано с флуктуациями сигнала, для ГДЛ оно составляет примерно 25 мкс.

Источником рентгеновских квантов, которые регистрируются сцинтилляционным детектором, является тормозное излучение, возникающее в экспериментах с дополнительным СВЧ-нагревом плазмы, как результат потери перегретых электронов на лимитерах и торцевых поглотителях плазмы. Энергия рентгеновского излучения, попадающая на сцинтилляционный детектор снизу, ограничена прозрачностью стенок вакуумной камеры ГДЛ (100 кэВ).

Для нормировки сигнала сцинтилляционного детектора используются данные детектора

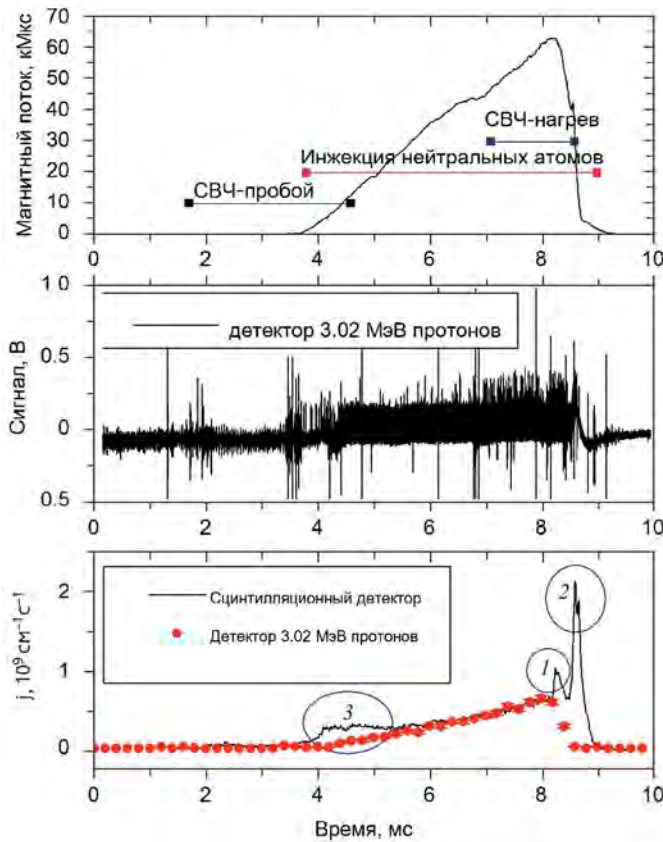


Рис. 8. Временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы (верхний график). Дополнительно приведен сигнал диамагнитной петли, расположенной вблизи точки остановки быстрых частиц. Сигнал детектора термоядерных протонов (средний график). Выход реакции синтеза на единицу длины установки, измеренный протонным детектором и сцинтилляционным детектором в эксперименте со вспышкой рентгеновского излучения (нижний график). Цифрами обозначены вспышки рентгеновского излучения при СВЧ-нагреве плазмы (1, 2) и СВЧ-пробое газа (3).

термоядерных протонов, установленного на расстоянии 175 см от экваториальной плоскости ГДЛ (область максимальной интенсивности dd -реакции). Соответствующий детектор обозначен числом 14 на рис. 1. На рис. 8 приведена временная диаграмма работы системы создания и нагрева плазмы в эксперименте с СВЧ-пробоем газа на ГДЛ; приведены данные со сцинтилляционного детектора, работающего в потоковом режиме. Дополнительно приведены данные с детектора термоядерных протонов, работающего в счетном режиме. Ошибка в измерении нейтронного потока сцинтилляционным детектором составляет 7% (определяется отношением сигнал/шум). Точность измерения потока частиц детектором термоядерных протонов определяется статистическим разбросом при работе

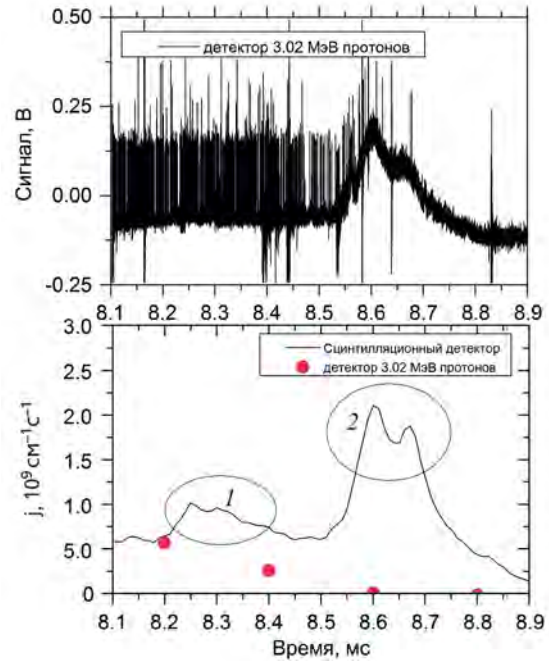


Рис. 9. Сигнал протонного детектора во временном интервале от 8.1 до 8.9 мс в момент вспышки рентгеновского излучения (верхний график). Сигнал сцинтилляционного детектора (нижний график). Точками показан измеренный по количеству протонов выход реакции синтеза. Цифрами 1 и 2 обозначены вспышки рентгеновского излучения, зарегистрированные сцинтилляционным датчиком.

в режиме счета отдельных частиц, она составляет 8% при временном разрешении 200 мкс (для приведенных данных). Отметим, что на начальной стадии плазменного разряда различие между каналами диагностики может достигать 100%, что может быть связано с потерей перегретых электронов, которые формируются при СВЧ-пробое газа. Тем не менее из приведенных данных получен коэффициент, позволяющий нормировать сигнал сцинтилляционного детектора на данные полупроводникового детектора и измерять им выход реакции синтеза (для данных экспериментальных условий и напряжения на ФЭУ). До развития неустойчивости сигнал сцинтилляционного детектора и данные, полученные из количества импульсов с датчика термоядерных протонов, хорошо совпадают.

В экспериментах с дополнительным СВЧ-нагревом поток, измеряемый детектором на основе диода, может отличаться от сигнала со сцинтилляционного детектора вплоть до нескольких сотен процентов (рис. 8). В данном случае в момент времени 8.55 мс развивается кинетическая неустойчивость, которая приводит к потере

перегретых электронов и образованию вспышки рентгеновского излучения (обозначено маркерами 1 и 2 на рис. 8). На рис. 9 показано плавное изменение сигнала на протонном датчике, которое повторяет форму сигнала сцинтилляционного детектора при рентгеновской вспышке. Отметим, что пики от отдельных термоядерных протонов даже в этих условиях хорошо определялись и были пересчитаны. Данные измеренного выхода реакции синтеза на фоне вспышки рентгеновского излучения на рис. 9 показаны точками.

Для определения вклада рентгеновского излучения в измерения сцинтилляционными детекторами интенсивности реакции синтеза на ГДЛ использовался спектрометр нейтронов и гамма-квантов на основе стильбенового сцинтиллятора, что обсуждается далее.

4. СПЕКТРОМЕТР НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СТИЛЬБЕНОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

В некоторых сцинтилляторах (стильбен, p-терфенил, NE213, BC501) форма световой вспышки различается для нейтронов, гамма-квантов и альфа-частиц. Это позволяет определить тип частицы по форме светового импульса в экспериментах по регистрации смешанного нейтронного и гамма-излучения.

Спектрометр нейтронов и гамма-квантов, применяемый на ГДЛ, состоит из стильбенового сцинтиллятора диаметром 30 мм и длиной 30 мм и фотоэлектронного умножителя PMT 9266B [14] с делителем напряжения. Высокое напряжение обеспечивается конвертером питания TRACO POWER THV 12-1000N. В состав прибора дополнительно входит быстрый предусилитель, АЦП (12 бит, 500 МГц) и программируемая логическая интегральная схема Altera Cyclone III (ПЛИС), которая обеспечивает предварительную обработку сигнала, в том числе идентификацию сорта частиц. Вся регистрирующая и питающая электроника смонтирована в цилиндрическом корпусе диаметром 70 мм и длиной 400 мм, который обеспечивает защиту от электромагнитных помех и паразитной засветки сцинтиллятора. Дополнительно в корпус встроен магнитный экран. Связь с компьютером осуществляется по протоколу Ethernet. Программное обеспечение для управления и сбора данных, в том числе

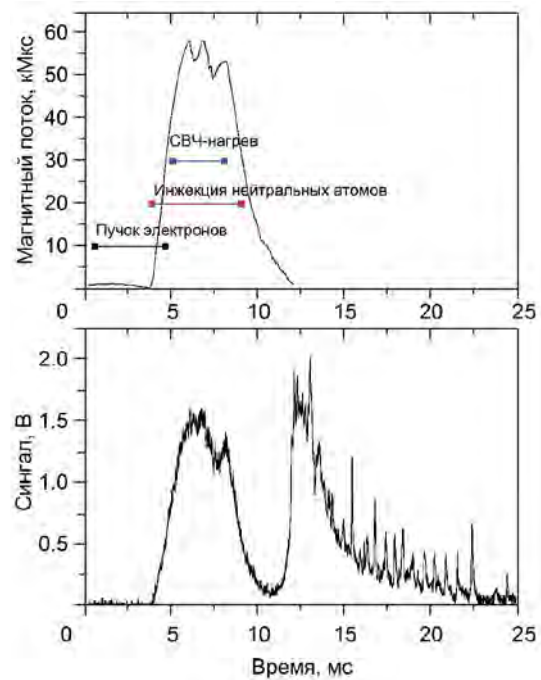


Рис. 10. Временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы (верхний график). Дополнительно приведен сигнал с диамагнитной петли. Сигнал со сцинтилляционного детектора (нижний график).

изменения напряжения на делителе с помощью цифро-аналогового преобразователя, реализовано с помощью LabView.

ПЛИС обеспечивает несколько режимов работы прибора, позволяющих регистрировать отдельные импульсы, проводить калибровки для определения параметров идентификации нейтронов и гамма-квантов и режима записи спектров. Прибор позволяет отдельно записывать спектры нейтронов и гамма-квантов. Информация об энергетической калибровке прибора с помощью радионуклидных источников гамма-квантов и ускорительных источников нейтронов с энергией 2.45 и 14.1 МэВ по алгоритму разделения нейтронов и гамма-квантов, по реализации алгоритма в конкретном приборе и по эффективности сепарации частиц различного сорта прибором приведена в статье [8].

На рис. 10 приведены временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы на ГДЛ и сигнал сцинтилляционного детектора интенсивности реакции синтеза, полученный в эксперименте, в котором мишенная плазма в установке создавалась электронным пучком. Подробное описание этого метода генерации плазмы на ГДЛ приведено в статье [15]. Главный

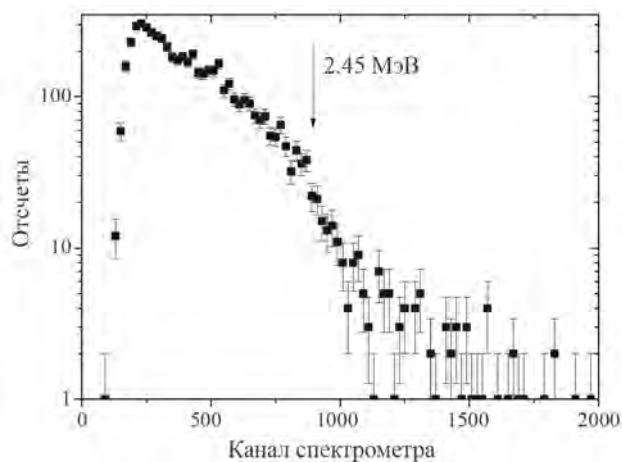


Рис. 11. Спектр протонов отдачи при регистрации нейтронов с энергией 2.45 МэВ на ГДЛ.

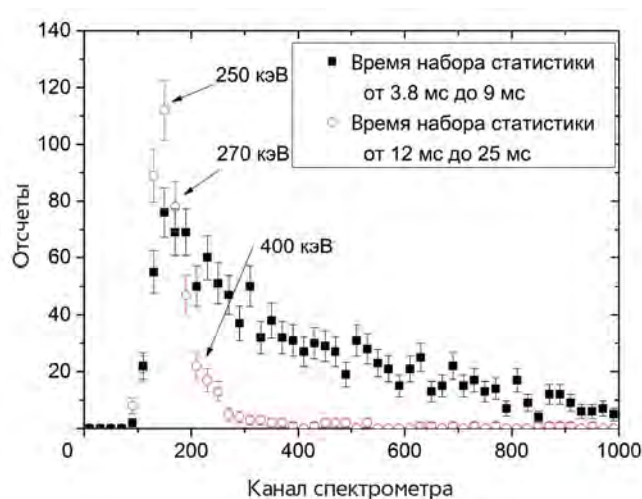


Рис. 12. Спектр комптоновских электронов, зарегистрированных в стильбеновом сцинтилляторе, в экспериментах по регистрации вспышек рентгеновского излучения на ГДЛ.

практический вывод состоит в том, что параметры плазмы, которая была создана электронным пучком, не имеют значительных отличий от таковых для других методов создания мишенной плазмы, разработанных на ГДЛ [15]. Основными этапами эксперимента в этом режиме были инжекция электронного пучка во временном интервале от 0.5 до 5 мс, ионизирующего газ и создающего начальную плазму; инжекция пучков нейтральных атомов в интервале от 3.8 до 9 мс, выполняющих основной нагрев плазмы; и работа системы дополнительного СВЧ-нагрева в интервале от 5 до 8 мс. В результате спектрометром на основе стильбена во временном интервале от 3.8 до 10 мс был зарегистрирован спектр протонов отдачи, который соответствует нейтронам

с энергией 2.45 МэВ, возникающим в плазме ГДЛ (рис. 11). В это же время в канале спектрометра, который регистрирует гамма-кванты, был зарегистрирован спектр комптоновских электронов (рис. 12). Этот спектр соответствует n - γ -реакциям и не содержит информации о плазме. Тем не менее γ -кванты, соответствующие зарегистрированному спектру, исчезают после выключения инжекторов, следовательно, их источником являются термоядерные нейтроны. Это является дополнительным свидетельством того, что сигнал детектора на основе органического сцинтиллятора и ФЭУ (описан в разд. 3) пропорционален интенсивности реакции синтеза, несмотря на то, что в зарегистрированный сцинтилляционным датчиком сигнал вносят вклад как нейтроны, так и гамма-излучение (в экспериментах СВЧ-нагревом и электронным пучком).

Во временном интервале от 12 до 25 мс в нейтронном канале спектрометра события отсутствуют, а в гамма-канале зарегистрирован спектр комптоновских электронов, приведенный на рис. 12. Стрелками указаны максимальные энергии рентгеновских (или гамма-) квантов, при регистрации которых в стильбеновом сцинтилляторе возникают комптоновские электроны соответствующих энергий. Таким образом, вспышка рентгена свидетельствует о наличии в плазме перегретых электронов с энергией до 500 кэВ.

5. ВЫВОДЫ

Датчики протонов с энергией 3 МэВ, созданные на основе серийных диодов производства ООО “Сниип-плюс” площадью 1 см², показали свою эффективность в плазменном эксперименте на ГДЛ и могут быть применены на других установках. Такие детекторы были разработаны на основе опыта создания и эксплуатации одиночного детектора термоядерных протонов на основе экспериментального диода, который ранее использовался на ГДЛ. Детекторы работают в счетном режиме и измеряют абсолютные значения выхода реакции синтеза. В рамках настоящей работы создана система регистрации продольного профиля выхода реакции ядерного синтеза на установке ГДЛ. В каждом датчике используются широкополосный предусилитель и АЦП, разработанные в ИЯФ СО РАН. Пространственное разрешение диагностики составляет 20 см, временное – 100 мкс. Максимальная

скорость счета отдельного детектора составляет $2.5 \cdot 10^6$ событий за секунду, что для диода площадью 1 см^2 обеспечивает вероятность наложения событий 10%.

В экспериментах на ГДЛ используется обзорный детектор потока продуктов реакции синтеза на основе сцинтиллятора и ФЭУ, который работает в потоковом режиме и обладает временным разрешением 25 мкс. Реализована нормировка сигнала со сцинтилляционного детектора на данные детектора термоядерных протонов, что позволяет вести абсолютные измерения интенсивности реакций синтеза. Эксперименты на ГДЛ с дополнительным СВЧ-нагревом сопровождаются накоплением в плазме перегретых электронов. Потеря таких электронов дает вклад в сигналы сцинтилляционного детектора. В рамках настоящей работы показано, что сопоставление данных с протонных детекторов позволяет учесть вклад рентгеновского излучения в сигналы со сцинтилляционных детекторов.

В работе показано, что спектрометр нейтронов и гамма-квантов на основе стильбенового сцинтиллятора и ФЭУ позволяет регистрировать спектр термоядерных нейтронов и получать данные о максимальной энергии перегретых электронов в плазме ГДЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иванов А.А., Приходько В.В.* // Успехи физических наук. 2017. Т. 187. № 5. С. 547. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037967>
2. *Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V., Bagryansky P., Burdakov A., Davydenko V., Gavrilenko D., Ivanov A., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Polosatkin S.* // Fusion Science and Technology. 2013. V. 63. P. 46. <https://doi.org/10.13182/fst13-a16872>
3. *Bagryansky P.A., Chen Z., Kotelnikov I.A., Yakovlev D.V., Prikhodko V.V., Zeng Q., Bai Y., Yu J., Ivanov A.A., Wu Y.* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. № 3. P. 036005. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab668d>
4. *Максимов В.В., Корнилов В.Н.* // ПТЭ. 2001. № 2. С. 56. <https://doi.org/10.1023/A:1017571221230>
5. *Maximov V.V., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Murakhtin S.V., Noack K., Prikhodko V.V.* // Nuclear Fusion. 2004. V. 44. № 4. P. 542. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/44/4/008>
6. *Pinzhenin E.I., Maximov V.V.* // AIP Conference Proceedings. 2016. V. 1771. P. 050013. <https://doi.org/10.1063/1.4964207>
7. *Bagryansky P., Maximov V., Pinzhenin E., Prikhodko V.* // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. P. 256. <https://doi.org/10.13182/FST11-A11627>
8. *Pinzhenin E., Khilchenko A., Zubarev P., Kvashnin A., Kashchuk Yu., Kovalev A., Obudovsky S.* // Plasma and Fusion Research. 2019. V. 14. P. 2402025. <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402025>
9. <https://sniipplus.ru/>
10. *Пурьга Е.А., Хильченко А.Д., Квашиин А.Н., Моисеев Д.В., Иваненко С.В.* // ПТЭ. 2022. № 1. С. 44. <https://doi.org/10.31857/S0032816222010207>
11. *Пурьга Е.А., Хильченко А.Д., Квашиин А.Н., Зубарев П.В., Иванова А.А., Иваненко С.В.* // ПТЭ. 2012. № 3. С. 75. <https://doi.org/10.1134/S0020441212020170>
12. <https://root.cern/>
13. *Юров Д.В., Приходько В.В., Цидулко Ю.А.* // Физика Плазмы. 2016. Т. 42. № 3. С. 217. <https://doi.org/10.7868/S0367292116030100>
14. <https://et-enterprises.com/>
15. *Soldatkina E., Pinzhenin E., Korobeynikova O., Maximov V., Yakovlev D., Solomakhin A., Savkin V., Kolesnichenko K., Ivanov A., Trunev Yu., Voskoboynikov R., Shulzhenko G., Annenkov V., Volchok E., Timofeev I., Bagryansky P.* // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 066034. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac3be3>

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТОЙКОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ К ВОЗДЕЙСТВИЮ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА МЕТОДОМ ИМПУЛЬСА ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

© 2024 г. В. В. Кузнецов^{a,*}, В. В. Андреев^{a,**}

^aМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5, с. 1

*e-mail: vadim.kuznetsov@bmstu.ru

**e-mail: vladimir_andreev@bmstu.ru

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 24.05.2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

Представлена экспериментальная установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. Данная установка позволяет измерять импульсные вольт-амперные характеристики полупроводниковых приборов и защитных элементов, а также проводить исследование стойкости микроэлектронных устройств к электростатическому разряду, в том числе и без их разрушения. Установка обеспечивает создание испытательных импульсов напряжения прямоугольной формы длительностью 100 нс, согласно стандарту IEC62615, и обеспечивает амплитуду импульса тока разряда до 10 А.

DOI: 10.31857/S0032816224020087 EDN: QSZJOP

1. ВВЕДЕНИЕ

Стойкость к воздействию электростатического разряда (ЭСР) является важной характеристикой электронных компонентов [1, 2]. Для определения стойкости полупроводниковых приборов и интегральных микросхем (ИМС) к воздействию ЭСР применяется несколько моделей воздействия ЭСР в зависимости от источника разряда. Наиболее употребительными являются модель тела человека (human body model, HBM) и модель заряженного компонента (charged device model, CDM), которые имитируют ситуацию, когда носителем заряда является человек или непосредственно электронный компонент [2, 3]. Промышленность выпускает установки для испытания электронных компонентов согласно данным моделям. Результатом испытаний при помощи данного оборудования является заключение о том, выдержал ли электронный компонент разряд с заданным напряжением. Для конструирования новой защиты

от ЭСР или улучшения существующей зачастую недостаточно данной информации. Требуется исследовать вольт-амперные характеристики (ВАХ) полупроводниковых приборов при воздействии достаточно мощного импульса тока малой длительности. Также подобные измерения требуются для схемотехнического моделирования воздействия ЭСР на ИМС [4].

Поведение электронного компонента при воздействии импульса тока с большой амплитудой (до нескольких ампер) и малой длительностью (порядка 100 нс) не может быть промоделировано, если известны только ВАХ, полученные при традиционной методике измерений на постоянном токе [5], либо экстраполяцией ВАХ, измеренных при малом токе. Под воздействием больших импульсных токов в полупроводниковых приборах проявляются различные нелинейные эффекты. Также в паразитных биполярных транзисторах, образующихся между областями стока, истока и канала

МОП-транзисторов, проявляется тиристорный эффект. На данном эффекте основана работа защиты на МОП-транзисторах с заземленным затвором, применяемой в схемотехнике современных цифровых и аналоговых ИМС.

Существенно более информативный метод исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию ЭСР и протекающих при этом физических процессов основан на использовании прямоугольного импульса линии передачи (transmission line pulse, TLP) [6, 7]. Методику испытаний TLP регламентирует международный стандарт IEC 62615:2010. Принцип действия TLP-установок хорошо известен, но их конструктивные исполнения, которые в значительной мере определяют точность измерений, практически не описаны в открытых источниках. Зарубежная промышленность (фирмы ThermoFisher и HPPI GmbH) выпускает установки для измерения ВАХ полупроводниковых приборов методом TLP, предназначенные для применения в микроэлектронном производстве. Но отечественные аппаратные решения, реализующие данные методы, отсутствуют. Установка, предложенная в работе [8], использует импульсы микросекундного диапазона, что недостаточно для определения стойкости ИМС к воздействию ЭСР. Существующие зарубежные решения также требуют применения дорогостоящего дополнительного оборудования, такого как согласованные 50-омные датчики тока и напряжения для цифрового осциллографа. Предлагаемая в данной работе экспериментальная установка позволяет проводить исследование импульсных ВАХ методом TLP, используя стандартное измерительное оборудование, как правило, имеющееся в исследовательских лабораториях и на приборостроительных предприятиях. Результаты данных измерений могут быть использованы для комплексного исследования стойкости полупроводниковых приборов и ИМС к воздействию ЭСР.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ВАХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ОТ ДЛИННОЙ ЛИНИИ

Типичная ВАХ элемента защиты от ЭСР, основанного на тиристорном эффекте [9], показана на рис. 1.

При достижении порогового напряжения V_{t1} активируется тиристорный эффект,

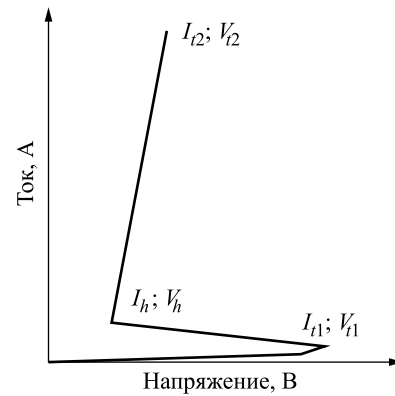


Рис. 1. Типичная ВАХ защитного элемента тиристорного типа.

и напряжение на защитном элементе скачком уменьшается до V_h . Если ток через защитный элемент превышает величину I_{t2} , то происходит необратимый тепловой пробой. В результате измерения импульсной ВАХ требуется определить данные параметры, а также дифференциальное сопротивление R_{diff} защитного элемента:

$$R_{diff} = \frac{V_{t2} - V_h}{I_{t2} - I_h}. \quad (1)$$

Кроме того, метод TLP позволяет исследовать не только ВАХ полупроводниковых приборов, но и изменения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) подзатворного диэлектрика под воздействием повторяющихся импульсов ЭСР. В работе [10] указано, что имеется следующая зависимость числа зарядовых ловушек Q_N , генерируемых в подзатворном диэлектрике, от количества импульсов N_{ESD} ЭСР:

$$Q_N = k \ln N_{ESD} + C, \quad (2)$$

где k, C – эмпирические безразмерные коэффициенты. Генерация зарядовых ловушек в подзатворном диэлектрике может приводить к параметрическому отказу ИМС. Разработанная установка позволяет проводить подобные исследования, этим она отличается от промышленно выпускаемых TLP-установок.

Разработанная установка реализует измерение импульсных ВАХ методом TLP [6–8]. Данный метод основан на том, что коаксиальный кабель, заряженный от источника постоянного тока до некоторого напряжения, затем разряжается в согласованную цепь, в которую включен исследуемый полупроводниковый компонент (device under test, DUT). При разряде длинной

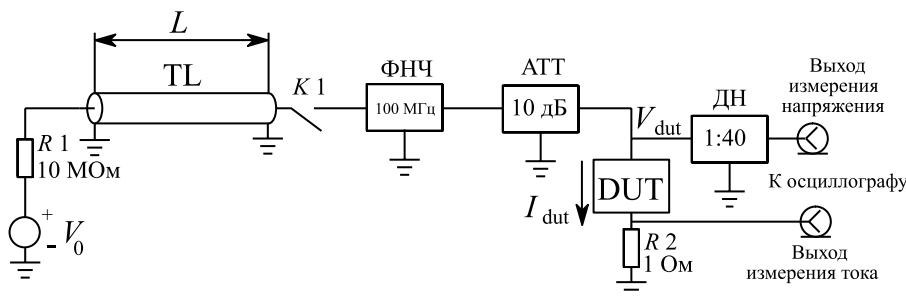


Рис. 2. Блок-схема установки для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом TLP.

линии в согласованную нагрузку, сопротивление которой равно волновому сопротивлению линии, форма импульса тока разряда будет близкой к прямоугольной. Длительность импульса зависит от длины кабеля, а амплитуда тока разряда – от напряжения высоковольтного источника. Длительность импульса τ определяется из следующего выражения [7]:

$$\tau = \frac{2L}{cK_{\text{short}}}, \quad (3)$$

где L – длина кабеля, c – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме, а K_{short} – коэффициент укорочения кабеля. Для кабелей со сплошной полиэтиленовой изоляцией, подобных RG-58, $K_{\text{short}}=0.66$.

Блок-схема установки показана на рис. 2.

Отрезок коаксиального кабеля TL заряжается от источника постоянного напряжения V_0 через зарядный резистор R_1 до напряжения, определяемого этим источником. Длина кабеля установлена равной $L=10$ м, что, согласно выражению (2), соответствует длительности импульса 100 нс. Такая длительность импульса рекомендована стандартом IEC 62615:2010. При необходимости можно подключить отрезок кабеля другой длины и получить длительность импульса в пределах от 50 нс до 500 нс. При этом нижняя граница определяется паразитными параметрами (индуктивностью и емкостью) печатной платы и контактирующего устройства, которые начинают вносить существенные искажения в форму импульса. Верхняя граница длительности импульса ограничена габаритными показателями катушки кабеля, которая подключается к установке, и затуханием в кабеле. Для импульсов микросекундной длительности целесообразно использовать генераторы, подобные решению, описанному в работе [8], как более компактные. В данной установке используется 50-омный

коаксиальный кабель RG-58 либо RG-316. При замыкании контактов реле K_1 происходит разряд кабеля. Фильтр нижних частот (ФНЧ) формирует фронт импульса тока разряда. В составе установки используется П-образный LC-фильтр на компонентах для поверхностного монтажа с входным и выходным импедансом 50 Ом. Частота среза ФНЧ 100 МГц соответствует времени нарастания импульса тока разряда 10 нс. После фильтра включен аттенюатор (АТТ) с затуханием 10 дБ и импедансом 50 Ом. Аттенюатор позволяет согласовать волновое сопротивление кабеля и исследуемого полупроводникового прибора DUT, который подключается между выходом аттенюатора и землей. Использование простой схемы с нагрузкой линии на сопротивление 50 Ом в данном случае не рекомендуется к применению, так как тестируемый компонент будет включен параллельно нагрузке, и таким образом нагрузка длинной линии будет сильно отличаться от 50 Ом, что приведет к искажению формы импульса. В данной конструкции установки объектом испытаний являются ИМС в керамических корпусах с планарным расположением выводов, установленные в специальном контактирующем устройстве. Датчиком тока служит безындукционный резистор сопротивлением 1 Ом, включаемый в разрыв цепи тока разряда. Датчиком напряжения служит делитель напряжения (ДН) на безындукционных резисторах с коэффициентом деления 1:40 и согласованным выходным сопротивлением 50 Ом. К выходам измерения тока и напряжения подключается цифровой осциллограф в режиме однократной развертки, который фиксирует форму импульсов тока и напряжения на исследуемом полупроводниковом приборе.

Установка выполнена в виде модуля на печатной плате, на которой смонтированы контактирующее устройство, ФНЧ, реле, управляемое

кнопкой, аттенуатор и делители напряжения. Внешний вид установки показан на рис. 3. Осциллограф и источник высокого напряжения на фото не показаны. Совместно с установкой может быть использован любой источник высокого напряжения, например, приведенный в работе [8]. Рекомендуется использовать цифровой осциллограф с полосой пропускания не менее 200 МГц и частотой дискретизации не менее $1 \Gamma_{\text{выб}}/\text{с}$. Подключение кабеля осуществляется при помощи коаксиальных разъемов типа BNC. Подключение осциллографа осуществляется короткими (200 мм) отрезками кабеля RG-316 через коаксиальные соединители SMA, установленные на плате.

Измерение ВАХ начинаются с того, что на источнике высокого напряжения выставляется минимальное напряжение. Затем инициируется разряд и снимаются осциллограммы тока и напряжения на исследуемом объекте. Определяются значения тока и напряжения в окне 70–90 нс для прямоугольного импульса длительностью 100 нс (рис. 4). Таким образом получают значения, соответствующие одной точке на ВАХ. Затем напряжение высоковольтного источника повышается последовательно ступенями по 10–25 В до тех пор, пока не произойдет пробой исследуемого компонента или не будет достигнуто предельное напряжение источника. Таким образом получается ВАХ исследуемого электронного компонента. При этом фиксируют предельное значение тока I_{2} , протекающего через защитный элемент. Данное значение может быть пересчитано в напряжение отказа при тестировании по методике модели тела человека НВМ с использованием способа, представленного в работе [11].

Пример осциллограммы тока и напряжения на исследуемом электронном компоненте показан на рис. 5. Амплитуда импульса тока ограничена максимальным напряжением на высоковольтном источнике, она составляет 6 А для напряжения 1000 В при разряде в короткозамкнутую нагрузку.

3. ПРИМЕР ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ВАХ ПРИ ПОМОЩИ УСТАНОВКИ

В качестве объектов исследования были выбраны цифровые КМОП ИМС в металлокерамических корпусах с планарным расположением выводов, имеющие напряжение питания

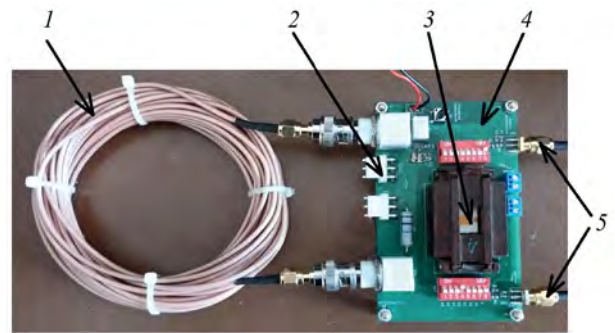


Рис. 3. Установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом TLP: 1 – отрезок кабеля RG-316 длиной $L=10$ м, 2 – разъемы для подключения источника высокого напряжения, 3 – контактирующее устройство с установленной ИМС, 4 – модуль на печатной плате, 5 – разъемы для подключения осциллографа.

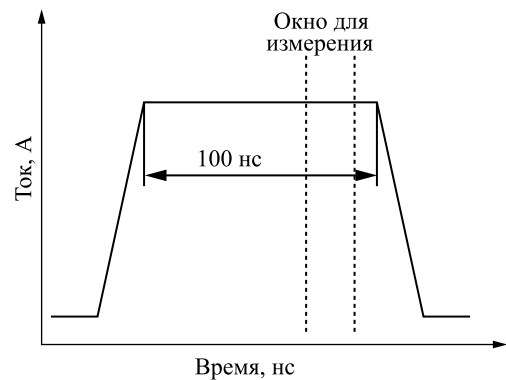


Рис. 4. Форма разрядного импульса тока и окно для измерения.

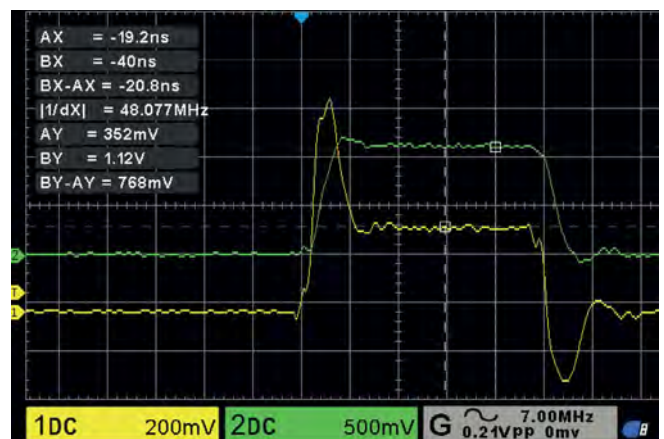


Рис. 5. Осциллограмма импульса напряжения на выходе измерения напряжения (канал 1) и на выходе измерения тока (канал 2).

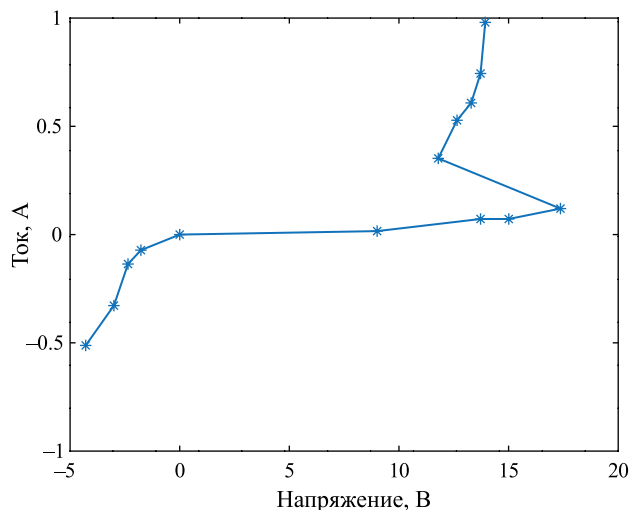


Рис. 6. ВАХ защитного элемента для ИМС по технологии 3 мкм.

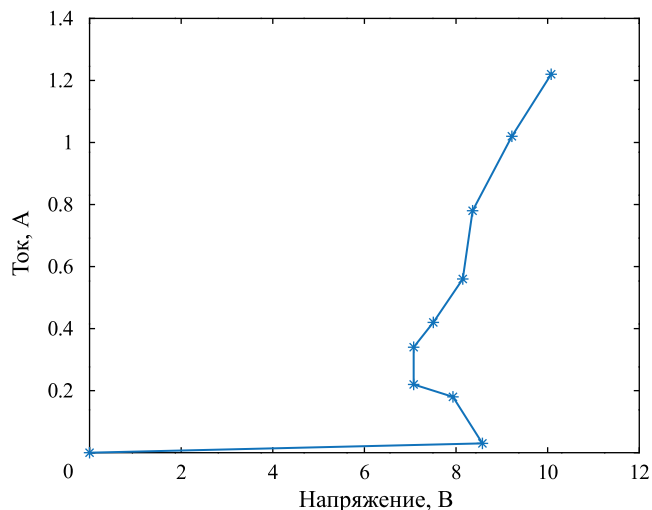


Рис. 7. ВАХ защитного элемента для ИМС по технологии 0.6 мкм.

5 В, выполненные согласно техпроцессам 3 мкм и 0.6 мкм, выпускаемые отечественными предприятиями. Данные ИМС имеют защиту на основе полевых транзисторов с заземленным затвором [12]. Принцип действия данной защиты основан на тиристорном эффекте. Для правильной работы защитного компонента требуется, чтобы напряжение включения V_{fl} (см. рис. 1) не превышало напряжение пробоя подзатворного диэлектрика [13], но было больше напряжения высокого логического уровня с некоторым запасом, чтобы исключить самопроизвольное срабатывание защиты от ЭСР при нормальном функционировании ИМС. Защита от ЭСР на основе МОП-транзисторов с заземленным затвором обычно имеет напряжение включения не менее 5 В для ИМС с напряжением питания 3.3 В. Также дифференциальное сопротивление защитного элемента во включенном состоянии должно быть минимально возможным.

Измеренные с использованием описанной установки импульсные ВАХ для данных ИМС с элементами защиты показаны на рис. 6 и 7. Испытания проводились импульсом положительной полярности, который прикладывался между выводами входа и минусовым выводом питания ИМС (земля V_{SS}). При этом импульсный ток протекает через защитный элемент напрямую на минусовую шину питания, что позволяет исследовать ВАХ защиты от ЭСР.

Из полученных ВАХ можно определить напряжение включения V_{fl} и дифференциальное

сопротивление защитного элемента. Напряжение включения составило 18 В для ИМС, изготовленных по технологии 3 мкм, и 8.5 В для ИМС, полученных по техпроцессу 0.6 мкм. Дифференциальное сопротивление защитного элемента во включенном состоянии для ИМС по технологии 3 мкм составляло около 4 Ом, а для ИМС по технологии 0.6 мкм имело значение 1 Ом.

В результате испытаний был достигнут ток около 1 А, протекающий через защитный элемент, без разрушения защитного элемента. Это значение соответствует эквивалентному испытательному напряжению около 1.3–1.5 кВ при разряде по модели НВМ, согласно методике пересчета результатов испытаний, приведенной в работе [11]. Таким образом результаты ТЛР-испытаний можно использовать для оценки стойкости ИМС к ЭСР по модели НВМ без дополнительного проведения НВМ-испытаний на специальном оборудовании. Данное значение соответствует требованиям по стойкости к ЭСР, предъявляемым к современным цифровым ИМС.

4. ВЫВОДЫ

Разработана установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. Установка имеет компактные размеры, не требует применения дополнительного дорогостоящего

измерительного оборудования, но позволяет производить измерения с точностью, достаточной для определения стойкости изделий микроэлектронной техники к воздействию ЭСР. Установка обеспечивает импульс тока прямоугольной формы амплитудой до 10 А и длительностью 100 нс, что позволяет проводить измерения по методике TLP согласно рекомендациям стандарта IEC 62615:2010. Путем коммутации отрезков кабеля различной длины можно устанавливать длительность испытательного импульса от 50 нс до 500 нс. При этом возможно проведение как неразрушающего, так и разрушающего теста. Проведена экспериментальная апробация установки при исследовании стойкости к ЭСР цифровых КМОП ИМС в металлокерамических корпусах с планарным расположением выводов, изготовленных по техпроцессам с проектными нормами 3 мкм и 0.6 мкм. Измерены импульсные вольт-амперные характеристики испытываемых ИМС, характеризующие входные защитные цепи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Госзадания FSFN-2024-0027

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Ильин А.Б., Пяиков А.В., Шатров С.А., Плехотниченко П.Г. // ПТЭ. 2017. № 2. С. 110. <https://doi.org/10.1134/S0020441217010274>
2. Абрамешин А.Е., Галухин И.А., Кечиев Л.Н., Кузнецов В.В., Назаров Р.В. // Технологии электромагнитной совместимости. 2012. № 3. С. 44.
3. Voldman S.H. // 9th International Conference on Solid-State and Integrated-Circuit Technology. Beijing, China. 2008. P. 325.
4. Ammer M., Esmark K., zur Nieden F., Rupp A., Cao Y., Sauter M., Maurer L. // 39th Electrical Overstress/Electrostatic Discharge Symposium (EOS/ESD), Tucson, USA. 2017. P. 1. <https://doi.org/10.23919/EOS/ESD.2017.8073438>
5. Наумов В.В., Гребенищikov О.А., Залесский В.Б. // ПТЭ. 2007. № 1. С. 164. eLIBRARY ID: 9465475
6. Barth J.E., Verhaege K., Henry L.G., Richner J. // IEEE Transactions on Electronics Packaging Manufacturing. 2001. V. 24. P.99. <https://doi.org/10.1109/6104.930960>
7. Ashton R.A. // Proceed. International Conference on Microelectronic Test Structures. Nara, Japan.1995. P. 127. <https://doi.org/10.1109/ICMTS.1995.513959>
8. Вьюхин В.Н. // ПТЭ. 2020. № 1. С. 52. <https://doi.org/10.1134/S0020441219060216>
9. Du F., Song S., Hou F., Song W., Chen L., Liu J., Liou J.J.// IEEE Electron Device Letters. 2019. V. 40. P. 1491. <https://doi.org/10.1109/LED.2019.2926103>
10. Teh G.L., Chim W.K. // Proceedings of the 6th International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits. Singapore. 1997. P. 156. <https://doi.org/10.1109/IPFA.1997.638186>
11. Kuznetsov V. // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 2018. V. 60. P. 107. <https://doi.org/10.1109/TEMC.2017.2700492>
12. Максимов И.В., Кузнецов В.В., Андреев В.В. // Технологии электромагнитной совместимости. 2017. № 4(63). С. 35.
13. Andreev D.V., Maslovsky V.M., Andreev V.V., Stolyarov A.A. // Phys. Status Solidi A. 2022. V. 219. № 9. P. 2100400. <https://doi.org/10.1002/pssa.202100400>

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗЫ ЗОНДИРУЮЩЕГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРИМЕРЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА СТЕНДА ПН-3

© 2024 г. Е. Ю. Брагин^а, Е. А. Бунин^а, Д. Е. Диас Михайлова^а, А. С. Дрозд^{а,б,*},
В. А. Жильцов^а, Д. С. Сергеев^а, А. Е. Сухов^а, Э. Н. Хайрутдинов^а

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^бНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: 970107@bk.ru

Поступила в редакцию 05.06.2023 г.

После доработки 05.07.2023 г.

Принята к публикации 14.08.2023 г.

Представлены результаты исследования трех методов определения фазы сигналов гетеродинного СВЧ-интерферометра: вычисления фазы путем обработки оцифрованных сигналов программными методами; непосредственного измерения фазы с помощью детектора AD8302; измерения фазы методом квадратурного детектирования. Проведено сравнение результатов измерения фазы, полученных этими методами. Оценены величины ошибок каждого метода и рассмотрены способы их минимизации.

DOI: 10.31857/S0032816224020092 EDN: QSWYFK

1. ВВЕДЕНИЕ

Для измерения средней концентрации электронов в плазме широко применяются методы интерферометрии, основанные на фазовом сдвиге зондирующего пучка, проходящего через плазму [1]. Величина фазового сдвига волны при зондировании плазмы обыкновенными электромагнитными волнами связана с плотностью плазмы следующим соотношением:

$$\Delta\varphi = -\frac{\lambda e^2}{4\pi m_e \epsilon_0 c^2} \int_A^B n_e(l) dl. \quad (1)$$

Здесь n_e – электронная концентрация плазмы, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, λ – длина волны зондирующего излучения, c – скорость света в вакууме, AB – путь, проходимый излучением в плазме.

Измеряя фазовый сдвиг φ , можно определить среднюю по хорде зондирования концентрацию электронов:

$$n_e = \frac{1}{L} \int_A^B n_e(l) dl = \frac{4\pi m_e \epsilon_0 c^2 \Delta\varphi}{L\lambda e^2}. \quad (2)$$

Следует отметить, что для проведения интерферометрических измерений в плазме необходимо, чтобы частота зондирующего излучения ω многократно превышала плазменную частоту ω_{pl} :

$$\omega \gg \omega_{pl} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (3)$$

Большинство современных интерферометров работает на промежуточной частоте (ПЧ), т.е. тем или иным способом создается небольшая разница по частоте $\Delta\omega$ между волнами в опорном и измерительном плечах. Регистрируемый на детекторе сигнал осциллирует с данной частотой, а дополнительный набег фазы можно определить, сравнив его либо с другим сигналом, связанным с ним по фазе, либо с ним же в начальный момент времени.

Существует множество цифровых и аналоговых методов определения разности фаз между сигналами, например, постобработка

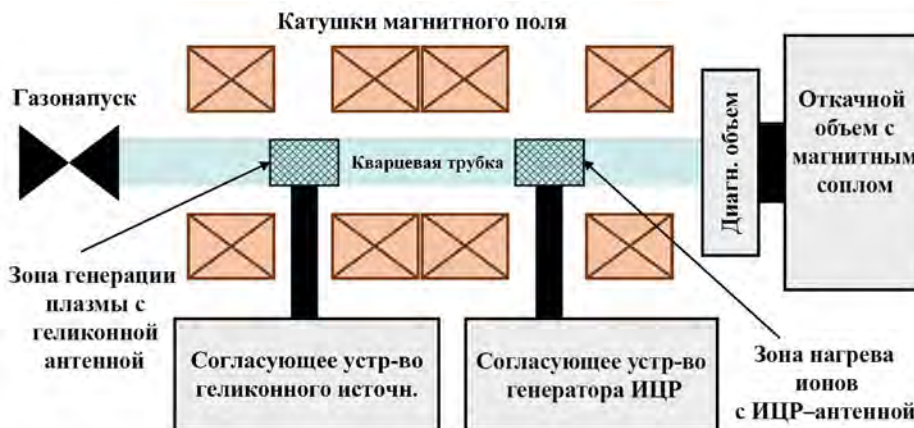


Рис. 1. Принципиальная схема установки ПН-3.

оцифрованного сигнала [2], квадратурное детектирование [3], цифровая обработка в реальном времени при помощи программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) [4], применение фазовых детекторов (например, AD8302) [5], применение цифровых счетчиков [6].

Каждый из способов имеет свои преимущества и свои недостатки. Целью этой работы стало рассмотрение нескольких способов извлечения фазы (прямая оцифровка сигналов, квадратурное детектирование и использование AD8302) с целью их сравнения и упрощения выбора оптимального решения под конкретную задачу. Тестирование методов проводилось как с использованием генератора сигналов специальной формы, так и на гетеродинном СВЧ-интерферометре.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И ДИАГНОСТИКА

Измерения проводились в НИЦ «КИ» на установке ПН-3, экспериментальном стенде для исследования плазменных процессов в безэлектродных плазменных ракетных двигателях (БПРД) [7]. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Стенд включает зону генерации плазмы, зону нагрева ионов и магнитное сопло, где происходит формирование плазменного потока. Каждая зона размещается в продольном магнитном поле, обеспечивающем термоизоляцию плазменного потока от стенок и элементов конструкций. Разряд формируется внутри кварцевой трубки длиной 1.5 м и диаметром 70 мм. В качестве рабочего газа используется аргон.

Продольное магнитное поле в разрядной камере создается четырьмя катушками, что позволяет варьировать его профиль и тем самым оптимизировать параметры разряда. Максимальное значение поля внутри разрядной трубки достигает 0.2 Тл. Профиль плазменного потока на входе в откачной объем также формируется четырьмя катушками. Длина установки составляет 6 м. Измерение параметров плазменного потока, сформированного в зоне генерации, осуществляется в диагностическом объеме, где установлен канал СВЧ-интерферометра, а также подвижной зонд Ленгмюра и система измерений ЛИФ (лазерно-индуцированная флуоресценция).

2.1. СВЧ-интерферометр стенда ПН-3 и фазоизмерительная система

СВЧ-интерферометр, входящий в диагностический комплекс установки ПН-3, позволяет проводить зондирование плазмы обыкновенными волнами на частоте 94 ГГц. Плазменная частота, характерная для плазмы разряда, составляет порядка 30 ГГц, так что формируемая плазма является прозрачной для зондирующего СВЧ-излучения. СВЧ-интерферометр состоит из синтезатора, передатчика и приемника (рис. 2). Синтезатор генерирует от опорного кварцевого осциллятора (КО), $f_{\text{КО}} = 10$ МГц, три сигнала с частотами $f_1 = 7.296$ ГГц, $f_2 = 7.290$ ГГц и $f_3 = 78.2$ МГц. Зондирование плазмы осуществляется первым сигналом, частота которого с помощью умножителя частоты предварительно увеличивается в 13 раз (см. рис. 2), так что в результате зондирование проводится на частоте $f_{\text{зонд}} = 94.848$ ГГц ($\lambda = 3.16$ мм). Прошедший через плазму зондирующий сигнал поступает на приемник, где смешивается с сигналом с частотой

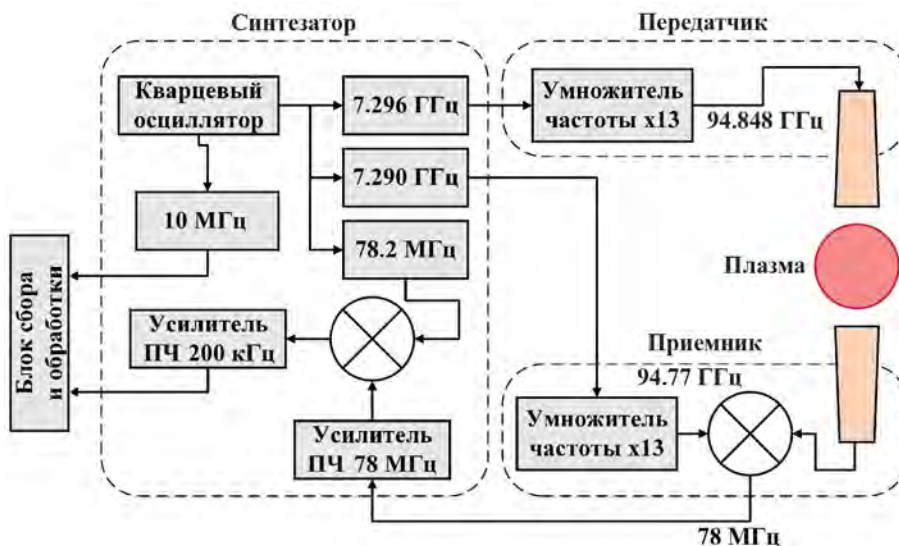


Рис. 2. Принципиальная схема СВЧ-интерферометра установки ПН-3.

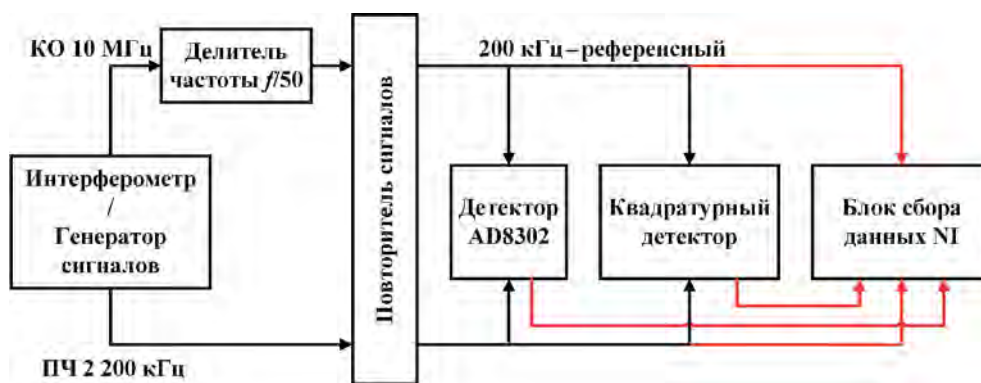


Рис. 3. Схема подачи сигналов на блоки фазоизмерительной системы.

$f_2 = 7.290$ ГГц, также увеличенным по частоте в 13 раз, в результате чего на выходе смесителя формируется сигнал первой промежуточной частоты (ПЧ₁) $f_{пч1} = 78$ МГц. Далее частота сигнала ПЧ₁ понижается путем смешивания с сигналом с частотой $f_3 = 78.2$ МГц. В результате повторного смешивания формируется сигнал второй промежуточной частоты (ПЧ₂) $f_{пч2} = 200$ кГц.

Информация о фазе сигнала ПЧ₂ и величине ее сдвига, обусловленного прохождением через плазму, определялась одновременно тремя способами. Для этого была собрана фазоизмерительная система, включающая детекторы двух типов – квадратурный и AD8302, а также блок сбора данных на базе модулей National Instruments. Схема подачи сигналов на блоки этой системы приведена на рис. 3.

В ходе измерений сигнал с частотой $f_{ко} = 10$ МГц пропусклся через делитель частоты, в результате чего формировался референсный

сигнал с частотой $f_{ref} = 200$ кГц. Далее зондирующий и референсный сигналы подавались на входы детектора AD8302 и квадратурного детектора, а также поступали непосредственно в блок сбора данных для последующей оцифровки. В блок сбора данных также поступали сигналы с выходов обоих детекторов.

Все сигналы, поступающие в блок сбора данных, оцифровывались с частотой дискретизации 1.25 МГц. Для сбора данных использовались шасси NI 1082, модуль NI 8840 Quad Core, многофункциональный модуль ввода-вывода NI PXIe 6358 и клеммная колодка NI BNC 2120.

2.2. Повторитель сигналов фазоизмерительной системы

Для минимизации воздействия измерительных приборов на сигналы интерферометра при проведении фазовых измерений несколькими методами одновременно было собрано устройство

на базе операционных усилителей (ОУ), выполняющих роль повторителей напряжения.

Устройство включает два цифровых счетчика, уменьшающих частоту прямоугольного сигнала кварца $f_{\text{ко}} = 10$ МГц в 50 раз. Сигнал поделенной частоты пропускается через фильтр низких частот (ФНЧ) для выделения синусоидального сигнала 200 кГц, используемого в качестве референсного. Для усиления прямоугольного сигнала с частотой $f_{\text{ко}} = 10$ МГц используется ОУ AD8055, а для усиления сигнала ПЧ₂ с частотой $f_{\text{пч2}} = 200$ кГц – операционные усилители AD744 и LM318.

Встроенный делитель частоты реализован на базе программируемых цифровых счетчиков. Сигнал с частотой $f_{\text{ко}} = 10$ МГц уменьшается по частоте в 50 раз. Результирующий сигнал представляет собой меандр с частотой 200 кГц. После пропускания этого сигнала через LC-фильтр с резонансом, соответствующим несущей частоте, формируется синусоидальный сигнал, который может использоваться в качестве референсного при определении фазового сдвига методами постобработки или при проведении измерений с применением квадратурного детектора и детектора AD8302, включенного в схему повторителя.

2.3. Методы определения фазы

2.3.1. Определение фазового сдвига методами постобработки. Фазовый сдвиг сигнала, приобретаемый им при прохождении через плазму, может быть определен методом нахождения времен пересечения этим сигналом нулевой линии. Определяя моменты пересечения нуля и рассчитывая длительность периодов оцифрованного сигнала, можно получить относительное изменение фазы $\Delta\varphi$, для каждого периода T_i из следующего соотношения:

$$\Delta\varphi_i = 2\pi \times \frac{T_i - T}{T}, \quad (4)$$

здесь T – период сигнала до прохождения сквозь плазму.

Тогда полное изменение фазы сигнала после зондирования плазмы определяется следующей формулой:

$$\varphi_{\text{пл}} = \sum_i \Delta\varphi_i. \quad (5)$$

Другим методом определения фазового сдвига является восстановление аналитического сигнала $U = A(t)\exp[j\varphi(t)]$ по его действительной части $U_{\text{Re}} = A(t)\cos[\varphi(t)]$ при помощи преобразования Гильберта. Преимуществом этого метода является использование каждой записанной точки сигнала, а не только моментов пересечения нуля, что повышает точность определения сдвига фазы. При использовании этого метода фаза вычисляется по формуле

$$\varphi = \arctg \left[\frac{\text{Im}(U)}{\text{Re}(U)} \right], \quad (6)$$

где $\text{Im}(U)$ и $\text{Re}(U)$ – мнимая и вещественная составляющие сигнала соответственно.

Следует отметить, что описанные методы обработки могут быть применены как для вычисления фазового сдвига, приобретаемого сигналом относительно собственной первоначальной фазы, так и для определения фазового сдвига между двумя сигналами. В данной работе рассчитывался фазовый сдвиг между измерительным (ПЧ₂) и референсным сигналами $\Delta\varphi = \varphi_{\text{пч2}} - \varphi_{\text{ref}}$.

2.3.2. Измерение фазового сдвига с применением квадратурного детектора. Для измерения фазы методом квадратурного детектирования был собран квадратурный демодулятор на базе четырехквadrантного умножителя AD835 и RC-фильтра низких частот (RC ФНЧ). Схема устройства представлена на рис. 4.

В ходе измерений усиленный сигнал ПЧ₂ поступал на входы смесителей AD835. Референсный сигнал с частотой $f_{\text{ref}} = 200$ кГц также подавался на входы этих смесителей, причем на вход первого смесителя он поступал без смещения по фазе, а на вход второго смесителя – с задержкой в 90°. Поворот фазы осуществлялся фазовращателем на базе ОУ AD8055 (рис. 5). При использовании резисторов R_3 и R_4 одинакового номинала коэффициент усиления по амплитуде для данной схемы составляет $K = 1$, а величина поворота фазы определяется формулой

$$\Delta\varphi = \pi - 2\arctg [2\pi f (R_1 + R_2)C]. \quad (7)$$

Точная установка вносимого поворота фазы достигалась путем регулировки сопротивления потенциометра R_1 .

Далее референсный сигнал и сигнал ПЧ₂, поступившие на входы данного смесителя,

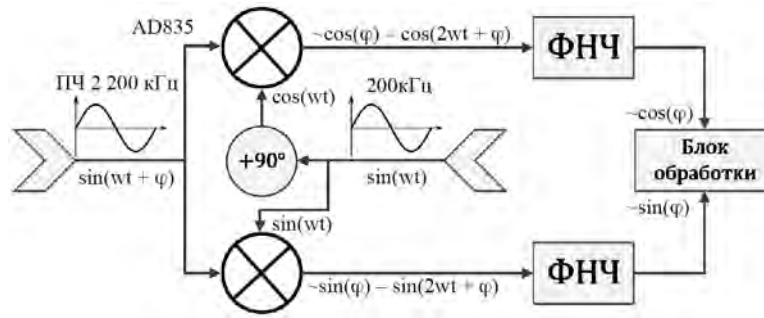


Рис. 4. Упрощенная схема квадратурного демодулятора.

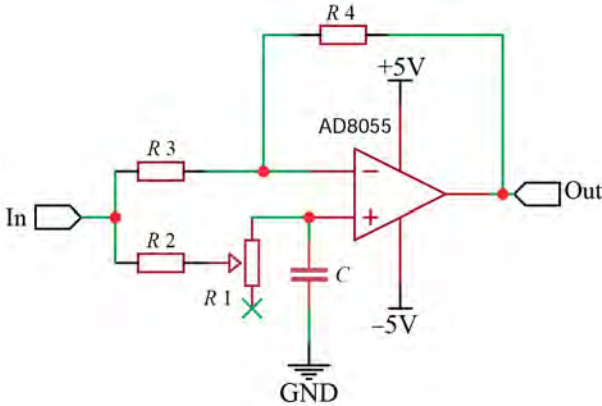


Рис. 5. Схема фазовращателя квадратурного демодулятора.

перемножались, в результате чего на выходе первого смесителя формировался сигнал

$$\begin{aligned} \sin(\omega t + \varphi) \times \sin(\omega t) &= \\ &= \frac{1}{2} [\cos(\varphi) - \cos(2\omega t + \varphi)], \end{aligned} \quad (8)$$

а на выходе второго смесителя формировался сигнал

$$\sin(\omega t + \varphi) \times \cos(\omega t) = \frac{1}{2} [\sin(\varphi) - \sin(2\omega t + \varphi)]. \quad (9)$$

Полученные сигналы проходили через RC ФНЧ, не пропускающий высокочастотную составляющую $2\omega t$, так что в систему сбора поступали два сигнала равной амплитуды ($U_1 = A\sin(\varphi)$ и $U_2 = A\cos(\varphi)$) с разностью фаз в 90° . Фазовый сдвиг φ между исходными сигналами определялся в ходе постобработки путем вычисления арктангенса: $\varphi = \arctg(U_1/U_2)$.

2.3.3. Измерение фазового сдвига детектором AD8302. Детектор AD8302 позволяет проводить непосредственные измерения разности фаз сигналов с частотами до 2.7 ГГц. На входы детектора подавались референсный сигнал и сигнал

ПЧ₂. Выходной сигнал с AD8302 пропорционален разности фаз входных сигналов и почти не требует обработки, что позволяет использовать детектор для проведения измерений в режиме реального времени. Детектор способен работать как с синусоидальными сигналами, так и с сигналами типа меандр.

Фазовая характеристика детектора AD8302 является периодической с линейными областями шириной около 180° [8]. Выставление начальной рабочей точки (начальной разности фаз) в середине такой области позволяет однозначно измерить сигнал, пропорциональный разности фаз, в диапазоне $\pm 90^\circ$.

Рабочий диапазон изменения фазы на СВЧ-интерферометре стенда ПН-3 составляет около 60° . Начальная точка показаний фазы AD8302 устанавливалась в положение, соответствующее начальной разности фаз между сигналами, равной 90° .

3. ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВ ФАЗОИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Для определения уровня шумов, создаваемых блоками фазоизмерительной системы, были проведены тестовые измерения с использованием генератора АК ИП-3209/3, имитирующего сигналы интерферометра. Схема подачи сигналов на блоки измерительной системы в ходе тестирования была идентична схеме, показанной на рис. 3. Результаты тестовых измерений представлены на рис. 6, 7. На графиках также приведены значения среднеквадратичного отклонения σ .

На рис. 6 представлены результаты обработки сигналов без предварительной фильтрации, на рис. 7 – результаты обработки сигналов, предварительно пропущенных через полосовой фильтр шириной $\Delta f = 2$ кГц. Выбранная ширина

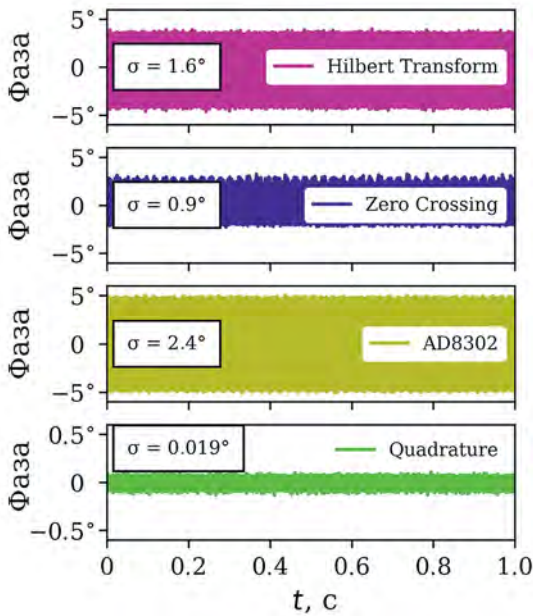


Рис. 6. Шумы при измерении фазы сигналов без предварительной фильтрации.

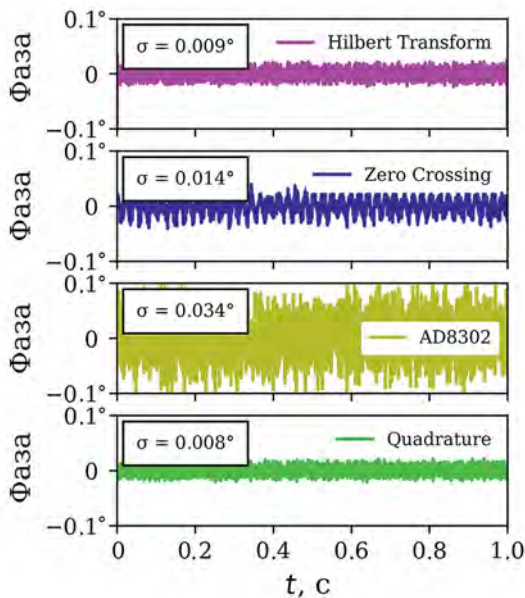


Рис. 7. Шумы при измерении фазы сигналов, пропущенных через полосовой фильтр с частотой $\Delta f = 2$ кГц.

полосы фильтра совпадает с величиной максимального изменения частоты сигнала ПЧ₂ в измерениях с плазмой.

На представленных графиках видно, что наименьший фазовый шум для обоих типов обработки наблюдается при проведении измерений с помощью квадратурного детектора, а наибольший – при использовании детектора AD8302.

Малые шумы для квадратурного детектора можно объяснить наличием ФНЧ с полосой пропускания 5 кГц на выходе смесителей.

На первом этапе тестирования частоты сигналов генератора, имитирующих референсный сигнал и сигнал ПЧ₂, были одинаковы и составляли 200 кГц. На втором этапе частота сигнала, имитирующего референсный, сохранялась неизменной, а частота сигнала, имитирующего ПЧ₂, сдвигалась на некоторое фиксированное значение. Таким образом создавалась разность фаз сигналов генератора, линейно нарастающая во времени:

$$\varphi = 2\pi(f + \Delta f)t = 2\pi ft + \frac{d\varphi}{dt}t, \quad \frac{d\varphi}{dt} = 2\pi\Delta f. \quad (10)$$

Фазовые сигналы, полученные в результате измерений, линейно возрастают со скоростью, соответствующей заданным значениям частотного сдвига Δf . Сбор данных проводился для четырех значений частотного сдвига Δf : 100, 500, 1000 и 2000 Гц.

Однако шумы сигналов, полученных на втором этапе измерений, несколько превышали фазовые шумы, зарегистрированные в отсутствие частотного сдвига. Так, амплитуда фазовых шумов, восстановленных с применением преобразования Гильберта (без фильтрации), возросла до значения $6^\circ \pm 2.2^\circ$ и до значения $5^\circ \pm 1.8^\circ$ в случае восстановления разности фаз методом выявления моментов пересечений нуля. Анализ фазовых шумов нарастающих сигналов осуществлялся путем вычитания из полученных сигналов линейной компоненты ($d\varphi/dt = 2\pi\Delta f$) и последующей обработки результирующих фазовых колебаний.

Увеличение амплитуды шумов при обработке сигналов, имеющих сдвиг частоты Δf относительно друг друга, связано с появлением синусоидальной компоненты, амплитуда которой составляет $A = 1.7^\circ$, а частота равна Δf . Эта компонента для каждой из четырех величин частотного сдвига Δf показана на рис. 8. При обработке каждого сигнала фазы из представленных на рисунке вычиталась линейная компонента, после чего сигнал пропускался через полосовой фильтр шириной $\Delta f = 2$ кГц.

В то же время при оцифровке сигналов генератора АК ИП-3209/3 напрямую синусоидальных колебаний фазы такого типа не наблюдается.

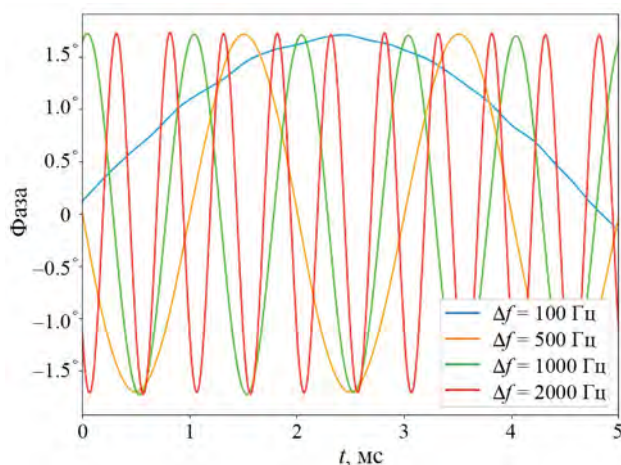


Рис. 8. Систематическая ошибка в измерении с преобразованием Гильберта.

Это говорит о том, что их источником являются нелинейности, появляющиеся при усилении и обработке электрических сигналов.

Как видно на рис. 8, систематическая ошибка, обусловленная этими нелинейностями, является периодической с периодом, зависящим только от разности фаз сигналов, что позволяет задать ее в виде $\delta\varphi = \delta\varphi(\varphi)$ и в дальнейшем вычитать из извлекаемых данных разности фаз.

Вычисление систематической ошибки при определении фазы с помощью преобразования Гильберта осуществлялось следующим образом. Измеренный сигнал, соответствующий сдвигу частоты $\Delta f = 500$ Гц, пропускался через полосовой фильтр $\Delta f \pm 20$ Гц. Далее в интервале времени $t = 1$ с проводилось усреднение колебаний по периоду. Систематическая ошибка принималась равной $\delta\varphi(\varphi) = A \sin(\varphi + \varphi_0)$, где $A = 1.70$, $\varphi_0 = 180^\circ$, и вычиталась из исходных данных фазы.

Вычитание систематической ошибки из данных фазы позволило добиться уменьшения амплитуды фазовых шумов до 0.06° , а величины среднеквадратичного отклонения до $\sigma = 0.036^\circ$, что близко к результатам, полученным при обработке сигналов, предварительно пропущенных через полосовой фильтр (рис. 7).

Систематическая ошибка измерений методом квадратурного детектирования превышает шум “нуля” фазы на несколько (более трех) порядков. Ее возникновение обусловлено наличием описанной выше систематической ошибки, определяемой разностью фаз сигналов $\delta\varphi = \delta\varphi(\varphi)$, и нелинейностью квадратурного демодулятора, обусловленной неполной идентичностью двух

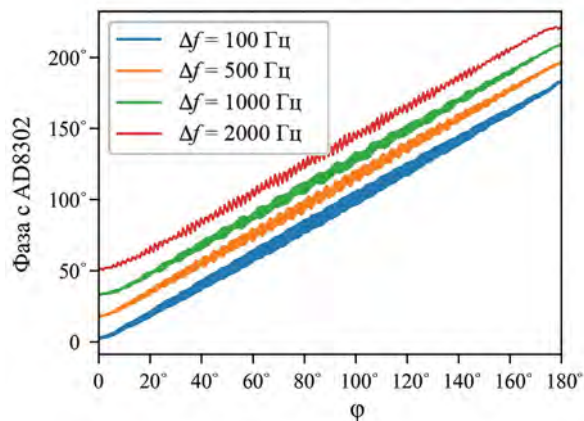


Рис. 9. Фазовые характеристики AD8302 для разных скоростей изменения $d\varphi/dt$.

использовавшихся РС ФНЧ и погрешностью вращения фазы на 90° .

Нелинейность демодулятора приводит к возникновению незначительных (процент и менее) отклонений величины амплитуды демодулированных сигналов и нелинейным искажениям фазовой характеристики. Таким образом, суммарная систематическая ошибка зависит не только от разности фаз φ подаваемых сигналов, но и от скорости изменения фазы $d\varphi/dt$, что существенно затрудняет вычитание этой ошибки из сигналов квадратурного демодулятора.

Восстановление динамики изменения разности фаз для значений, превышающих π , при измерениях детектором AD8302 вызывает затруднения, так как фазовая характеристика этого детектора имеет нелинейные участки и является периодической. Метод восстановления разности фаз, многократно превышающих π , описан в работе [9].

На рис. 9 приведены зависимости разности фаз, измеренной с помощью детектора AD8302, от реальной величины фазового сдвига сигналов для каждого из четырех значений частотной расстройки $\Delta f = 100, 500, 1000, 2000$ Гц. Полученные зависимости лежат на одной прямой. Для наглядности в реальных значениях приведен только график, соответствующий $\Delta f = 100$ Гц, остальные графики построены со смещением вдоль вертикальной оси. Величина смещения между соседними прямыми составляет $\Delta\varphi = 10^\circ$.

Уровень шумов в представленном диапазоне слабо зависит от скорости нарастания фазы и достигает максимума при разности фаз между

Таблица 1. Экспериментальные параметры методов измерения фазы

Параметры	Преобразование Гильберта	Пересечение нуля	AD8302	Квадратурная демодуляция
Амплитудное отклонение фазы	4.0°/0.026°	3.3°/0.038°	5.0°/0.12°	0.11°/0.023°
Среднеквадратичное отклонение фазы	1.6°/0.009°	0.9°/0.014°	2.4°/0.034°	0.019°/0.008°
Диапазон измерения фазы	0 – ∞		0 ~ π*	0 – ∞
Постоянная времени	0.8 мкс/0.5 мс	5 мкс/0.5 мс	3.3 мкс/0.5 мс	0.2 мс/0.5 мс
Систематическая ошибка	до 1.7°		до 5.4°	до 8.5°

сигналами $\varphi = 90^\circ$. На границах диапазона наблюдается уменьшение шумов, однако, в этих областях начинает проявляться нелинейность, характерная для фазовой характеристики детектора AD8302.

Результаты тестирования приведены в табл. 1. Представлены максимальные (амплитудные) значения отклонения фазы, среднеквадратичные отклонения, динамический диапазон измерения фазы, а также постоянные времени и систематические ошибки для каждого метода. Данные представлены для “сырых” сигналов и для отфильтрованных в полосе 2 кГц, значения записаны через косую черту.

Применением двух детекторов и дополнительной обработкой данных можно восстанавливать разность фаз без ограничения “сверху”.

Постоянная времени для метода, основанного на преобразовании Гильберта, определяется частотой оцифровки данных АЦП, для метода по пересечению нуля – несущей частотой (ПЧ₂), для AD8302 – фильтрующей емкостью на выходе (1 нФ), для квадратурного демодулятора – постоянной времени фильтрующей RC-цепочки ФНЧ. Систематическая ошибка для цифровых методов постобработки (с преобразованием Гильберта и по пересечению нуля) обусловлена не самим методом, а систематической ошибкой используемого повторителя сигналов. Для AD8302 систематическая ошибка, которую можно видеть на рис. 9, определена из нелинейности сигнала, для метода квадратурной демодуляции – из нелинейных эффектов при максимальной частоте расстройки в эксперименте, $\Delta f = 2$ кГц.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПЛАЗМЫ

Были проанализированы сигналы, собранные с фазоизмерительной системы СВЧ-интерферометра стенда ПН-3 в отсутствие плазмы. С помощью преобразования Гильберта были вычислены значения фазы, а также оценены величины

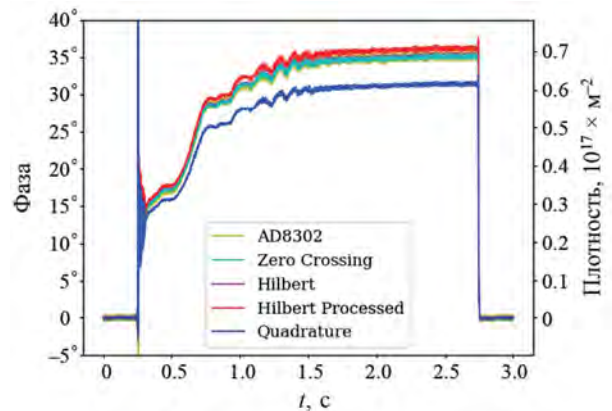


Рис. 10. Развитие электронной плотности в ходе плазменного разряда на ПН-3.

шумов и фазовой нестабильности для референсного сигнала и сигнала ПЧ₂. Также были определены значения разности фаз этих сигналов.

Отдельно была проанализирована возможность восстановления фазы с использованием одного сигнала ПЧ₂, фаза рассчитывалась относительно этого же сигнала в начальный момент времени. За анализируемый период времени $\Delta t = 3$ с “блуждание” фазы не превышало $\Delta\varphi = 0.5^\circ$. Поскольку “блуждание” фазы много меньше измеряемой величины, при проведении интерферометрических измерений электронной плотности плазмы на стенде ПН-3 возможно восстановление фазы только по записанному сигналу ПЧ₂.

Пример эволюции электронной плотности в ходе плазменного разряда на стенде ПН-3 представлен на рис. 10. Красной линией показан результат вычисления фазы с помощью преобразования Гильберта и компенсации систематической ошибки. Алгоритм вычисления систематической ошибки соответствовал описанному в предыдущем разделе.

Из рисунка также следует, что три из четырех методов извлечения фазы сигнала дают близкие результаты. Заметно отличается только результат, полученный при измерениях с помощью

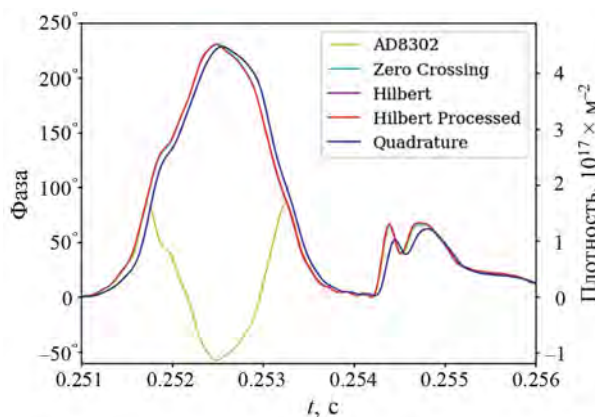


Рис. 11. Скачок плотности в начале плазменного разряда.

квадратурного детектора. Это различие обусловлено систематической ошибкой последнего, рассмотренной в предыдущем разделе.

Измерение фазы с применением квадратурного детектора обладает наименьшим шумом по сравнению с другими использованными в рамках данной работы методами. Однако при проведении измерений с использованием этого метода необходимо учитывать значительную систематическую ошибку. Эта ошибка может быть уменьшена путем более точной настройки детектора или путем использования более прецизионной электроники. Так, в частности, существуют готовые квадратурные демодуляторы, все элементы которых расположены в одном чипе (ADL5387, AD8347 и др.). Ввиду ряда технических сложностей измерения с устройством такого типа в рамках данного исследования не проводились.

Ошибки при проведении измерений с использованием детектора AD8302 обусловлены допустимым диапазоном измерений этого детектора — он может быть использован для регистрации изменений фазы в диапазоне от $-\pi/2$ до $\pi/2$. В случае превышения измеряемой разностью фаз значения $\Delta\varphi = 90^\circ$ надо учитывать особенности детектора.

Как можно видеть на рис. 11, в начале разряда наблюдается резкий скачок плотности, предположительно связанный с состоянием газоразрядной трубки перед зажиганием плазмы: накопившийся на поверхности трубки газ попадает в общий поток и ионизуется, приводя к резкому кратковременному увеличению электронной плотности вдоль хорды зондирования.

Максимальная скорость изменения фазы на данном этапе составила $d\varphi/dt \approx 2000$ [2 π /с]. Временные зависимости плотности, полученные разными методами, оказываются подобны и совпадают с точностью до систематической ошибки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено сравнение различных способов извлечения фазы сигнала: вычисление фазы по оцифрованному сигналу (метод пересечения с нулем и метод, основанный на преобразовании Гильберта), применение детектора AD8302, применение квадратурной демодуляции. Использование каждого из них имеет свои особенности. При оцифровке сигнала промежуточной частоты интерферометра использование метода, основанного на преобразовании Гильберта, имеет преимущества перед методом вычисления фазы по пересечению с нулем из-за большей точности и временного разрешения. Применение детекторов AD8302 упрощает проведение измерений в режиме реального времени, поскольку их выходной сигнал пропорционален фазе, однако этот сигнал обладает наибольшим шумом из представленных методов, а линейная область работы AD8302 не превышает π . Метод квадратурной демодуляции обладает малыми шумами, что позволяет использовать его для регистрации малых колебаний фазы. В то же время необходимо учитывать возможные систематические ошибки, возникающие из-за неидеальности настройки и нелинейности квадратурного демодулятора.

В ходе тестирования системы регистрации фазы замечена систематическая ошибка в измерениях, которая зависит от разности фазы между входными сигналами и имеет вид $\delta\varphi = \delta\varphi(\varphi) = A \sin(\varphi + \varphi_0)$. После определения параметров этой ошибки проводилось успешное вычитание ее из экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Veron D. Submillimeter interferometry of high-density plasmas. *Infrared and Millimeter Waves* /Ed. by K.J. Button. Academic Press. 1979. V. 3. P. 67.
2. Onodera R., Watanabe H., Ishii Y. // *Optical Review*. 2005. V. 12. P. 29. <https://doi.org/10.1007/s10043-005-0029-7>
3. Kuznetsov A.P. // *J. Physics: Conference Series*. 2016. V. 666. P. 012017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/666/1/012017>

4. Zhang W., Wu T.Y., Li Y.G., Zhang Y.P. // J. Instrumentation. 2021. V. 16. P. P09010.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/09/P09010>
5. Mlynek A., Faugel H., Eixenberger H., Pautasso G., Sellmair G., ASDEX Upgrade Team // Rev. Scientific Instruments. 2017. V. 88. P. 023504.
<https://doi.org/10.1063/1.4975992>
6. Mlynek A., Pautasso G., Maraschek M., Eixenberger H., ASDEX Upgrade Team // Fusion Science and Technology. 2012. V. 61. P. 290.
<https://doi.org/10.13182/FST12-A13582>
7. Шуровский Д.О., Кутузов Д.С., Бунин Е.А., Сухов А.Е., Брагин Е.Ю. // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия Термоядерный Синтез. 2022. Т. 45. № 2. P. 97.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2022-45-2-97-104>
8. Data Sheet of AD8302. Analog Devices. Rev. A. 2002.
<https://www.analog.com/en/products/ad8302.html>
9. Drozd A., Sergeev D. // Rev. Scientific Instruments. 2022. V. 93. P. 063501.
<https://doi.org/10.1063/5.0087847>

ПЕННИНГОВСКИЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ В СИСТЕМАХ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ

© 2024 г. И. А. Прокуратов^а, Ю. В. Михайлов^а, Б. Д. Лемешко^а, И. В. Ильичев^а,
Т. А. Григорьев^а, А. К. Дулатов^{а, *}, Д. И. Юрков^а

^аВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, 127030, Москва, ул. Сущевская, 22
*e-mail: akdulatov@vniia.ru

Поступила в редакцию 30.06.2023 г.

После доработки 01.08.2023 г.

Принята к публикации 12.09.2023 г.

Изучены характеристики пеннинговских источников ионов (ПИИ) применительно к их использованию в системе инерциального электростатического удержания плазмы (ИЭУП) на базе двухэлектродной сферической камеры. В камере ИЭУП при ее заполнении дейтерием за счет многократных осцилляций ионных пучков через газоплазменную мишень внутри центрального электрода реализуется пучково-мишенный механизм генерации нейтронного излучения. В данной статье на основе метода расчета выхода нейтронов систем ИЭУП сформулированы требования к ПИИ для обеспечения выхода нейтронов с энергией 2.5 МэВ в диапазоне 10^6 – 10^7 нейтр./с. Проведено расчетно-экспериментальное изучение режимов горения разряда в ПИИ в зависимости от конфигурации внешнего магнитного поля, а также сравнение токов в ПИИ и вытягиваемых токов на центральный электрод камеры ИЭУП в диапазоне давлений от 0.1 до 10 мТорр. Обосновано оптимальное количество ПИИ в рассматриваемой сферической камере ИЭУП.

DOI: 10.31857/S0032816224020108 EDN: QSTUBO

1. ВВЕДЕНИЕ

Системы инерциального электростатического удержания плазмы (ИЭУП) получили распространение как источники потоков нейтронного излучения при реализации в них реакций ядерного синтеза дейтерия с дейтерием (DD), дейтерия с тритием (DT), сопровождающихся генерацией нейтронов с энергией 2.5 МэВ и 14 МэВ соответственно, или трития с тритием (TT) с широким энергетическим спектром нейтронов (диапазон 0–9 МэВ). Такие системы представляют собой двухэлектродные сферические либо цилиндрические камеры с сетчатым внутренним электродом с газоплазменной мишенью внутри него и осциллирующими через мишень ионами. Внешний электрод (анод) сплошной, он заземлен и обычно является корпусом прибора. Внутренний электрод (катод) выполняется в виде сетки, на него подается высокое напряжение отрицательной полярности. Конструктивно

катод может выполняться в виде сетки [1, 2], набора шпилек [3], системы колец [4] и др., он может иметь различные конструктивные решения с главной задачей – обеспечить максимальную прозрачность для ускоренных ионов. Ионы в камере ИЭУП образуются в пространстве между анодом и катодом (или инжектируются туда из ПИИ), часть из них, ускоряясь в межэлектродном промежутке, попадает в центральную область (внутри катода), проходит ее насквозь, испытывает торможение встречным электрическим полем и впоследствии повторно ускоряется к центру. Многократные осцилляции ионов повышают вероятность их столкновений друг с другом и с нейтральным газом, обеспечивая генерацию нейтронного излучения в ходе реакций $D(d,n)He^3$, $D(t,n)He^4$ или $T(t,2n)He^4$.

За счет использования газоплазменной мишени системы ИЭУП обладают большим ресурсом работы (тысячи часов), они также находят

свое применение в областях активационного анализа веществ [5], нейтронной радиографии и спектроскопии [6, 7], исследованиях процессов в высоковольтных газовых разрядах и протекания реакций ядерного синтеза. Уровень потока нейтронов в системах ИЭУП лежит в диапазоне от 10^4 до 10^{10} нейтр./с [8] при использовании DD- и DT-реакций в зависимости от характеристик системы и поставленных задач. В рассматриваемой работе изучаются использование только DD-реакций и генерация нейтронов с энергией 2.5 МэВ. Для нейтронов с энергией 2.5 МэВ выход нейтронов, как правило, составляет 10^6 – 10^7 нейтр./с, что обеспечивает решение практических задач, надежность и большой ресурс работы без необходимости реализации предельных режимов работы, а также приемлемую потребляемую мощность (порядка 100–1000 Вт) и возможность повышения уровня выхода примерно на два порядка в случае перехода на DT-смесь в качестве рабочего газа. Уровень выхода нейтронов систем ИЭУП напрямую связан с суммарным током осциллирующих ионов. Нарботка ионов может происходить либо в области горения тлеющего разряда в межэлектродном промежутке, либо с помощью внешних источников ионов, расположенных на корпусе камеры. Вторым вариантом является более надежным и контролируемым с точки зрения рабочих параметров, потому что, во-первых, инжектируемые ионы проходят всю разность потенциалов, прикладываемую между электродами камеры ИЭУП; во-вторых, имеется возможность тонкой регулировки рабочего режима за счет отдельной регулировки тока инжектируемых ионов ионного источника и ускоряющего напряжения системы ИЭУП; в-третьих, диапазон рабочих давлений подбирается так, чтобы газовый разряд в таких системах горел только в источниках ионов (в камере отсутствуют области горения паразитного разряда, в которых снижается эффективность работы).

В работе рассмотрена возможность применения пеннинговских источников ионов (ПИИ) для обеспечения ионного тока в камере ИЭУП. ПИИ представляет собой газоразрядную ячейку, в которой реализуется разряд с осциллирующими во внешнем магнитном поле электронами. В такой ячейке цилиндрический анод и два катода (катод и антикатод) помещены в продольное магнитное поле, направленное параллельно оси ячейки. За счет приложения

магнитного поля электроны колеблются внутри анода ячейки и эффективно ионизуют рабочий газ, т. е. в ПИИ извлечение ионов (в нашем случае D_2^+ и D^+) происходит из плазмы, образующейся при горении высоковольтного магнитосвязанного газового разряда низкого давления, горящего в скрещенных электрическом и магнитном полях специальной конфигурации. ПИИ отличаются универсальностью, надежностью, компактностью и простотой реализации, поэтому они удобны для использования в качестве источников ионов в системе ИЭУП.

В настоящей работе описан стенд со сферической камерой ИЭУП с ПИИ, расчетным путем сформулировано требование к суммарному току для обеспечения потока нейтронов порядка 10^6 нейтр./с (2.5 МэВ) и экспериментально получены достижимые значения токов ПИИ в зависимости от давления D_2 в камере и режимов горения разряда ПИИ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД С КАМЕРОЙ ИЭУП

Экспериментальный стенд состоял из двухэлектродной камеры ИЭУП с подключенным с одной стороны ПИИ, высоковольтного источника напряжения отрицательной полярности от 0 до -25 кВ, подключенного к центральному электроду камеры через высоковольтный вакуумный ввод, источника напряжения положительной полярности от 0 до 3 кВ, подключенного к аноду ПИИ через балластное сопротивление величиной 510 кОм, и системы откачки и запуска рабочего газа. Камера ИЭУП устанавливалась непосредственно на откачной вакуумный пост MiniTask Agilent Technologies через шибберный вакуумный затвор. Откачной пост состоит из мембранного форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Откачка камеры ИЭУП осуществлялась до давления остаточных газов на уровне $6 \cdot 10^{-6}$ Торр. Контроль давления осуществлялся с помощью широкодиапазонного комбинированного (датчик Пириани используется совместно с инверсным магнетронным датчиком) вакуумного датчика MPG400 Inficon (точность измерения давления $\pm 30\%$, повторяемость $\pm 5\%$ от показаний). Датчик устанавливался непосредственно на камеру ИЭУП через патрубок длиной около 100 мм для исключения влияния постоянных магнитов из состава датчика на результаты исследований разряда в камере.

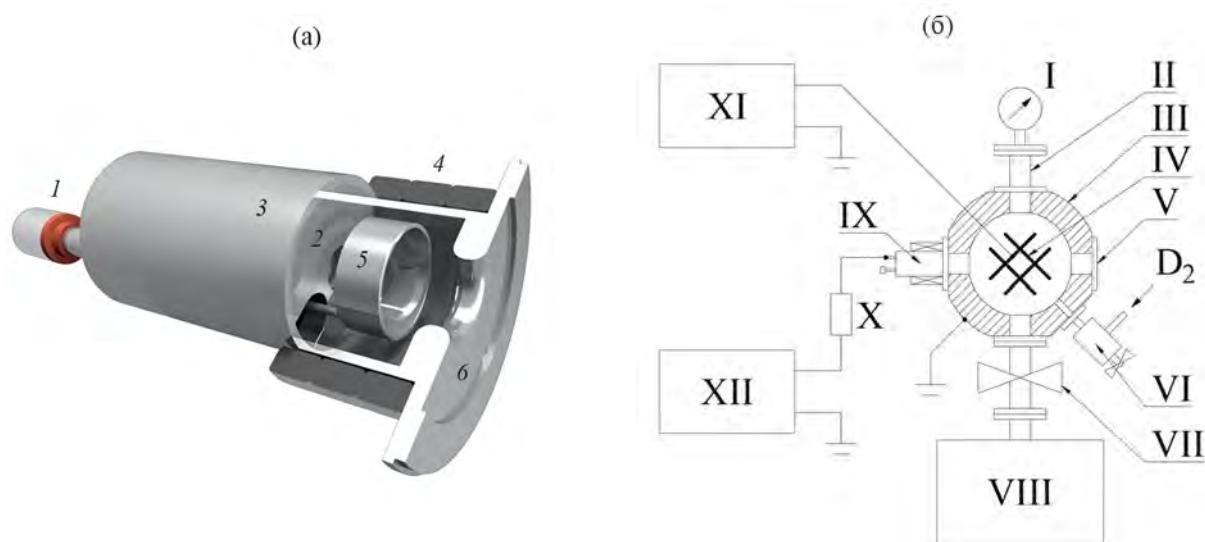


Рис. 1. а) Конструкция и устройство ПИИ: 1 – патрубок для откачки (запаянный), 2 – катод, 3 – корпус, 4 – магниты, 5 – анод, 6 – антикатод. б) Принципиальная схема стенда с камерой ИЭУП: I – манометр, II – вакуумный патрубок, III – анод (корпус камеры), IV – катод (центральный электрод), V – смотровое окно, VI – натекатель (подача газа), VII – шиберный вакуумный затвор, VIII – откачной вакуумный пост, IX – ПИИ, X – балластное сопротивление, XI – источник ускоряющего напряжения (до -25 кВ), XII – источник напряжения питания ПИИ (до 3 кВ).

В качестве рабочего газа использовался D_2 . Установка давления в экспериментах проводилась при помощи механического прецизионного натекателя M9515106 #204067 VARIAN с точностью не хуже $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Принципиальная схема стенда с камерой ИЭУП и конструкция исследованного ПИИ приведены на рис. 1. ПИИ устанавливался на корпус камеры ИЭУП напротив одного из промежутков между катодными кольцами. Конструкция ПИИ представляет собой электродную систему, состоящую из анода, катода и антикатада в едином цилиндрическом корпусе из немагнитной нержавеющей стали, по центру антикатада сделано отверстие, через которое ионы инжектируются за пределы ПИИ в основной разрядный промежуток камеры ИЭУП. Питание на ПИИ подается через вакуумный электрический ввод. ПИИ в сборе имеет размеры $\varnothing 20 \times 40$ мм². Магнитное поле создается набором внешних магнитных колец, важными параметрами для которых являются величина и однородность магнитного поля в ПИИ. Рабочее давление составляет несколько мТорр, анодное напряжение равно примерно 2 кВ.

Камера ИЭУП (рис. 2) имеет цилиндрическую конструкцию с конусными вставками для создания близкой к сферической геометрии анода и сетчатый катод, расположенный в середине. Катод представляет собой четыре кольца

эллиптической формы с размерами 60×40 мм² и шириной 5 мм, вырезанных из дюралюминиевого листа толщиной 1 мм и прикрепленных друг к другу крест-накрест.

Анализ параметров камеры ИЭУП проводился с использованием подхода, описанного в статье [9]. Для проведения расчетов и определения работоспособности рассматриваемой системы определялся ряд параметров, влияющих на ее работоспособность. Первым параметром была прозрачность катода, которая, по сути, является вероятностью ускоренным ионам пролететь сквозь катод при одиночном пролете. Прозрачность определяет эффективность работы системы ИЭУП – чем выше прозрачность, тем меньше ионов уходит на катод при каждом пролете. При проведении расчетов ввиду достаточно сложной геометрии катода его прозрачность не определялась просто из геометрии и соотношения площади, через которую ионы могут пролетать (S_0), к суммарной площади катода, если бы он был сплошным (S_C), $\eta = S_0/S_C$. Данный параметр определялся путем трассировки ионов дейтерия в исследуемой камере ИЭУП с использованием метода конечных элементов [10]. При проведении расчетов использовалась трехмерная модель камеры ИЭУП, учитывающая особенности конструкции всех ее элементов (корпуса, катода, высоковольтного ввода и диагностических окон). Ионы дейтерия запускались в систему электродов из периферийной области

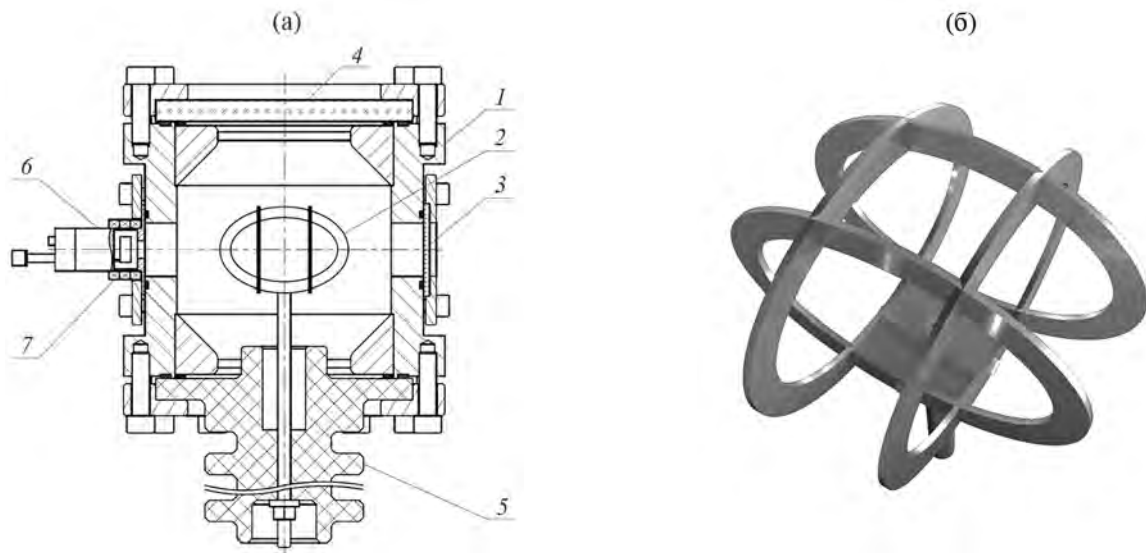


Рис. 2. а) Конструкция камеры ИЭУП: 1 – анод (корпус камеры ИЭУП), 2 – сетчатый катод, 3, 4 – смотровые окна, 5 – высоковольтный ввод камеры ИЭУП, 6 – ПИИ, 7 – магниты. б) Конструкция сетчатого катода.

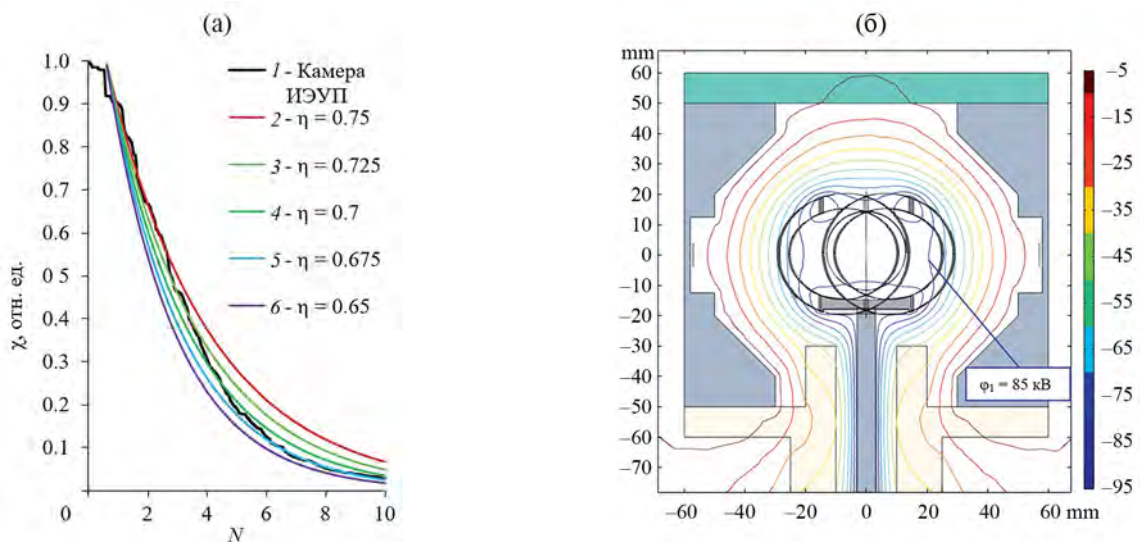


Рис. 3. Параметры камеры ИЭУП: а – зависимости нормированного среднего количества ионов от количества их пролетов через сетчатый катод для используемой конструкции катода и катодов с известными прозрачностью η , б – распределение потенциала в камере ИЭУП.

анода (из отверстия в корпусе), где располагался ПИИ, затем анализировались траектории их движения под действием сил, действующих со стороны электрического поля. С течением времени (по мере совершения ионами колебаний через сетчатый катод) количество ионов, совершающих колебательные движения, уменьшалось. По результатам расчетов получена зависимость нормированного среднего количества ионов χ (от изначального количества) от количества их пролетов через сетчатый катод (кривая 1 на рис. 3а). С учетом того

факта, что прозрачность является вероятностью ускоренным ионам пролететь сквозь катод при одиночном пролете, $P_1 = \eta$, при многократных пролетах ионов сквозь катод вероятность иона продолжить колебательное движение и не попасть на катод составит $P_N = \eta^N$, где N – номер пролета. Сопоставляя рассчитанную зависимость для используемой конструкции камеры ИЭУП (кривая 1 на рис. 3а) с аналогичными зависимостями, полученными для катодов с разными прозрачностью (кривые 2–6 на рис. 3а), мы определили, что наиболее близко процесс

уменьшения количества колеблющихся в системе ионов соответствует катоду с прозрачностью $\eta = 0.7$. Данное значение этого параметра и используется при проведении дальнейших вычислений.

Вторым важным параметром камеры ИЭУП является эффективность ускорения ионов, $\xi = \varphi_1/U$, где φ_1 – значение последней эквипотенциали первого типа, U – приложенная разность потенциалов между катодом и анодом (вследствие того, что катод камеры ИЭУП имеет сложную конструкцию, возникает уменьшение эффективной разности потенциалов, ускоряющей ионы в межэлектродном промежутке). Эквипотенциальные линии первого типа замыкаются вне катода, и значение последней эквипотенциальной линии первого типа φ_1 определяет энергию, которую фактически набирают ионы относительно максимально возможной. Для исследуемой камеры ИЭУП эффективность ускорения составила $\xi \approx 0.85$, распределение потенциала в камере ИЭУП показано на рис. 3б.

3. РАСЧЕТ ТОКА РАЗРЯДА

В данном разделе рассматривается связь выхода нейтронов камеры ИЭУП с протекающим током между электродами камеры для того, чтобы сформулировать требования к вытягиваемому току из ПИИ. Выход нейтронов Y камеры ИЭУП определяется числом протекающих реакций синтеза и записывается в интегральном виде как

$$Y = \iint_{iV} v_i \sigma(E) n_i n_t dV dt, \quad (1)$$

где n_t – объемная концентрация частиц в газоплазменной мишени, n_i – объемная концентрация налетающих на мишень ионов, σ – сечение реакции синтеза (в данном случае DD), v_i – скорость налетающих ионов, V – объем области взаимодействия ионов, t – длительность взаимодействия.

Считая, что генерация нейтронов в основном происходит за счет взаимодействия ускоренных ионов с молекулами газа, заполняющего объем камеры ИЭУП, соотношение (1) можно упростить, проведя интегрирование только по объему газоплазменной мишени, а для случая системы ИЭУП – по внутреннему объему катода V_C , считая, что всю энергию взаимодействия $\xi E = q_i \xi U$ ионы набирают при подлете к катоду

и что его внутренний объем они пролетают с данной энергией. Поскольку в работе рассматривается камера ИЭУП для генерации нейтронов в непрерывном режиме ($Y(t) = \text{const}$), правомерно пренебречь зависимостями от времени всех рассматриваемых параметров и заменить интегрирование по времени просто временем работы системы. Формула (1) упрощается следующим образом:

$$Y = v_i \sigma(\xi E) n_i n_t V t. \quad (2)$$

Далее рассмотрим по отдельности каждый параметр в формуле (2) и выразим n_i для перехода к вытягиваемому току из ПИИ. Рассмотрим генерацию нейтронов в случае реализации реакции $D(d, n)He^3$. В качестве ускоренных частиц в ней могут выступать ионы D_2^+ , D^+ (высокоэнергетичными нейтральными частицами, образовавшимися, например, в результате перезарядки, предлагается пренебречь для упрощения задачи). В газовом разряде ПИИ степень ионизации невысока и образование ионов D^+ менее вероятно, чем образование ионов D_2^+ . Поэтому далее будем рассматривать случай взаимодействия ионов D_2^+ с газоплазменной мишенью. Учитывая, что подобные ионы содержат два ядра дейтерия массой $2m_i$ (m_i – масса иона дейтерия), скорость ионов D_2^+ в камере ИЭУП определяем как

$$v_i = \sqrt{q_i \xi U / m_i}. \quad (3)$$

При заполнении объема системы рабочим газом D_2 концентрацию молекул можно определить из основного газодинамического соотношения $n = p/kT$, зная давление рабочего газа в системе p и температуру окружающей среды T . Для характерных рабочих для ПИИ давлений дейтерия, порядка нескольких мТорр, концентрация нейтральных молекул дейтерия n при комнатной температуре будет лежать в диапазоне $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Поскольку во взаимодействие вступают ядра, в случае двухатомных молекул (D_2) концентрация ядер газа n будет в 2 раза больше, т.е. $n_t = 2p/kT$. Поскольку ионы в основной межэлектродный промежуток инжектируются из ПИИ и общая степень ионизации газа в камере ИЭУП низка, влиянием инжектируемых и ускоряемых ионов на концентрацию мишени n_t в работе мы пренебрегаем.

Концентрация налетающих ионов n_i является одной из наиболее сложных характеристик для расчета. Она определяется через объемный

ионный ток I_{0i} в камере ИЭУП следующим образом:

$$n_i = \frac{I_{0i}}{q_i v_i S_0}, \quad (4)$$

где I_{0i} – объемный ионный ток (определяется количеством ионов, проходящих через область реакции внутри объема катода за единицу времени), q_i – заряд ионов, S_0 – площадь поверхности, через которую протекает объемный ионный ток I_{0i} .

Площадь S_0 связана с площадью поверхности катода S_C следующим образом: $S_0 = \eta S_C$. В таком случае объемный ионный ток I_{0i} может быть выражен через выход нейтронов из формул (2)–(4) следующим образом:

$$I_{0i} = \frac{Y k T q_i \eta S_C}{2 p t V_C \sigma(\xi E)}. \quad (5)$$

При этом общий объемный ионный ток складывается из тока ионов I_{0i} , попадающих во внутреннюю область катода и приводящих к генерации нейтронов, и из тока ионов, попавших на катод I_C . Соотношение между этими токами определяется прозрачностью катода η , $I_{0i}/I_C = \eta/(1 - \eta)$ или в другой записи

$$I_C = \frac{I_{0i}(1 - \eta)}{\eta}. \quad (6)$$

Однако ионный ток на катод I_C не измеряется экспериментально, поскольку в экспериментах присутствует электронная составляющая тока на анод камеры, т.е. $I = I_C + I_A$, где I_A – электронный ток на анод. Связь между I_C и I_A может быть выражена через параметры камеры: прозрачность катода η и максимально возможное количество пролетов ионов через область мишени N_{\max} . Это позволяет перейти от тока I_C к экспериментально измеряемому току разряда I между катодом и анодом камеры ИЭУП:

$$I = I_C \left(1 + \left((1 - \eta) \sum_{z=1}^{N_{\max}} \eta^z \right)^{-1} \right), \quad (7)$$

где z – номер пролета иона через катод (область газоплазменной мишени). Для $\eta = 0.7$ сумма в скобках принимает значение 2.42, тогда $I = 2.42 I_C$.

Спустя определенное количество пролетов ионы непременно уходят на катод. С каждым следующим пролетом количество ионов, совершающих колебательное движение между электродами, уменьшается. Описать данный процесс можно, определяя прозрачность η катода как долю ионов P_1 , не попавших на его поверхность при одном пролете. При N пролетах доля пролетающих ионов будет записываться как $P_N = \eta^N$. Максимальное количество пролетов ионов N_{\max} составит $N_{\max} = \log_{\eta} P_{N_{\max}}$. Задавая $P_{N_{\max}} = 1\%$ (0.01) и имея прозрачность катода $\eta = 0.7$, получим максимальное количество пролетов $N_{\max} = 12$.

Обобщая формулы (5)–(7), можно связать экспериментально измеряемый разрядный ток с уровнем выхода нейтронного излучения камеры ИЭУП:

$$I = \frac{Y k T q_i S_C (1 - \eta)}{2 p t V_C \sigma(\xi E)} \left(1 + \left((1 - \eta) \sum_{z=1}^{N_{\max}} \eta^z \right)^{-1} \right). \quad (8)$$

Таким образом, можно определить связь между нейтронным выходом и требуемым для его обеспечения током разряда для систем ИЭУП. Данный подход позволяет анализировать и получать оценки необходимого тока разряда без учета процессов зажигания и горения газового разряда в системе ИЭУП и ПИИ. В реальности же применять данный метод необходимо с учетом ряда факторов, определяющих вольтамперную характеристику разряда, таких как сорт рабочего газа, его давление, материал электродов, состояние их поверхности и др. В данной работе это соотношение используется в сочетании с экспериментально полученными результатами измерений токов ПИИ и разряда между анодом и катодом камеры ИЭУП.

Также необходимо отметить, что взаимодействие ускоренных ионов с катодом приводит к вторичной ион-электронной эмиссии и образованию электронов, ускоряющихся электрическим полем в сторону анода (корпуса камеры ИЭУП). Данные электроны также вносят вклад в суммарный ток разряда. При энергиях ионов в диапазоне кэВ коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии может принимать значения больше единицы [11], поэтому, несмотря на то, что катод в рассматриваемой системе ИЭУП имеет высокую прозрачность и данный процесс

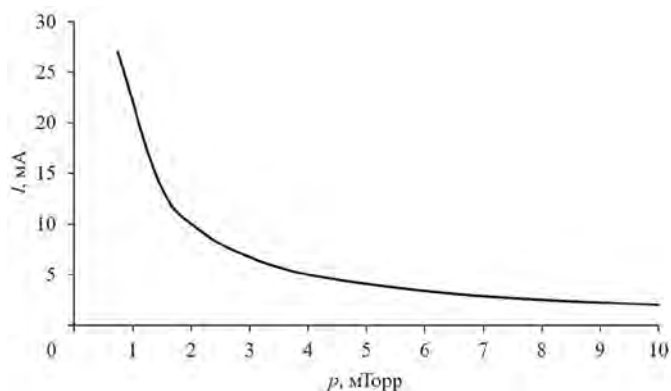


Рис. 4. Зависимость вытягиваемого из ПИИ тока от давления дейтерия в камере ИЭУП.

оказывает не столь высокий вклад, как в случае сплошного катода, получаемые из соотношения (8) значения токов могут быть несколько заниженными.

Используя формулу (8), проведем расчет вытягиваемого тока из ПИИ камеры ИЭУП согласно рис. 2 (с учетом электронной компоненты), исходя из базисного значения выхода нейтронов $Y = 10^6$ нейтр./с при реализации DD-реакции и непрерывном режиме генерации нейтронов. Выход 10^6 нейтр./с позволяет использовать камеру ИЭУП в широком ряде практических задач и научных исследований и не требует работ в предельно нагруженных электрических режимах. В расчетах использовались следующие значения прозрачности катода, эффективности ускорения и максимального числа пролетов: $\eta = 0.7$, $\xi = 0.85$, $N_{\max} = 12$. Напряжение на катоде $U = 100$ кВ. Давление варьировалось от 1 до 10 мТорр, что является характерным рабочим давлением ПИИ. В таком случае межэлектродный ток камеры ИЭУП будет находиться в диапазоне от 2 до 22 мА для давлений от 10 до 1 мТорр соответственно. Фактически это требование к суммарному току, вытягиваемому из ПИИ, для обеспечения заданного уровня выхода нейтронов Y . Зависимость значения вытягиваемого тока I от рабочего давления исследуемой камеры ИЭУП приведена на рис. 4.

4. ВЫБОР КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ПЕННИНГОВСКОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

Конфигурация магнитного поля в ПИИ значительно влияет на параметры разряда. От конфигурации магнитного поля и, как следствие,

размера и расположения области скрещенных электрического и магнитного полей напрямую зависят область горения разряда в ПИИ, ток разряда и вытягиваемый ток на катод камеры ИЭУП. Изменение конфигурации магнитного поля возможно путем изменения размеров и количества магнитов или изменения их положения на корпусе ПИИ. В связи с этим проведены исследования для определения оптимальной конфигурации магнитной системы, обеспечивающей наибольший вытягиваемый ток из ПИИ.

Магнитная система выполнена в виде сборки из кольцевых постоянных магнитов. При этом после установки системы на ПИИ конфигурация магнитного поля может сильно изменяться, так как ПИИ имеет в своем составе элементы с относительной магнитной проницаемостью, отличной от единицы. Провести измерения распределения магнитного поля в ПИИ с установленной магнитной системой невозможно из-за его конструктивных особенностей (доступ во внутренний объем ПИИ возможен только через отверстие в антикатоде), поэтому определение пространственного распределения магнитного поля внутри ПИИ проводилось в три этапа. Сначала проводились измерения индукции магнитного поля на сборках из нескольких магнитных колец с помощью тесламетра. Затем методом конечных элементов строилась расчетная модель, в которую закладывались геометрические размеры использованных магнитных колец и подбирались значения их намагниченности так, чтобы пространственное распределение индукции магнитного поля в рассчитанной геометрии максимально совпадало с измеренным распределением. На завершающем этапе в рассчитываемую геометрию магнитной системы добавлялись элементы конструкции исследуемого ПИИ и рассчитывалось пространственное распределение индукции магнитного поля в ПИИ.

Результаты определения пространственного распределения магнитного поля внутри исследуемого ПИИ для конфигурации магнитной системы с тремя кольцевыми магнитами из $Nd_2Fe_{14}B$ показаны на рис. 5.

Аналогичные измерения тесламетром и расчеты проведены для конфигурации магнитного поля в ПИИ для набора от одного до шести магнитных колец (таким образом, чтобы покрыть всю длину ПИИ). Сравнительные результаты расчетов конфигурации магнитного поля

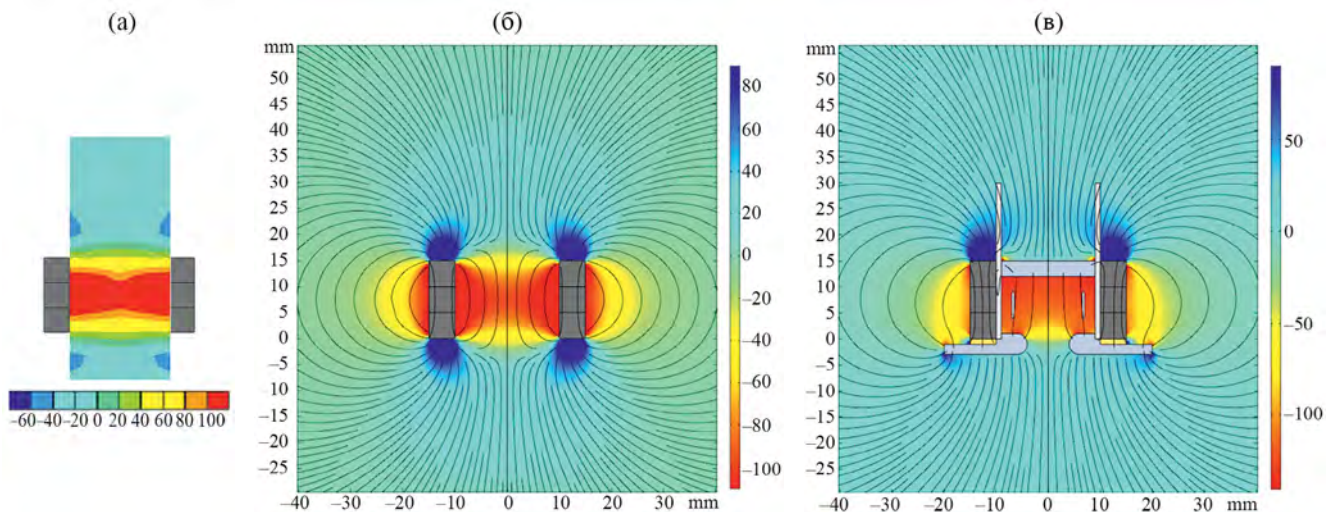


Рис. 5. Распределение индукции магнитного поля системы из трех магнитных колец: а – измеренное с помощью тесламетра, б – расчет без учета конструктивных элементов ПИИ, в – расчет с учетом конструктивных элементов ПИИ.

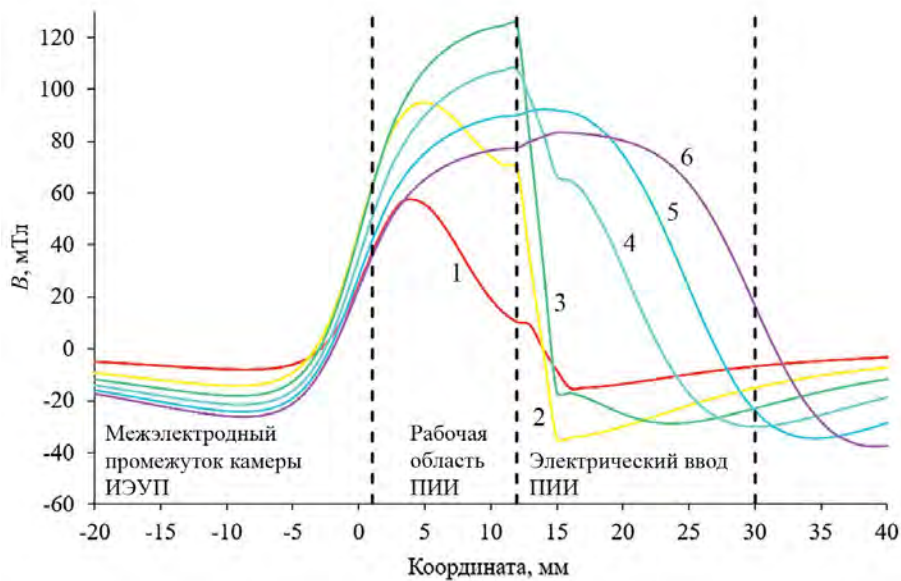


Рис. 6. Расчет конфигурации магнитного поля в ПИИ для разного количества внешних магнитов.

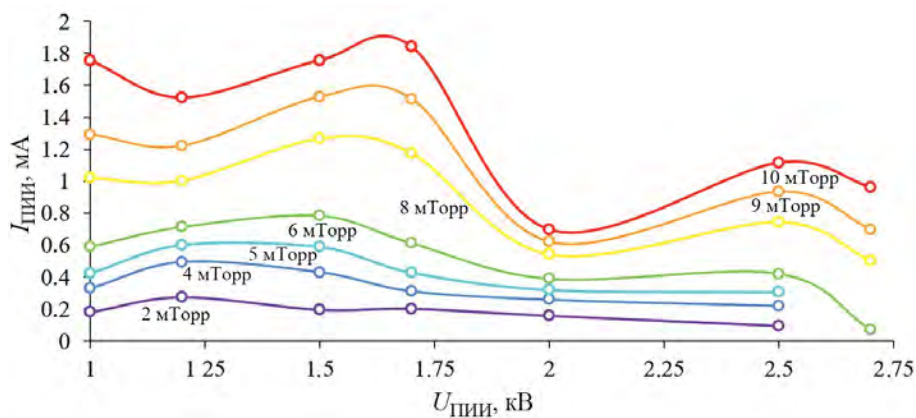


Рис. 7. Зависимость тока $I_{\text{ПИИ}}$ от напряжения питания $U_{\text{ПИИ}}$ для различных давлений дейтерия в камере ИЭУП.

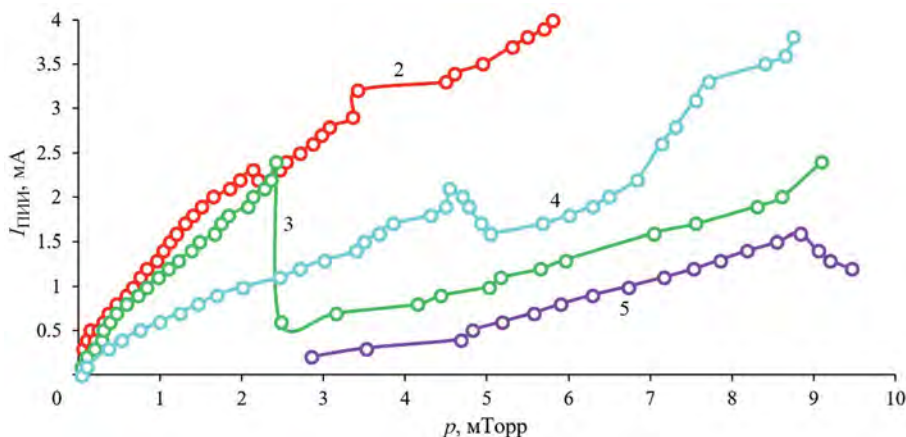


Рис. 8. Зависимости токов в ПИИ от давления в камере ИЭУП при различном количестве магнитов на ПИИ ($U_{\text{ПИИ}} = 1.7$ кВ).

приведены на рис. 6. Критериями по выбору оптимальной конфигурации магнитного поля являлись абсолютное максимальное значение магнитного поля в рабочей области ПИИ, однородность магнитного поля в рабочей области и минимальное влияние внешнего магнитного поля на элементы ПИИ вне рабочей области. С этой точки зрения, конфигурация из трех магнитов обеспечивает наибольшее значение магнитного поля в рабочей области на уровне более 120 мТл, имеет достаточно резкие границы спада и нарастания поля и достаточно небольшое значение поля вне области горения разряда по сравнению с другими исследованными конфигурациями и будет в дальнейших экспериментах рассматриваться в качестве основной конфигурации.

5. ИЗМЕРЕНИЕ РАБОЧИХ ТОКОВ ПЕННИНГОВСКОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

Целью первой серии экспериментальных исследований ПИИ в камере ИЭУП было выяснение режима работы ПИИ в конфигурации с тремя магнитами (выбранной оптимальной). Сняты зависимости тока в ПИИ ($I_{\text{ПИИ}}$) от напряжения питания ПИИ $U_{\text{ПИИ}}$ для различных значений давления p – рис. 7. Максимальные значения $I_{\text{ПИИ}}$ достигаются при напряжении 1.2–1.7 кВ для разных давлений. При увеличении напряжения ток ПИИ снижается, что, возможно, связано с изменением режима горения разряда.

Далее проведены экспериментальные исследования зависимостей параметров ПИИ, а именно, тока в ПИИ $I_{\text{ПИИ}}$ и вытягиваемого

в межэлектродный промежуток тока I от давления рабочего газа в диапазоне от 0.1 до 10 мТорр и числа используемых на ПИИ магнитов. Напряжение питания на аноде ПИИ составляло 1.7 кВ. В условиях без подачи вытягивающего напряжения на центральный электрод камеры ИЭУП получены кривые зависимости тока в ПИИ от давления $I_{\text{ПИИ}}(p)$ для разных количеств магнитов на ПИИ (рис. 8). Видно, что наибольший ток ПИИ достигается при конфигурации с двумя магнитами, он составляет 4 мА при давлении около 6 мТорр. При увеличении числа магнитов $I_{\text{ПИИ}}$ снижается и наблюдаются резкие изменения режимов горения разряда в ПИИ. Например, в конфигурации с тремя магнитами значение $I_{\text{ПИИ}}$ близко к таковому в конфигурации с двумя магнитами при давлениях до 2.5 мТорр (ток достигает значения 2.4 мА), затем ток резко снижается до 0.6 мА и планомерно увеличивается до 2.5 мА при росте давления до 9 мТорр. Таким образом, можно условно выделить два режима горения разряда в ПИИ: при низких давлениях в диапазоне 1–2 мТорр и при условно высоких давлениях 4–5 мТорр и более. При этом с двумя магнитами переход из режима низкого давления в режим высокого давления не наблюдается, что, видимо, связано с существенно отличающимся общим характером распределения магнитного поля внутри ПИИ по сравнению с остальными рассмотренными вариантами с тремя, четырьмя и пятью магнитами. При увеличении числа магнитов до четырех переход разряда между режимами низкого и высокого давления также наблюдается, хотя и менее резкий, в области 4.5 мТорр. Значение тока $I_{\text{ПИИ}} = 4$ мА с четырьмя магнитами достигается



Рис. 9. Характерный вид свечения разряда в дейтерии в камере ИЭУП при работе ПИИ: 1 – ПИИ, 2 – сетчатый катод, 3 – смотровое окно.

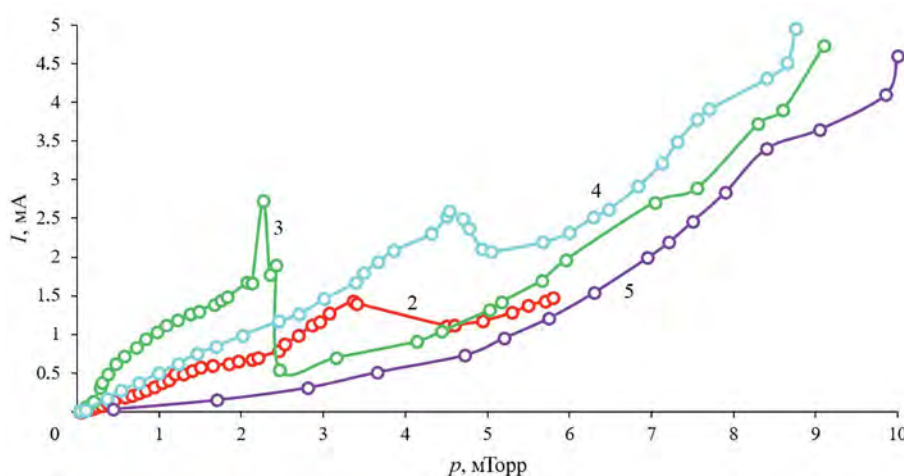


Рис. 10. Зависимости вытягиваемого из ПИИ тока от давления газа в камере ИЭУП при различном количестве магнитов на ПИИ ($U_{\text{ПИИ}} = 1.7$ кВ).

только при давлении около 9 мТорр. Дальнейшее увеличение числа магнитов приводит к снижению $I_{\text{ПИИ}}$ и смещению области рабочих давлений в сторону более высоких значений, разряд в ПИИ загорается только при давлениях около 3 мТорр и при увеличении давления примерно до 9 мТорр $I_{\text{ПИИ}}$ возрастает только до значений около 1.5 мА. Видимо, это связано с более низкими значениями магнитного поля в рабочей области ПИИ и высокими значениями магнитного поля в области электрического ввода ПИИ, снижающими эффективность горения разряда в рабочей области ПИИ.

Практическую значимость больше представляет вытягиваемый из ПИИ в межэлектродный промежуток камеры ИЭУП ток I . При проведении экспериментов на катод камеры ИЭУП прикладывалось напряжение $U = -20$ кВ. Характерный вид свечения разряда в камере ИЭУП при

напряжении питания ПИИ $U_{\text{ПИИ}} = 1.7$ кВ и напряжении на катоде камеры ИЭУП приведен на рис. 9.

Зависимости вытягиваемого из ПИИ тока от давления газа в камере ИЭУП $I(p)$ показаны на рис. 10. В целом, по приведенным зависимостям $I(p)$ с разным количеством магнитов на ПИИ наблюдается рост тока при увеличении давления. Так же, как и на рис. 8, видны два режима горения разряда с резким переходом из одного в другой: для двух и четырех магнитов при $p \sim 3-5$ мТорр; для трех магнитов при $p \sim 2.5$ мТорр. Для пяти магнитов кривая нарастания тока достаточно гладкая, однако абсолютные значения тока I меньше, чем в остальных случаях. Следует отметить, что, как и в случае рис. 8, при использовании трех магнитов переход из одного режима горения разряда

в другой сопровождается наиболее резким скачком по сравнению с остальными случаями.

Важным выводом из рис. 10 является то, что значения вытягиваемых из ПИИ токов I и токов в самом ПИИ $I_{\text{ПИИ}}$ не имеют прямой связи для одной и той же конфигурации магнитной системы. Так, в режиме высокого давления наибольший ток I достигается с четырьмя магнитами, значение тока доходит до 5 мА при давлении 9 мТорр. В режиме с низким давлением для трех магнитов характер кривых рис. 8, 9 сохраняется. Данные результаты иллюстрируют влияние распределения магнитного поля внутри ПИИ на его рабочие характеристики. В экспериментах без подачи высокого (вытягивающего) напряжения на катод камеры ИЭУП конфигурация с двумя магнитами на ПИИ показывала лучшие результаты среди всех исследованных случаев, обеспечивая режимы с наибольшими токами в ПИИ ($I_{\text{ПИИ}}$) и практически отсутствие скачков. При приложении вытягивающего напряжения на катод ИЭУП ситуация полностью менялась и случай с двумя магнитами на ПИИ стал чуть ли не худшим, особенно в области низких давлений газа. Данный результат, по-видимому, связан с существенно отличающимся общим характером распределения магнитного поля внутри ПИИ по сравнению с остальными рассмотренными вариантами с тремя, четырьмя и пятью магнитами. В случае с двумя магнитами максимум магнитного поля в ПИИ расположен непосредственно у выходного отверстия в антикатоде ПИИ, вблизи границы рабочей области ПИИ и межэлектродного промежутка камеры ИЭУП (рис. 6). В остальных рассмотренных случаях с тремя, четырьмя и пятью магнитами в данной области наблюдается спад магнитного поля.

В целом по результатам проведенных экспериментов можно выделить два приоритетных режима работы исследуемого ПИИ. Во-первых, при давлении 9–10 мТорр вытягиваемый ток из источника превышает 4 мА для нескольких конфигураций магнитной системы, что является достаточным для обеспечения выхода нейтронов $Y = 10^6$ нейтр./с в соответствии с рис. 4. Однако в случае использования только одного источника ПИИ площадь поверхности, через которую протекает объемный ионный ток $S_C (1 - \eta)$, изменяется за счет уменьшения S_C , ионный пучок фактически пролетает только через одну ось катода (см. рис. 9), и рабочая площадь составит примерно $0.25 S_C (1 - \eta)$. В то же время за счет

применения только одного ПИИ уменьшится и объем области генерации нейтронов V_C , которая вырождается в цилиндр с длиной $2r$ и высотой порядка $0.75r$ (в расчетах по формуле (8) объем V_C считался по объему сферы радиусом r). Видоизменяя параметры S_C и V_C в формуле (8), можно получить следующую оценку тока I для выхода 10^6 нейтр./с и давления 10 мТорр: $I = 2.4$ мА, что, тем не менее, является достаточным для использования одного ПИИ. Во-вторых, интересным представляется режим с тремя магнитами при давлении около 2 мТорр. В этой области обеспечивается достаточно большое значение тока (около 1.5 мА), а снижение рабочего давления позволит повысить электропрочность системы электродов и высоковольтного ввода камеры ИЭУП. Однако в данном случае одного ПИИ не хватает для обеспечения требуемого тока: если ориентироваться на выход нейтронов 10^6 нейтр./с (рис. 4), то суммарное значение тока I должно быть около 10 мА. Это надежно достигается при использовании семи-восьми ПИИ, подключенных с разных сторон к камере ИЭУП. Это возможно, поскольку каждый ПИИ может работать независимо, и в литературе известны системы ИЭУП с большим количеством ионных источников [12, 13]. При этом в расчетах считается, что весь внутренний объем V_C и площадь S_C используются в процессе генерации излучения.

Аналогичным образом можно аппроксимировать данные рис. 10 для разного количества источников, подключенных к камере ИЭУП, причем при увеличении числа источников необходимо учитывать изменение эффективных рабочих площади S_C и объема взаимодействия V_C . С учетом высказанных заключений, соотношения (8) и данных рис. 4, 10 мы построили семейство расчетных зависимостей токов разряда от давления дейтерия в рассматриваемой системе ИЭУП для различного количества присоединяемых на камеру ПИИ и различных выходов нейтронов (рис. 11). Число ПИИ выбиралось, исходя из геометрии катода камеры ИЭУП. При увеличении числа ПИИ каждый следующий располагался относительно предыдущего под углом 45° , поскольку это позволяло заполнить наибольший объем V_C , в котором происходила генерация нейтронного излучения.

На рис. 11 использованы максимальные достигнутые значения вытягиваемого из ПИИ тока I для исследованного числа внешних магнитов, поэтому в соответствии с рис. 10 части кривых

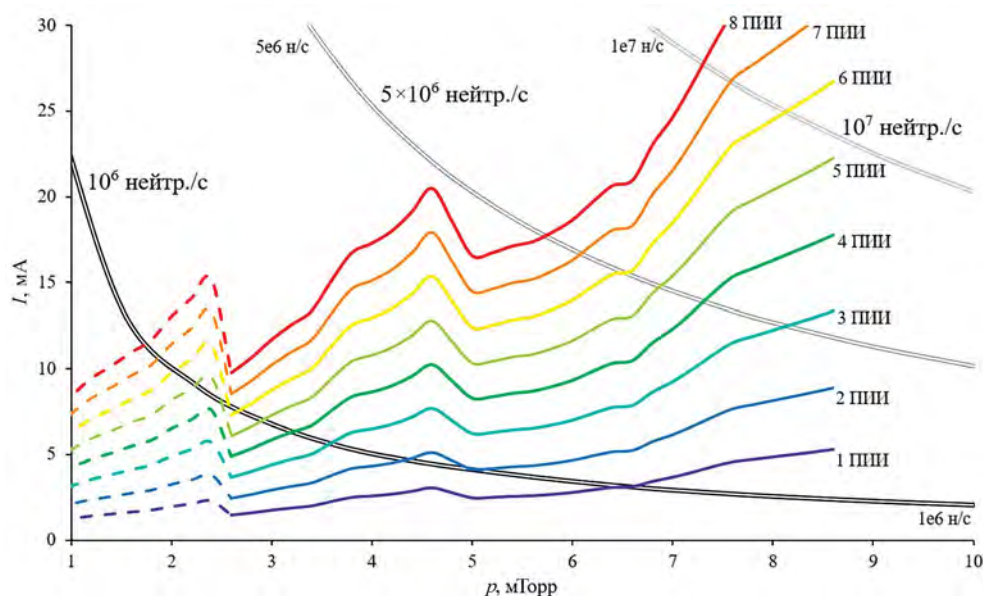


Рис. 11. Расчетные зависимости токов разряда от давления дейтерия $I(p)$ для разного числа ПИИ (от одного до восьми снизу вверх; штриховые линии — конфигурация из трех магнитов на ПИИ, сплошные линии — из четырех) и для разных значений нейтронного выхода (двойные линии).

при низком давлении (до 2.6 мТорр) обеспечивают максимальный ток при конфигурации из трех магнитов (эти кривые обозначены штриховыми линиями на рис. 11). При увеличении давления максимальные значения I достигаются уже в конфигурации с четырьмя магнитами, эти части кривых на рис. 11 обозначены сплошными линиями.

Расчеты проведены без учета изменения траекторий ионов при их многократных осцилляциях через катод ($N_{\max} = 12$). Это может в незначительной степени повлиять на значения рабочих S_C и V_C , поскольку в результате разворота и осцилляций ионы отклоняются от начальной траектории ионного пучка из ПИИ. К тому же приведенный расчет фактически является оценкой снизу требуемого тока I , так как значение ускоряющего напряжения в экспериментах на стенде составляло 20 кВ, а при построении рис. 11 использовалось значение напряжения на катоде $U = 100$ кВ. Но теоретические и экспериментальные исследования характеристик используемых ПИИ показывают, что при напряжении свыше 20 кВ диаметр пучка перестает уменьшаться и остается неизменным [14], а при росте ускоряющего напряжения межэлектродного промежутка ток I , вероятно, будет увеличиваться, но он не должен превышать значения $I_{\text{ПИИ}}$ рис. 8, т.е. I останется в диапазоне нескольких миллиампер для одного ПИИ.

В целом рис. 11 позволяет определять оптимальное число ПИИ и их требуемый рабочий диапазон по току I и давлению дейтерия для обеспечения требуемого уровня выхода нейтронного излучения в условиях рассмотренной геометрии электродной системы камеры ИЭУП. Например, для давления около 7.3 мТорр можно использовать четыре рассмотренных ПИИ с суммарным током 13 мА для обеспечения выхода нейтронов $5 \cdot 10^6$ нейтр./с. На рис. 10 видно, что в таком режиме ток с одного ПИИ составляет примерно 3.5 мА.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная статья посвящена исследованию работы ПИИ в камере ИЭУП, рассчитанной на генерацию потока нейтронного излучения с использованием газоплазменной мишени. В результате расчетных исследований показана связь вытягиваемого тока из ПИИ с уровнем выхода нейтронов. Для обеспечения потока 10^6 нейтр./с вытягиваемый ток ПИИ должен лежать в пределах 2–22 мА.

Показано, что конфигурация магнитной системы оказывает значительное влияние на работу ПИИ, и расчетным путем определено, что оптимальной конфигурацией является такое число магнитов на ПИИ, при котором основная часть магнитного поля сосредоточена в рабочей

области ПИИ и поле минимально проникает в соседние области электрического ввода ПИИ и межэлектродного промежутка камеры ИЭУП.

Экспериментальное изучение характеристик ПИИ показало, что оптимальное напряжение питания ПИИ составляет 1.2–1.7 кВ с точки зрения достижения наибольших токов $I_{\text{ПИИ}}$. Зависимости $I_{\text{ПИИ}}$ и вытягиваемого тока I показали наличие двух областей горения разряда, условно при низком давлении (1–2 мТорр) и высоком давлении (4–5 мТорр и более). По зависимости $I(p)$ определено несколько приоритетных режимов работы ПИИ для достижения выхода нейтронов 10^6 нейтр./с. На основе экспериментальных и расчетных данных построено семейство зависимостей $I(p)$ для разного числа ПИИ, используемых в камере ИЭУП, и для разных выходов нейтронов, по которым можно определять требуемый вытягиваемый из ПИИ ток, рабочее давление и число ПИИ для обеспечения требуемого выхода нейтронов в камере ИЭУП составляет 10^6 – 10^7 нейтр./с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rasmussen J., Jensen T., Korsholm S.B., Kihm N.E., Ohms F.K., Gockenbach M., Schmidt B.S., Goss E.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 083515. <https://doi.org/10.1063/5.0013013>
2. *Kumar Sharma S., Vinayak Tewari S., Waghmare N., Jagannadha Raju S.D.V.S., Divakar Rao K., Sharma A.* // Ann. Nuclear Energy. 2021. V. 159. P. 108358. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2021.108358>
3. *Tomiyasu K., Yokoyama K., Yamauchi K., Watanabe M., Okino A., Hotta E.* // Fusion Science and Technology. 2017. V. 56. P. 967. <https://doi.org/10.13182/FST09-A9035>
4. *Sved J.* // AIP Conference Proceedings. 1999. V. 475. P. 704. <https://doi.org/10.1063/1.59215>
5. *Miley G.H., Wu L., Kim H.J.* // J. Radioanalyt. Nuclear Chemistry. 2005. V. 263. № 1. P. 159. <https://doi.org/10.1007/s10967-005-0031-3>
6. *Takakura K., Sako T., Miyadera H., Yoshioka K., Karino Y., Nakayama K., Sugita T., Uematsu D., Okutomo K., Hasegawa J., Kohno T., Hotta E.* // Plasm. Fusin Research. 2018. V. 13. P. 2406075. <https://doi.org/10.1585/pfr.13.2406075>
7. *Lang R.F., Pienaar J., Hogenbirk E., Masson D., Nolte R., Zimbal A., Röttger S., Benabderrahmane M.L., Bruno G.* // Nuclear Instrum. Methods Phys. Resear. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detect. Associated Equipment. 2018. V. 879. P. 31. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.10.001>
8. *Miley G.H., Murali S.K.* Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion Fundamentals and Applications. New York, Heidelberg, Dordrecht, London: Springer, 2014. P. 261. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-9338-9>
9. *Прокуратов И.А., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Дулатов А.К.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. Вып. 1. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2022-45-1-108-118>
10. *Сагдеева Ю.А., Копысов С.П., Новиков А.К.* Введение в метод конечных элементов: метод. пособие. Ижевск: Изд-во “Удмуртский университет”, 2011.
11. *Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Мавлянов А.Н.* // Вестник Московского Университета. 1969. № 6. С. 46.
12. *Hirsch R.L.* // Journal of Applied Physics. 1967. V. 38. P. 4522. <https://doi.org/10.1063/1.1709162>
13. *Michalak M.K., Eagle B.J., Kulcinski G.L., Santarius J.F.* Six Ion Gun Fusion Experiment (SIGFE) Findings and Future Work. // 13th US-Japan IEC Workshop. Sydney: NSW, 2011.
14. *Мамедов Н.В., Прохорович Д.Е., Юрков Д.И., Каньшин И.А., Солодовников А.А., Колодко Д.В., Софрокин И.А.* // ПТЭ. 2018. № 4. С. 62. <https://doi.org/10.1134/S0032816218030242>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 537.291

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ЛИНЗА ДЛЯ КОРРЕКЦИИ ПУЧКА ИОНОВ
МАГНЕТРОННОГО ИСТОЧНИКА

©2024 г. А. А. Терентьев^{а,*}

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: Terentev_AA@nrcki.ru

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 23.05.2023 г.

Принята к публикации 30.07.2023 г.

Описаны принципиальная схема и конструкция электростатической линзы для коррекции и дополнительной фокусировки пучка, выходящего из источника ионов магнетронного типа. Представлен чертеж такой линзы.

DOI: 10.31857/S0032816224020114 EDN: QSNDBV

1. ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В физических экспериментах ионные пучки небольшой интенсивности часто получают при помощи источника магнетронного типа. Этим источникам присущ следующий недостаток: рассеянное магнитное поле отклоняет пучок в горизонтальной плоскости, ионы выходят не по радиусу цилиндра-катода. Такое отклонение показано на рис. 1а. Корпус источника 5 находится под ускоряющим потенциалом U_{acc} , а входной патрубком 6 — под потенциалом земли.

Для компенсации этого отклонения и фокусировки пучка была разработана электростатическая линза, результат работы которой показан на рис. 1б. Видно, что после коррекции пучок идет строго по радиусу катода и дополнительно фокусируется.

Значение U_{acc} в установке составляло от 800 В до 1.2 кВ и менялось, исходя из требований эксперимента, номинальное значение магнитного поля в источнике составляло $B_0 = 100$ Гс. Требовалось обеспечить возможно лучшую фокусировку в указанном диапазоне U_{acc} при отклонении величины B_0 от номинального значения на ± 5 Гс.

При этом расхождение пучка в вертикальной плоскости изначально было приемлемым (рис. 2а) из-за большого размера входного

окна установки. Поэтому линза должна была, по крайней мере, не ухудшать фокусировку в этом направлении. Но удалось добиться значительного улучшения фокусировки и в вертикальной плоскости (рис. 2б).

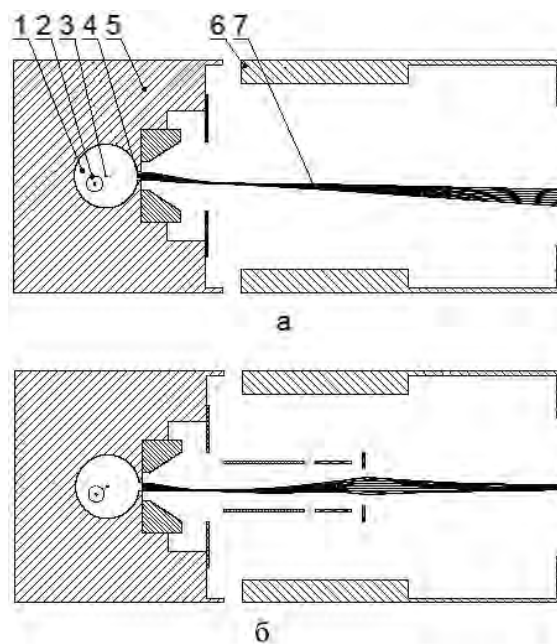


Рис. 1. Отклонение ионного пучка в магнетронном источнике в горизонтальной плоскости: 1 — газоразрядная камера, 2 — магнитное поле, 3 — нить накала (катод), 4 — выходная щель, 5 — корпус источника (анод), 6 — входной патрубок установки, 7 — ионный пучок.

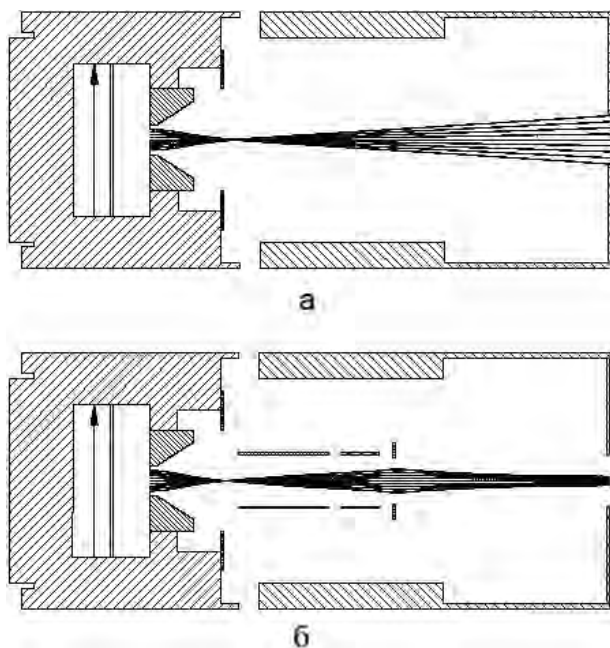


Рис. 2. Расхождение ионного пучка в вертикальной плоскости.

При разработке линзы было выдвинуто требование максимальной простоты ее изготовления. В качестве основного материала было решено использовать пластину из стали X18H10T толщиной 0.8 мм.

2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Сначала была разработана общая электростатическая схема линзы. После рассмотрения нескольких вариантов остановились на схеме, показанной на рис. 3. Она состоит из двух П-образных потенциальных электродов 2 и 3, двух плоских земляных электродов 1 и 4 и выходной диафрагмы 5. Диафрагма находится под потенциалом U_{acc} , а электроды 2 и 3 — под некоторыми потенциалами, меньшими U_{acc} и пропорциональными последнему.

Далее был проведен подбор оптимальной геометрии электродов и значений потенциалов на них. Для этого выполнялось моделирование траекторий ионов программой SIMION 7.0 [1]. Подбором геометрии удалось добиться того, что оба потенциальных электрода находятся под одним потенциалом U_L ; U_L — единственный параметр, изменение которого возможно в процессе эксплуатации, он настраивается из соображений лучшей фокусировки.

Задача моделирования осложнялась тем, что, к сожалению, область, из которой выходят ионы,

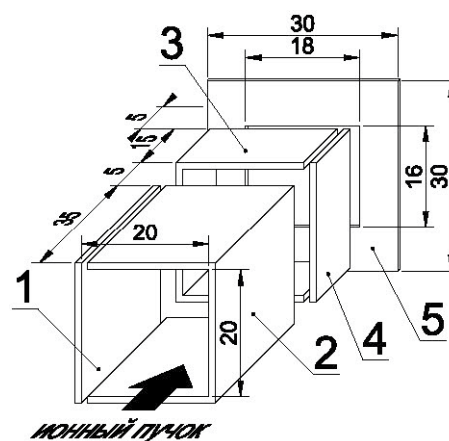


Рис. 3. Электростатическая схема линзы.

точно неизвестна. Кроме того, ионы стартуют из разряда не точно по радиусу цилиндра, а имеют некоторое распределение по направлениям (углам), которое тоже неизвестно.

Было проведено моделирование траекторий ионов для разных точек старта и различных начальных направлений. Оно показало, что эти параметры мало влияют на общую картину. Фокусировка пучка сохраняется, размеры электродов приходится изменять в пределах точности изготовления, напряжение лучшей фокусировки меняется незначительно. В реальном же пучке будут присутствовать ионы, вышедшие из различных точек и под разными начальными углами. Поэтому исходный пучок (без линзы) будет более широким и размытым, чем на рис. 1а.

Полученные при моделировании размеры электродов приведены на рис. 3. Лучшая фокусировка была получена при $U_L = 0.16U_{acc}$, именно она показана на рис. 1б.

3. КОНСТРУКЦИЯ

Конструктивно линза представляет собой электростатический блок, закрепленный в корпусе. Конструкция блока показана на рис. 4. Потенциальные электроды 2 и 3 были соединены между собой двумя винтами М3 и составляли единый узел. К этому узлу были приклеены фарфоровые пластины 6 и 7, которые накладывались на несущие площадки земляных электродов 1 и 4 и тоже приклеивались. Выходная диафрагма 5 крепилась к ушкам малого потенциального электрода при помощи двух фарфоровых трубок 8 диаметром 2 мм. Эта часть конструкции также склеивалась. Таким образом,

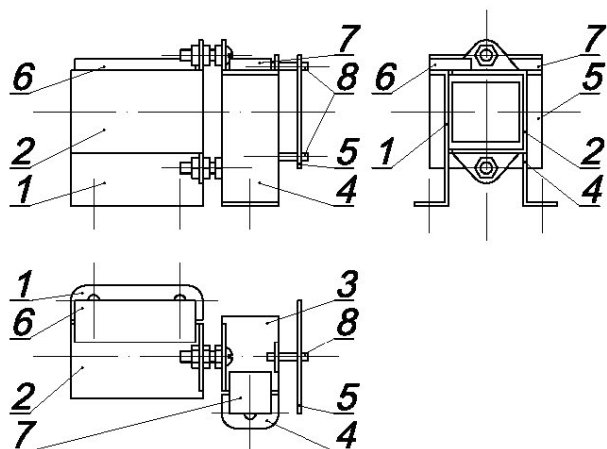


Рис. 4. Электростатический блок.

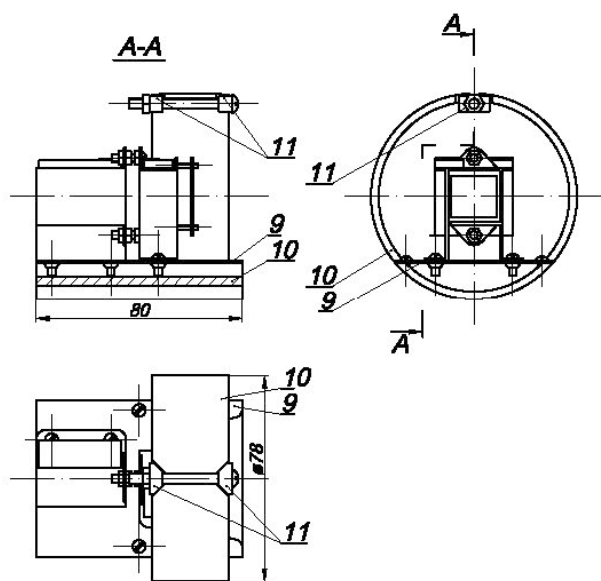


Рис. 5. Конструкция линзы.

блок содержал всю электростатическую часть линзы. При сборке блок юстировался.

В нижней части земляных электродов были выполнены опорные площадки, с помощью которых этот узел закреплялся тремя винтами М3 на несущей пластине 9 (рис. 5), которая ранее была установлена в корпусе 10.

Линза предназначалась для действующей установки и размещалась в трубе внутреннего диаметра 80 мм, где не было никаких элементов для ее крепления. Для решения этой проблемы был разработан способ крепления, получивший название “труба в трубе”. Корпус был выполнен разрезным из отрезка трубы диаметром

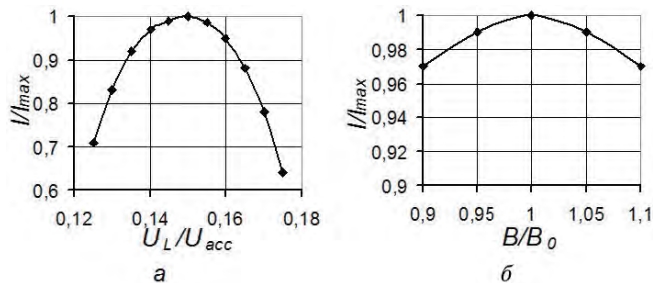


Рис. 6. Изменение тока пучка при отклонении напряжения на линзе (а), магнитного поля в источнике (б).

78 мм. В разрез были вставлены два клина 11, которые стягивались винтом М4. Вся конструкция устанавливалась в нужное место трубы, после чего затягивался винт. Корпус разжимался и фиксировался.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Линза была изготовлена и испытана. При испытании измерялся ток пучка на зонд, установленный около выходного среза входной патрубке 6 (рис. 1). Размеры зонда были такие же, что и у входного окна рабочей части установки, $18 \times 16 \text{ мм}^2$. При $U_{acc} = 1000 \text{ В}$ ток источника I без линзы составлял 0.48 мА , а с линзой 2.1 мА , т.е. увеличивался более чем в 4 раза. Лучшая фокусировка достигалась при $U_L = 0.15 U_{acc}$ (рис. 6а). При этом изменение U_L от $0.14 U_{acc}$ до $0.16 U_{acc}$ изменяло I меньше чем на 5%. Изменение магнитного поля в источнике тоже слабо влияло на I (рис. 6б). Для других значений U_{acc} картина оставалась практически той же.

В настоящее время описанная линза используется на действующей установке и хорошо выполняет свои функции. Ее использование с магнетронным источником оказалось вполне оправданным. Возможно, подобная линза может быть использована и в других случаях для коррекции ионных пучков, проходящих через области слабого магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Computer code SIMION 3D Version 7.0 Sci. Instrum. Services, Ringoes, NJ 08551, USA.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЕЛЕНИДА ЦИНКА МЕТОДОМ ОДНОЛУЧЕВОГО Z-СКАНИРОВАНИЯ

© 2024 г. Е. Ю. Ерушин^{a,b,*}, Н. Ю. Костюкова^{a,b,**}, А. А. Бойко^{a,b,***},
И. Б. Мирошниченко^b, Д. М. Вербоватый^b, А. Ю. Кирьякова^a

^aНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

^bИнститут лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 15Б

*e-mail: render2012@yandex.ru

**e-mail: n.duhovnikova@gmail.com

***e-mail: baa.nsk@gmail.com

Поступила в редакцию 24.05.2023 г.

После доработки 24.05.2023 г.

Принята к публикации 08.07.2023 г.

Представлена автоматизированная установка для исследования нелинейно-оптических свойств кристаллов методом однолучевого Z-сканирования при длительности импульсов 5.3 нс. Данная схема успешно применена для исследования нелинейного показателя преломления окна из поликристаллического ZnSe. Подробно описана экспериментальная установка, и представлен анализ данных. Измеренное значение нелинейного показателя преломления n_2 составило $(1.01 \pm 0.09) \cdot 10^{-11}$ ед. СГСЭ. Разработанная экспериментальная установка может применяться для исследования нелинейно-оптических характеристик новых нелинейных кристаллов.

DOI: 10.31857/S0032816224020126 EDN: QSLVOA

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование нелинейно-оптических свойств материалов имеет большое значение для многих областей науки и техники, включая телекоммуникации в виде оптических переключателей, модуляторов и электрооптических устройств [1–3], волноводов [4], некоторых биологических задач [5], а также при конструировании оптических схем для лазерной техники [6]. Нелинейный показатель преломления является фундаментальным оптическим свойством, характеризующим реакцию материала на свет большой интенсивности. Он играет решающую роль во многих нелинейно-оптических явлениях, таких как самофокусировка, фазовая самомодуляция и оптическое переключение. Поэтому точные измерения нелинейного показателя преломления необходимы для разработки и оптимизации нелинейно-оптических устройств для различных приложений, от телекоммуникаций

до биофотоники. Для измерения нелинейно-оптических свойств было разработано множество методов, таких как двухимпульсный спектральный метод “накачка-зондирование” [7], вырожденное четырехволновое смешение [8], почти вырожденное трехволновое смешение [9], методика вращения эллипса [10, 11], измерение искажения луча [12] и Z-сканирование [13]. Первые три метода являются потенциально чувствительными методами, но требуют очень сложной экспериментальной аппаратуры. Измерения искажения луча требуют точного сканирования луча с последующим подробным анализом распространения волны. Среди указанных выше методов Z-сканирование приобрело популярность благодаря простоте реализации, универсальности и высокой чувствительности. Метод Z-сканирования успешно используется для измерения коэффициента нелинейного преломления различных материалов, включая

полупроводники, стекла, полимеры и красители. В этом исследовании мы применяли метод Z -сканирования для измерения показателя нелинейного преломления окна из поликристаллического $ZnSe$, который является важным материалом для инфракрасной оптики и лазерной техники. Мы представляем автоматическую экспериментальную установку для однолучевого Z -сканирования.

2. МЕТОДИКА

Однолучевое Z -сканирование представляет собой простой метод определения величины двухфотонного поглощения (ДФП) и нелинейного показателя преломления (n_2) кристалла. Впервые указанный метод был предложен в 1989 году [13], и он широко применяется и в наше время. Для интерпретации экспериментальных данных используется метод гауссовой декомпозиции. Это широко распространенный метод анализа результатов измерений. Подробное описание метода дано в работе [14]. Принцип метода Z -сканирования довольно прост: лазерный луч фокусируется в образец, который необходимо перемещать вдоль направления распространения излучения, тем самым изменяя интенсивность излучения внутри образца. Далее излучение, прошедшее через образец, вводится в детектор, перед которым устанавливается диафрагма с переменной апертурой с коэффициентом пропускания S . Обычно в экспериментах с закрытой диафрагмой S принимает значение от 0.1 до 0.5. Данный метод применяют для исследования нелинейного показателя преломления. В случае Z -сканирования с открытой диафрагмой пропускание диафрагмы $S=1$, т.е. все излучение проходит через апертуру. Такой метод применяется для исследования двухфотонного поглощения. В обоих случаях процессы самофокусировки/самодефокусировки происходят за счет перемещения образца и изменения интенсивности падающего на детектор излучения. Приближение “тонкого” образца можно использовать при выполнении следующего условия: $z_R n_0 > L$, где n_0 — линейный показатель преломления, z_R — длина Рэлея, а L — толщина образца. Нормированный коэффициент пропускания в точке z при открытой диафрагме для тонкого образца выражается следующим образом [13]:

$$T(z, S=1) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[-q_0(z, 0)]^m}{(m+1)^{3/2}}, \quad (1)$$

где

$$q_0(z, t) = \frac{\beta I_0(t) L_{eff}}{1+x^2}. \quad (2)$$

Чаще всего для аппроксимации достаточно второго порядка, поэтому эта формула сводится к выражению

$$T = 1 - \frac{\beta I_0 L_{eff}}{2\sqrt{2}} \frac{1}{1+x^2}, \quad (3)$$

где $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ — эффективная толщина образца, α — коэффициент линейного поглощения, I_0 — пиковая интенсивность, β — коэффициент двухфотонного поглощения, L — длина образца, а $x = z/z_R$ — нормализованная координата.

Для нахождения огибающей экспериментальных данных для Z -скана с закрытой диафрагмой обычно используется следующее выражение [13]

$$T(z, \Delta\Phi_0) \approx 1 + \frac{4\Delta\Phi_0 x}{(1+x^2)(9+x^2)}, \quad (4)$$

где

$$\Delta\Phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L_{eff} \quad (5)$$

— аксиальный фазовый сдвиг в фокусе, а n_2 — нелинейный показатель преломления. Единицами этой величины являются [$\text{м}^2/\text{Вт}$] (или [$\text{см}^2/\text{Вт}$]) в системе СИ, но в более старой литературе можно найти значения в единицах [ед. СГСЭ]. Для преобразования таких единиц можно использовать уравнение

$$n_2 [\text{ед. СГСЭ}] = \frac{cn_0}{40\pi} n_2 \left[\frac{\text{М}^2}{\text{Вт}} \right]. \quad (6)$$

Простой способ оценить фазовый сдвиг и, следовательно, нелинейный показатель преломления — найти разницу между максимальным (пик) и минимальным (впадина) коэффициентами пропускания. Для этого можно использовать эмпирически определенное отношение

$$\Delta T_{\text{П-В}} \cong 0.406(1-S)^{0.25} |\Delta\Phi_0|, \quad (7)$$

где S — коэффициент пропускания апертуры в отсутствие образца, а $\Delta T_{\text{П-В}} = T_{\text{П}} - T_{\text{В}}$, $T_{\text{П}}$ и $T_{\text{В}}$ — нормированные максимальные (пик) и минимальные (впадина) коэффициенты пропускания. Расстояние между пиком и впадиной

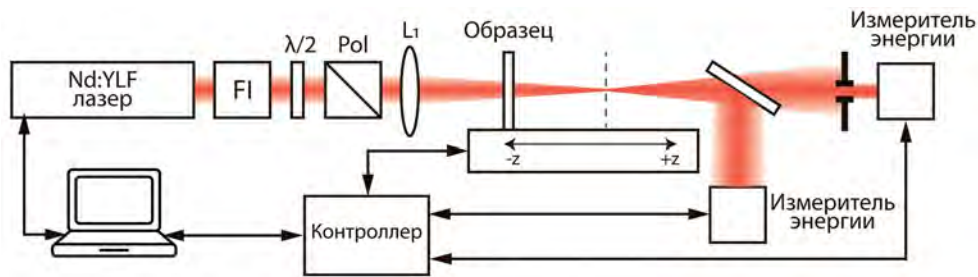


Рис. 1. Изображение схемы Z-сканирования: ОИ – изолятор Фарадея, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, Pol – призма Глана, L_1 – линза с фокусным расстоянием $f = 100$ мм.

$\Delta Z_{П-В}$ может служить прямой мерой оценки дифракционной длины падающего луча для нелинейного отклика заданного порядка. При использовании гауссова пучка и апертуры в дальней зоне это соотношение для нелинейности третьего порядка определяется выражением

$$|\Delta Z_{П-В}| \approx 1.7Z_0. \quad (8)$$

Нелинейная восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)}$ считается комплексной величиной:

$$\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + i\chi_I^{(3)}, \quad (9)$$

где действительная часть связана с n_2 формулой [13, 15]

$$\chi_R^{(3)} [\text{ед. СГСЭ}] = 10^{-4} \frac{\epsilon_0 c^2 n_0^2}{\pi} n_2 \left[\frac{\text{см}^2}{\text{Вт}} \right], \quad (10)$$

а мнимая часть связана с коэффициентом двухфотонного поглощения β формулой

$$\chi_I^{(3)} [\text{ед. СГСЭ}] = 10^{-2} \frac{\epsilon_0 c^2 n_0^2 \lambda}{4\pi^2} \beta \left[\frac{\text{см}}{\text{Вт}} \right]. \quad (11)$$

В указанных формулах ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, c – скорость света, а λ – длина волны излучения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве тестового образца было взято окно из поликристаллического ZnSe размером $13 \times 15 \times 2.18$ мм³. Исследуемая пластинка имела минимальный клин, а для предотвращения обратного отражения и эффекта эталона [14] на обе грани пластинки было нанесено однослойное антиотражающее покрытие с центром на длине волны 1.053 мкм.

Схема Z-сканирования представлена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался Nd:YLF-лазер (TECH 1053 Advanced, ООО “Лазер-экспорт”) с длиной волны 1.053 мкм и длительностью импульсов 5.3 нс на частоте следования импульсов 1 кГц. Максимальная энергия в импульсе лазера накачки составляла 1 мДж, показатель качества пучка $M^2 < 1.4$.

Использование аттенюатора, состоящего из полуволновой пластинки ($\lambda/2$) и поляризатора (Pol), позволяет плавно изменять уровень мощности и энергии излучения при неизменных пространственных параметрах луча и длительности импульсов лазера. Импульсы фокусировались в образец при помощи линзы с фокусным расстоянием $f = 100$ мм. При помощи метода ножа Фуко была измерена каустика пучка вдоль направления распространения излучения (рис. 2). Согласно стандарту для определения качества пучка, ISO 11146-1/2, результаты измерений диаметра пучка в различных сечениях вдоль трассы его распространения аппроксимируются гиперболической зависимостью.

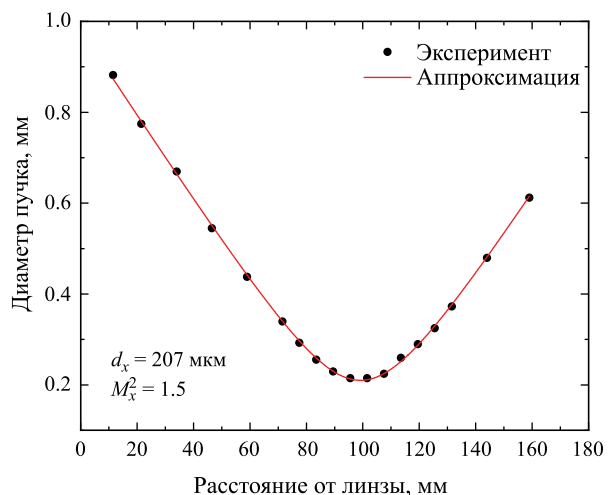


Рис. 2. Зависимость диаметра луча от расстояния от линзы, измеренная методом ножа Фуко.

Исходя из полученных коэффициентов, можно вычислить расходимость, диаметр перетяжки и параметр M^2 . Радиус пучка в перетяжке составил $\omega_0 \approx 103.5$ мкм, длина Рэлея $z_R = 21.4$ мм, а $M^2 = 1.4$.

Пластина тестируемого образца располагалась в держателе, размещенном на моторизированной линейной подвижке с датчиком угла поворота с шагом 0.01 мм и диапазоном перемещения 150 мм. Шаговый двигатель линейной подвижки управлялся при помощи специально разработанного контроллера, подключенного к персональному компьютеру. Для одновременного измерения методом открытой и закрытой диафрагмы за образцом было помещено полупрозрачное зеркало, пропускающее примерно 64% излучения в приемник с диафрагмой и отражающее примерно 36% во второй приемник. На заднюю сторону зеркала нанесено просветляющее покрытие для излучения лазера. Далее излучение, прошедшее через зеркало и отраженное от него, регистрировалось при помощи двух детекторов PE10-C Ophir, также подключенных к ПК. Для схемы с закрытой диафрагмой пропускание апертуры S , определяемое как отношение энергии импульса, проходящего через апертуру, к полной энергии входного импульса, составляло 0.4. Было разработано программное обеспечение, записывающее зависимость детектируемого сигнала от положения линейной подвижки. Далее в программе происходит нормировка сигналов. В случае наличия двухфотонного поглощения тестируемой пластинки необходимо нормированное пропускание образца, записанное при помощи метода с закрытой диафрагмой, разделить на нормированное пропускание, записанное при помощи метода открытой диафрагмы. Одновременная запись обоими методами позволяет минимизировать влияние дрейфа уровня энергии излучения лазера.

В тестируемой пластинке ZnSe двухфотонное поглощение не выявлено, что хорошо согласуется с литературными данными при близкой длине волне. На рис. 3 показана измеренная зависимость нормированного пропускания от положения образца, записанная при частоте повторения лазера 1 кГц и интенсивности излучения в перетяжке (измерено без образца), равной 392 МВт/см^2 .

Для того чтобы найти аксиальный фазовый сдвиг в фокусе $\Delta\Phi_0$, а затем по формуле (5)

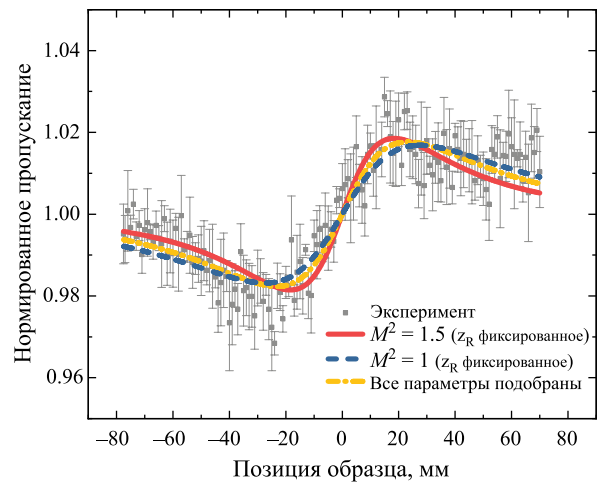


Рис. 3. Нормированное пропускание тестовой пластинки ZnSe, записанное методом Z-сканирования с закрытой апертурой при частоте повторения лазера 1 кГц и интенсивности в перетяжке 392 МВт/см^2 .

и n_2 , мы должны аппроксимировать экспериментальные данные функцией, описываемой формулой (4). Также для этого можно использовать выражение (7), связывающее $\Delta\Phi_0$ с разницей между нормированными коэффициентами пропускания пика и впадины. Стоит отметить, что для интерпретации полученной зависимости мы можем использовать несколько способов. В первую очередь, при аппроксимации данных можно использовать значение длины Рэлея z_R , определенное при измерении каустики луча после прохождения через линзу L_1 с учетом коэффициента распространения пучка $M^2 = 1.5$ (рис. 2). Также можно оценить длину Рэлея, исходя из предположения, что используемый пучок имеет практически гауссово распределение интенсивности в поперечном сечении, т. е. задать коэффициент M^2 равным единице, и использовать соответствующее значение z_R . Другой подход — варьировать все параметры функции аппроксимации для лучшего совпадения с экспериментальной кривой. В табл. 1 показаны полученные значения для z_R , $\Delta\Phi_0$ и n_2 , определенные описанными способами. Как следует из таблицы, нелинейный показатель преломления n_2 при частоте следования импульсов 1 кГц и пиковой интенсивностью 392 МВт/см^2 , определенный тремя способами, лежит в диапазоне от $1.63 \cdot 10^{-14}$ до $1.79 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{Вт}$, что хорошо согласуется с литературными данными [16, 17].

Таблица 1. Значения соответствующих параметров аппроксимирующей функции, полученные с помощью различных процедур подбора

	$M^2 = 1.5$	$M^2 = 1$	Все параметры подогнаны
z_R , мм	21.4 (фиксированный)	32 (фиксированный)	26.96 ± 1.28
$\Delta\Phi_0$	0.0913 ± 0.0034	0.083 ± 0.003	0.087 ± 0.003
n_2 , см ² /Вт	$(1.79 \pm 0.07) \cdot 10^{-14}$	$(1.63 \pm 0.06) \cdot 10^{-14}$	$(1.71 \pm 0.06) \cdot 10^{-14}$
n_2 , ед. СГСЭ	$(1.06 \pm 0.04) \cdot 10^{-11}$	$(0.96 \pm 0.04) \cdot 10^{-11}$	$(1.01 \pm 0.04) \cdot 10^{-11}$
n_2 , см ² /Вт	$2.04 \cdot 10^{-14}$	$1.85 \cdot 10^{-14}$	$1.94 \cdot 10^{-14}$
$\Delta T_{П-В}$			

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлена автоматическая схема метода Z-сканирования, которая была успешно применена для исследования нелинейно-оптических свойств поликристаллического окна из ZnSe. Результаты, полученные в этом эксперименте, демонстрируют высокую степень соответствия литературным данным, тем самым подтверждая эффективность и надежность предложенной схемы. Схема автоматического Z-сканирования предлагает значительные преимущества с точки зрения точности, воспроизводимости и эффективности, что делает ее ценным инструментом для исследователей, изучающих нелинейно-оптические свойства различных материалов. В дальнейшем разработанная схема будет использоваться для изучения нелинейных свойств новых кристаллов, в том числе и для параметрического взаимодействия. Это не только будет способствовать более точному прогнозированию изменения свойств материалов при взаимодействии с излучением высокой интенсивности, но и позволит разрабатывать надежные источники излучения среднего ИК-диапазона для различных приложений в области нелинейной оптики и фотоники.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00368).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yao C., Zhang Y., Sun W., Yu C., Li J., and Yuan P. // Opt. Exp. 2013. V. 21 P. 2212. <https://doi.org/10.1364/OE.21.002212>
2. He G. S., Zhu J., Baev A., Samoc M., Frattarelli D.L., Watanabe N., Facchetti A., Agren H., Marks T.J., Prasad P. N. // J. Am. Chem. Soc. 2011. V. 133. № 17. P. 6675. <https://doi.org/10.1021/ja1113112>
3. Dinu M., Quochi F., Garcia H. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82 P. 2954. <https://doi.org/10.1063/1.1571665>
4. Knight J.C., Skryabin D. V. // Opt. Exp. 2007. V. 15 P. 15365. <https://doi.org/10.1364/OE.15.015365>
5. Nabeshima C.T., Alves S.I.P., Neto A.M.F., Silva F.R.O., Samad R.E., Courrol L.C. // Front. Opt. 2016. P. JTh2A.132. <https://doi.org/10.1364/FIO.2016.JTh2A.132>
6. Ganeev R.A., Kulagin I.A., Ryasnyansky A.I., Tugushev R.I., Usmanov T. // Opt. Comm. 2004. V. 229 P. 403. <http://doi.org/10.1016/j.optcom.2003.10.046>
7. Cotter D., Ironside C.N., Ainslie B.J., Girdlestone H.P. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 317. <https://doi.org/10.1364/OL.14.000317>
8. Friberg S.R., Smith P.W. // IEEE J. Quantum Electron. 1987. V. 23. P. 2089. <https://doi.org/10.1109/JQE.1987.1073278>
9. Adair R., Chase L.L., Payne S.A. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. P. 875. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.4.000875>
10. Owyyoung A. // IEEE J. Quantum Electron. 1973. V. 9. P. 1064. <https://doi.org/10.1109/JQE.1973.1077417>
11. Пиццоферрато Р., Мартеллуччи С., Маринелли М., Замит Ю., Скудери Ф., Романьоли М. // КЭ. 1989. Т. 16. С. 2237. <https://doi.org/10.1070/QE1989v019n11ABEH009564>
12. Williams W.E., Soileau M.J., Van Stryland E.W. // Opt. Comm. 1984. V. 50. P. 256. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(84\)90328-6](https://doi.org/10.1016/0030-4018(84)90328-6)
13. Sheik-bahae M., Said A.A., Van Stryland E.W. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 955. <https://doi.org/10.1364/OL.14.000955>
14. Antony A., Pramodini S., Poornesh P., Kityk I.V., Fedorchuk A.O., Sanjeev G. // Opt. Mater. 2016. V. 62 P. 64. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2016.09.053>
15. Chapple P.B., Staromlynska J., Hermann J.A., McKay T.J., McDuff R.G. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 1997. V. 6. № 3. P. 251. <https://doi.org/10.1142/S0218863597000204f>
16. Said A.A., Sheik-Bahae M., Hagan D.J., Wei T.H., Wang J., Young J., Van Stryland E. W. // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. V. 9. № 3. P. 405. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.9.000405>
17. Durand M., Houard A., Lim K., Durécu A., Vasseur O., Richardson M. // Opt. Exp. 2014. V. 22. № 5. P. 5852. <https://doi.org/10.1364/OE.22.005852>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 535.8

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ МОДУЛЯТОР КОГЕРЕНТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО
ДИСПЛЕЯ ПЕРСОНАЛЬНОГО КОМПЬЮТЕРА

© 2024 г. П. В. Короленко^{a, b, *}, Р. Т. Кубанов^{a, **}, Н. Н. Павлов^a

^a *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1/2*

^b *Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук
Россия, 11991, Москва, Ленинский проспект, 53*

**e-mail: korolenkov@rambler.ru*

***e-mail: ytytyfgtgf@gmail.com*

Поступила в редакцию 09.06.2023 г.

После доработки 29.06.2023 г.

Принята к публикации 27.07.2023 г.

Рассмотрена и реализована возможность создания простого и дешевого пространственного модулятора света на основе жидкокристаллической матрицы дисплея персонального компьютера.

DOI: 10.31857/S0032816224020131 EDN: QSHNOR

В ходе физических исследований часто возникают ситуации, когда необходимо определенным образом структурировать когерентное световое излучение. Для этого могут быть использованы пространственные модуляторы света, выполненные на основе жидкокристаллических дисплеев. Применение представленных на рынке пространственных модуляторов (Spatial Light Modulator – SLM) не всегда возможно ввиду их высокой цены.

В этой связи возникает необходимость в создании пространственных модуляторов света в лабораторных условиях с использованием более доступной элементной базы вычислительных устройств. В данном сообщении для пространственной модуляции излучения предлагается использовать жидкокристаллическую матрицу дисплея персонального компьютера, которая вместе с поляризаторами отделена от монитора, но сохраняет возможность получать от компьютера управляющие сигналы. Это позволяет с помощью стандартного программного обеспечения менять пропускание отдельных пикселей матрицы, добиваясь трансформации падающей на матрицу внешней плоской волны в пучок с нужным амплитудным профилем.

При создании в лаборатории когерентной оптики физического факультета МГУ модулятора SLM использовался дисплей монитора ACER V176L с размером пикселя 250 мкм. При таком размере пикселя не представляется возможным получить пространственное разрешение, близкое к пространственному разрешению лучших серийно выпускаемых SLM [1], у которых размер пикселя может составлять 8 мкм. Однако указанный недостаток изготовленного SLM не будет существенно сказываться при его применении, если внешний пучок предварительно расширить с помощью телескопической системы (а затем при необходимости с помощью такой же системы уменьшить его по поперечным размерам). Время отклика пространственного модулятора соответствует характерному времени отклика стандартных мониторов и составляет 1–2 мс. Эта величина значительно меньше периода обновления монитора.

К преимуществу созданного SLM следует отнести возможность (из-за его большой площади) производить синхронную модуляцию сразу нескольких лазерных пучков, а также в несколько раз повысить частоту обновления по сравнению с серийными образцами. Последнее свойство

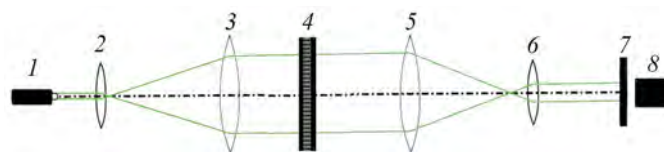


Рис. 1. Схема установки: 1 – лазер на длине волны 532 нм, 2, 3, 5, 6 – линзы телескопов, 4 – SLM, 7 – экран, 8 – телекамера.

весьма полезно при решении задач с динамической модуляцией.

Изготовленный указанным способом SLM был использован для формирования спеклоподобных световых структур с различной статистической распределением интенсивности. Их изучение, помимо общефизического интереса, актуально также в силу многочисленных приложений [2].

Оптическая схема установки для анализа спекловых полей с использованием SLM представлена на рис. 1.

На рис. 2 приведен пример фрактальных структур, которые образуются на выходе SLM, после падения на него одномодового лазерного пучка. Для получения этих структур применялось программное обеспечение, использующее свойства двумерной функции Вейерштрасса [2]. Меняя параметры этой функции, можно было менять средний размер спеклов, форму плотности вероятности распределения интенсивности и его динамический диапазон.

Анализ получаемых с помощью SLM спекловых изображений показал, что программным образом можно в широком диапазоне менять фрактальную размерность генерируемых световых структур. Эта возможность представляет интерес с точки зрения их практического использования, в частности, для применения в офтальмологии [3].

Следует отметить, что в настоящее время существует широкий ассортимент дисплеев для компьютеров различных типов [4], которые

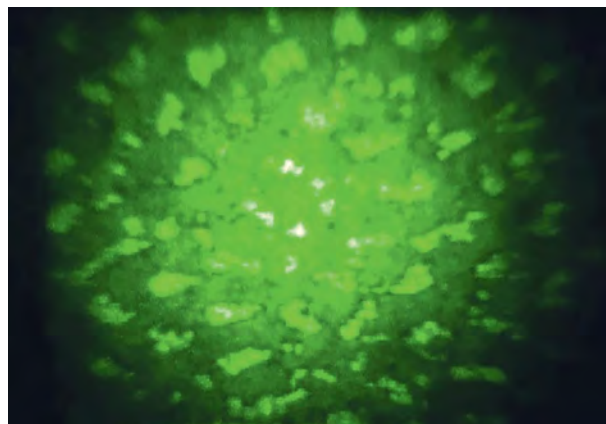


Рис. 2. Изображение спекловой структуры.

характеризуются большим диапазоном пространственного разрешения, размеров, цветовой гаммы и изменения интенсивности при относительно невысокой стоимости. Таким образом, сохраняя общую концепцию создания SLM лабораторного типа, можно в рабочем порядке усовершенствовать описанную выше модель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Примеры серийно выпускаемых SLM. <https://sphotronics.ru/news/2022/55639/>
2. Зотов А.М., Короленко П.В., Павлов Н.Н. // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 11. С. 1617.
3. Матросова Ю.В., Фабрикантов О.Л. // Офтальмология. 2018. Т. 15(2S). С. 52.
4. Представленные в продаже типы мониторов. <https://www.mvideo.ru/komputernaya-tehnika-4107/monitory-101>

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛЮМИНОФОРОВ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

© 2024 г. С. М. Зуев^{а, *}, Д. О. Варламов^б

^аМИРЭА – Российский технологический университет

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78

^бМосковский политехнический университет

Россия, 432700, Москва, ул. Б. Семёновская, 38

*e-mail: sergei_zuev@mail.ru

Поступила в редакцию 26.06.2023 г.

После доработки 05.10.2023 г.

Принята к публикации 16.10.2023 г.

Представлено устройство для исследования спектров излучения люминофоров для лазерных осветительных систем при влиянии на них лазерного излучения с $\lambda = 405\text{--}450$ нм с разными значениями мощности и тока. Подробно описана схема драйвера устройства и его компонентной базы. При использовании лазерного устройства были получены значения светового потока в зависимости от различных значений тока и электрической мощности. Использование тепловизора позволяло регистрировать тепловые поля, образующиеся при данного рода воздействии. По результатам работы был сделан вывод о том, что полученная конструкция лазерного устройства с регулируемой силой тока и электрической мощностью позволяет осуществлять различные прикладные научные исследования, связанные с изучением воздействия лазерного излучения на вещество.

DOI: 10.31857/S0032816224020148 EDN: QSFUYS

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое распространение в части развития научных исследований в области светотехники получили лазерные осветительные устройства. Действительно, экспериментальные исследования разных научных групп показали, что хорошим вариантом для достижения яркого белого света является замена светящихся диодов (СИД) лазерными диодами (ЛД), причем световой поток у таких лазерных систем выше, чем у светодиодов при высокой плотности тока [1]. В связи с этим системы освещения на основе лазера считаются наиболее перспективным направлением в области развития твердотельного освещения. Рассмотрим их преимущества и недостатки более подробно. К преимуществам относятся высокая яркость, компактность, направленное излучение и очень маленькое время достижения рабочего режима (лазерное излучение легко захватывается и фокусируется) [2].

Однако получение белого света непосредственно от отдельных красных, зеленых и синих лазерных излучателей затруднительно из-за проблемы “зеленого зазора” и дискретной системы обратной связи с несколькими излучателями. К счастью, этот вопрос можно решить с помощью одноцветного излучателя в сочетании с соответствующим люминофором. Люминесцентные преобразователи ближнего УФ- или синего света с длиной волны $\lambda = 380\text{--}450$ нм были разработаны для генерации белого света с высокой яркостью, характеризуются отсутствием спекл-шума, а также имеют низкую стоимость.

Поскольку плотность мощности у лазерных диодов на несколько порядков выше, чем у светодиодов, люминофоры, используемые в лазерном освещении (далее называемые лазерные люминофоры), возбуждаются гораздо более высокой плотностью фотонов, сопровождаемой большими тепловыми нагрузками [3]. Серьезное насыщение люминесценции часто происходит

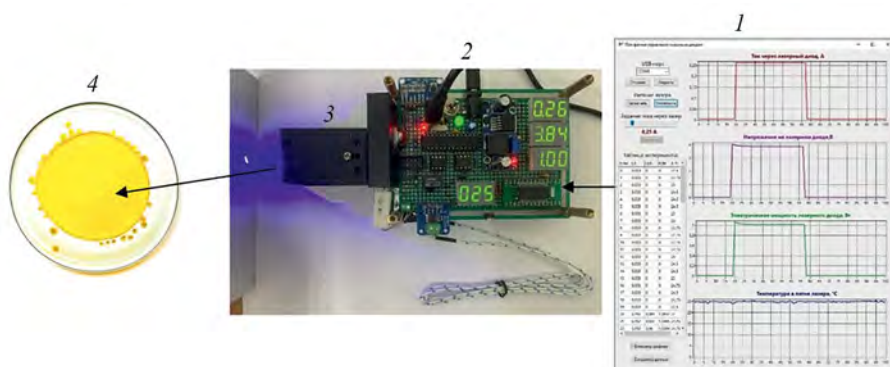


Рис. 1. Блок-схема устройства, позволяющего анализировать физико-химические параметры лазерных люминофорных систем при влиянии на них лазерного излучения с $\lambda = 405\text{--}450$ нм с разными значениями мощности и тока: 1 – общий вид приложения для управления электрическими параметрами лазерного диода; 2 – драйвер, управляющий характеристиками лазерного диода; 3 – лазерный диод с $\lambda = 405\text{--}450$ нм; 4 – система люминофор – стеклянная подложка.

из-за теплового и/или оптического насыщения, которое становится наиболее важным ограничивающим фактором в части развития технологии лазерного освещения. Кроме того, требуется сильное светорассеяние для повышения эффективности вывода света и его однородности с учетом сфокусированного излучения от лазерного источника. Это не относится к белым светодиодам, так как сильное рассеяние приведет к потерям при выводе света [4]. Следовательно, необходимо тщательно выбирать и перерабатывать термически стойкие и высокоэффективные преобразователи люминофора для новой развивающейся технологии лазерного освещения [5]. В связи с этим разработка устройства, позволяющего анализировать физико-химические параметры лазерных люминофорных систем [6] при влиянии на них лазерного излучения с $\lambda = 405\text{--}450$ нм с разными значениями мощности и тока, является важной задачей в области современной светотехники.

2. МЕТОДЫ

Авторами было разработано устройство, позволяющее анализировать физико-химические параметры лазерных люминофорных систем при влиянии на них лазерного излучения с $\lambda = 405\text{--}450$ нм и разными значениями мощности и тока. Его блок-схема представлена на рис. 1. Принцип работы установки для управления полупроводниковым лазером описывается блок-схемой, представленной на рис. 2. В устройстве устанавливаются индикаторы для отображения значений тока, напряжения и мощности лазера, также температуры в пятне лазера. Необходимый

Таблица 1. Характеристики микроконтроллера Atmega328P

Характеристика	Atmega 328P
Количество выходов	28/32
Память, байт	32к
SRAM, байт	2к
EEPROM, байт	1к
SPI	2
TWI (I2C)	1
USART	1
ADC	10-bit 15kSPS
ADC Channels	8
8-bit Timer/Counters	2
16-bit Timer/Counters	1
Частота, МГц	20
Рабочее напряжение, В	1.8–5.5

задаваемый ток через лазер составляет от 10 мА до 1.6 А.

Управляющим микроконтроллером был выбран микроконтроллер Atmega 328P от компании Microchip (рис. 3).

В высокопроизводительном 8-разрядном AVR-RISC-Atmega328P реализована технология управления питанием *power*. Микроконтроллер имеет 32 кБ flash-памяти с поддержкой чтения во время записи, 1 кБ EEPROM и 2 кБ ОЗУ. Доступны 27 линий ввода/вывода общего назначения, 32 регистра общего назначения, пять таймеров/счетчиков с расширенным функционалом и гибкими настройками, внутренние и внешние прерывания, 8-канальный 10-разрядный АЦП, программируемый сторожевой таймер с отдельным генератором, последовательные интерфейсы USART, TWI и SPI.

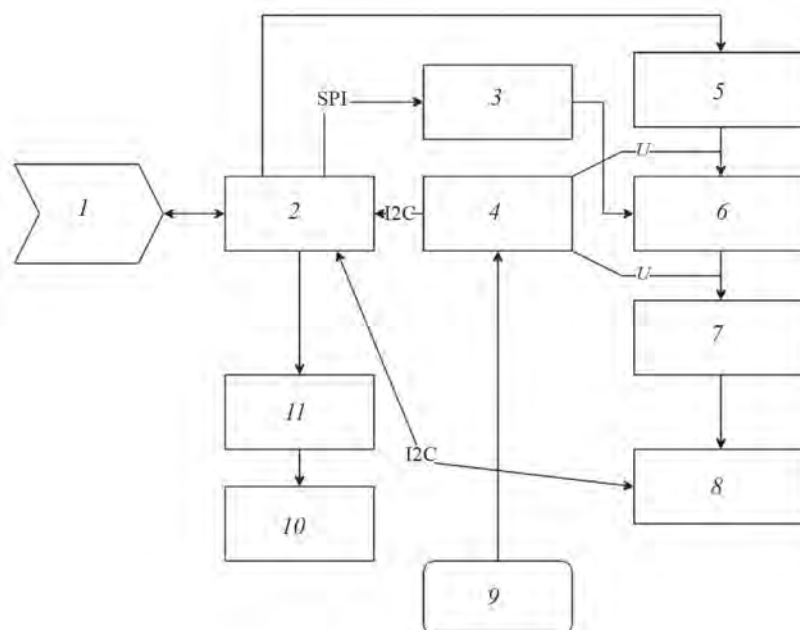


Рис. 2. Блок-схема драйвера устройства: 1 – USB – UART, 2 – микроконтроллер, 3 – регулятор тока, 4 – аналого-цифровой преобразователь, 5 – выключатель лазера, 6 – лазер, 7 – термопара DT, 8 – преобразователь термопары, 9 – шунт.

Таблица 2. Описание выводов микросхемы CH340

Название	Тип	Описание
UD+	USB-сигнал	Сигнал “DATA+” шины USB
UD-	USB-сигнал	Сигнал “DATA-” шины USB
GND	Питание	Общий провод
RTD#	Выход	Дополнительный сигнал “Request To Send” шины UART
VCC	Питание	Напряжение питания чипа
TXD	Выход	Линия передачи данных из CH340N на шину UART
RXD	Вход	Линия передачи данных на CH340N с шины UART
V ₃	Питание	Выход внутреннего стабилизатора на 3.3 В

Микроконтроллер сохраняет полную работоспособность в широком диапазоне напряжений питания (от 1.8 В до 5.5 В). Основные характеристики микроконтроллера представлены в табл. 1 и на блок-схеме.

Для фильтрации высокочастотных помех используется керамический конденсатор C_{11} с емкостью 0.1 пФ. Для обеспечения стабильности работы микроконтроллера используется электролитический конденсатор C_5 емкостью 100 мкФ. Для обеспечения работы устройства на частоте 16 МГц используется внешний кварцевый резонатор X_1 со стабилизирующими конденсаторами C_1 и C_2 емкостью по 33 мкФ каждый. Для связи микроконтроллера с ПК используется USB-конвертер на основе схемы

CH340 (описание выводов микросхемы CH340 приведено в табл. 2).

Микросхема CH340 (рис. 4а) представляет собой преобразователь интерфейсов USB–UART [7] с интегрированным тактовым генератором и схемой начального сброса при включении питания (*Power-On Reset*). Данный чип позволяет легко подключить микроконтроллер к любому современному компьютеру при помощи USB-кабеля. При этом на стороне ПК создается виртуальный COM-порт, работа с которым (с точки зрения пользователя и разработчика ПО) полностью аналогична работе с аппаратным COM-портом, что позволяет использовать существующие приложения для COM-портов без изменений и доработок [8].

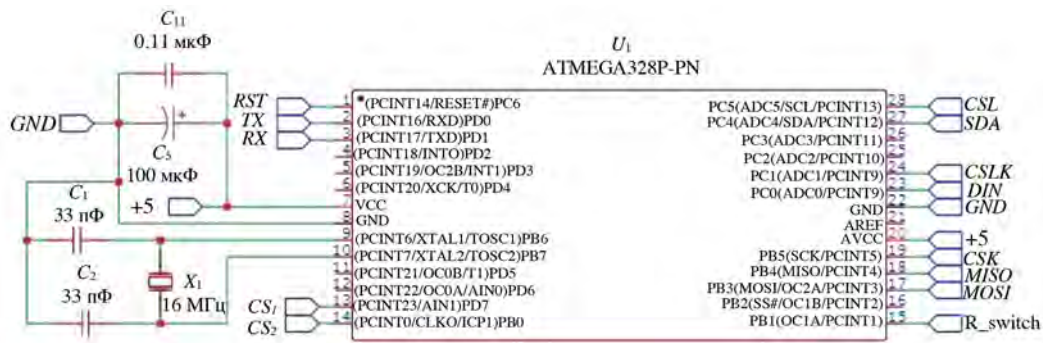


Рис. 3. Управляющий микроконтроллер Atmega328P-PN.

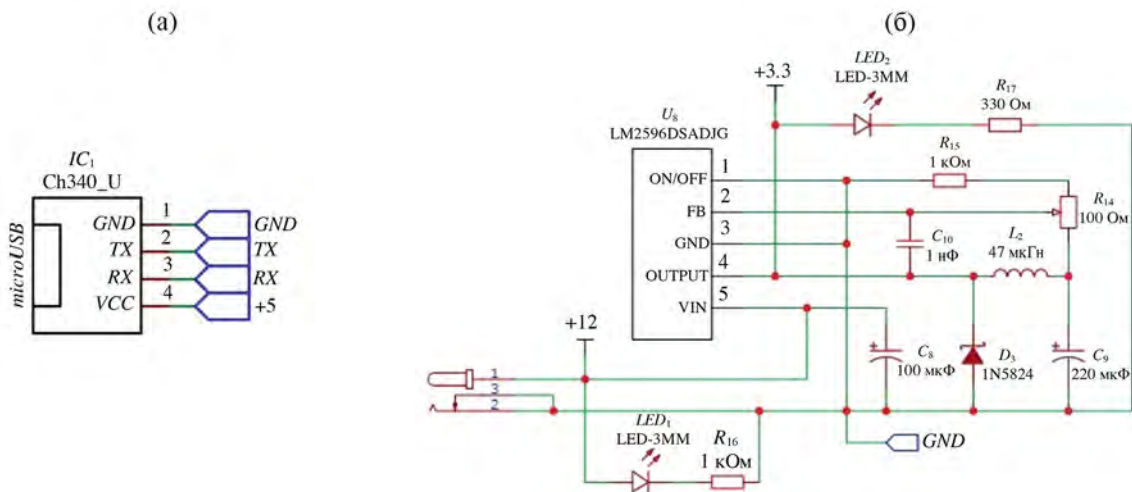


Рис. 4. USB-конвертер (а) и стабилизатор напряжения (б).

Для питания микроконтроллера используется импульсный стабилизатор напряжения на основе микросхемы LM 2596 (рис. 4б).

Микросхема обладает следующими характеристиками:

- напряжение входа – от 2.4 до 40 В;
- напряжение выхода – от 1.2 до 37 В, его можно регулировать и фиксировать с помощью потенциометра R_{14} , установлено значение 3.3 В;
- ток выхода – максимум 3 А;
- преобразовательная частота – 150 кГц;
- КПД – до 95%.

Для регулирования значения тока через лазерный диод применяется транзистор КТ819Г, степень открытия которого контролирует операционный усилитель LM358 (рис. 5а).

Операционный усилитель управляет транзистором так, чтобы на резисторе R_{13} было такое же напряжение, как и на прямом входе [9]. Напряжение на прямой вход операционного

усилителя задает цифровой потенциометр МСР41010, который получает код от микроконтроллера по SPI-интерфейсу.

Сопротивление R_{AB} между выводами P_{B0} и P_{A0} микросхемы МСР41010 составляет 10 кОм. Сопротивление R_9 между напряжением питания и P_{A0} составляет 10 кОм.

Сопротивление между P_{W0} и P_{B0} определяется по формуле

$$R_{WB} = \frac{R_{AB}}{(2^n - 1)} \cdot N + R_W, \quad (1)$$

где n – разрядность, N – код, поступающий от микроконтроллера по SPI-интерфейсу, R_W – сопротивление потенциометра при коде “0”, оно находится в пределах 100 Ом.

Для того чтобы полностью исключить протекание тока через лазерный диод при $N = 0$, в схеме установки используется электромагнитное реле ТИАНВО TR5V (рис. 5б). Для управления реле используется биполярный транзистор 2N39, а для защиты от ЭДС самоиндукции катушки

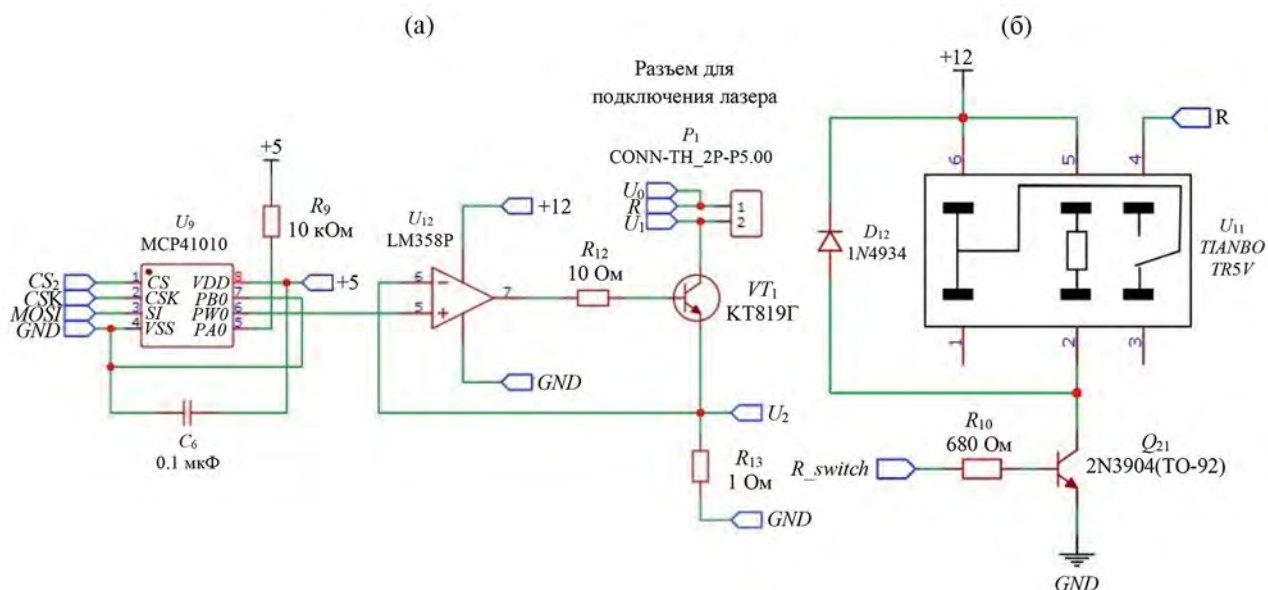


Рис. 5. Схема ограничителя тока с цифровым потенциометром (а) и выключатель лазера (б).

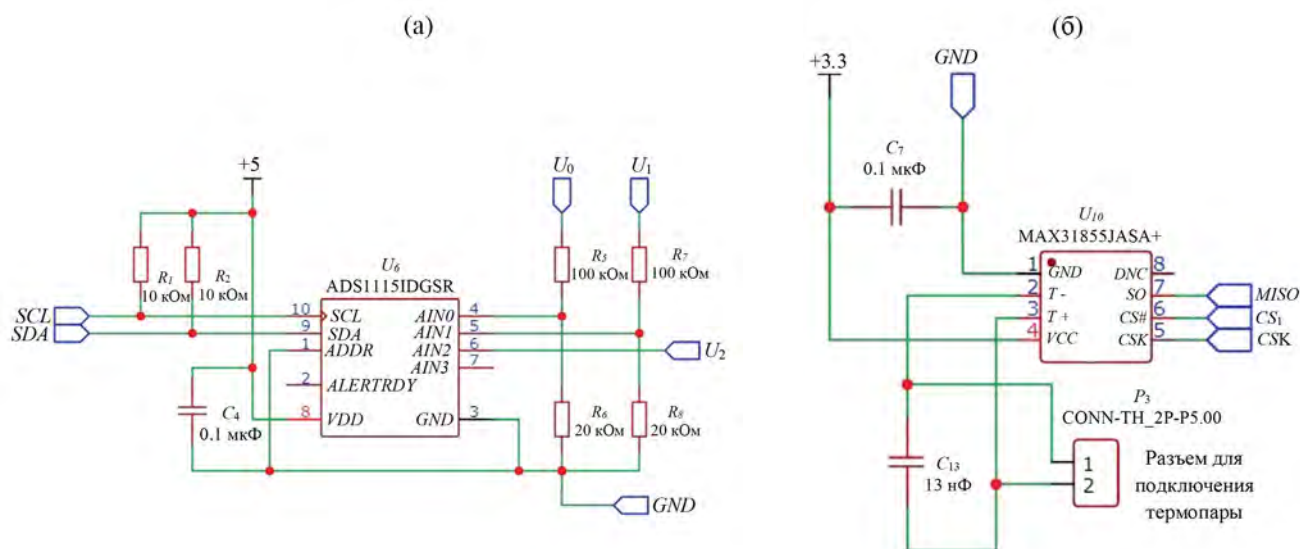


Рис. 6. Аналого-цифровой преобразователь (а) и преобразователь сигнала терморпары (б).

реле используется диод 1N4934. Ток, идущий по цепи без реле, составляет примерно 10 мА.

Для измерения напряжения и тока через светодиода используется аналого-цифровой преобразователь (АЦП) ADS1115 [10] (рис. 6а).

ADS1115 – это четырехканальный 16-битный АЦП, он обеспечивает точность, энергоэффективность, простоту в реализации электрической схемы устройства, выполняет преобразование с программируемыми скоростями обработки данных до 860 выборок/с. Потребляемый ток питания составляет всего 150 мкА, а рабочее напряжение – до 2 В. Встроенный усилитель с программируемым коэффициентом усиления (PGA)

имеет диапазоны входных сигналов от ± 256 мВ до ± 6.144 В, что позволяет проводить точные измерения больших и малых напряжений.

Для измерения температуры поверхности, на которую воздействует лазер, используется терморпара К-типа, подключенная к микросхеме преобразователя сигнала терморпары MAX31855.

Высокоточный цифровой преобразователь MAX31855 (рис. 6б) предназначен для преобразования в цифровую форму сигналов с терморпар К-типов, он обеспечивает компенсацию их опорных спаев. Преобразователь имеет цифровой SPI-совместимый интерфейс, функционирующий в режиме чтения данных в знаковом

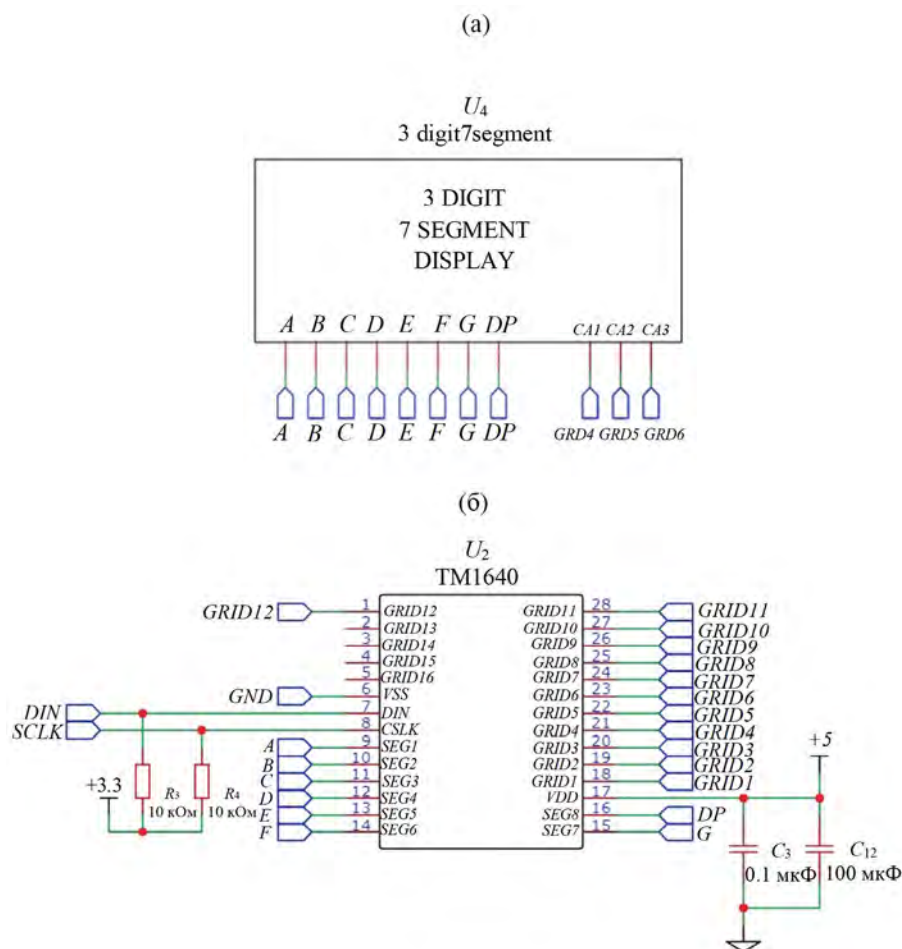


Рис. 7. Сегментарный индикатор (а) и драйвер сегментных индикаторов (б).

четырнадцатиразрядном формате. MAX31855 позволяет проводить измерения как при низких (от $-270\text{ }^{\circ}\text{C}$), так и высоких температурах (до $+1800\text{ }^{\circ}\text{C}$), что обеспечивает точность $\pm 2\text{ }^{\circ}\text{C}$ в температурном диапазоне от $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+700\text{ }^{\circ}\text{C}$ для термпар К-типа без необходимости проведения дополнительной калибровки.

Помимо отправки данных на ПК, управляющий микроконтроллер отображает на сегментарных индикаторах значения напряжения, тока, идущего через лазерный диод, рассеиваемую на светодиоде электрическую мощность и температуру в пятне лазера (рис. 7а).

Для управления сегментарными индикаторами используется микросхема TM1640 (рис. 7б). Микросхема TM1640 — это управляющий драйвер для светодиодных индикаторов, LED-матриц, семисегментных индикаторов и отдельных светодиодов. Сам драйвер TM1640 управляется микроконтроллером по шине I2C. Напряжение питания составляет $5 \pm 10\%$ В. Драйвер

поддерживает 8 секций по 16 бит с общим катодом. Входной сигнал передается через двухпроводной последовательный интерфейс CLK, DATA. Также имеется возможность регулировать яркость в пределах 8 рабочих циклов устройства.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ

В ходе экспериментов авторы работы использовали лазерное устройство, описанное выше. С помощью него были получены численные значения светового потока в зависимости от разных значений тока и электрической мощности на образце, который представлял собой систему из люминофора и стекловидного лака. Люминофорные системы наносились на подложку из стекла, в роли которой выступала чашка Петри. На рис. 8а представлена зависимость светового потока от тока, подаваемого на лазерный диод ($\lambda = 450\text{ нм}$), для системы люминофор российского производства ЛСИД-560 — стекловидный лак — стеклянная подложка, полученная

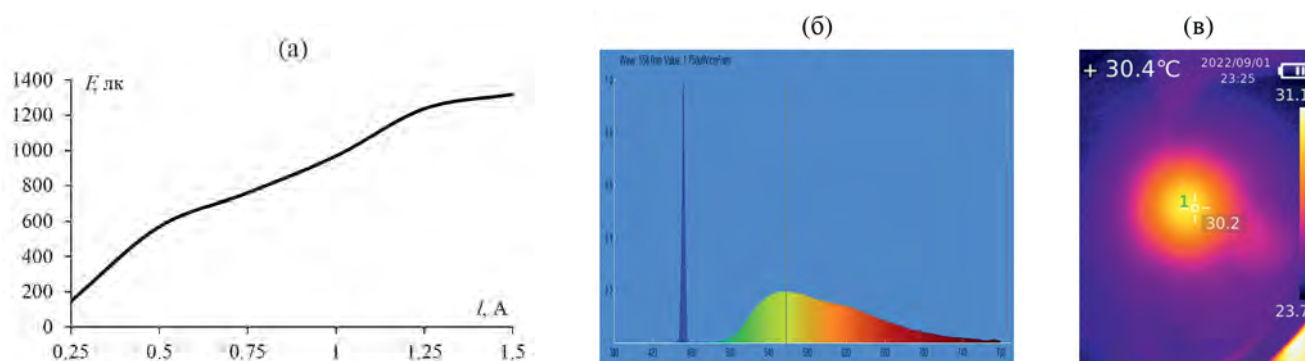


Рис. 8. Зависимость светового потока от тока, подаваемого на лазерный диод ($\lambda = 450$ нм), для системы люминофор ЛСИД560 – стекловидный лак – стеклянная подложка (а). Спектр излучения системы люминофор ЛСИД560 – стекловидный лак – стеклянная подложка при воздействии на него лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 450$ нм и с током $I = (0.25\text{--}1.25)$ А (б). Тепловой градиент на образце при воздействии на него лазерного излучения от устройства (в).

с использованием разработанного лазерного устройства (рис. 1). После генерации лазерного излучения на люминофорный образец с помощью спектрометра ОНСП350 фиксировались форма спектра излучения и световой поток (рис. 8б). Использование тепловизора позволяло регистрировать тепловые поля, образующиеся при воздействии данного рода (рис. 8в).

Результаты работы позволяют определять физико-технические параметры лазерных люминофорных систем, а также безопасные режимы их работы.

4. ВЫВОДЫ

Полученная конструкция лазерного устройства с регулируемой силой тока и электрической мощностью позволяет осуществлять различные прикладные научные исследования, связанные с изучением воздействия лазерного излучения на вещество. Использование результатов данной работы позволит сэкономить время на разработку аналогичных устройств для применения в научных исследованиях по смежным тематикам.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-29-00079, <https://rscf.ru/project/23-29-00079/>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов, требующего раскрытия в данной статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Verzellesi G., Saguatti D., Meneghini M., Bertazzi F., Goano M., Meneghesso G., Zanoni E. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. P. 71101. <https://doi.org/10.1063/1.4982594>
2. Зуев С.М., Варламов Д.О., Кукса В.В. // ПТЭ. 2021. № 6. С. 57. <https://doi.org/10.31857/S0032816221060148>
3. Зуев С.М., Кретышев А.В. // Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131. № 3. С. 370. <http://dx.doi.org/10.21883/OS.2023.03.55387.4616-22>
4. Зуев С.М., Варламов Д.О., Лавриков А.А., Малеев Р.А., Шматков Ю.М. Электрооборудование и электроника автомобилей. Краткий толковый русско-английский терминологический словарь-справочник / Под общ. ред. С.М. Зуева. Москва: ИНФРА-М, 2021. <https://doi.org/10.12737/1242228>
5. Chang C.-Y., Majewska N., Chen K.-C., Huang W.-T., Leśniewski T., Leniec G., Kaczmarek S.M., Pang W.K., Peterson V.K., Cherng D.-H., Lu K.-M., Mahlik S., Liu R.-S. // Chem. Mater. 2022. V. 34 (22). P. 10190. <https://doi.org/10.1021/acs.chemmater.2c03045>
6. Хортов В.П., Скворцов А.А., Зуев С.М. Лазерное осветительное устройство. Патент РФ № 184953, 2018.
7. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T., Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y., Kozaki T., Umemoto H., Sano M., Chocho K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1998. V. 37. P. 309. <http://dx.doi.org/10.1143/JJAP.37.L309>
8. Скворцов А.А., Зуев С.М. Светопередающий модуль системы беспроводной связи по технологии VLC. Патент РФ № 197045, 2020.
9. George N.C., Denault K.A., Seshadri R. // Annu. Rev. Mater. Res. 2013. V. 43. P. 481. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-matsci-073012-125702>
10. Хортов В.П., Скворцов А.А., Зуев С.М. Лазерная лампа освещения. Патент РФ № 167485, 2017.

УДК 53.08

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ТРУБОК КОАКСИАЛЬНОГО ТИПА С ПИКОВЫМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ ДО 615 кВ

© 2024 г. А. А. Комарский^{a,*}, С. Р. Корженевский^{a,**}

^a *Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук
Россия, 620110, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106*

**e-mail: aakomarskiy@gmail.com*

***e-mail: sk@iep.uran.ru*

Поступила в редакцию 07.07.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 26.08.2023 г.

Исследовано распределение интенсивности и энергии рентгеновского излучения в плоскости детектора для трех импульсных рентгеновских источников. Источники генерируют импульсы излучения наносекундной длительности с разными максимальными напряжениями: 90 кВ, 320 кВ и 615 кВ. Рентгеновские трубки данных источников выполнены в коаксиальном виде, автоэмиссионный катод представляет собой танталовый диск с внутренним отверстием, диаметр которого зависит от максимального напряжения источника, анод представляет собой заостренный вольфрамовый стержень диаметром 4 мм. За счет конструкции электродов, позволяющей сохранить относительно небольшое фокусное пятно при высоких напряжениях, распределение интенсивности излучения по площади детектора отличается от классического распределения Гаусса. Различие наблюдается для источников с максимальным напряжением выше 300 кВ. Возможность получать высокие энергии излучения позволяет применять данные источники для получения двухэнергетических рентгеновских изображений. Для эффективного использования двухэнергетической обработки исследована зависимость распределения излучения разной эффективной энергии по площади детектора.

DOI: 10.31857/S0032816224020155 EDN: QSCKLB

1. ВВЕДЕНИЕ

На качество рентгеновских снимков влияет несколько факторов: рентгеновский источник, принимающий рентгеновский детектор, состав и форма объекта исследования, расстояние между объектом, источником и приемником излучения и время экспозиции [1–4]. Если рассматривать разрешение получаемых рентгеновских снимков, то необходимо учитывать размеры эффективного фокусного пятна рентгеновского источника.

Размер фокусного пятна зависит от многих факторов, таких как диаметр электронного пучка, угол наклона анода, качество материала анода и других параметров. Чем меньше фокусное

пятно, тем выше разрешающая способность трубки и качество изображения [5].

Эффективное фокусное пятно рентгеновского источника – это область, в которой рентгеновские лучи имеют наибольшую интенсивность и наиболее четко фокусируются. Размер этой области зависит от конструкции рентгеновской трубки и ее параметров, таких как напряжение и ток. Чем меньше эффективное фокусное пятно, тем более точно и четко будет получено изображение при рентгеновской диагностике [6–9]. Эффективное фокусное пятно рентгеновского источника более значимый параметр, чем фокусное пятно, которое характеризует область на аноде, где концентрируются ускоренные

электроны. Эффективное фокусное пятно влияет не только на четкость получаемого рентгеновского снимка, но и на распределение интенсивности излучения по детектору.

В силу того, что современные рентгеновские технологии развились очень высоко, актуально учитывать такое понятие, как дрейф фокусного пятна. Особенно важен данный параметр при работе с микрофокусными рентгеновскими источниками, при работе источника в составе компьютерного томографа [10, 11]. Как и любое фокусное пятно, дрейф фокусного пятна рентгеновской трубки является результатом небольших изменений положения фокуса из-за тепловых и механических эффектов внутри трубки. Это может привести к смещению или расширению пятна на целевой мишени, что может снизить качество изображения в рентгеновской томографии или других приложениях. Для минимизации дрейфа фокусного пятна используются различные методы, такие как охлаждение трубки или использование электронных систем управления фокусом.

Распределение квантов рентгеновского излучения в фокусном пятне имеет форму гауссовой кривой. Это означает, что наибольшая интенсивность излучения наблюдается в центре фокусного пятна, а с увеличением расстояния от центра интенсивность постепенно уменьшается. Такое распределение связано с тем, что электронный пучок, проходя через фокусное пятно, концентрируется в центре и создает наиболее интенсивное излучение в этой области. Важно отметить, что форма распределения может быть изменена различными факторами, такими как угол наклона анода и качество материала анода.

Такое распределение интенсивности излучения справедливо для большинства рентгеновских трубок обращенного и прострельного типов. Нами экспериментально замечено, что в случае импульсных рентгеновских источников с коаксиальными трубками обращенного типа, в которых анод выполнен в виде заостренного стержня, распределение интенсивности при некоторых условиях имеет иной характер: в центре оптической оси наблюдается не максимальная интенсивность, а снижение интенсивности.

Импульсные рентгеновские источники разрабатываются и широко представлены для промышленного применения. В данной работе исследованы распределения интенсивности

излучения импульсных рентгеновских источников, разрабатываемых в нашей лаборатории, в которых формирование высоковольтных импульсов основано на полупроводниковых прерывателях тока SOS [12–14]. Использование в цепи полупроводниковых прерывателей тока вместо разрядников позволяет генерировать импульсы наносекундной длительности с частотой следования до нескольких кГц [15]. Источники имеют преимущества при исследовании движущихся объектов и механизмов и компьютерной томографии [16, 17]. Для задач двухэнергетической обработки изображений разработан импульсный рентгеновский источник с напряжением более 600 кВ. При работе с данным рентгеновским источником наблюдается нехарактерное распределение интенсивности относительно центра оптической оси к периферии.

Метод двухэнергетического преобразования рентгеновских изображений широко развивается в настоящее время [18, 19]. В частности, некоторые наши исследования с помощью двухэнергетической обработки рентгеновских снимков направлены на определение пластиковых объектов на фоне металлов разной толщины [20], проведены успешные исследования по контрастному выделению драгоценных камней на фоне пустой породы [21]. Высокую эффективность по изменению спектрального состава показывает способ с применением рентгенопоглощающих фильтров, т.е. излучение становится более “жестким” после прохождения через фильтры, например, из меди или алюминия. В данном случае важно знать распределение не только интенсивности излучения по площади детектора, но и однородность распределения энергетического состава излучения по детектору.

Применение рентгеновских источников с напряжением в импульсе более 300 кВ обусловлено необходимостью исследования массивных объектов с толщиной более 50 мм, а также для более эффективного разделения излучения по энергетическим диапазонам. В работе проведено исследование распределения интенсивности излучения и спектрального состава излучения по поверхности детектора относительно оптической оси для импульсных рентгеновских источников с разными пиковыми напряжениями.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование распределения интенсивности и однородности энергетического состава излучения по площади детектора проведено для трех импульсных рентгеновских источников с полупроводниковым прерывателем тока, которые имеют разные параметры импульсного напряжения и тока. Импульсы напряжений и токов представлены на рис. 1.

На рис. 1а показаны графики импульсов напряжения и тока источника, генерирующего напряжение с амплитудой порядка 90 кВ и током до 270 А, длительность тока на полувысоте составляет около 20 нс. Источник способен генерировать импульсы с частотой следования до 5 кГц. На рис. 1б показаны графики импульсов напряжения и тока источника, генерирующего напряжение амплитудой до 320 кВ, амплитуда тока достигает 240 А, длительность тока и соответственно рентгеновского излучения около 30 нс. Частота следования импульсов ограничена 700 Гц. Характеристики последнего импульсного источника, осциллограммы напряжения и тока для которого представлены на рис. 1в, следующие: напряжение в пике достигает 615 кВ, ток составляет около 2 кА, длительность тока на полувысоте около 100 нс. Энергия в импульсе составляет более 50 Дж, что накладывает ограничение на частоту следования импульсов до 30 Гц при кратковременных включениях.

На распределение электронного тока по поверхности мишени основное влияние оказывает форма мишени и напряжение источника. С увеличением напряжения площадь, куда попадает поток электронов, увеличивается. Тормозные спектры излучения рассчитаны путем дифференцирования по времени исходя из графиков токов и напряжений, выражение для зависимости интенсивности на интервале $d\lambda$ в определенный момент времени приведено ниже:

$$\frac{dI}{d\lambda} = \frac{c^2}{\lambda_0} CiZ \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda^3},$$

где c – скорость света в вакууме, C – константа, i – ток через рентгеновскую трубку, Z – атомный номер вещества мишени (анода), λ_0 – граничная длина волны, зависящая от напряжения на рентгеновской трубке.

Характеристические линии в расчетах не учитываются, поскольку их вклад в общий спектр

составляет менее одного процента. Тормозные спектры для исследуемых импульсных рентгеновских источников приведены на рис. 2.

Схематическое изображение рентгеновской трубки представлено на рис. 3. Катод трубки выполнен из тантала толщиной 0.3 мм, анод изготовлен из вольфрамового прутка диаметром 4 мм, угол заточки анода составляет 30 градусов. Внутренний диаметр катода варьируется в зависимости от напряжения на трубке и составляет для импульсного рентгеновского источника с напряжением 90 кВ – 3 мм, для источника с напряжением 320 кВ – 11 мм, для источника с напряжением 615 кВ – 25 мм.

Вакуум в рентгеновской трубке поддерживается не хуже 10^{-5} Па за счет непрерывной откачки с помощью магниторазрядного насоса. Перед экспериментом рентгеновская трубка проходит тренировку до тех пор, пока разброс интенсивности излучения от импульса к импульсу не составит менее 3%.

Излучение регистрируется на плоскопанельный детектор VIVIX-V 2323D со сцинтиллятором типа йодида цезия, легированного таллием (CsI:TI); аналого-цифровое преобразование – 16 бит, размер эффективной области детектирования составляет 224.824×224.824 мм², размер пикселя – 179 мкм. Детектор способен регистрировать рентгеновское излучение в режиме накопления сигнала и в видеорежиме с частотой кадров 37 Гц (при биннинге пикселей частота регистрации достигает 67 Гц). Электроника имеет защиту от жесткого рентгеновского излучения, связь с персональным компьютером осуществляется по Ethernet-кабелю.

Полученные распределения интенсивности по плоскости детектора представлены в виде 3D-поверхностей, где координаты x и y соответствуют номерам пикселей детектора по ширине и высоте, а координата z является интенсивностью сигнала конкретного пикселя. Обработка распределений проведена с использованием языка программирования Python и библиотеки с открытым кодом. Приведены 3D-изображения для конструкции с симметричным расположением катодной “шайбы” относительно анодного стержня. Расчеты проведены для всех трех источников излучения.

Для источника с напряжением 615 кВ и внутренним диаметром катода 25 мм проведен анализ распределения излучения по энергиям относительно центра пучка. Оценка энергетического

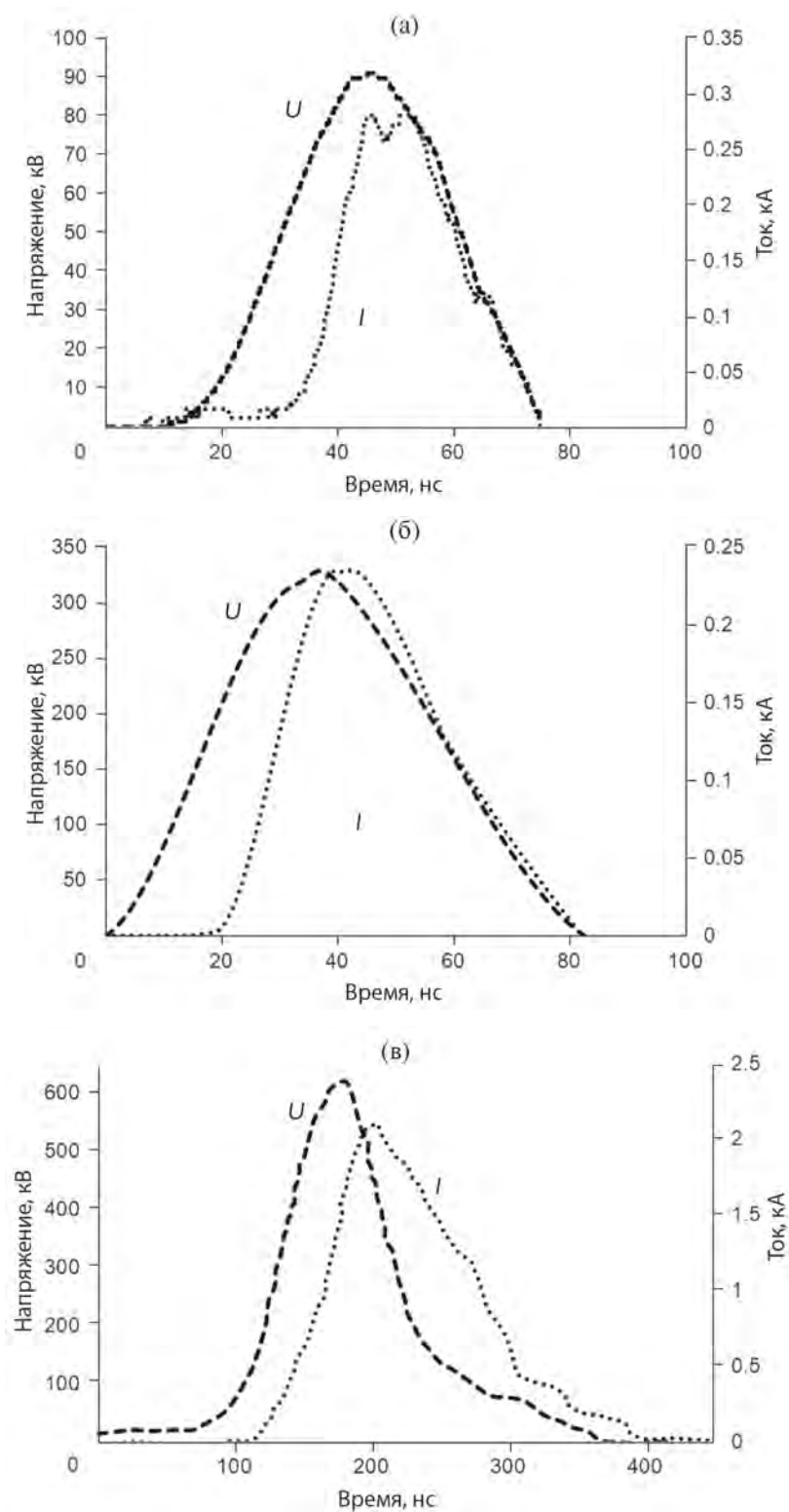


Рис. 1. Графики импульсов напряжений и токов для исследуемых источников излучения: **а** – источник с пиковым напряжением 90 кВ, **б** – источник с пиковым напряжением 320 кВ, **в** – источник с пиковым напряжением 615 кВ.

распределения проведена за счет ослабления длинноволнового излучения с помощью рентгенопоглощающих фильтров из меди. Рассмотрен отдельно случай, когда нарушена симметрия

расположения анода относительно катода. Для этого случая также получены зависимости энергетического распределения излучения по плоскости детектора.

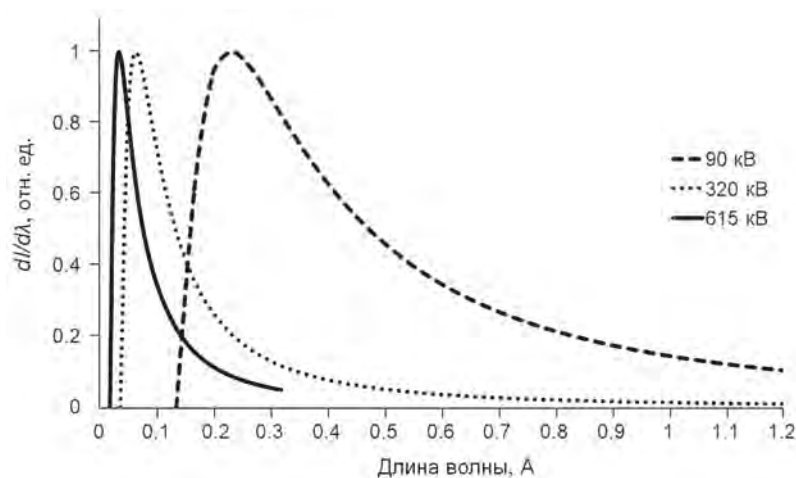


Рис. 2. Тормозные спектры, полученные путем расчета из осциллограмм токов и напряжений, для импульсных источников с напряжениями 90 кВ, 320 кВ, 615 кВ.

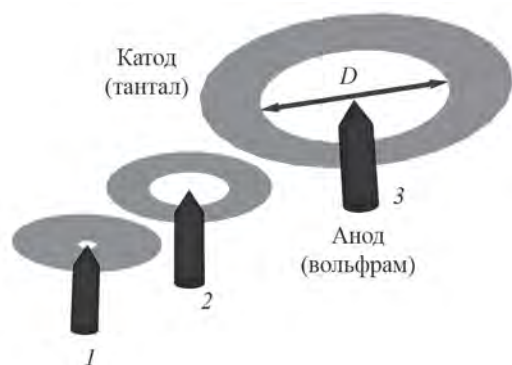


Рис. 3. Электроды рентгеновских трубок для напряжений 90 кВ – 1, 320 кВ – 2, 615 кВ – 3.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 сверху представлено распределение интенсивности излучения по плоскости детектора в виде 3D-поверхности для импульсного рентгеновского источника с максимальным напряжением 90 кВ и диаметром катода 3 мм. Профиль распределения имеет вид, где максимальная интенсивность излучения наблюдается в центре и снижается к периферии. Явно это представлено на рис. 4 снизу, интенсивность распределения соответствует линии, отмеченной на рис. 4 сверху стрелкой.

Для источника с напряжением 320 кВ и диаметром катода 11 мм распределение излучения также характеризуется максимумом преимущественно в центре и снижением к периферии, как это видно на рис. 5 (приведен сектор распределения). Но около центральной части наблюдается небольшая область со спадом интенсивности, что можно заметить по отклонению от кривой:

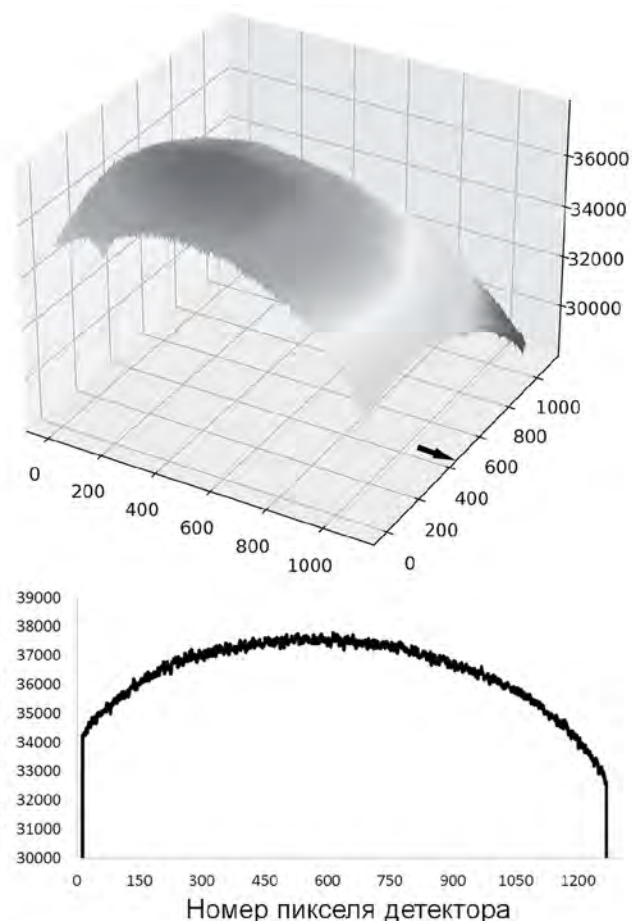


Рис. 4. Распределение интенсивности рентгеновского излучения источника с пиковым напряжением 90 кВ по детектору в 3D (сверху) и для одной линии пикселей (снизу).

область в окрестности 500 пикселя на кривой распределения, показанной на рис. 5 снизу. Кривая интенсивности соответствует линии пикселей детектора, отмеченной стрелкой на рис. 5

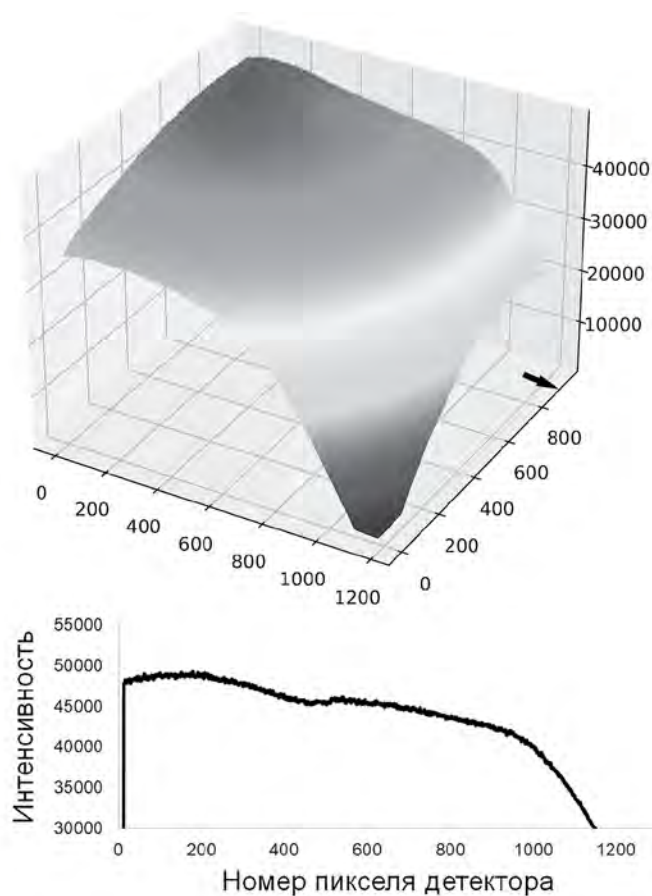


Рис. 5. Распределение интенсивности рентгеновского излучения источника с пиковым напряжением 320 кВ по детектору в 3D (сверху) и для одной линии пикселей (снизу). Вырезан сектор распределения.

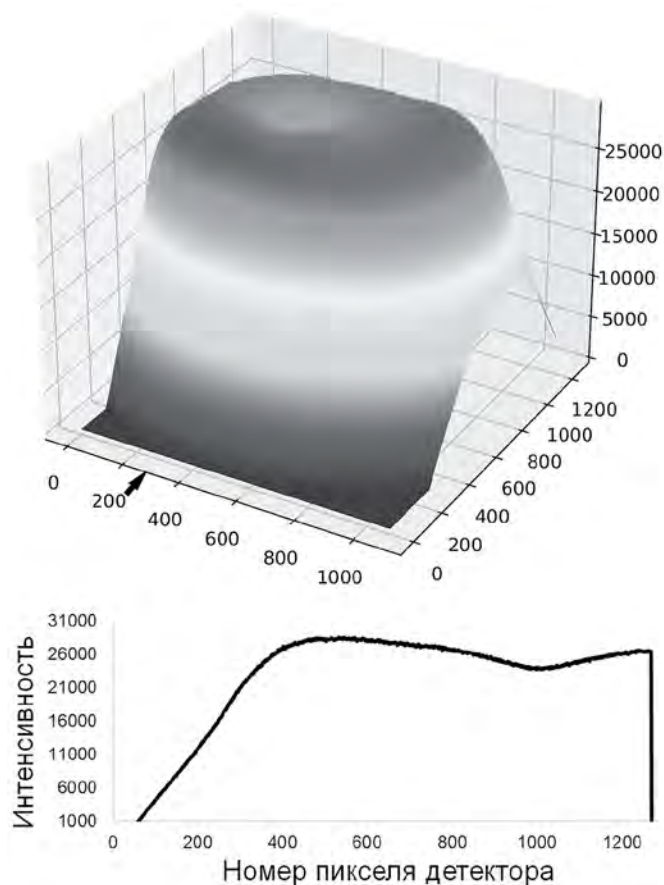


Рис. 6. Распределение интенсивности рентгеновского излучения источника с пиковым напряжением 615 кВ по детектору в 3D (сверху) и для одной линии пикселей (снизу).

сверху. Резкий спад обусловлен применением круглой диафрагмы из вольфрама, которая гасит интенсивность излучения.

На рис. 6 сверху изображено распределение интенсивности для импульсного рентгеновского источника с пиковым напряжением 615 кВ и диаметром катода 25 мм. В данном случае снижение интенсивности в центре оптической оси составляет около 20%. Снизу на рис. 6 приведено распределение интенсивности вдоль линии, отмеченной стрелкой на рис. 6 сверху. Рентгеновское излучение проходит через диафрагму с круглым отверстием, что объясняет резкий спад интенсивности у периферии.

Для импульсной рентгеновской трубки с диаметром катода 25 мм в центре пучка наблюдается снижение интенсивности. Это означает, что электронный пучок достигает в большей степени не конусной части анода, а непосредственно его цилиндрической части. Измерения фокусного пятна также показывают, что диаметр фокусного

пятна соответствует диаметру стержня анода, а не меньшей области, как в случае импульсной рентгеновской трубки с пиковым напряжением 90 кВ, где размер эффективного фокусного пятна составляет 1.5 мм. При напряжении 320 кВ и диаметре катода 11 мм, такое пятно заметно и имеет отклонение от ближних точек около 3%.

Для импульсной рентгеновской трубки с пиковым напряжением 615 кВ измерено ослабление интенсивности излучения, полученное за счет рентгенопоглощающих медных фильтров, с целью проведения анализа распределения излучения по энергиям относительно пятна с низкой интенсивностью. Данные кривые представлены на рис. 7.

Кривые соответствуют разным эффективным энергиям излучения, которые получены в результате последовательного отсека низкоэнергетического излучения фильтрами. Следует отметить, что распределение излучения по энергиям практически одинаково по всей линии

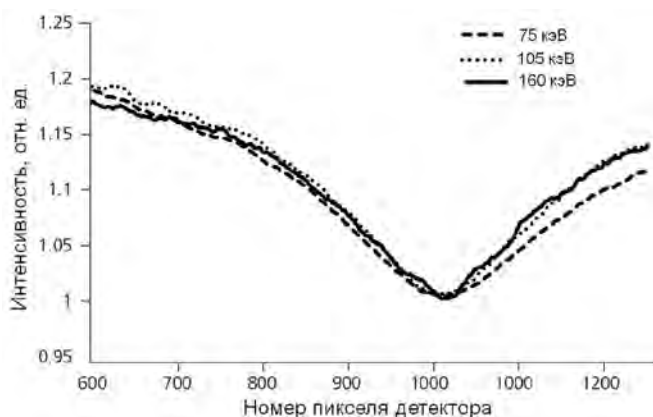


Рис. 7. Распределение эффективной энергии рентгеновского излучения по детектору относительно пятна со сниженной интенсивностью для источника 615 кВ для симметричной электродной системой. Распределение соответствует линии пикселей, отмеченной стрелкой на рис. 6 сверху.

пикселей детектора (отмечена стрелкой на рис. 6 сверху), слева от пятна с провалом по интенсивности наблюдается небольшое отклонение кривой низкоэнергетического излучения. Однако отклонение невелико и составляет около 3%. Для рентгеновских трубок с меньшими пиковыми значениями напряжения отклонений практически не наблюдается.

Дальнейший эксперимент проведен для случая, когда катод смещен относительно центра анода на миллиметр, т.е. с одной стороны промежуток между катодом и вершиной конуса анода составляет 13 мм, с противоположной 12 мм. В импульсной рентгеновской трубке используется холодный автоэмиссионный катод, вследствие чего генерация пучка электронов сильно зависит от межэлектродного зазора, в отличие от термоэмиссионных катодов, где электронный ток регулируется током накала. Смещение катода относительно анода приводит не только к перекосу максимума интенсивности излучения в сторону меньшего межэлектродного зазора, но и к появлению провала интенсивности пучка большой по амплитуде. Это хорошо заметно по рис. 8, где в 3D-проекции построено распределение интенсивности рентгеновского излучения по детектору для данного случая.

По графику на рис. 9 заметно, что в месте провала интенсивность отличается более чем на 30%. И тут наблюдается сильная зависимость энергетического распределения излучения относительно минимума интенсивности в пятне. Если нормировать эффективные энергии

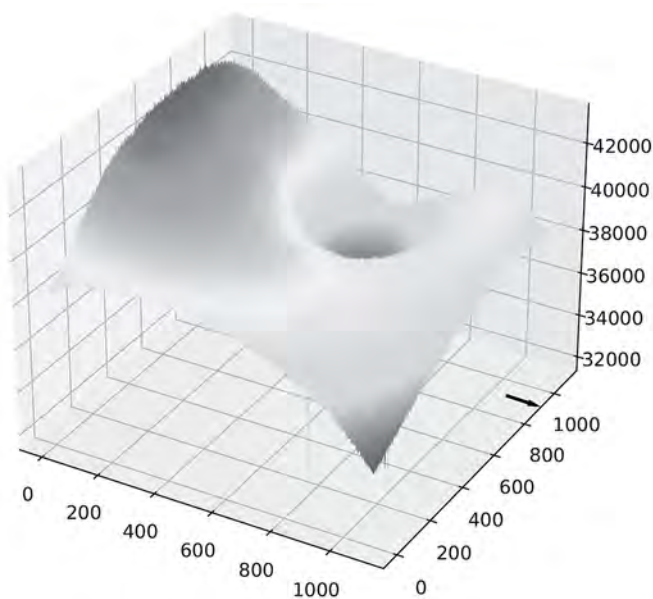


Рис. 8. Распределение интенсивности рентгеновского излучения источника с пиковым напряжением 615 кВ по детектору в 3D для случая со смещением катода относительно анода.

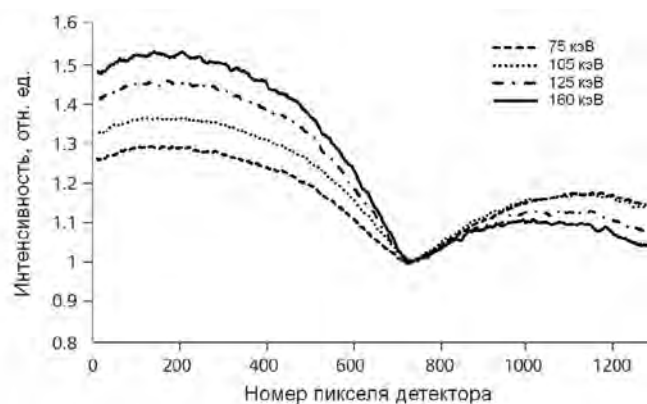


Рис. 9. Распределение эффективной энергии рентгеновского излучения по детектору относительно пятна со сниженной интенсивностью для источника 615 кВ и симметричной электродной системой. Распределение соответствует линии пикселей, отмеченной стрелкой на рис. 8.

излучения в пятне по абсолютным значениям на единицу, то видно, что слева от пятна будет преобладать более жесткое излучение, т.е. доля излучения с эффективной энергией 160 кэВ будет выше доли излучения 75 кэВ в окрестности 200 пикселя в 1.2 раза. Интересен тот факт, что справа от пятна наблюдается обратное распределение, т.е. излучение с эффективной энергией 75 кэВ выше излучения с энергией 160 кэВ в 1.3 раза в окрестности пикселя 1200.

По значению абсолютной интенсивности понятно, что область слева от пятна характеризуется случаем, когда катод-анодный промежуток составляет 12 мм, но логично предположить, что излучение с данной стороны должно быть менее жесткое, так как напряжение, требуемое для начала автоэлектронной эмиссии, ниже при меньшем зазоре. Возможное объяснение факта, что со стороны катод-анодного зазора 13 мм низкоэнергетическое излучение проявляется сильнее, вызвано тем, что интенсивная электронная эмиссия начинается с того момента, когда импульс напряжения уже снижается и, как следствие, энергия тормозного излучения тоже.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано распределение интенсивности рентгеновского излучения в плоскости детектора для импульсных рентгеновских трубок, которые работают при максимальных напряжениях 90 кВ, 320 кВ и 615 кВ. Данные трубки выполнены коаксиальными. Трубки имеют холодные автоэмиссионные катоды из тантала, изготовленные в виде шайб с различными диаметрами в зависимости от величины импульсного напряжения, аноды для всех трубок представлены в виде вольфрамового стержня диаметром 4 мм с заостренным конусом в области, где происходит электронная бомбардировка.

С увеличением импульсного напряжения и диаметра катода соответственно на детекторе наблюдается область в виде пятна со снижением интенсивности излучения, в отличие от распределения Гаусса для традиционных рентгеновских трубок непрерывного действия или импульсных рентгеновских трубок с напряжениями до 300 кВ. Эффект локального снижения интенсивности излучения слабо проявляется при пиковом напряжении на трубке 320 кВ, становится наиболее заметен для напряжения 615 кВ и диаметра катода 25 мм. В случае если соблюдается симметрия в расположении катодной шайбы относительно анода, то пятно находится в центре оптической оси распределения. Проявление такого теневого пятна объясняется геометрией электродов импульсной рентгеновской трубки и высоким напряжением: при большом диаметре катода расстояние до цилиндрической части анода становится меньше, чем до конусной, поэтому плотность потока электронов выше на цилиндрической части катода и, как

следствие, рентгеновское тормозное излучение выше из данной области.

При смещении центра катодной шайбы относительно анода наблюдается перекосяк в распределении интенсивности излучения по детектору относительно оптической оси, причем темное пятно имеет снижение интенсивности более чем на 30% для источника излучения с максимальным напряжением 615 кВ, тогда как при симметричном расположении электродов снижение интенсивности составляет менее 20%.

Также при смещении катода относительно анода наблюдается изменение энергетического распределения в плоскости детектора относительно пятна со сниженной интенсивностью. В области, где зазор между катодом и анодом составляет меньшее значение, излучение более жесткое, а в области с большим зазором – излучение более мягкое, т.е. это проявляется при непропорциональном ослаблении излучения с разной эффективной энергией.

Таким образом, эффекты снижения интенсивности излучения в центре оптической оси и неравномерное энергетическое распределение излучения при использовании импульсных рентгеновских трубок коаксиального типа с высокими пиковыми напряжениями необходимо учитывать. Если абсолютную интенсивность можно скомпенсировать при калибровке самого детектора либо при обработке рентгеновского снимка, то энергетическую зависимость излучения за счет калибровки не исключить, необходимо выбирать область, где наблюдается однородное распределение излучения по энергиям. Особенно важно это учитывать при двухэнергетической обработке изображений и при использовании источника в компьютерной томографии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания института электрофизики РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aichinger H., Dierker J., Joite-Barfuß S. et. al.* Radiation Exposure and image quality in X-Ray diagnostic radiology. Springer Berlin, Heidelberg, 2012. P. 307.
2. *Староверов Н.Е., Грязнов А.Ю., Камышанская И.Г., Потрахов Н.Н., Холопова Е.Д.* // Российский Технологический Журнал. 2021. Т. 9. С. 57.
<https://doi.org/10.32362/2500-316x-2021-9-6-57-63>
3. *Бехтерев А.В., Лабусов В.А., Лохтин Р.А., Пьянов Д.А., Строков И.И., Храмов М.С.* // Российский Электронный Журнал Лучевой Диагностики. 2019. Т. 9. С. 160.
<https://doi.org/10.21569/2222-7415-2019-9-1-160-176>
4. *Brosi P., Stuessi A., Verdun F., Vock P., Wolf R.* // Radiological Physics and Technology. 2011. V. 4. P. 148.
<https://doi.org/10.1007/s12194-011-0115-4>
5. *Blinov N.N., Vasilyev A.Yu., Bessonov V.B., Gryaznov A.Yu., Zhatova K.K., Potrakhov E.N., Potrakhov N.N.* // Biomedical Engineering. 2014. V. 48. P. 58.
<https://doi.org/10.1007/s10527-014-9418-1>
6. *Jain A., Panse A., Vednarek D. et. al.,* // Proc. SPIE. 2014. V. 9033.
<https://doi.org/10.1117/12.2043057>
7. *Сорокин В.Б., Луценко А.С., Генцельман В.Г.* // Приборы и техника эксперимента. 2018. Т. 2. С. 38.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218020088>
8. *Потрахов Н.Н., Мазуров А.И., Гук К.К., Потрахов Ю.Н.* Способ определения фокусного пятна рентгеновской трубки. Патент РФ RU 2717376 С1, 2020.
9. *Усачев Е.Ю., Гнедин М.М.* Способ измерения размеров эффективного фокусного пятна микрофокусных рентгеновских трубок. Патент РФ RU 2674567 С1. 2018.
10. *Bircher B.A., Meli F., Küng A., Thalmann R.* Proc. 10th Conference on Industrial Computed Tomography (iCT 2020), Wels, Austria, 2020. Special Issue of e-Journal of Nondestructive Testing. 2020. V. 25 (2). P. 1.
<https://doi.org/10.58286/25087>
11. *Liu M., Yu H., Xi X., Tan S., Zhu L., Zhang Z., Li L., Chen J., Yan B.* // Applied Optics. 2023. V. 62. P. 2784.
<https://doi.org/10.1364/AO.479467>
12. *Rukin S.N., Tsyranov S.N.* // Tech. Phys. Lett. 2000. V. 26. P. 824.
<https://doi.org/10.1134/1.1315507>
13. *Lyubutin S.K., Pedos M.S., Ponomarev A.V., Rukin S.N., Slovikovsky B.G., Tsyryanov S.N., Vasiliev P.V.* // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2011. V. 18. P. 1221.
<https://doi.org/10.1109/TDEI.2011.5976119>
14. *Rukin S.N.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. P. 011501.
<https://doi.org/10.1063/1.5128297>
15. *Grishin D.M., Gubanov V.P., Korovin S.D., Lyubutin S.K., Mesyans G.A., Nikiforov A.V., Rostov V.V., Rukin S.N., Slovikovskii B.G., Ul'maskulov M.R., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I.* // Tech. Phys. Lett. 2002. V. 28. P. 806.
<https://doi.org/10.1134/1.1519013>
16. *Komarskiy A.A., Korzhenevskiy S.R., Ponomarev A.V., Komarov N.A.* // Journal of X-Ray Science and Technology. 2021. V. 29. P. 567.
<https://doi.org/10.3233/XST-210873>
17. *Komarskiy A.A., Korzhenevskiy S.R., Komarov N.A.* // AIP Conference Proceedings. 2020. V. 2250. P. 020018.
<https://doi.org/10.1063/5.0013238>
18. *Bauer C., Wagner R., Orberger B., Firsching M., Ennen A., Pina C.G., Wagner C., Honarmand M., Nabatian G., Monsef I.* // Sensors. 2021. V. 21. P. 2455.
<https://doi.org/10.3390/s21072455>
19. *Rebuffel V., Dinten J.-M.* // Insight Non-Destr. Test. Cond. Monit. 2007. V. 49. P. 589.
<https://doi.org/10.1784/insi.2007.49.10.589>
20. *Komarskiy A.A., Korzhenevskiy S.R., Komarov N.A.* // AIP Conference Proceedings. 2023. V. 2726. P. 020012.
<https://doi.org/10.1063/5.0134249>
21. *Komarskiy A., Korzhenevskiy S., Ponomarev A., Chepusov A.* // Sensors. 2023. V. 23. P. 4393.
<https://doi.org/10.3390/s23094393>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 621.317.421

ИЗМЕРЕНИЕ КАРТЫ ПОЛЯ В ИМПУЛЬСНЫХ ПОВОРОТНЫХ
МАГНИТАХ УСКОРИТЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ДАТЧИКОВ ХОЛЛА

© 2024 г. К. С. Штро^{a,b,*}, А. М. Батраков^a, И. В. Ильин^a, И. Н. Окунев^a,
А. В. Павленко^a, С. В. Синяткин^a

^aИнститут ядерной физики имени Г. И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^bНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

*e-mail: K.S.Shtro@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 11.05.2023 г.

После доработки 11.05.2023 г.

Принята к публикации 27.07.2023 г.

Описываемая в статье система предназначена для измерения карты поля импульсных поворотных магнитов ускорителей. Как пример, выбран магнит, являющийся элементом канала перепуска частиц из бустера в нуклотрон создаваемого в ОИЯИ комплекса NICA. Анализ возможностей различных методов в измерениях импульсных полей и требования к погрешностям измерения в поворотных магнитах лучше, чем 10^{-3} , привели к разработке метода, базирующегося на использовании датчиков Холла. В статье обосновывается созданный метод, описываются его возможности, а также аппаратные средства, разработанные для проведения измерений. В завершение статьи приводятся и анализируются результаты измерений импульсных поворотных магнитов канала бустер–нуклотрон.

DOI: 10.31857/S0032816224020168 EDN: QSBYYF

1. ВВЕДЕНИЕ

В Объединенном институте ядерных исследований в Дубне создается ускорительный комплекс NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility) [1]. Комплекс включает несколько инжекторов — линейных ускорителей и три циклических ускорителя: бустер, нуклотрон, коллайдер, связанные каналами перепуска частиц. Описываемая в статье система предназначалась для измерений импульсных поворотных магнитов, являющихся элементами канала бустер–нуклотрон.

Канал имеет сложную трехмерную структуру (рис. 1), обусловленную расположением бустера и нуклотрона. Место, где расположен канал, налагает ограничения по размерам магнитов и нагрузкам на фундамент. Из-за этих ограничений весь канал состоит из импульсных магнитов. Канал включает пять поворотных магнитов, три септум-магнита, восемь квадрупольных линз

и три корректора. Изогнутая форма поворотных магнитов повторяет траекторию пучка. Параметры магнитов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Расчетные параметры импульсных поворотных магнитов канала

Апертура по вертикали, мм	67
Диаметр рабочей апертуры, мм	60
Индукция магнитного поля, Тл	1.58
Магнитная длина, м	1.95
Магнитная жесткость, Тл·м	9.81
Радиус магнита, м	6.190476
Угол поворота магнита, рад	0.315
Рабочий ток, кА	3.542
Индуктивность магнита, мГн	3.78
Сопротивление магнита, мОм	39
Длительность импульса поля, мс	21
Частота повторения перепусков, Гц	0.25

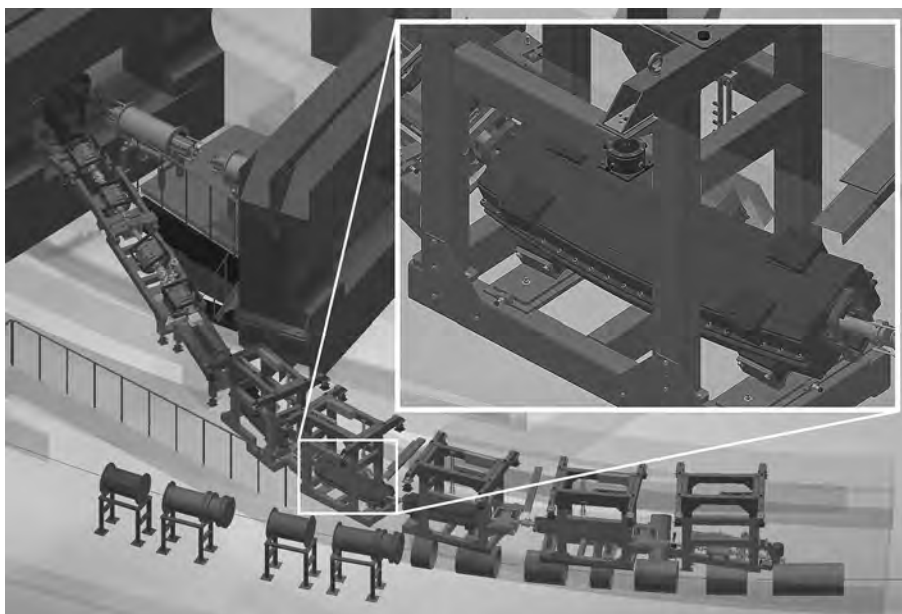


Рис. 1. Структура канала бустер–нуклотрон и вид дипольного магнита канала.

2. АНАЛИЗ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ В ИМПУЛЬСНЫХ ПОВОРОТНЫХ МАГНИТАХ

Важнейшими характеристиками поворотного магнита являются угол поворота и однородность магнитного поля. Для стабильного перепуска частиц от данного магнита требуется обеспечить угол поворота с лучшей, чем 10^{-3} , точностью и его слабой ($\pm 10^{-3}$) зависимостью от положения пучка в вакуумной камере. Значение угла поворота определяется по формуле

$$\alpha = \frac{\int BdL}{Br}, \quad (1)$$

где α — это угол поворота, $\int BdL$ — интеграл магнитного поля вдоль траектории частицы, $Br = E\beta/qc$ — магнитная жесткость ускорителя, E — полная энергия частицы, $\beta = v/c$, v — скорость частицы, c — скорость света в вакууме, q — заряд частицы, ρ — радиус поворота частицы, B — индукция магнитного поля.

Как следует из формулы (1), угол зависит от интеграла поля по длине магнита, часто называемого первым интегралом поля. Поэтому важным требованием к поворотным магнитам канала являлась малая величина вариации первого интеграла $\Delta \int BdL / \int BdL = \pm 10^{-3}$, что необходимо для малого разброса угла поворота при пролете через магнит. Это условие определило первичные требования к измерительным методикам и оборудованию,

предназначенным для определения первого интеграла и однородности поля в целом.

2.1. Индукционные интегральные методики

В случае импульсных поворотных магнитов длиной до нескольких метров измерение первого интеграла часто выполняется с помощью индукционных методов. В таких измерениях используются точно изготовленные индукционные датчики, конструкция которых призвана повторить траекторию частицы в магнитном поле. Как правило, датчики представляют собой размещенную на многослойной печатной плате матрицу из нескольких расставленных по радиусу длинных катушек, выступающих за торцы магнита и узких в поперечном направлении. При наличии измерительного стенда с многоканальными прецизионными интеграторами данный подход выглядит весьма привлекательным, так как позволяет за одно измерение вычислить $\int BdL$ для частицы, движущейся по определенной траектории.

Однако, когда речь идет об изготовлении индукционного датчика длиной более 1–1.5 м, применение данной методики трудно реализуемо прежде всего из-за технологических ограничений производителей печатных плат. Важно также и то, что точность позиционирования дорожек на печатной плате составляет десятки микрон, что при ширине индукционных датчиков 1–2 см дает разброс их площадей 0.5–1%. Эта проблема может быть решена только калибровкой площадей, процедура



Рис. 2. Демонстрация длинных “интегральных” датчиков. Фотография из работы [2].

которой также нетривиальна. Еще одним источником ошибки в измерении первого интеграла являются остаточные поля в магните, величина которых составляет 5–20 Гс. При измерении остаточных полей приходится использовать датчики Холла как дополнительные элементы измерительной системы.

Тем не менее следует отметить, что для измерения длинных радиусных магнитов проекта MedAustron инженерами CERN была изготовлена матрица длинных радиусных катушек на многослойной печатной плате с длиной 2.5 м (рис. 2) [2]. А отмеченная выше проблема калибровки площадей решена ценой достаточно серьезных усилий. В работе [3] отмечалось, что получена абсолютная точность измерения первого интеграла 10^{-3} и повторяемость от измерения к измерению $6 \cdot 10^{-5}$.

Иногда, если позволяет апертура магнита, работают с одной катушкой, когда первый интеграл и его зависимость от радиуса измеряются путем последовательного и точного перемещения катушки в радиальном направлении за несколько шагов.

2.2. Малогабаритные “точечные” индукционные датчики

В результате отмеченных выше трудностей было решено отказаться от длинных

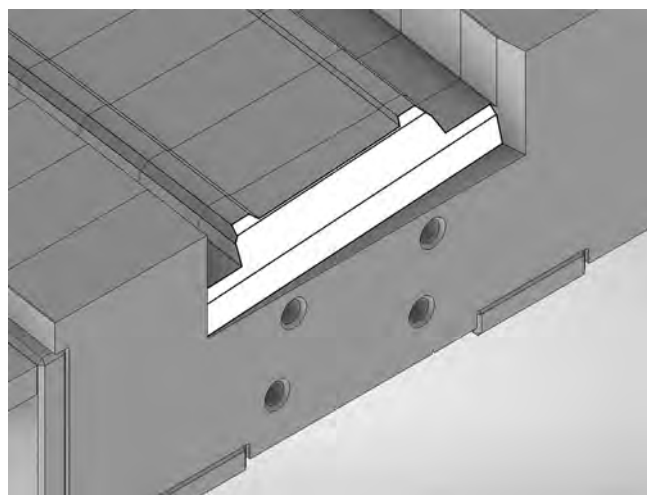


Рис. 3. Вид торцевой фаски.

“интегральных” датчиков и рассмотреть возможность применения “точечных” индукционных катушек с характерными размерами 5–10 мм. В отличие от ситуации длинных петель, площади малогабаритных датчиков реально определить с ошибкой порядка 10^{-3} .

Такому подходу способствовала и принятая конструкция магнита. Для обеспечения требований к качеству поля и компактности магнита было принято решение добиваться однородности поля с помощью торцевых фасок на полюсах магнита. На рис. 3 показана торцевая фаска на половине ярма магнита. Фаска максимально упрощенной формы имеет 3 грани и небольшой поворот относительно торца магнита.

Доработка торцевой фаски в готовом магните – это типовой прием для обеспечения требуемых характеристик последнего. Необходимый профиль фаски изготовленного магнита можно рассчитать, если известна карта поля этого магнита. Такой подход учитывает все особенности внутреннего устройства магнита и существенно расширяет возможности по доводке его характеристик [4]. Если же использовать длинные интегральные датчики, то модификация магнита осуществляется с использованием теоретического представления о магните. Форма фаски задается с помощью общих рекомендаций, основанных на опыте измерений других магнитов.

Вместе с тем использование малогабаритных индукционных датчиков привносит свои проблемы. Следует принимать во внимание, что при измерении карты поля датчики должны по шагам перемещаться в магните вдоль траектории пучка, причем импульсное поле включается

на каждом шаге. В ошибки измерений в таком методе войдут нестабильность источника за время измерительного цикла и вклад некомпенсированных “паразитных” петель, образованных проводами с изменяемой длиной, тянущимися внутри магнита от перемещаемого датчика к измерительной электронике. Напомним также, что по-прежнему для измерения остаточных полей необходимы датчики Холла.

Множественные проблемы с индукционными методами, а также необходимость измерения полной карты поля с учетом остаточных полей, заставили проанализировать возможность использования в подобных измерениях датчиков Холла.

2.3. Возможности датчиков Холла в импульсных измерениях

Рассмотрим, что может ограничивать применение датчиков Холла при работе с импульсными магнитными полями. Видны два принципиальных ограничения, вызванные динамическими характеристиками преобразователя Холла. Первым является время релаксации носителей заряда в полупроводнике, которое определяется как отношение диэлектрической проницаемости материала к его удельной проводимости ($\tau_r = \epsilon/\sigma$). Для датчиков Холла данный параметр находится в диапазоне 10–100 нс [5]. Второе ограничение динамических свойств обусловлено постоянной времени ($\tau = RC$), определяемой собственным сопротивлением преобразователя Холла и паразитной емкостью, которая складывается из емкости, вносимой выводами датчика (около 5 пФ) и кабельной трассой (около 100 пФ/м). Величина постоянной времени для датчика с сопротивлением 500 Ом, измерения на котором проводятся через витую пару длиной 10 м, составляет 500 нс. Таким образом, характерные постоянные времени преобразователя Холла на несколько порядков меньше, чем длительности магнитных полей во многих импульсных элементах ускорителей.

Из этого следует два вывода. Во-первых, датчики Холла обладают необходимыми динамическими характеристиками для измерений импульсных полей с длительностью до сотен наносекунд, если измерительная электроника обеспечивает необходимое быстрое действие. Во-вторых, широкополосность холловских датчиков позволяет применять к импульсным магнитным полям калибровку, полученную при

постоянных полях, и тем самым получать в измерениях абсолютные значения импульсных полей. Оба этих обстоятельства делают крайне перспективным применение датчиков Холла в измерениях карт полей импульсных магнитов.

Следует отметить, что авторам не удалось найти сведений об использовании холловских систем для измерения импульсных полей, тем более в ускорительной технике. В этой связи на этапе выбора методик оставались опасения, не возникнет ли с датчиками Холла каких-либо непредвиденных проблем. Эти опасения послужили основанием для подготовки взаимодополняющих способов, базирующихся на использовании в единой системе как индукционных датчиков, так и датчиков Холла. Сравнение результатов измерений магнитов, полученных с помощью малогабаритных индукционных датчиков и полученных с помощью холловских датчиков, может послужить критерием правильности выбора инструментария. Разумеется, как аппаратура для интегрирования, так и средства цифрового осциллографирования должны быть адекватны задаче, т.е. обладать необходимыми динамическими характеристиками и параметрами по точности.

3. АППАРАТУРА КОМБИНИРОВАННОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Измерительная система включает следующие основные узлы (рис. 4): механическую часть, предназначенную для перемещения датчиков внутри магнита, каретку с расположенными на ней малогабаритными индукционными датчиками и датчиками Холла, комплект прецизионных цифровых интеграторов, электронику для работы с датчиками Холла, импульсный источник питания.

Механическая часть представляет собой подвижку, управляемую шаговым двигателем, которая перемещает каретку внутри магнита. Каретка движется в точно изготовленной направляющей из стеклотекстолита, устанавливаемой в апертуру магнита и повторяющей ее профиль. Шаг перемещения – 10 мм, точность позиционирования – около 80 мкм на 2 метрах.

Каретка представляет собой стеклотекстолитовый носитель, внутри которого монтируется печатная плата с комплектом датчиков. Комплект включает 7 датчиков Холла и 13 “точечных”

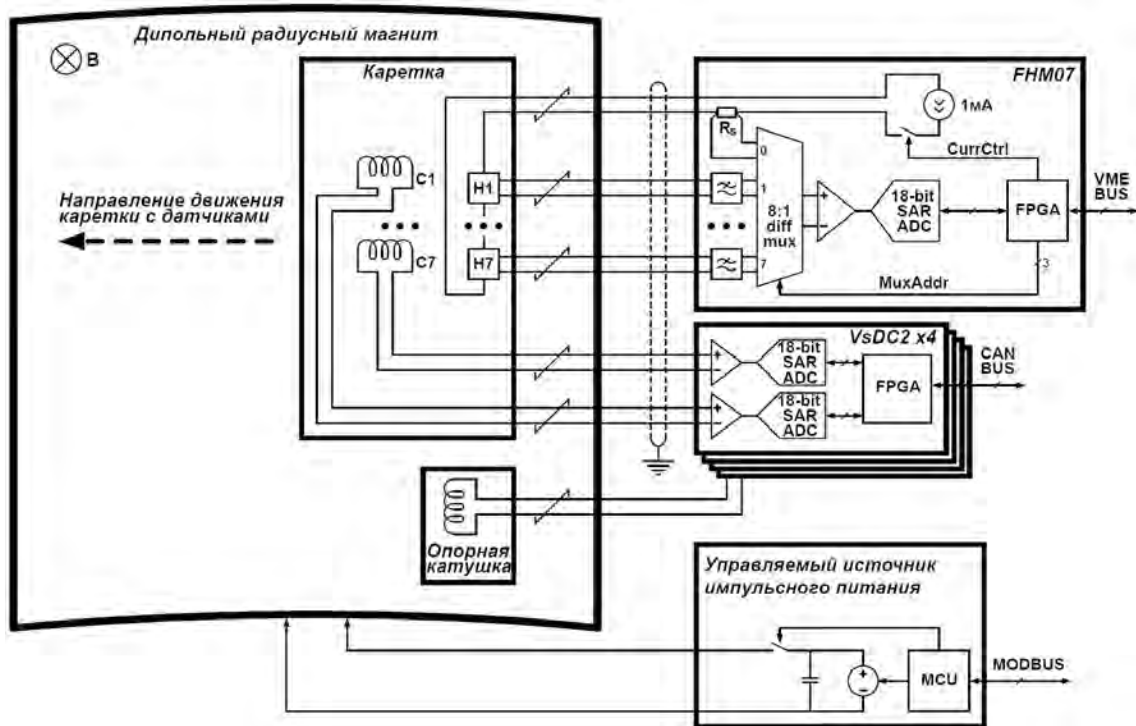


Рис. 4. Структура измерительной системы.

индукционных датчиков. Сигнальная трасса от датчиков к измерительной электронике изготовлена из свитых с малым шагом тонких проводов длиной около 10 м.

3.1. Применяемые датчики Холла

В работе использованы датчики типа HE244T [6]. Наиболее важные параметры представлены в табл. 2. Датчик HE244T обладает несколькими привлекательными свойствами. Первое – малый ток питания, вследствие чего рассеиваемая мощность не превышает 2 мВт. Поскольку теплоотвода от датчика при такой мощности не требуется, его можно монтировать на не чувствительной к магнитным полям печатной плате-подложке из стеклотекстолита. Также датчик обладает хорошими температурными коэффициентами

чувствительности и напряжения смещения, вследствие чего реально получение ошибок менее 10^{-3} в диапазоне температур $\pm 5^\circ\text{C}$ без термостабилизации каретки.

Такие параметры, как линейность и напряжение смещения, учитываются после предварительной калибровки датчиков. Эта калибровка выполняется в магните с однородным полем, величина которого измеряется с помощью ЯМР-магнитометра, обладающего погрешностью на уровне 10^{-5} [7]. Однородность поля в этом магните не хуже, чем $2 \cdot 10^{-4}$ на площади $100 \times 100 \text{ мм}^2$ в диапазоне 0.1–2 Тл. Процедура калибровки заключалась в установке каретки с датчиками Холла вместе с ЯМР-пробником в магнит, измерении полей в диапазоне $\pm 20 \text{ кГс}$ и подготовке таблиц соответствия между полем и напряжением с датчиков.

Таблица 2. Характеристики датчика HE244T

Диапазон полей, кГс	± 25
Ток питания, мА	$0.2 \div 4.0$
Чувствительность, мкВ/Гс/мА	10
Температурный коэффициент чувствительности (при $B=10 \text{ кГс}$, $I=2 \text{ мА}$), $10^{-4}/\text{K}$	± 1.5
Напряжение смещения (при $B=0$, $I=2 \text{ мА}$), мкВ	± 500
Температурный коэффициент напряжения смещения (при $B=0$, $I=2 \text{ мА}$), мкВ/К	± 0.2
Линейность (при $B=\pm 0-10 \text{ кГс}$), %	± 0.1
Линейность (при $B=\pm 0-25 \text{ кГс}$), %	± 0.2

3.2. Индукционные датчики и работа с ними

Размещенные на каретке малогабаритные индукционные датчики — это многовитковые катушки, изготовленные на той же печатной плате. Их максимальный размер $10 \times 10 \text{ мм}^2$, расчетная площадь с учетом различных неточностей находится в диапазоне 4350–4616 мм^2 .

Для интегрирования сигналов с индукционных датчиков задействованы прецизионные цифровые интеграторы VsDC2. Точность и широкий диапазон интервалов интегрирования (от десятков микросекунд до нескольких секунд) полностью удовлетворяют требованиям к обсуждаемым измерениям, это позволяет получать ошибки, близкие к 10^{-5} .

На рис. 5 приведена одна из важных характеристик интегратора — шум интеграла в зависимости от времени интегрирования. Обращаем внимание, что приведенные графики — это характеристики собственно интегратора, никак не учитывающие особенности индукционных датчиков и сигнальных трасс к ним. Эти вопросы мы обсудим в разд. 4. Подробнее цифровые интеграторы, их параметры и варианты применения описаны в работах авторов [8, 9].

Остановимся на процедуре калибровки малогабаритных индукционных датчиков. Их калибровка происходит в том же магните с однородным полем, что и калибровка датчиков Холла. Каретка помещается в магнит, поле которого (B_0) измерено с высокой точностью с помощью ЯМР-магнитометра. Выходы датчиков подключаются к упоминавшимся выше цифровым интеграторам. После начала интегрирования каретка с индукционными датчиками, обладающими площадью S , вынимается из магнита и за время T_i перемещается в магнитный экран, где поле близко к нулю ($B_{sh} \ll 0.1 \text{ Гс}$). Интеграторы в процессе перемещения измеряют вольт-секундную площадь ($\int \varepsilon dt$), пропорциональную полю в магните. Заметим, что относительно небольшие габариты магнита позволяют разместить сигнальную трассу вне магнитного поля, так что ее влияние незначительно. Процедура калибровки может быть формально описана следующими соотношениями:

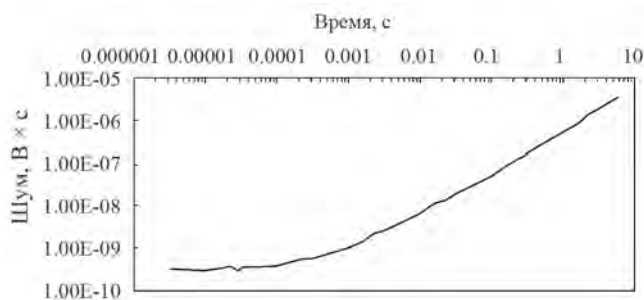


Рис. 5. Шум интеграла VsDC2 в зависимости от времени интегрирования.

$$\varepsilon = -S \frac{dB}{dt} \Rightarrow \int_0^{T_i} \varepsilon dt = -S \int_{B_0}^{B_{sh}} dB, \quad (2)$$

где T_i — это время интегрирования, S — площадь калибруемого индукционного датчика, B_0 — поле в калибровочном магните, B_{sh} — поле в магнитном экране. Поскольку $B_{sh}/B_0 \leq 10^{-5}$, поле B_{sh} можно принять равным нулю. Таким образом, выражение для площади калибруемого датчика примет следующий вид:

$$S = \frac{\int_0^{T_i} \varepsilon dt}{B_0}. \quad (3)$$

Цикл калибровки повторялся 30 раз, после чего для каждой катушки вычислялось среднее значение площади. В табл. 3 приведены полученные описанным способом площади катушек. Можно вычислить, что при такой площади и поле 16 кГс с длительностью 20 мс вольт-секундная площадь, накапливаемая к максимуму поля, составляет $9 \cdot 10^{-5} \text{ В} \cdot \text{с}$. Как следует из рис. 5, отношение шума при времени интегрирования 10 мс к полученной вольт-секундной площади близко к 10^{-4} , так что интегратор вполне может использоваться как референсное устройство.

3.3. Быстродействующий многоканальный модуль для работы с датчиками Холла

Ключевым элементом холловской части системы является устройство, которое, как отмечалось, должно обладать необходимыми характеристиками и по быстродействию, и по точности преобразования выходных сигналов датчика в цифровой код. В распоряжении авторов был

Таблица 3. Площади малогабаритных индукционных датчиков

Положение, мм	−30	−24	−18	−12	−6	0	+6	+12	+18	+24	+30
Площадь, мм^2	4490	4490	4492	4492	4500	4499	4490	4490	4498	4498	4496

Таблица 4. Параметры FHM07

Число измеряемых датчиков Холла	до 7
Диапазон измеряемых напряжений, мВ	250
Диапазон измеряемых полей, кГц	25
Разрядность АЦП, бит	18
Полоса частот тракта (–3дБ), МГц	1
Уровень шума среднеквадратичный (пиковый), мкВ	5 (30)
Выходной ток, мА	1
Дрейф тока, $10^{-6}/\text{К}$	± 5
Производительность АЦП, мкс/отсчет	4
Минимальная длительность импульса при ошибке 10^{-4} , мс	0.5
Одноканальный режим	4
Восьмиканальный режим	
Память, точек	$4 \cdot 10^6$

экспериментальный образец VME-модуля FHM07 (Fast Hall Meter – 07), который разрабатывался для измерения карт поля с помощью датчиков Холла в многополюсных магнитных элементах – вигглерах и ондуляторах. Как показывали предварительные оценки, параметры этого модуля соответствовали обсуждаемому методу.

Поскольку детальное описание электроники не является целью этой статьи, здесь мы приведем лишь краткое описание аппаратной структуры и параметров FHM07, которые сравним с параметрами по частоте дискретизации, статической ошибке и полосе частот, необходимым для описываемых измерений.

Структуру FHM07 можно увидеть на рис. 4, в табл. 4 приведены основные параметры. Модуль содержит стабильный источник тока, семь каналов для подключения датчиков Холла и четыре сервисных канала, измеряющих ток питания датчиков, напряжение на линейке датчиков, напряжение опорного источника, а также напряжение на закороченном входе. Важным свойством модуля FHM07 является возможность отключать ток питания датчиков Холла.

Сигнальный тракт модуля включает восьмиканальный дифференциальный мультиплексор, усилитель с коэффициентом 16 и 18-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) с производительностью 4 мкс/отсчет. Измерение проводится путем последовательного подключения входных каналов через мультиплексор к буферному усилителю и далее – к АЦП. Таким образом, темп взятия отсчетов для каждого

из восьми каналов составляет 32 мкс/отсчет. Цифровая часть модуля включает в себя схему управления, размещаемую в микросхеме программируемой логики FPGA, а также блок памяти объемом $4 \cdot 10^6$ отсчетов.

Для оценки адекватности FHM07 создаваемой системе будем исходить из полной погрешности, вносимой этим устройством, на уровне $5 \cdot 10^{-4}$ для поля с длительностью 20 мс и амплитудой 16 кГц. В импульсном магните время пролета пучка частиц должно соответствовать амплитудному значению поля. Оценим период дискретизации из условия, что ближайший по времени к максимуму поля отсчет меньше этого максимума на величину допустимой ошибки. Представив форму импульса поля как полпериода косинусоидального сигнала, для ближайшего к максимуму поля отсчета, т.е. при $t = \Delta t_{ADC}$, можем написать

$$B(t) = B_0 \cos(2\pi \Delta t_{ADC} / T), \quad (4)$$

где B_0 – амплитуда измеряемого поля, Δt_{ADC} – период дискретизации АЦП, T – период измеряемого гармонического сигнала. Задаваясь погрешностью из-за частоты дискретизации $\delta = \Delta B / B_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ и учитывая, что $T \gg \Delta t_{ADC}$, можно разложить выражение (4) в ряд в окрестности точки $2\pi \cdot \Delta t_{ADC} / T = 0$. Получим формулу для оценки максимального значения периода дискретизации при $T = 40$ мс:

$$\Delta t_{ADC} = \frac{T}{\pi} \sqrt{\frac{\delta}{2}} \approx 128 \text{ мкс}. \quad (5)$$

Оценим необходимую полосу части сигнала тракта, включающей блок усилителя и АЦП, исходя из времени установления сигнала при переключении каналов с темпом 4 мкс/канал. Мультиплексор работает с медленными сигналами, поэтому его динамические свойства в задачу не входят. Сделаем допущение, что эта часть тракта имеет лишь одну постоянную времени τ_{amp} . Тогда можем написать $8\tau_{amp} \leq 4$ мкс, откуда $\tau_{amp} \leq 0.5$ мкс и, следовательно, $F_{amp} \geq 300$ кГц.

Еще одним фактором, влияющим на точность измерения поля, является разрешающая способность измерителя. Этот параметр определим из такой же погрешности $\delta = 2 \cdot 10^{-4}$, которой мы задались ранее. При максимальном значении поля $B_0 = 16$ кГц получаем величину шума измерителя от пика до пика около 3.5 Гс, что с учетом

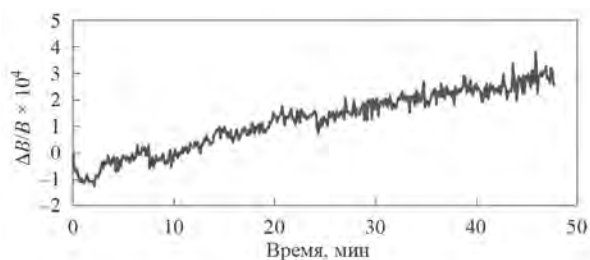


Рис. 6. Изменение магнитного поля в процессе измерений.

чувствительности датчиков дает требуемое значение шума в полосе 300 кГц, равное 35 мкВ.

3.4. Коррекция нестабильности импульсного источника

Еще одним элементом измерительной системы является импульсный источник, питающий магнит. Источник выдает ток до 5 кА, он рассчитан на напряжение на нагрузке до 2.5 кВ и обеспечивает стабильность не хуже $\pm 3 \cdot 10^{-4}$. Контроль важной для решаемой задачи стабильности магнитного поля (рис. 6) выполняется с помощью стационарного индукционного датчика, установленного в апертуре магнита, сигнал с которого интегрируется в одном из интеграторов VsDC2, входящих в “индукционную” часть системы. Полученные при этом данные используются для нормировки данных FHM07. Учитывая, что ошибки, вносимые интегратором, близки к величине 10^{-5} , с помощью данной нормировки можно повысить точность измерений, практически полностью исключив из них стабильность источника питания и температуру ярма магнита.

4. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

Напомним, что процедура измерений заключается в пошаговом перемещении каретки с датчиками по направляющей, закрепленной в апертуре магнита. На каждом шаге после остановки каретки запускается регистрация сигналов с датчиков Холла и включается интегрирование сигналов с индукционных датчиков и стационарной катушки. Затем через небольшой интервал запускается импульсный источник. Полученные от интеграторов и FHM07 данные сохраняются, после чего выполняется следующий цикл.

В ходе выполнения шагов все большая длина сигнальных проводов оказывается внутри

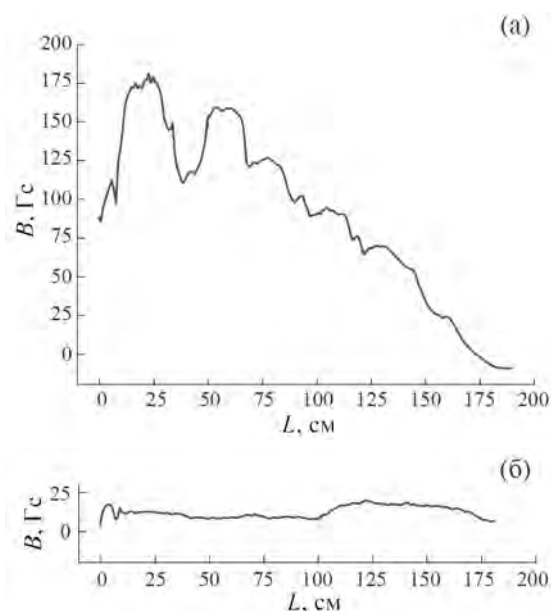


Рис. 7. Уровень паразитного сигнала для двух типов сигнальных трасс: а — свивка из провода МГТФ 0.03 с шагом 10 мм, б — провод ПЭТВ2 с $d = 0.16$ мм и шагом 1 мм.

магнита и попадает под действие импульсного магнитного поля. Несмотря на тщательную свивку пар проводников, в парах остается “паразитная” площадь, образованная как самими проводниками, так и местами подключения их к датчикам. Через эту площадь проходит магнитный поток, генерируя индукционный сигнал, добавляемый к сигналу датчика, причем этот сигнал зависит от длины и положения трассы, находящейся в магните. Описанный эффект присущ для обеих трасс (к индукционным датчикам и к датчикам Холла).

Для определения уровня “паразитного” сигнала выводы индукционных катушек закорачивались, а затем полностью воспроизводилась процедура измерений. На рис. 7 показаны зависимости “паразитного” сигнала от положения каретки в магните. Каретка двигалась от большей координаты к меньшей. Видно, что даже при очень тщательной свивке тонких проводов уровень паразитного сигнала варьируется в диапазоне 7–20 Гс. Из приведенных графиков следует, что влияние сигнальной трассы может приводить к разбросу измерений примерно на ± 10 Гс.

В отличие от индукционных, датчики Холла предоставляют возможность зарегистрировать “чистый” паразитный сигнал и при необходимости учесть его. Для этого в точках остановки каретки измерения выполняются два раза:

с включенным током датчика Холла и без тока. Напомним, что модуль FHM07 обладает таким полезным функционалом. Очевидно, что без тока в холловских каналах будет зарегистрирован только “паразитный” индукционный сигнал. Тем самым в каждой точке регистрируются две осциллограммы. Далее с помощью программной обработки берется разность каждой пары осциллограмм, и по калибровочной кривой каждого датчика выполняется преобразование разностного сигнала в индукцию магнитного поля.

На рис. 8 показаны осциллограммы магнитного поля, зарегистрированные с одного из холловских датчиков каретки. Осциллограмма на рис. 8а демонстрирует суммарный сигнал, где к датчику Холла добавляется “паразитный” индукционный сигнал. Его примерная величина хорошо видна из небольшого положительного пика в начале осциллограммы, который появляется вследствие скачка производной поля. На следующей осциллограмме (рис. 8б) показана индукционная наводка при выключенном токе. Сигнал растянут по вертикали по сравнению с предыдущим в 20 раз. Видимая немонотонность (скачок) в районе нуля – включение рекуперации в импульсном источнике. Осциллограмма на рис. 8в – это сигнал с рис. 8а минус сигнал с рис. 8б.

Представленные осциллограммы демонстрируют одну важную деталь. Как видно на осциллограмме на рис. 8б, вклад индукционной наводки в максимум поля крайне мал, так как производная поля в этой точке близка к нулю. Это обстоятельство позволяет отказаться от учета индукционной наводки в импульсных измерениях с датчиками Холла. Действительно, во многих случаях такое решение возможно, особенно тогда, когда есть уверенность, что поле монотонно и пролет пучка точно синхронизован с максимумом. Тем не менее методически правильнее регистрировать и учитывать “паразитную” индукционную наводку, тем более, что это не очень сложно. В нашем случае такой учет был еще и необходим, так как предполагалось сравнение результатов измерений магнитов, полученных индукционным методом, и измерений датчиком Холла. Это сравнение приводится в следующем разделе.

Обсудим возможности холловских систем в измерениях импульсных полей. Прежде всего, интерес представляют параметры

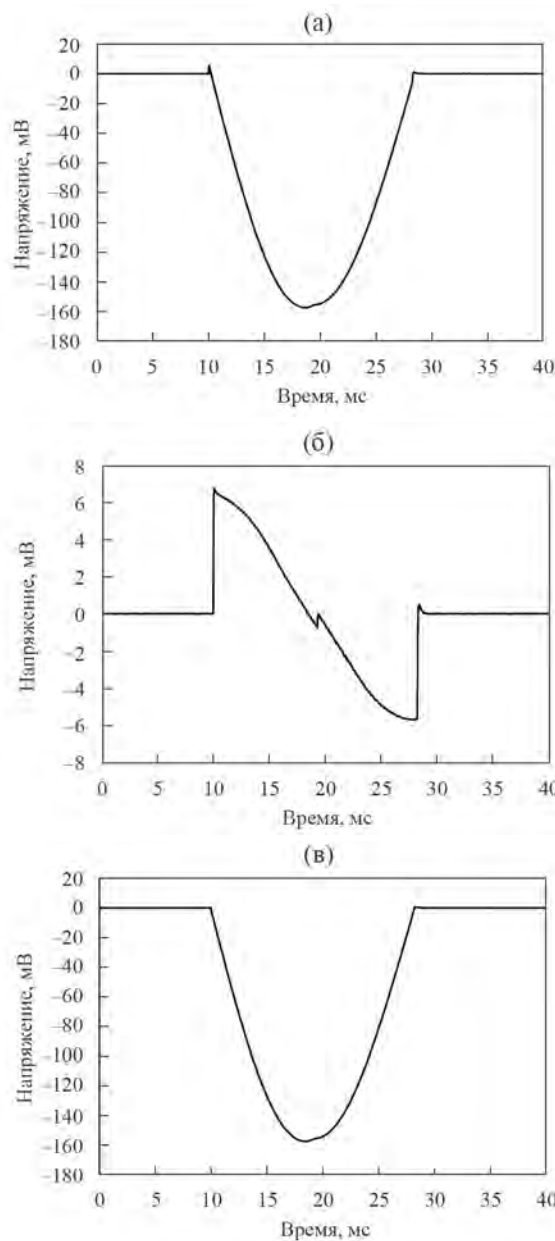


Рис. 8. Осциллограммы сигналов с датчика Холла: **а** – исходный сигнал, включающий в себя полезный сигнал и индукционную наводку; **б** – индукционная наводка, измеренная при выключенном токе; **в** – разность сигналов **а** и **б**, являющаяся полезным сигналом.

по быстродействию, т.е. минимально возможные длительности импульсов поля. Как упоминалось выше в разд. 2.3, теоретические возможности датчиков Холла ограничиваются постоянной времени в диапазоне нескольких сотен наносекунд. В этой связи имеет смысл провести отдельный анализ возможностей электроники для оцифровки сигналов с датчиков.

Для этого зададимся погрешностью $\delta = 10^{-4}$, близкой к статической погрешности датчиков

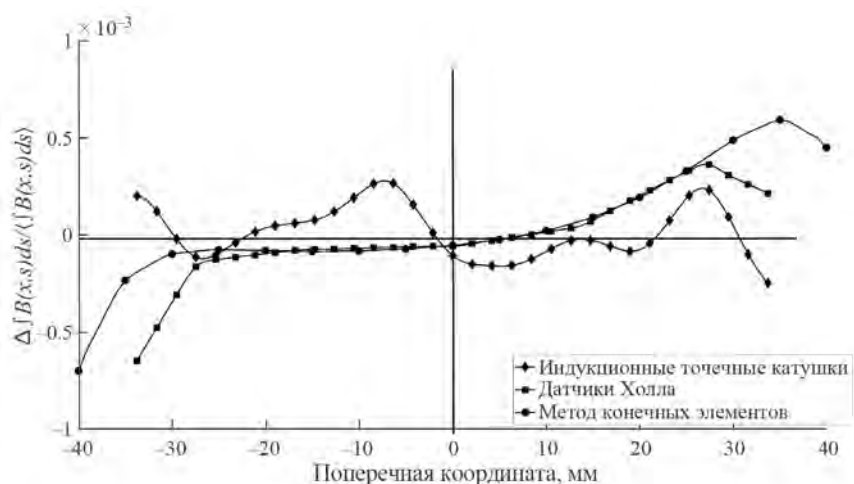


Рис. 9. Поперечное распределение интеграла магнитного поля, измеренное датчиками Холла и индукционными датчиками и полученное с помощью метода конечных элементов.

Холла, и периодом дискретизации $\Delta t_{ADC} = 1$ мкс, что реально для современных АЦП высокой разрядности (18–20 бит). Используя выражение (5), получаем оценку минимального периода измеряемого гармонического сигнала $T = 500$ мкс, т.е. минимально возможную длительность импульса 250 мкс. Напомним, что такая длительность находится далеко от предельных возможностей датчиков Холла, теоретическое значение постоянной времени которых измеряется сотнями наносекунд.

Отметим один принципиальный момент, заключающийся в том, что использование АЦП с периодом дискретизации $\Delta t_{ADC} = 1$ мкс для оцифровки сигналов с длительностью в сотни микросекунд исключает примененную в модуле FHM07 мультиплексированную схему опроса датчиков. Для АЦП с производительностью 1 мкс/отсчет в схеме с 8-канальным мультиплексором время установления сигнала в одном канале с ошибкой $\delta = 10^{-4}$ должно быть меньше 125 нс, чего добиться довольно сложно. В этой связи более перспективной видится схема с восемью независимыми каналами, работающими параллельно. Такое решение позволит не только измерять импульсные магнитные поля в микросекундном диапазоне времен, но и снизить уровень шума за счет уменьшения частотной полосы сигнального тракта.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТОВ

Главным критерием того, что магнит обеспечит успешное прохождение пучка по каналу, служат измерения интегральных и локальных распределений магнитного поля. На рис. 9

приведены графики поперечной зависимости интеграла, полученные расчетным путем с помощью метода конечных элементов [10] и измеренные с помощью преобразователей Холла и индукционных датчиков. Зависимость вычисляется с помощью следующего соотношения:

$$\frac{\Delta \int_{-l/2}^{+l/2} B(x,s) ds}{\left\langle \int_{-l/2}^{+l/2} B(x,s) ds \right\rangle}, \quad (6)$$

где l — длина магнита, x — поперечная горизонтальная координата, s — продольная координата в сопутствующей системе координат,

$$\left\langle \int_{-l/2}^{+l/2} B(x,s) ds \right\rangle$$

— среднее значение по x во всем диапазоне,

$$\Delta \int_{-l/2}^{+l/2} B(x,s) ds$$

— отклонение от среднего значения [11]. Зависимость (6) показывает относительное расхождение интеграла поля в точке на оси X по всей длине магнита от среднего значения.

На рисунке хорошо заметно различие в поведении графиков интегралов, полученных индукционным и холловским методами. Кривая, соответствующая индукционным датчикам, имеет “колебательный” характер, чего быть не может вследствие “гладкости” магнита. В то же время остальные две зависимости плавные и имеют схожее поведение. Очевидно, что колебательный характер вызван вкладом паразитных петель сигнальной трассы.

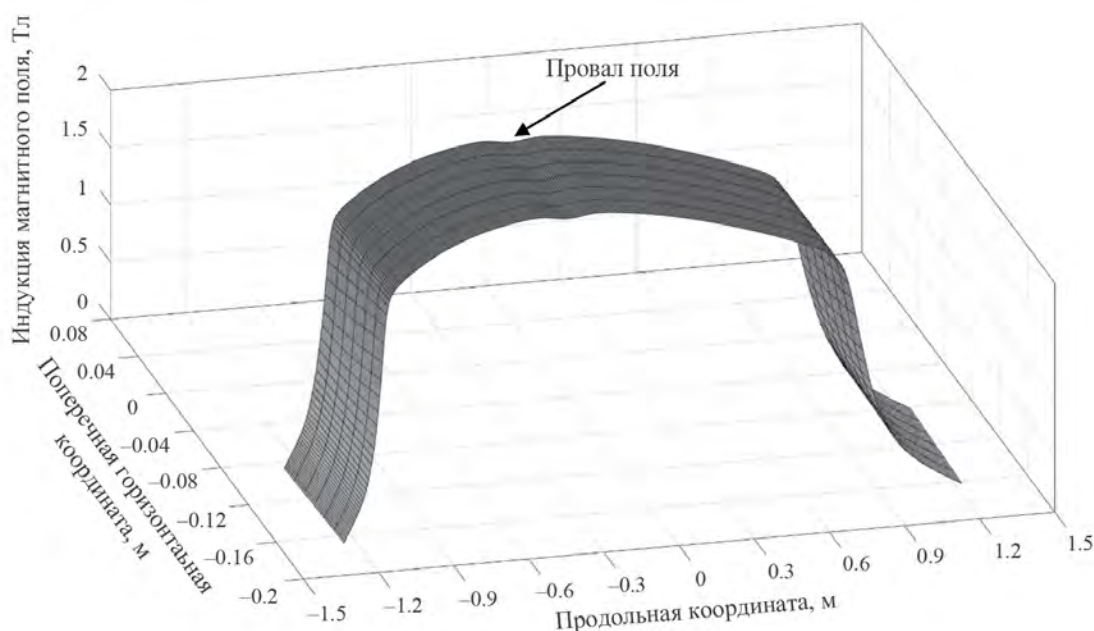


Рис. 10. Карта поля с “провалом” посередине магнита.

Отметим, что точность измерения индукционными датчиками лежит в диапазоне лучше, чем $\pm 10^{-3}$, и она вполне удовлетворительна для подтверждения достоверности как холловских измерений, так и качества магнита.

При проведении измерений локальных распределений поля точечными датчиками была выявлена неоднородность в центре магнита, названная нами “провалом” поля (см. рис. 10). Анализ показал, что провал связан с положением выводов обмотки магнита. Как видно на рис. 1, отверстие в ярме для коммутации обмотки расположено посередине магнита. Именно особенности конструкции обмотки и отверстие в ярме послужили причиной “провала” и отличия поведения поля от расчетного. Еще раз обратим внимание на то, что наличие карты поля позволяет учесть влияние различных неоднородностей и модифицировать магнит максимально эффективно. Изготовление фаски мы проводили, опираясь на измерения датчиками Холла, и с учетом обнаруженного “провала”.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в статье метод измерения полей с помощью датчиков Холла в импульсных поворотных магнитах ускорителей успешно применялся при изготовлении магнитов канала перепуска из бустера в нуклотрон комплекса

НИСА. Полученные данные позволили провести доработку конструкции магнитов и достигнуть необходимых характеристик.

Основной инструмент в измерениях — многоканальный холловский измеритель, функционал которого позволил зарегистрировать и учесть в дальнейшей обработке индукционную наводку на проложенную в импульсном поле сигнальную трассу к датчикам.

Применение малогабаритных индукционных датчиков, сигнал с которых обрабатывался прецизионным интегратором, прежде всего, подтвердило достоверность данных, получаемых с помощью датчиков Холла, и отсутствие каких-либо необъяснимых явлений, тем самым была продемонстрирована перспективность холловских систем в импульсных измерениях. Кроме того, удалось улучшить точность измерений за счет применения прецизионного интегратора в комплекте со стационарной индукционной катушкой, с помощью которых определялась и учитывалась нестабильность импульсного источника при длительных измерительных процедурах.

Приведенные в статье результаты и оценки дают основания обсуждать применение датчиков Холла для измерения магнитных полей с длительностью в микросекундном диапазоне и ошибками в диапазоне 10^{-3} – 10^{-4} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аверичев А.С., Агапов Н.Н., Александров В.С., Алфеев А.В., Андреев В.А., Базанов А.М., Батин В.И., Блинов Н.А., Борисов В.В., Бровко О.И., Бутенко А.В., Бучнев В.Н., Вадеев В.П., Василишин Б.В., Вишневский А.В. и др.* Технический проект ускорительного комплекса NICA / под ред. И.Н. Мешкова, Г. В. Трубникова. Дубна: ОИЯИ, 2015. ISBN 978-5-9530-0416-9.
2. *Golluccio G.* Status of the magnetic measurements for the MedAustron project. https://indico.bnl.gov/event/609/contributions/15439/attachments/13786/16870/MM-IMMW18-Golluccio_final.ppt.
3. *Golluccio G., Beaumont A., Buzio M., Dunkel O., Stockner M., Zickler T.* // Proceedings of 20th IMEKO. Venevento, Italy. 2014. P. 816.
4. *Синяткин С.В.* Магнитная система бустерного синхротрона с энергией 3 ГэВ для источника синхротронного излучения NSLS-II. Дис. ... канд. тех. наук. Новосибирск: ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 2020. 130 с.
5. *Popovic R.S.* Hall effect devices. Institute of Physics Publishing, 2004.
6. Техническое описание преобразователя Холла HE244. <https://asensor.eu/onewebmedia/Datasheet-HE244X.pdf>
7. *Karpov G.V., Medvedko A.S., Shubin E.I.* // Proceedings of RuPAC. Novosibirsk, 2006. P. 58.
8. *Павленко А.В.* Многофункциональные цифровые интеграторы для прецизионных измерений магнитных полей в элементах ускорителей. Дис. канд. тех. наук. Новосибирск: ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 2015. 115 с.
9. *Pavlenko A., Batrakov A., Plyin I.* // Proceedings of IPAC2013. Shanghai, China, THPEA033, 2013. P. 3216. <https://accelconf.web.cern.ch/ipac2013/papers/thpea033.pdf>
10. *Зенкевич О.* Метод конечных элементов в технике. Москва: Мир, 1975.
11. *Левичев Е.Б.* Лекции по нелинейной динамике частиц в циклическом ускорителе. Новосибирск: ИЯФ-НГТУ, 2007.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 53.089.6

**УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОНТРОЛЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ФАЗ
НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА
И КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ**

© 2024 г. И. С. Александров^{a, b}, М. А. Вагнер^a, Е. С. Козлова^a,
А. В. Кумпан^a, А. В. Пинчук^a, А. В. Хромов^{a, *}

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

^bНациональный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, ул. Ленина, 30

*e-mail: avkhromov@mephi.ru

Поступила в редакцию 03.05.2023 г.

После доработки 20.07.2023 г.

Принята к публикации 14.08.2023 г.

Описан прототип устройства для определения уровня раздела фаз, которое может быть использовано для операционного контроля процесса замедленного коксования в нефтехимической промышленности. Приведены схема и конструкция разработанного авторами экспериментального образца, состоящего из органического пластикового сцинтиллятора и матрицы кремниевых фотоумножителей. Представлено компьютерное моделирование отклика сцинтилляционного детектора в условиях реальной геометрии коксовой камеры. Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие работоспособность устройства.

DOI: 10.31857/S0032816224020179 EDN: QRYOQG

1. ВВЕДЕНИЕ

В современных промышленных технологических процессах требуется непрерывный контроль расхода и массы веществ во время производства или хранения в резервуарах и емкостях. Измерение уровня заполнения резервуаров твердыми или жидкими веществами контролируется с помощью специализированных устройств, называемых уровнемерами. На сегодняшний день существует несколько распространенных способов контроля уровня: радиоизотопный, электромеханический, акустический, радиоволновой, гидростатический и т.д. В приборах, принцип действия которых основан на взаимодействии с веществом, свойства среды играют определяющую роль при воздействии на них, что может сильно влиять на точность получаемых результатов. Поэтому в последнее время на предприятиях активно внедряются бесконтактные способы контроля, позволяющие работать в сложных и нестабильных условиях.

Несмотря на разнообразие методов, радиоизотопный способ остается, по существу, безальтернативным бесконтактным подходом измерения уровня при работе с агрессивными веществами при высоких температуре и давлении. Принцип работы радиоизотопного уровнемера основан на измерении ослабления интенсивности потока ионизирующего излучения, проходящего через контролируемое вещество, в зависимости от его уровня в резервуаре. Все элементы уровнемера находятся снаружи резервуара и не контактируют с контролируемым веществом, таким образом само устройство не подвержено влиянию таких факторов рабочей среды, как температура, давление, коррозия, вязкость. Такие приборы могут измерять уровни различных твердых и жидких веществ при разных условиях эксплуатации и могут использоваться как для непрерывного контроля уровня, так и как сигнализаторы максимального уровня. На долю нефтехимической промышленности приходится наибольшая часть по количеству операций измерения уровня,

а одним из основных технологических процессов, в котором они применяются, является контроль операционных расходов при замедленном коксовании.

2. ПРИНЦИП РАБОТЫ УСТРОЙСТВА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПРОЦЕССА ЗАМЕДЛЕННОГО КОКСОВАНИЯ

Глубокая переработка нефти предполагает использование процесса коксования, заключающегося в переработке жидкого или твердого топлива нагреванием без доступа кислорода. Глубина переработки нефти является одним из важнейших показателей эффективности нефтеперерабатывающего предприятия, при этом высокая глубина переработки (более 85%) не достижима без процесса замедленного коксования. При разложении топлива образуется твердый продукт – нефтяной кокс и летучие продукты. Наиболее часто используемой в современной нефтепереработке и нефтехимии является технология замедленного коксования, представляющая собой процесс термического крекинга. Образующиеся легкие летучие компоненты используются для производства светлых нефтепродуктов, при этом тяжелая фракция – нефтяной кокс – может быть применен в следующих областях: в производстве вяжущих материалов – цемента, извести или гипса; в качестве исходного сырья в производстве электродов для дуговых электропечей; топлива на ТЭЦ для генерации электроэнергии. Процесс заключается в том, что вторичное сырье, которое нагревается в трубчатых печах до ~500 °С, поступает в коксовые камеры, представляющие собой вертикально расположенные цилиндрические аппараты высотой 20–35 м и диаметром 5–8 м. В камеру сырье непрерывно подается в течение периода примерно 12–24 часов и за счет полученной теплоты коксуется. После заполнения камеры коксом до определенного уровня его удаляют гидроабразивной резкой [1].

Для увеличения производительности установки одной из важнейших целей является наполнение камеры до максимально возможного уровня. Однако во время термического крекинга в коксовой камере образуются пары, которые, улетающая из вязкой жидкости, склонны к образованию пенного слоя. Этот слой пены может варьироваться в зависимости от нескольких параметров, таких как рабочая температура, давление, тип сырой нефти или скорость заполнения.

Попадание пены в трубопровод паров или фракционную колонну может привести к остановке производства, а также требует больших затрат для очистки технологических линий, которая может занимать до 2–3 недель. Подавление пены обычно осуществляется впрыскиванием дорогостоящего пеногасителя – высокомолекулярного силикона в виде полидиметилсилоксанов в коксовую камеру. В коксовой камере при высокой температуре он разлагается, и основная часть продуктов разложения пеногасителя испаряется и уносится, загрязняя жидкие углеводороды, регенерирующиеся во фракционной колонне на следующей стадии, что может вызвать отравление катализатора в последующих установках переработки нефти. По этим причинам необходимо надежно контролировать уровень заполнения камер, чтобы предотвратить попадание пены в трубопроводы, а также минимизировать количество используемого пеногасителя [2].

Из-за агрессивного характера среды и высокой температуры в несколько сотен градусов контроль уровня заполнения коксовой камеры является сложной технологической задачей, выполняемой с помощью радиоизотопного прибора – гамма-уровнемера [3]. Контроль уровня позволяет получить информацию об антипенной эффективности, изменении скорости заполнения, вспенивании. Система гамма-уровнемеров состоит из радиоактивных гамма-источников, как правило это изотоп Cs-137, установленных снаружи на поверхности коксовой камеры, и нескольких детекторов на основе органического сцинтиллятора, находящихся на противоположной стороне [3]. Оборудование данного класса на рынке широко представлено коммерческими приборами, производимыми в большинстве случаев известными зарубежными компаниями: Endress+Hauser (Швейцария); Berthold Technologies (Германия); Vega (Германия); Thermo Fisher Scientific (США). Все представленные на рынке уровнемеры для работы на установках замедленного коксования состоят из пластикового сцинтилляционного кристалла на основе поливинилтолуола, а световой сигнал регистрируется вакуумным фотоэлектронным умножителем с диаметром фотокатода 2 дюйма. Однако представленные образцы обладают рядом недостатков, присущих для вакуумных ФЭУ – высокое напряжение питания (более 1000 В), чувствительность к магнитным полям, низкая механическая прочность. Эти недостатки

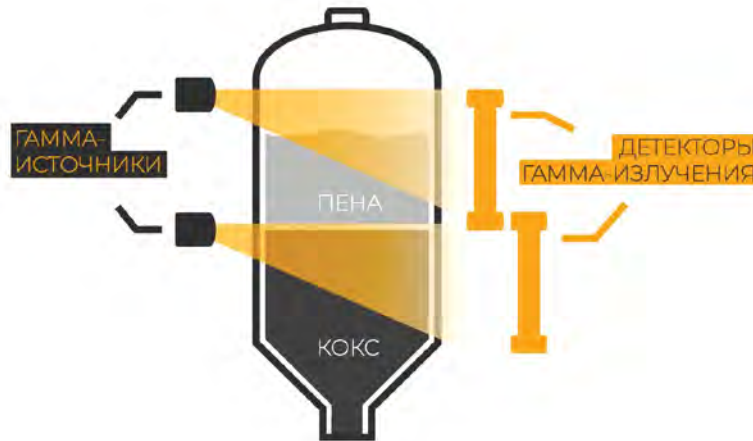


Рис. 1. Принципиальная схема работы гамма-уровнемера.

создают значительные сложности при использовании уровнемеров в тяжелых условиях эксплуатации с большими перепадами температуры и высокой влажности.

Еще одним прибором, который может быть использован в качестве датчика света, является кремниевый фотоумножитель (SiPM) [4]. Кремниевые фотоумножители в настоящее время широко используются в различных областях: медицине, физике элементарных частиц, астрофизике, рентгенографии и др. Благодаря своим преимуществам: низкому напряжению питания (до 70 В), способности работать в магнитных полях и при относительно высокой температуре до +85 °С, а также компактности, данный класс приборов постепенно замещает традиционные вакуумные фотоэлектронные умножители. В некоторых областях промышленности, например, в области нефтехимии и добыче полезных ископаемых, где приборы выпускаются большими сериями на протяжении нескольких десятков лет, данный переход происходит гораздо медленнее.

Конструкция установок по замедленному коксованию может варьироваться от предприятия к предприятию в зависимости от производительности и изготовителя оборудования. Однако в общем виде коксовая камера представляет собой стальной вертикальный цилиндр в теплоизоляции высотой несколько десятков метров и диаметром 5–8 метров. На одной стороне камеры находится от одного до трех коллимированных источников гамма-излучения типа БГИ. На противоположной стороне коксовой камеры расположен каскад из нескольких протяженных детекторов, соединенных последовательно. Обычно измерение уровня проводится от изогнутой

верхней части камеры вниз вдоль ее поверхности на длине 10–14 метров. Детекторы, расположенные на противоположной стороне камеры, измеряют интенсивность гамма-излучения. Когда коксовая камера пустая, то детекторы регистрируют максимальную интенсивность гамма-излучения. Как только уровень в камере начинает повышаться, то поток гамма-излучения затухает, таким образом количество зарегистрированных гамма-квантов начинает уменьшаться. Когда необходимый уровень достигает 100%, то излучение полностью поглощается детекторами. Зависимость между интенсивностью гамма-квантов и уровнем кокса имеет обратно пропорциональный характер — чем больше регистрируемая интенсивность излучения, тем более низкий уровень заполнения камеры. Принципиальная схема работы гамма-уровнемера приведена на рис. 1.

3. КОНСТРУКЦИЯ УСТРОЙСТВА

Несмотря на то, что промышленные гамма-уровнемеры с вакуумными ФЭУ выпускаются коммерческими компаниями на протяжении многих лет, давно назрел вопрос с созданием нового прибора с более современным полупроводниковым датчиком света — кремниевым фотоумножителем. Прототип такого гамма-уровнемера разработан в межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики НИЯУ МИФИ. Устройство представляет собой сборку из пластикового полированного сцинтиллятора BC-408 (производство Saint Gobain Crystals) и матрицы кремниевых ФЭУ. Сцинтиллятор с габаритными размерами 1000×50×50 мм³ находится внутри герметичного светонепроницаемого кожуха из нержавеющей стали диаметром

Таблица 1. Основные параметры SiPM серии MicroFC-60035-SMT

Параметр	SiPM MicroFC-60035-SMT
Чувствительная площадь	$6 \times 6 \text{ мм}^2$
Количество ячеек	18980
Размер ячейки	35 мкм
Типичный коэффициент усиления	3×10^6

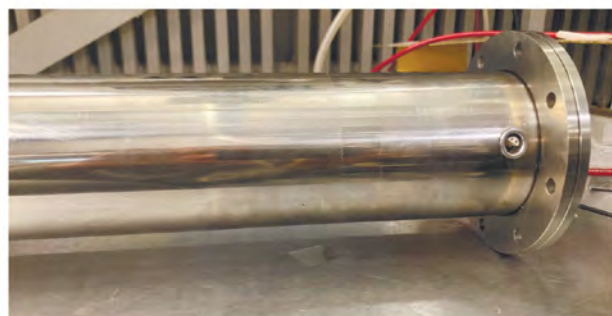
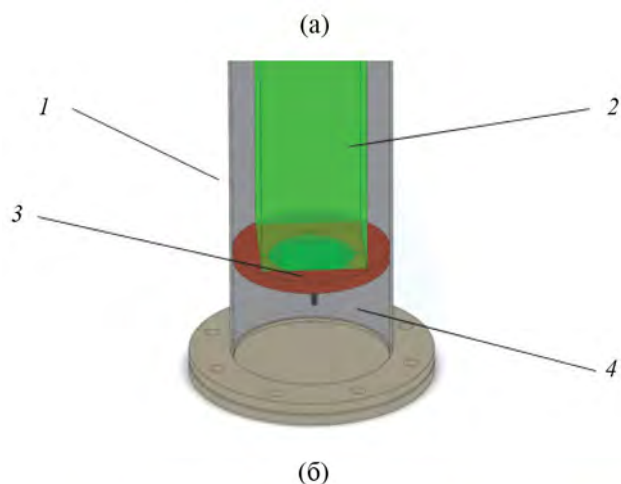


Рис. 2. а) 3D-модель сборки со стороны матрицы SiPM: 1 – герметичный кожух, 2 – сцинтиллятор, 3 – матрица SiPM из 16 штук, 4 – фиксирующая вставка. б) Фотография экспериментального образца (со стороны матрицы SiPM).

76 мм и толщиной стенки 1.5 мм. Сцинтиллятор для увеличения количества света обернут в нетканый материал Tyvek® 1073D. Для регистрации света используется матрица из SiPM производства компании SensL/onsemi MicroFC-60035-SMT, соединенная с торцевой стороной сцинтиллятора с помощью оптической смазки [5]. Внешний вид и 3D-модель сборки приведены на рис. 2. Основные характеристики данного типа SiPM представлены в табл. 1.

Максимум спектра излучения используемого сцинтиллятора составляет 425 нм, что хорошо

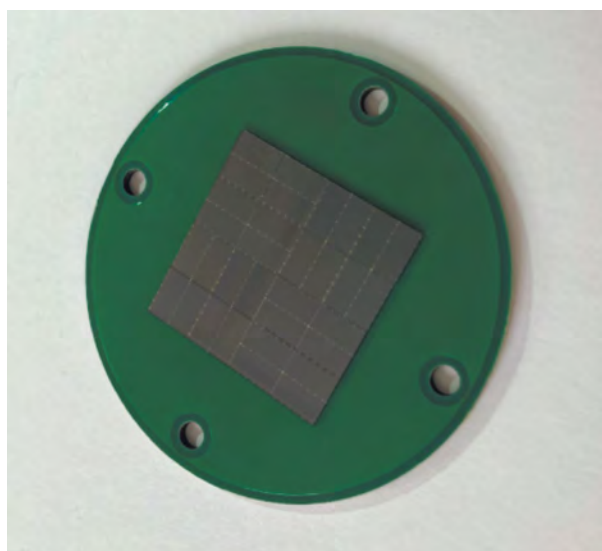


Рис. 3. Фотография матрицы SiPM из 16 штук на печатной плате.

согласуется со спектральной чувствительностью SiPM, где при данной длине волны эффективность регистрации достигает максимума. Для покрытия максимальной площади сцинтиллятора SiPM соединены между собой в матрицу (рис. 3), расположенную на печатной плате, которая жестко крепится к фиксирующей вставке. В данной схеме фотосенсоры включены параллельно – аноды и катоды SiPM соединены друг с другом, а суммарный сигнал выводится на усилитель. В схеме используется разделительный конденсатор емкостью 10 нФ и нагрузочный резистор номиналом 50 Ом. Данная схема реализована с учетом регулировки напряжения смещения в зависимости от температуры. Кроме этого, была разработана схема усиления, где на плате расположен усилитель с регулировкой коэффициента усиления от 1 до 100 с помощью подстроечного резистора. Для получения сигналов в цифровом виде на плате расположен двухканальный АЦП на 12 бит (MCP3202) со встроенным интерфейсом SPI. На первый канал поступает усиленный сигнал с матрицы кремниевых фотоумножителей, а на второй канал поступает напряжение смещения. Поскольку напряжение смещения порядка 30 В способно вывести из строя микросхему АЦП, был использован делитель для уменьшения напряжения смещения в 10 раз, что как раз укладывается в рабочий диапазон АЦП. Данная схема необходима для контроля напряжения смещения на матрице кремниевых фотоэлектронных умножителей, поскольку вольт-амперная характеристика зависит от температуры и требует внешнего контроля.

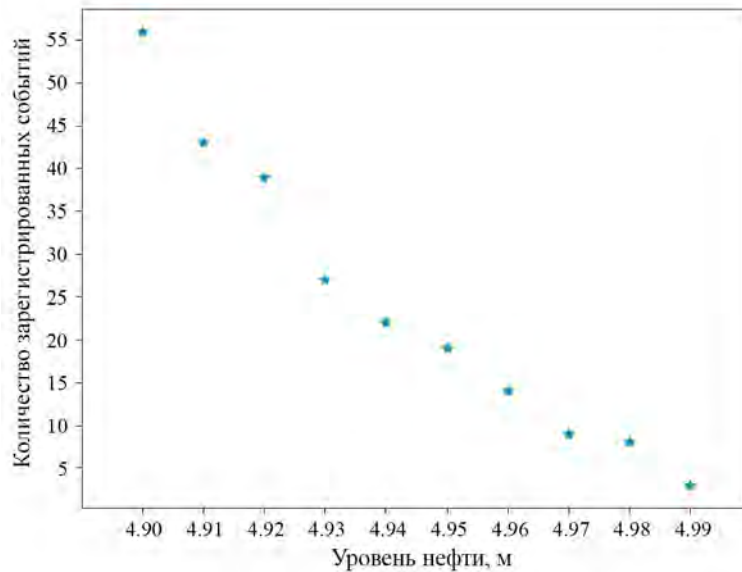


Рис. 4. Зависимость количества зарегистрированных событий детектором от уровня нефти (при приближении к верхней границе с шагом 1 см) при общем количестве разыгранных гамма-квантов от источника 10^7 .

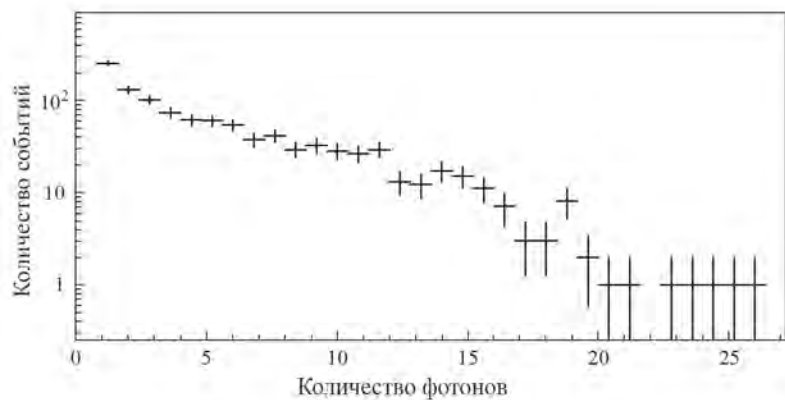


Рис. 5. Зависимость количества событий от величины светового сигнала.

Также на плате присутствует температурный (TMP100) датчик с внешним интерфейсом I2C.

4. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИСПЫТАНИЯ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА

Для оптимизации конструкции сцинтилляционного детектора было проведено компьютерное моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT4 [6]. Для расчета в модель закладывались параметры коксовой камеры, эксплуатирующейся на одном из нефтеперерабатывающих предприятий: толщина стенки камеры 30 мм, материал – углеродистая сталь; толщина теплоизоляции камеры 200 мм, материал – минеральная вата; диаметр камеры 8 м. В этой модели сцинтиллятор располагается напротив источника гамма-излучения Cs-137 с интенсивностью 5.6×10^{10} Бк и углом

коллимации пучка излучения $45 \pm 3^\circ$ (вниз от горизонтали). При таких условиях плотность потока гамма-квантов вдоль горизонтальной оси составляет $2 \times 10^3 \text{ } \gamma/\text{см}^2 \times \text{с}$. Одной из основных характеристик гамма-уровнемера является точность определения уровня равная 0.5%, что составляет для двухметрового сцинтиллятора 1 см. Согласно компьютерному моделированию минимальная чувствительность детектора с учетом его размеров соответствует скорости счета 10^4 гамма-квантов в секунду. Скорость счета гамма-квантов в детекторе в зависимости от уровня нефтяных продуктов приведена на рис. 4.

Учитывая световыход 10000 фот/МэВ и другие основные характеристики сцинтиллятора ВС-408 [7]: отражательную способность материала Туvek 92%, эффективность регистрации SiPM 40% [8], было проведено моделирование количества световых фотонов, зарегистрированных

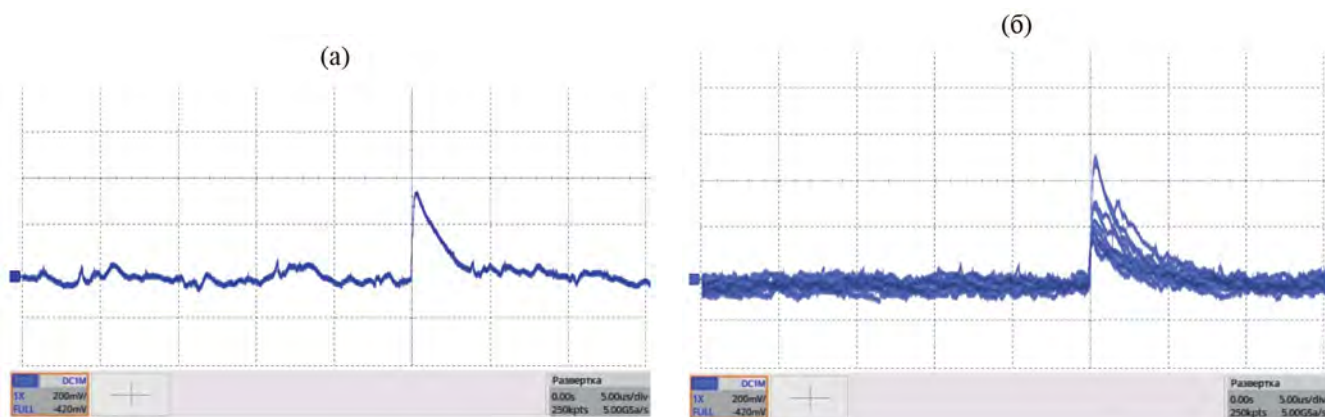


Рис. 6. Типичные осциллограммы сигналов от Cs-137: а – при загрузке, эквивалентной уровню нефти вблизи верхней границы, б – при загрузке, эквивалентной минимальному уровню нефти.

одним SiPM, расположенным в середине торцевой части сцинтиллятора (рис. 5). В первом приближении количество света, зарегистрированное матрицей, может быть получено путем умножения на число SiPM.

Для изучения отклика детектора использовался источник ОСГИ-РТ на основе изотопа ^{137}Cs с номинальной активностью 8×10^3 Бк, который расположен на корпусе экспериментального образца, тем самым имитируя рабочую загрузку в реальных условиях. Прибор работает в качестве счетчика импульсов взаимодействий от гамма-квантов. Для тестирования работы детектора были проведены наборы от данного гамма-источника при различных загрузках, показанные на рис. 6. Различная скорость счета достигается путем варьирования расстояния от источника до детектора.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан образец гамма-уровнемера с пластиковым сцинтиллятором длиной 1 м, в котором регистрация света от взаимодействия гамма-квантов осуществляется при помощи матрицы кремниевых фотоэлектронных умножителей. Проведено компьютерное моделирование отклика детектора с учетом параметров реальной геометрии коксовой камеры. Разработана схема питания и считывания сигналов с матрицы SiPM. Проведены экспериментальные испытания образца, демонстрирующие его способность регистрировать гамма-кванты от источника ^{137}Cs , что позволит по скорости счета определять уровень нефтяных продуктов в коксовой камере.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках соглашения № 22-72-00085.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность руководителю МНОЛ “Рентгеновская оптика” Национального исследовательского Томского политехнического университета А.С. Гоголеву за помощь в проведении исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gary J.H., Handwerk G.E. Petroleum Refining: Technology and Economics. NY: Marcel Dekker Inc., 1994.
2. White paper on coke drums. <https://www.berthold.com>
3. Hart T. Neutron backscatter versus gamma transmission analysis for coke drum applications // Thermo Fisher Scientific Application Note, 2014.
4. Dolgoshein B., Buzhan P., Ilyin A., Kantserov V., Kaplin V., Karakash A., Komissarov P., Popova E., Tikhomirov V., Filatov L., Klemm S. // Innovative Detectors for Supercolliders. 2004. V. 25. P. 442. https://doi.org/10.1142/9789812702951_0029
5. Introduction to SiPMs. <https://www.onsemi.com>.
6. Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., Behner F., Bellagamba L., Boudreau J., Broglio L., Brunengo A. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. V. 506. № 3. P. 250. [http://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
7. Organic scintillator datasheet. <https://www.crystals.saint-gobain.com>.
8. C-Series SiPM Sensors datasheet. <https://www.onsemi.com>.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 543.422

**РАЗРАБОТКА ТЕЧЕЙСКАТЕЛЯ МЕТАНА НА ОСНОВЕ
АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИОДНЫХ МАТРИЦ**

© 2024 г. А. А. Бойко^{a,b,*}, А. Ю. Кирьякова^{a,b,c}, Е. Ю. Ерушин^{a,b,c}, Н. Ю. Костюкова^{a,b,c}

^aНовосибирский национальный исследовательский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

^bИнститут лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 15Б

^cНовосибирский государственный технический университет
Россия, 630073, Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

*e-mail: baa.nsk@gmail.com

Поступила в редакцию 25.05.2023 г.

После доработки 29.06. 2023 г.

Принята к публикации 25.07.2023 г.

Статья посвящена исследованию течеискателя метана на основе абсорбционной спектроскопии. В качестве источника излучения использовалась светодиодная матрица с длиной волны около 3.3 мкм, где расположена одна из линий поглощения метана. Система стабилизирована по температуре. Получена пороговая чувствительность около 60 ppm CH₄.

DOI: 10.31857/S0032816224020188 EDN: QRVNKD

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно развиваются технологии создания малогабаритных устройств для поиска утечек газов и замеров их концентраций [1–3]. Одним из газовых маркеров для уровня экологии и утечек газопроводов и нефтепроводов является метан. Метан не имеет цвета и запаха, в два раза легче воздуха, мало растворим в воде, взрывоопасен при концентрации в воздухе от 5% до 15% [4]. В природе метан составляет основную долю в добываемом из газовых и газоконденсатных месторождений природном газе (около 87%). Основными источниками выбросов метана являются сельскохозяйственная деятельность, утечки газопроводов и утечки шахтного метана. Рост концентрации метана в атмосфере имеет большое воздействие на изменение климата [5].

Предотвращение утечек метана из трубопроводов является эффективным способом уменьшения выбросов метана. Одним из методов детектирования и определения концентрации различных газовых примесей является

абсорбционный метод оптического газоанализа [2, 6, 7]. В его основе лежит измерение уровня поглощения излучения при прохождении через анализируемую газовую среду. Изменение уровня мощности фиксируется фотоприемником после прохождения через оптический тракт с газовой смесью. В оптическом тракте происходит поглощение света, за счет чего на фотоприемник приходит меньшая мощность лазерного излучения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Постановка задачи заключалась в создании малогабаритного недорогого сенсора метана с чувствительностью не хуже, чем 100 ppm. Для решения поставленной задачи по совокупности параметров были выбраны свето- и фотодиоды российского производства компании ООО “ЛЕД Микросенсор НТ”. У компании ООО “ЛЕД Микросенсор НТ” имеется готовый модуль, состоящий из источника и приемника света для детекции высоких концентраций метана (выше 1000 ppm). Для увеличения интенсивности излучения была

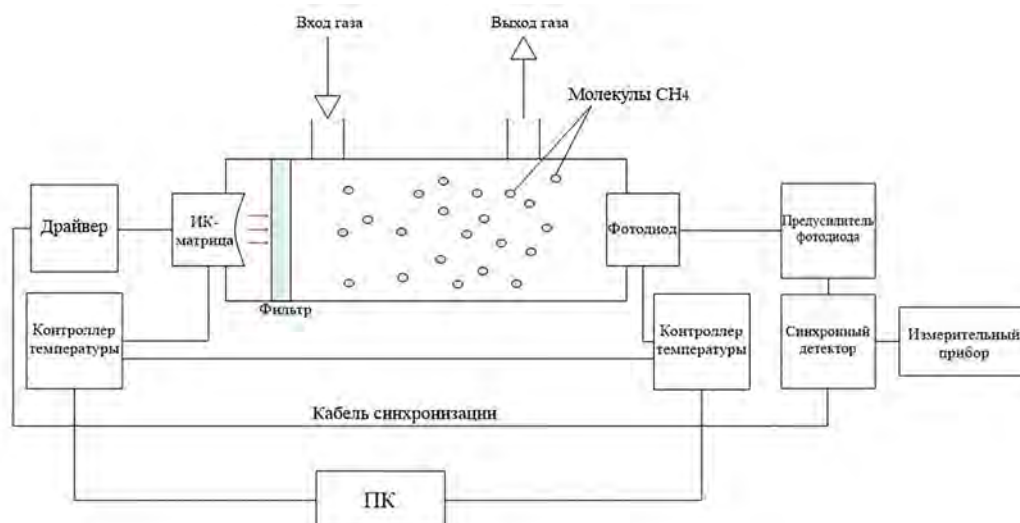


Рис. 1. Принципиальная схема течеискателя метана на основе светодиодных матриц.

Таблица 1. Основные параметры матрицы Lms34LED-4M-TEM-R

Параметр	Значения
Максимальная длина волны излучения, нм	3300–3440
Полуширина спектра, нм	250–600
Оптическая мощность, мкВт	500–700
Максимальный рабочий ток, А	2
Температура работы/хранения, °С	–60...+90
Корпус	ТО-5 со встроенным термоэлектрическим модулем и параболическим рефлектором с сапфировым стеклом

выбрана модель светодиодной четырехэлементной матрицы Lms34LED-4M-TEM-R с длиной волны 3.3–3.44 мкм. Данный прибор обладал встроенным отражателем на задней стенке, при этом матрица была установлена на элемент Пельтье. Общие параметры светодиодной матрицы показаны в табл. 1 [8]. В качестве приемника был выбран фотодиод Lms36PD-05-TEM-R в аналогичном варианте исполнения. Основные параметры фотодиода представлены в табл. 2 [8]. Общая схема прибора показана на рис. 1. Газовая кювета имеет размеры 160×36×41.5 мм³. Система сбора и анализа данных включала в себя стандартный драйвер D-51 и синхронный детектор SDM также от компании ООО «ЛЕД Микросенсор НТ». Для контроля и поддержания температуры источника и приемника на заданном уровне мы разработали контроллеры.

На рис. 2 представлен спектр поглощения метана, записанный нами с помощью спектрометра на основе широко перестраиваемого параметрического генератора света и лазерной оптико-акустической спектроскопии [9]. На длине

волны около 3319 нм наблюдается узкий интенсивный пик поглощения.

Как показано на рис. 3, с увеличением температуры спектр излучения светодиодной матрицы смещается в длинноволновую область и интенсивность излучения уменьшается. Фиксированная температура матрицы позволяет гарантировать стабильность спектра и совместить максимальную интенсивность излучения матрицы с максимумом линии поглощения метана.

Как следует из табл. 2, фотодиод обладает максимальной чувствительности в спектральной области 2.2–3.4 мкм. В эту область попадают также спектры поглощения других газов. Зависимость чувствительности фотодиода от длины волны представлена на рис. 4.

Из представленной на рис. 4 зависимости следует, что в диапазон чувствительности фотодиода попадает атмосферное влияние – поглощение воды, которое газоанализатор может определить как ложную концентрацию метана. Спектр поглощения паров воды из спектральной базы данных HITRAN [10] представлен на рис. 2 справа.

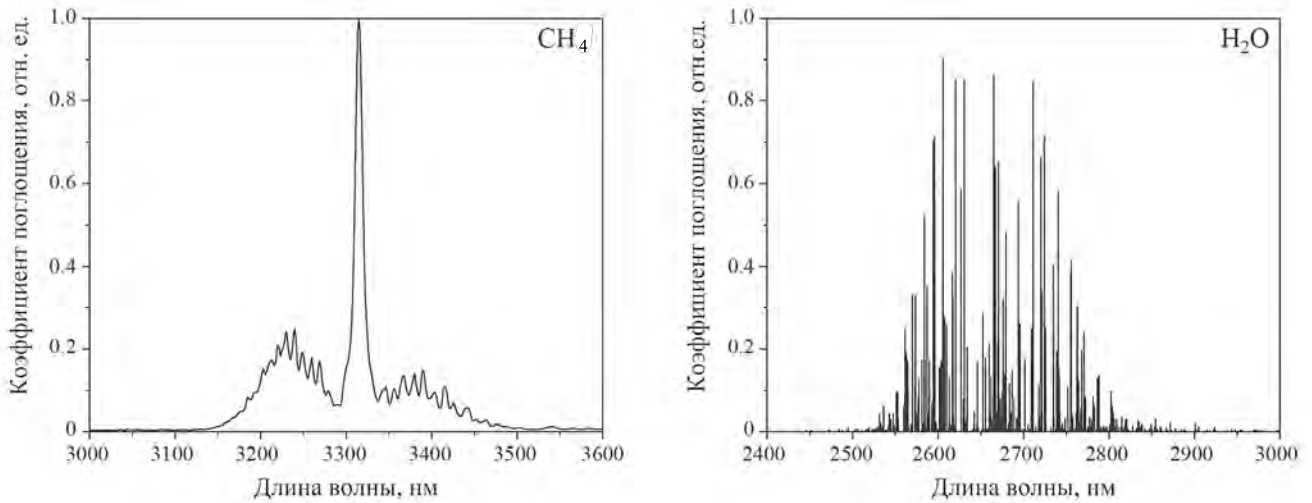


Рис. 2. Спектры поглощения метана (слева) и воды (справа).

Таблица 2. Основные параметры фотодиода Lms36PD-05-TEM-R

Параметр	Условия	Значения
Диапазон максимальной чувствительности, нм	На уровне 80%	2200–3400
Темновой ток, мкА	0.1 В (при 23 °С)	197
Темновое сопротивление, кОм	10 мВ (при 23 °С)	0.46
Эквивалентная мощность шума, Вт/Гц ^{1/2}	λ=3.3 мкм (при 23 °С)	5 · 10 ⁻¹²
Обнаружительная способность, см · Гц ^{1/2} /Вт	λ=3.3 мкм (при 23 °С)	8.5 · 10 ⁹
Размер чувствительной площадки, мм	— 0.5	
Температура работы/хранения, °С	—	+5...+90
Корпус	ТО-5 со встроенным термоэлектрическим модулем и параболическим рефлектором с кварцевым стеклом	

Для предотвращения влияния паров воды на детектор в схему устанавливается полосовой фильтр, который имеет центральную длину волны полосы пропускания 3250 нм. Спектр пропускания фильтра и спектр поглощения метана представлены на рис. 5. Использование полосового фильтра позволяет сократить рабочий диапазон свето- и фотодиодов от 3.0 до 3.4 мкм и заметно снизить влияние паров воды.

Драйвер управления светодиодной матрицы работает в импульсном режиме, для получения максимальной мощности излучения светодиода выставлена частота 16 кГц. Предусилитель предназначен для преобразования и усиления сигнала переменного тока ИК-фотодиодов. Предусилитель обеспечивает работу фотодиода в фотогальваническом режиме. При таком режиме фотодиод является источником фототока, который усиливается и преобразуется в сигнал напряжения, при этом форма результирующего

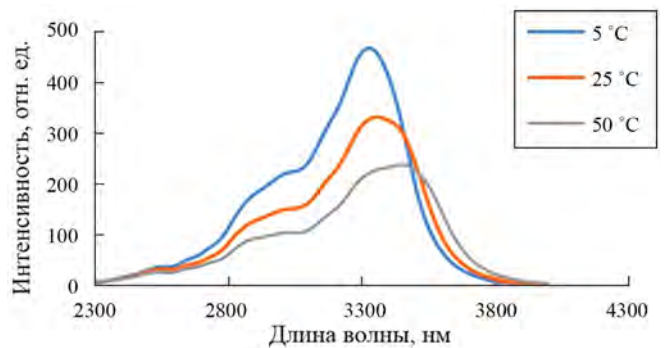


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения матрицы от температуры.

сигнала напряжения соответствует форме сигнала фототока [8]. Стабилизация температуры матрицы и фотодиода осуществляется с помощью ПИД-регулятора с контроллером и программным обеспечением, позволяющими стабилизировать температуру в диапазоне от 0 °С до 40 °С.

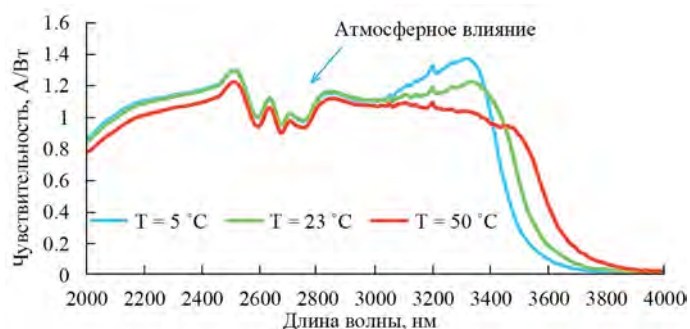


Рис. 4. Зависимость чувствительности фотодиода от длины волны.

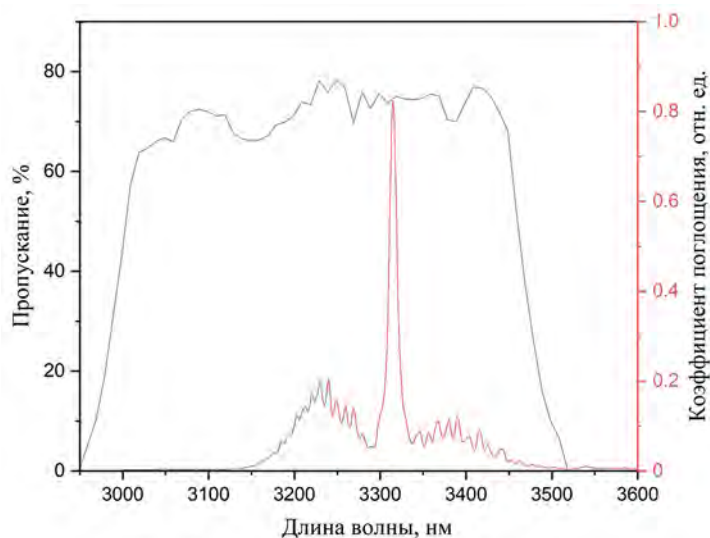


Рис. 5. Спектр пропускания фильтра и спектр поглощения метана.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Продувка детектора осуществляется через штуцер. С помощью сжатого азота происходит продувка и калибровка детектора. При наличии метана в оптической ячейке происходит ослабление сигнала согласно закону Бугера–Ламберта–Бера:

$$I = I_0 e^{-\alpha CL}, \quad (1)$$

где I – измеряемая интенсивность излучения, I_0 – интенсивность падающего излучения, C – концентрация метана, α – коэффициент поглощения для единичной концентрации, L – длина оптического пути.

При помощи фотодиода регистрируется падение уровня сигнала, пропорциональное поглощенной газом световой энергии. После калибровки детектора аттестованными газовыми смесями с известной концентрацией метана делается вывод об измеряемых величинах концентраций.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

В ходе экспериментов были выбраны оптимальные параметры работы системы, установленные на драйвере. Длительность импульсов 20 мкс, выбор указанной длительности обусловлен тем фактом, что чем больше длительность импульса, тем больше интенсивность излучения в данной системе. Частота повторения импульсов 16 кГц, так как это повышает уровень средней мощности. Ток питания матрицы 0.2 А, это максимально возможный ток работы матрицы, указанный производителем.

На рис. 6 показаны данные проведенного исследования влияния температуры свето- и фотодиодов на величину выхода с усилителя сигнала. С увеличением температуры наблюдается уменьшение сигнала.

В эксперименте использовались несколько газовых смесей метана в азоте, концентрации были следующими: 1%, 0.1%, 0.05%,

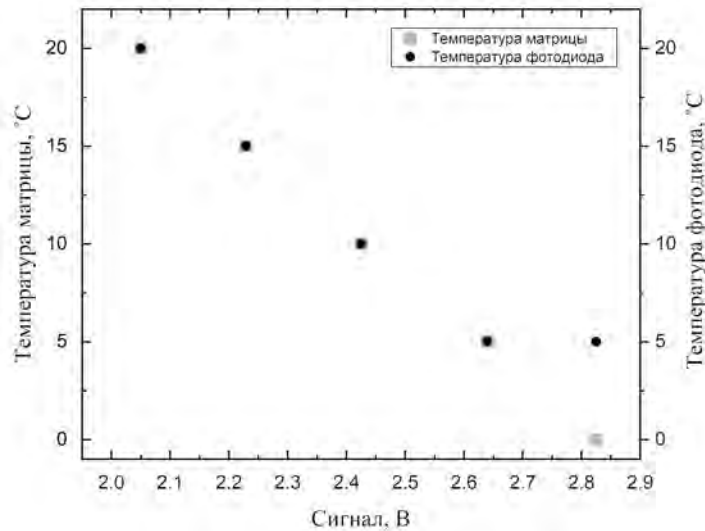


Рис. 6. Зависимость уровня выходного сигнала от температур, установленных на матрице и фотодиоде.

Таблица 3. Результаты тестирования течейскаателя при разных концентрациях метана

Смесь газов	Концентрация CH ₄ , ppm	Выходной сигнал, В	Стандартное отклонение, мВ	Стандартное отклонение, ppm
Сжатый азот	0	2.825	1	30
CH ₄ +N ₂	100	2.821	1.8	54
CH ₄ +N ₂	500	2.810	1.2	36
CH ₄ +N ₂	1000	2.800	1.2	36
CH ₄ +N ₂	10000	2.672	2.2	66

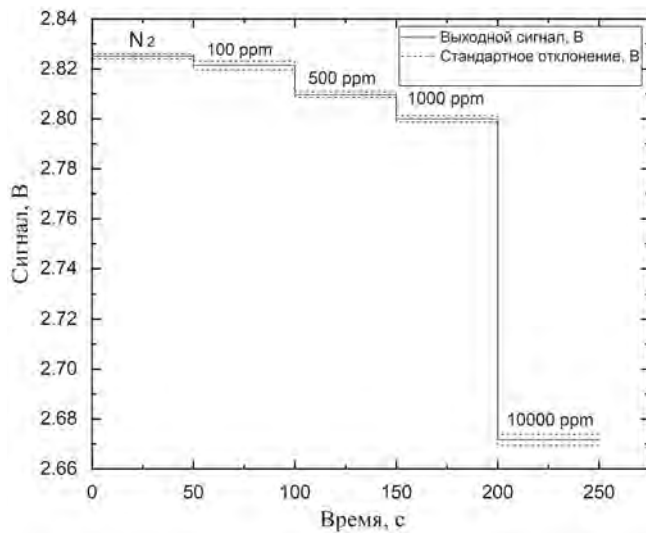


Рис. 7. Результаты тестирования течейскаателя при разных концентрациях метана.

при различных концентрациях метана представлены в табл. 3 и на рис. 7.

Стандартное отклонение сигнала связано с шумами фотодиода формулой

$$S = \sqrt{\frac{\sum(U_i - \bar{U})^2}{n - 1}}, \quad (2)$$

где n – количество измерений, для каждой концентрации было проведено 10 экспериментов.

По результатам экспериментов построена зависимость уровня сигнала от концентрации метана в ячейке, представленная на рис. 8.

Изменению сигнала на 1 мВ соответствует концентрация метана примерно 30 ppm. Ожидаемая пороговая чувствительность 55–60 ppm CH₄.

5. ВЫВОДЫ

В данной работе представлены результаты исследования течейскаателя метана на основе абсорбционной спектроскопии с применением диодной матрицы с длиной волны около 3.3 мкм.

0.01%. Установлены температуры для матрицы 0 °С и для фотодиода 5 °С, погрешность составила 0.1 °С.

Для продувки ячейки использовался сжатый азот первого сорта, объемная доля азота не менее 99.99%. Результаты тестирования системы

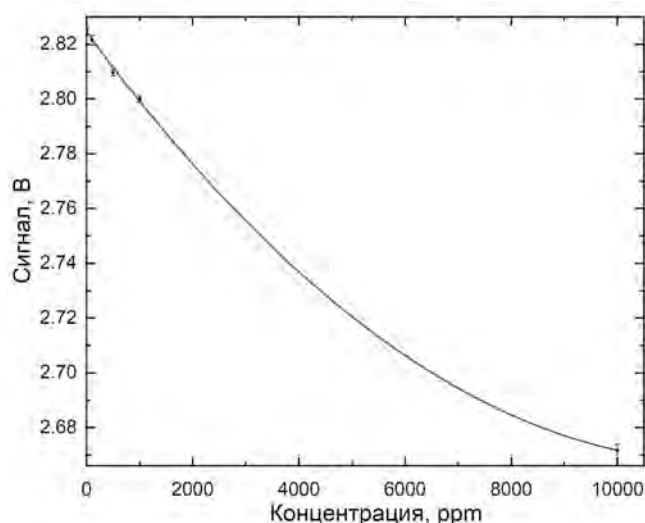


Рис. 8. Зависимость уровня сигнала от концентрации метана в ячейке.

Для системы подобран оптимальный режим работы, выполнена температурная стабилизация. В ходе проведенного исследования получена пороговая чувствительность примерно 60 ppm CH_4 . Данный детектор газа является недорогим, компактным и имеет достаточную чувствительность для поиска утечек метана, а также для решения задач геологоразведки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Результаты работы по исследованию абсорбционного течеискателя метана выполнены в рамках госзадания FSUS-2020-0036.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Табарин В.А., Шестаков А.В., Чжан Ю.В., Ермаков А.А., Палант А.И. // Транспорт на альтернативном топливе. 2014. № 4 (40). С. 80.
2. Щербакова С.Н., Венгеров А.С. // Российский химический журнал. 2021. № 4. С. 5.
3. Белов М.Л., Титаренко К.С., Городничев В.А. // Радиостроение. 2020. № 5. С. 51.
4. Трофимова Г.И., Трофимов Н.И., Бакушкина И.А., Черемисина В.Г. // Символ науки. 2016. № 11. С. 165.
5. Жилиба А.И., Вандышева Г.А., Грибанов К.Г., Захаров В.И. // Environmental Dynamics and Global Climate Change. 2011. Т. 2. № 1. С. 1. <http://doi.org/10.17816/edgcc211-14>
6. Агеев Б.Г., Грицута А.Н., Клишкин А.В., Куряк А.Н., Осипов К.Ю., Пономарёв Ю.Н., Симонова Г.В. // КЭ. 2017. Т. 47. № 10. С. 956.
7. Bielecki Z., Stacewicz T., Smulko J., Wojtas J. // Appl. Sci. 2020. V. 10. P. 5111. <http://doi.org/10.3390/app10155111>
8. Каталог продукции ЛЕД Микросенсор НТ. <http://ru.lmsnt.com>
9. Karapuzikov A.A., Sherstov I.V., Kolker D.B., Karapuzikov A.I., Kistenev Yu.V., Kuzmin D.A., Styrov M.Yu., Dukhovnikova N.Yu., Zenov K.G., Boyko A.A., Starikova M.K., Tikhonyuk I.I., Miroshnichenko I.B., Miroshnichenko M.B., Myakishev Yu.V., Loconov V.N. // Physics of wave phenomena. 2014. V. 22. P. 189. <http://doi.org/10.3103/S1541308X14030054>
10. HITRAN molecular spectroscopic database. <https://hitran.org/>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.396.99

РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
ВЛИЯНИЯ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НА ОРТОГОНАЛЬНО-
ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

© 2024 г. В. Л. Гулько^{a,*}, А. А. Мещеряков^a, Н. К. Блинковский^a

^aТомский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40

*e-mail: gulkovl@rts.tusur.ru

Поступила в редакцию 15.06.2023 г.

После доработки 13.07.2023 г.

Принята к публикации 08.09.2023 г.

Рассматривается радиофизический комплекс для исследования влияния среды распространения на ортогональные линейно-поляризованные электромагнитные волны с горизонтальной и вертикальной поляризациями. Радиофизический комплекс позволил регистрировать квадратурные составляющие принятых ортогонально-поляризованных сигналов и по ним рассчитывать амплитуды и фазы сигналов и их поляризационные характеристики. Электромагнитные волны излучались с равными амплитудами, начальными фазами и длинами волн из двух точек, пространственно разнесенных в горизонтальной плоскости. В рамках двухвibratorной модели рассеяния получено аналитическое выражение для оператора рассеяния, позволяющего оценить дифференциальные характеристики среды распространения. Подтверждена связь параметров модели с полученными экспериментальными оценками поляризационных характеристик принятых ортогональных линейно-поляризованных сигналов на приземной трассе протяженностью 8 км.

DOI: 10.31857/S0032816224020199 EDN: QRVLQY

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ортогонально-поляризованные электромагнитные волны сантиметрового диапазона используются не только в системах радиолокации и радионавигации, но и в системах связи, к которым относятся как наземные радиорелейные линии [1], так и системы космической связи [2, 3]. На трассах распространения радиоволн в этом частотном диапазоне на искажения параметров радиосигналов оказывает существенное влияние атмосфера. Одной из характерных особенностей влияния атмосферы является зависимость энергетических параметров сигнала от количества и состояния гидрометеоров на трассе. Наличие анизотропии в атмосферном канале связи [4–8] также влияет на такие поляризационные параметры, как коэффициент эллиптичности r и угол ориентации эллипса поляризации β [9]. Другими факторами, вызывающими искажение поляризационных

параметров сигналов в точке приема, являются рефракционные явления, многолучевое распространение и рассеяние на неоднородностях коэффициента преломления атмосферы [10].

Изменение поляризации в гидрометеорах вызывается неодинаковым ослаблением и различным фазовым сдвигом ортогонально-поляризованных компонент сигнала, что приводит к изменению отношения амплитуд и фазовому сдвигу между ортогонально-поляризованными составляющими разложения сигнала в заданном поляризационном базисе, т.е. к изменению модуля и аргумента фазового вектора. Количество эти различия определяются такими дифференциальными характеристиками среды распространения, как дифференциальное амплитудное ослабление $\Delta\alpha$ [дБ/км] и дифференциальный фазовый сдвиг $\Delta\Phi$ [°/км], характеризующими различие в ослаблении и фазовом сдвиге на единицу длины трассы

ортогонально-поляризованных компонент сигнала в заданном поляризационном базисе [10].

В настоящей работе описан радиофизический комплекс для исследования влияния дифференциальных характеристик среды распространения на ортогональные линейно-поляризованные электромагнитные волны и приведены результаты сезонных экспериментальных исследований, а также их влияния на поляризационные характеристики сигналов с вертикальной и горизонтальной поляризациями в точке приема на приземной трассе протяженностью 8 км.

Использование векторных свойств электромагнитных волн, излучаемых передатчиком, а также принимаемых результирующих векторных сигналов, прошедших среду распространения и поляризованных определенным образом, требует необходимости их рассмотрения в определенных поляризационных базисах и в различных системах координат, связанных с разнесенными передающим и приемным пунктами. При этом выбор опорной системы координат, связанной с передающим и приемным пунктами, и выбор собственной системы координат, связанной со средой распространения, а также выбор метода обработки принятых векторных сигналов определяются как особенностями решаемой технической задачи, так и удобством анализа с точки зрения физической интерпретации полученных результатов.

2. ДВУХВИБРАТОРНАЯ МОДЕЛЬ РАССЕЙНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СРЕДОЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Векторная природа электромагнитных волн обуславливает необходимость учета поляризационных преобразований при полном описании рассеивающих свойств среды распространения. Реальная среда распространения представляет собой сложный объект, поляризационные характеристики которого не поддаются теоретическому расчету и определяются в основном экспериментальным путем [9]. При экспериментальном исследовании среды распространения первостепенное значение приобретают математические модели, которые, с одной стороны, позволяют тем или иным образом описать сложный физический процесс рассеяния электромагнитных волн реальными отражающими объектами, а с другой стороны, описывают поляризационные характеристики отражающих объектов

конечным набором действительных параметров, которые могут быть технически просто измерены тем или иным способом и имеют ясный физический смысл.

Представим физическую модель, которая описывала бы полностью поляризационные характеристики среды распространения. Для этого по аналогии, но применительно к решению поставленной задачи, воспользуемся известной в радиолокации двухвibratorной моделью стабильной радиолокационной цели [11, 12]. Покажем, что система из двух ортогональных электрических вибраторов различной эффективной длины с заданными параметрами, разнесенных в пространстве по линии визирования и определенным образом расположенных в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, всегда будут соответствовать той или иной среде распространения. Соответствие здесь будем понимать в том смысле, что поляризационные характеристики пары ортогональных вибраторов и реальной среды распространения в данном направлении совпадают.

Рассмотрим плоскую волну, падающую на некоторую среду распространения (рис. 1). Будем полагать при этом, что в результате взаимодействия волны со средой распространения на ее выходе появляется только одна плоская волна, волновой вектор \mathbf{K} которой параллелен волновому вектору входной волны.

Входную и выходную волны будем задавать в опорной системе координат XOY , которая служит началом отсчета при поляризационных измерениях, и зададим их векторами Джонса \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 . Собственную систему координат, связанную непосредственно с физической средой распространения и осуществляющую преобразование поляризации электромагнитной волны, обозначим как $X'OY'$. Будем полагать, что в общем случае ориентация собственной системы координат $X'OY'$ относительно опорной системы координат XOY произвольна и составляет угол θ с положительным направлением полуосей OX , OX' .

Пусть в фазовой плоскости падающей входной электромагнитной волны \mathbf{E}_1 расположены два ортогональных электрических вибратора с заданными комплексными коэффициентами передач \dot{K}_1 и \dot{K}_2 . Пусть ориентации этих вибраторов совпадают с осями OX' и OY' собственной системы координат $X'OY'$. Предположим, что

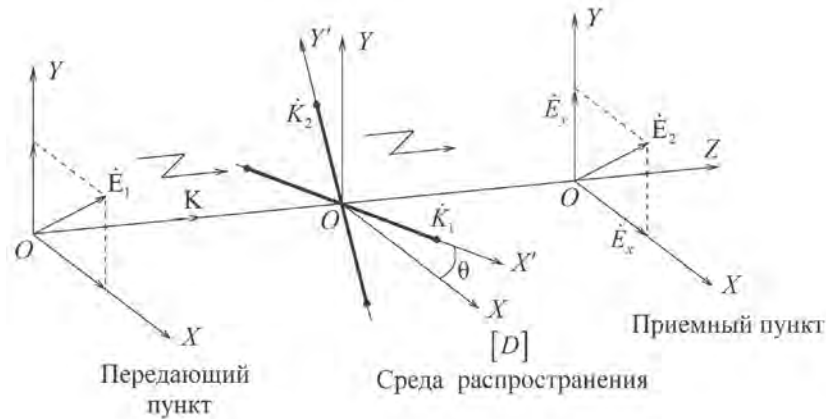


Рис. 1. Двухвибраторная модель рассеяния электромагнитных волн средой распространения.

фаза колебаний, наводимых падающей входной волной \dot{E}_1 в первом вибраторе, равна φ_1 , а во втором φ_2 .

Разные значения фаз φ_1 и φ_2 могут трактоваться как результат различия физических свойств первого и второго вибраторов, либо при одинаковых физических свойствах вибраторов как результат разности их по дальности на величину $\Delta R = (\varphi_2 - \varphi_1/2\pi) \cdot \lambda$. Взаимным влиянием вибраторов в целях упрощения анализа можно пренебречь. Также для упрощения рис. 1 фазовые центры рассеяния вибраторов совмещены, хотя в общем случае они могут быть разнесены на расстояние ΔR .

Определим параметры выходной волны \dot{E}_2 в выбранной опорной системе координат XOY . Тогда математическое описание преобразования вектора Джонса от входа к выходу среды распространения может быть записано в линейном поляризационном базисе в виде

$$\dot{E}_2 = [R(\theta)]^{-1} \begin{bmatrix} \dot{K}_1 & 0 \\ 0 & \dot{K}_2 \end{bmatrix} [R(\theta)] \dot{E}_1, \quad (1)$$

где

$$[R(\theta)] = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

– оператор прямого перехода из опорной системы координат XOY в собственную систему координат среды распространения $X'OY'$, \dot{K}_1 и \dot{K}_2 – комплексные коэффициенты передачи, отвечающие ортам собственного базиса,

$$[R(\theta)]^{-1} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

– оператор обратного перехода из собственной системы координат $X'OY'$ в опорную XOY .

Перемножив матричные операторы, входящие в выражение (1), получим оператор Джонса (оператор рассеяния) среды распространения в виде

$$[D] = \begin{bmatrix} \dot{K}_1 \cos^2 \theta + \dot{K}_2 \sin^2 \theta & (\dot{K}_1 - \dot{K}_2) \sin \theta \cos \theta \\ (\dot{K}_1 - \dot{K}_2) \sin \theta \cos \theta & \dot{K}_1 \sin^2 \theta + \dot{K}_2 \cos^2 \theta \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Преобразуем выражение (2) к виду

$$[D] = \dot{K}_1 \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} + \dot{K}_2 \begin{bmatrix} \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что оператор рассеяния (3) среды распространения может быть представлен в виде суммы двух операторов, отвечающих операторам рассеяния двух ортогональных вибраторов, ориентированных относительно опорной системы координат XOY под углом θ с комплексными коэффициентами передачи \dot{K}_1 и \dot{K}_2 соответственно. Таким образом, оператор рассеяния среды распространения полностью характеризуется параметрами рассмотренной двухвибраторной модели.

Подставляя выражение (3) в формулу (1), можно записать в компактной форме:

$$\dot{E}_2 = [D] \dot{E}_1. \quad (4)$$

Полученное линейное матричное преобразование вектора Джонса падающей волны представляет собой закон взаимодействия

этой волны со средой распространения. При этом матрицу $[D]$ определяемую соотношением (3), будем называть матрицей Джонса среды распространения.

Физический смысл воздействия матрицы Джонса на некоторую входную волну заключается в следующем: вектор Джонса входной волны, заданной в опорной системе координат передатчика, переводится в собственный базис среды распространения. Ортогональные составляющие, ориентированные по осям собственного базиса, приобретают амплитудные изменения и дополнительные фазовые сдвиги. Затем вектор Джонса на выходе среды распространения переводится в опорный базис, в котором и определяются поляризационные параметры принятой волны.

Преобразуем выражение (3), определив комплексные коэффициенты передач среды распространения K_1 и K_2 как

$$\dot{K}_1 = K_1 e^{j\varphi_1}, \quad (5)$$

$$\dot{K}_2 = K_2 e^{j\varphi_2}, \quad (6)$$

где K_1 и K_2 – модули комплексных коэффициентов передач \dot{K}_1 и \dot{K}_2 , φ_1 и φ_2 – фазы комплексных коэффициентов передач \dot{K}_1 и \dot{K}_2 .

Подставляя выражения (5) и (6) в формулу (3), получим

$$[D] = K_1 e^{j\varphi_1} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} + K_2 e^{j\varphi_2} \begin{bmatrix} \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Вынося и опуская абсолютный фазовый множитель $e^{j\varphi_2}$, получим выражение для оператора рассеяния в виде

$$[D] = K_1 e^{j\Delta\Phi_c} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} + K_2 \begin{bmatrix} \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где $\Delta\Phi_c = \varphi_1 - \varphi_2$ – дифференциальный фазовый сдвиг, вносимый средой распространения в собственную систему координат $X'OY'$.

В случае если собственная система координат $X'OY'$ совпадает с опорной XOY , то, подставив

в формулу (8) $\theta = 0$, получим выражение для оператора рассеяния среды распространения в виде

$$[D] = K_1 e^{j\Delta\Phi_c} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} + K_2 \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Из формулы (9) следует, что оператор рассеяния среды распространения для $\theta = 0$ может быть представлен в виде суммы двух операторов, отвечающих операторам рассеяния двух ортогональных вибраторов, ориентированных по осям OX и OY опорной системы координат XOY и имеющих соответственно коэффициенты передач K_1 и K_2 , которые в общем случае определяют дифференциальное амплитудное ослабление ортогональных составляющих. При этом их фазовые центры разнесены вдоль линии визирования на расстояние, обеспечивающее дифференциальный фазовый сдвиг между ортогональными составляющими.

Установим связь дифференциальных характеристик среды распространения с параметрами двухвibratorной модели рассеяния электромагнитных волн.

Рассмотрим действие среды распространения, имеющей оператор рассеяния (8), на бегущую электромагнитную волну, волновой вектор которой ориентирован по оси OZ , а ортогональные составляющие входного вектора электрического поля $\dot{\mathbf{E}}_1$ направлены по осям OX и OY (см. рис. 1). Будем считать при этом, что входной вектор $\dot{\mathbf{E}}_1$ образован путем суперпозиции ортогональных линейно-поляризованных электромагнитных волн с вертикальной и горизонтальной поляризациями, излучаемых передатчиком из передающего пункта. Электромагнитные волны излучаются одновременно из двух точек, пространственно разнесенных в горизонтальной плоскости на расстояние d , с равными амплитудами, начальными фазами и длинами волн. Тогда входной вектор Джонса \mathbf{E}_1 на направлении, совпадающем с перпендикуляром к середине базы d , может быть записан в линейном поляризационном базисе (ниже мы опускаем временную зависимость) в виде

$$\mathbf{E}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Наличие множителя $1/\sqrt{2}$ в выражении (10) обусловлено принятой для удобства единичной интенсивностью волны. Из формулы (10) следует, что входной вектор \mathbf{E}_1 поляризован линейно

с углом ориентации плоскости поляризации, равным 45° . Тогда, подставляя выражения (10) и (8) в формулу (4), получим выражение для выходного вектора \dot{E}_2 в виде

$$\dot{E}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ K_1 e^{j\Delta\Phi_c} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} + K_2 \begin{bmatrix} \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

После вычислений формула (11) преобразуется к виду

$$\dot{E}_2 = \begin{bmatrix} K_1 e^{j\Delta\Phi_c} \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) - K_2 \sin \theta \sin(45^\circ - \theta) \\ K_1 e^{j\Delta\Phi_c} \sin \theta \cos(45^\circ - \theta) + K_2 \cos \theta \sin(45^\circ - \theta) \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что ортогональные линейно-поляризованные составляющие выходного вектора \dot{E}_2 имеют вид

$$\dot{E}_x = K_1 e^{j\Delta\Phi_c} \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) - K_2 \sin \theta \sin(45^\circ - \theta), \quad (13)$$

$$\dot{E}_y = K_1 e^{j\Delta\Phi_c} \sin \theta \cos(45^\circ - \theta) + K_2 \cos \theta \sin(45^\circ - \theta). \quad (14)$$

Преобразуем формулы (13), (14) к виду

$$\dot{E}_x = K_1 \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c - K_2 \sin \theta \sin(45^\circ - \theta) + jK_1 \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) \sin \Delta\Phi_c, \quad (15)$$

$$\dot{E}_y = K_1 \sin \theta \cos(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c + K_2 \cos \theta \sin(45^\circ - \theta) + jK_1 \sin \theta \cos(45^\circ - \theta) \sin \Delta\Phi_c. \quad (16)$$

Амплитуды E_x и E_y составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y будут иметь вид

$$E_x = \left[\begin{array}{l} K_1^2 \cos^2 \theta \cos^2(45^\circ - \theta) - \\ - 2K_1 K_2 \sin \theta \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) \times \\ \times \sin(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c + \\ + K_2^2 \sin^2 \theta \sin^2(45^\circ - \theta) \end{array} \right]^{1/2}, \quad (17)$$

$$E_y = \left[\begin{array}{l} K_1^2 \sin^2 \theta \cos^2(45^\circ - \theta) + \\ + 2K_1 K_2 \sin \theta \cos \theta \sin(45^\circ - \theta) \times \\ \times \cos(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c + \\ + K_2^2 \cos^2 \theta \sin^2(45^\circ - \theta) \end{array} \right]^{1/2}. \quad (18)$$

С учетом формул (15) и (16) фазы φ_x и φ_y составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y равны

$$\varphi_x = \arctg \frac{K_1 \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) \sin \Delta\Phi_c}{K_1 \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c - K_2 \sin \theta \sin(45^\circ - \theta)}, \quad (19)$$

$$\varphi_y = \arctg \frac{K_1 \sin \theta \cos(45^\circ - \theta) \sin \Delta\Phi_c}{K_1 \sin \theta \cos(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c + K_2 \cos \theta \sin(45^\circ - \theta)}. \quad (20)$$

Таким образом, из выражений (17)–(20) следует, что амплитуды E_x , E_y и фазы φ_x , φ_y составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y являются функциями параметров двухвibratorной модели рассеяния электромагнитных волн K_1 , K_2 , $\Delta\Phi_c$ и θ .

Отношение амплитуд E_y/E_x характеризует дифференциальное амплитудное ослабление $\Delta\alpha$, вносимое средой распространения, и определяется в децибелах следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha[\text{дБ}] &= 20 \lg(E_y/E_x) = \\ &= 10 \lg \left[\left(K_1^2 \sin^2 \theta \cos^2(45^\circ - \theta) + \right. \right. \\ &+ K_2^2 \cos^2 \theta \sin^2(45^\circ - \theta) + 2K_1 K_2 \sin \theta \times \\ &\times \cos \theta \sin(45^\circ - \theta) \cos(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c \left. \right) / \\ &/ \left(K_1^2 \cos^2 \theta \cos^2(45^\circ - \theta) + \right. \\ &+ K_2^2 \sin^2 \theta \sin^2(45^\circ - \theta) - 2K_1 K_2 \sin \theta \times \\ &\times \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) \sin(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c \left. \right) \left. \right]. \quad (21) \end{aligned}$$

Соответственно, разность фаз $\varphi_x - \varphi_y$ составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y , которая в общем случае характеризует дифференциальный фазовый сдвиг $\Delta\Phi$, вносимый средой распространения в ортогональные линейно-поляризованные электромагнитные волны, будет равна

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \varphi_x - \varphi_y = \\ &= \arctg \left[\frac{K_1 K_2 \sin(45^\circ - \theta) \cos(45^\circ - \theta) \sin \Delta\Phi_c}{K_1^2 \sin \theta \cos \theta \cos^2(45^\circ - \theta) \cos \Delta\Phi_c - K_2^2 \sin \theta \cos \theta \sin^2(45^\circ - \theta) + K_1 K_2 \sin(45^\circ - \theta) \cos(45^\circ - \theta) \cos(2\theta) \cos \Delta\Phi_c} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Из выражений (21)–(22) следует, что дифференциальные характеристики среды распространения $\Delta\alpha$ и $\Delta\Phi$ являются функциями параметров двухвibratorной модели рассеяния электромагнитных волн K_1 , K_2 , $\Delta\Phi_c$ и θ . Следовательно, задавая параметры двухвibratorной модели рассеяния, можно оценивать дифференциальные характеристики среды распространения.

Например, когда собственная система координат $X'OY'$ среды распространения совпадает с опорной системой координат XOY передающего и приемного пунктов, то, подставив $\theta=0$ в формулы (17)–(22), получим выражения для амплитуд и разности фаз составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y . Амплитуды будут зависеть только от коэффициентов передач K_1 и K_2 среды распространения, и они будут определяться формулами

$$E_x = \frac{\sqrt{2}}{2} K_1, \quad (23)$$

$$E_y = \frac{\sqrt{2}}{2} K_2. \quad (24)$$

В этом случае отношение амплитуд E_y/E_x характеризует дифференциальное амплитудное ослабление $\Delta\alpha$, вносимое средой распространения, оно определяется отношением коэффициентов передач K_2 и K_1 . Поскольку дифференциальное амплитудное ослабление обычно измеряется в децибелах,

$$\Delta\alpha[\text{дБ}] = 20 \lg \frac{K_2}{K_1}. \quad (25)$$

При этом разность фаз $\varphi_x - \varphi_y$ составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y будет совпадать с дифференциальным фазовым сдвигом $\Delta\Phi_c$, вносимым средой распространения в собственной системе координат $X'OY'$:

$$\Delta\Phi = \varphi_x - \varphi_y = \Delta\Phi_c. \quad (26)$$

Предположим, что среда распространения поляризационно изотропна, т.е. $\Delta\Phi = \Delta\Phi_c = 0$, тогда, подставляя в формулы (23)–(26) $K_1 = K_2$, получим, что амплитуды E_x и E_y составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y равны между собой, т.е. дифференциальное амплитудное ослабление отсутствует ($\Delta\alpha = 0$), а их разность фаз $\varphi_x - \varphi_y = 0$. В этом случае выходной вектор $\dot{\mathbf{E}}_2$ линейно поляризован, его угол ориентации плоскости поляризации совпадает с входным вектором \mathbf{E}_1 , не зависит от угла ориентации θ собственной системы координат $X'OY'$ и равен 45° .

В случае когда среда распространения поляризационно анизотропна, но не вносит в ортогонально-поляризованные составляющие сигналов дифференциальный фазовый сдвиг, то, подставив в формулы (17) и (18) $K_1 \neq K_2$ и $\Delta\Phi = \Delta\Phi_c = 0$, получим

$$\begin{aligned} \Delta\alpha[\text{дБ}] &= 20 \lg \frac{E_y}{E_x} = \\ &= 20 \lg \frac{K_1 \sin \theta \cos(45^\circ - \theta) + K_2 \cos \theta \sin(45^\circ - \theta)}{K_1 \cos \theta \cos(45^\circ - \theta) - K_2 \sin \theta \sin(45^\circ - \theta)}. \end{aligned} \quad (27)$$

Из формулы (27) следует, что дифференциальное амплитудное ослабление $\Delta\alpha$ зависит как от коэффициентов передач K_1 и K_2 , так и от угла ориентации θ собственной системы координат $X'OY'$ относительно опорной XOY .

По результатам исследований можно сделать вывод, что установленный оператор рассеяния среды распространения позволяет решить главную задачу определения математической формы соотношений, связывающих входной и выходной векторы Джонса.

На практике часто встречается задача определения параметров эллипса поляризации выходного вектора $\dot{\mathbf{E}}_2$ по измеренным значениям амплитуд E_x , E_y и разности фаз $\varphi_{xy} = \varphi_x - \varphi_y$. Параметрами эллипса поляризации являются коэффициент эллиптичности r и угол ориентации эллипса поляризации β , которые можно вычислить по известным формулам [9]

$$r = \sqrt{\frac{A}{B}} \quad (28)$$

и

$$\beta = \frac{1}{2} \arctg \frac{2E_x E_y \cos \varphi_{xy}}{E_x^2 - E_y^2}, \quad (29)$$

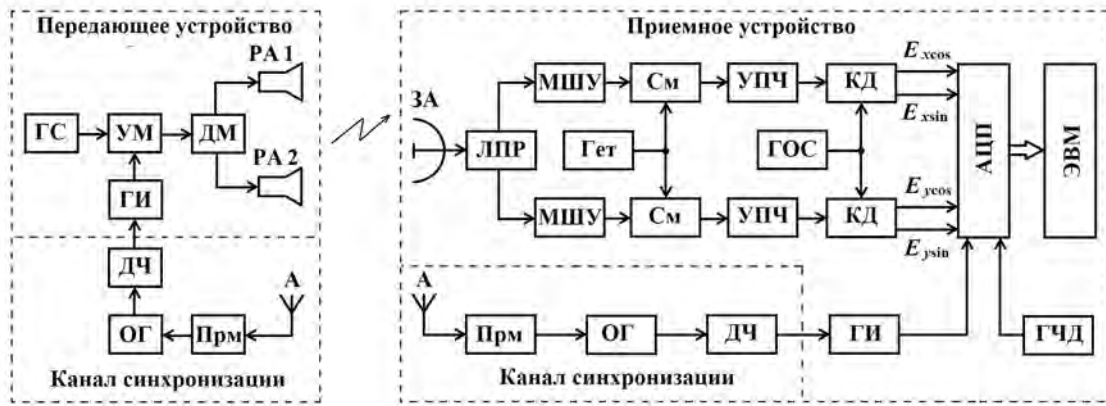


Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки радиофизического комплекса: ГС – генератор сигналов СВЧ на частоте 9.3 ГГц, УМ – усилитель мощности, ДМ – делитель мощности, РА₁ – рупорная антенна горизонтальной поляризации, РА₂ – рупорная антенна вертикальной поляризации, А – антенна для приема GPS-сигналов, Прм – приемник GPS-сигналов, ОГ – опорный генератор FS725, ДЧ – делитель частоты, ГИ – генератор прямоугольных импульсов Г5–63, ЗА – зеркальная антенна трехсантиметрового диапазона, ЛПР – линейный поляризационный разделитель, МШУ – малозумящий усилитель, См – смеситель, Гет – гетеродин типа Г4–83 на частоте 8.85 ГГц, УПЧ – усилитель промежуточной частоты, КД – квадратурный демодулятор, ГОС – генератор опорного сигнала на частоте 450 МГц, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, ЭВМ – электронно-вычислительная машина, ГЧД – генератор частоты дискретизации Г4–158 на частоте 90 МГц, $E_{x\cos}$, $E_{x\sin}$, $E_{y\cos}$ и $E_{y\sin}$ – квадратуры сигналов ортогональных составляющих E_x и E_y .

где

$$A = E_x^2 \sin^2 \beta - E_x E_y \sin 2\beta \cos \varphi_{xy} + E_y^2 \cos^2 \beta, \quad (30)$$

$$B = E_x^2 \cos^2 \beta + E_x E_y \sin 2\beta \cos \varphi_{xy} + E_y^2 \sin^2 \beta. \quad (31)$$

Если среда распространения является поляризационно-изотропной, т.е. дифференциальное амплитудное ослабление в среде распространения $\Delta\alpha = 0$ и дифференциальный фазовый сдвиг $\Delta\Phi = 0$, то, подставляя в формулы (28)–(31)

$E_x = E_y$ и $\varphi_{xy} = 0$, получим

$$\beta = 45^\circ, \quad r = 0. \quad (32)$$

Из формулы (32) следует, что на направлении, совпадающем с перпендикуляром к базе d , выходной вектор \mathbf{E}_2 в точке приема будет линейно поляризован с углом ориентации плоскости поляризации 0° .

Предположим, что среда распространения не вносит дифференциальный фазовый сдвиг в ортогональные линейно-поляризованные электромагнитные волны (т.е. $\varphi_{xy} = 0$), а дифференциальное амплитудное ослабление не равно нулю ($\Delta\alpha \neq 0$). Тогда из формул (28)–(31) следует, что выходной вектор \mathbf{E}_2 будет всегда линейно поляризован, т.е. коэффициент эллиптичности $r = 0$, а угол ориентации плоскости поляризации

β будет изменяться в зависимости от значений амплитуд E_x и E_y . Если, например, $E_x = 0.5E_y$, то угол ориентации плоскости поляризации β выходного вектора \mathbf{E}_2 будет составлять величину 63.4° .

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ РАДИОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

В состав экспериментальной установки радиофизического комплекса входили передающее и приемное устройства, расположенные на концах трассы распространения радиоволн. Структурная схема экспериментальной установки радиофизического комплекса представлена на рис. 2.

Рупорные антенны РА₁ и РА₂ передающего устройства были разнесены в горизонтальной плоскости на расстояние $d = 0.4$ м и одновременно излучали радиоимпульсы длительностью 1 мкс с частотой повторения 2 кГц на несущей частоте 9.3 ГГц. В качестве генератора сигналов (ГС) передающего устройства использовался высокочастотный Г4–83, с выхода которого СВЧ-сигналы частотой 9.3 ГГц поступали на усилитель мощности (УМ) типа М42224, работающий в импульсном режиме с коэффициентом усиления по мощности 16 дБ. Выходная мощность составила 100 мВт в импульсе.



Рис. 3. Внешний вид передающих рупорных антенн.

Длительность и частота повторения радиоимпульсов задавались генератором импульсов (ГИ), в качестве которого использовался стандартный генератор прямоугольных импульсов Г5–63. Электромагнитные волны с вертикальной и горизонтальной поляризациями излучались с равными амплитудами и начальными фазами. Внешний вид рупорных антенн PA_1 и PA_2 приведен на рис. 3. Эффективная площадь раскрытия каждой из рупорных антенн PA_1 и PA_2 составляла 50 см^2 . Ширина диаграммы направленности рупорных антенн в вертикальной плоскости по уровню половинной мощности равна 24° . Коэффициент усиления рупорных антенн составлял 18 дБ.

Прием ортогонально-поляризованных электромагнитных волн осуществлялся на зеркальную антенну (ЗА) диаметром 1 м с шириной диаграммы направленности по уровню половинной мощности 2° и коэффициентом усиления 38 дБ. С выхода приемной зеркальной антенны сигналы после линейного поляризационного разделителя (ЛПР) с развязкой ортогональных каналов 17 дБ поступали на двухканальное приемное устройство с двойным переносом частот, первая промежуточная частота составляет 450 МГц, вторая равна нулю. Каналы синхронизации передающего и приемного устройств обеспечивали регистрацию импульсных сигналов в заданном временном окне. Квадратурные составляющие $E_{x\cos}$, $E_{x\sin}$, $E_{y\cos}$ и $E_{y\sin}$ сигналов оцифровывались в 8-разрядных АЦП с частотой дискретизации 90 МГц и записывались в файлы данных, по которым в ЭВМ рассчитывались амплитуды E_x и E_y ,

а также разность фаз φ_{xy} ортогональных составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y по формулам

$$E_x = \sqrt{E_{x\cos}^2 + E_{x\sin}^2}, \quad E_y = \sqrt{E_{y\cos}^2 + E_{y\sin}^2} \quad (33)$$

и

$$\varphi_{xy} = \varphi_x - \varphi_y = \arctg\left(\frac{E_{x\sin}}{E_{x\cos}}\right) - \arctg\left(\frac{E_{y\sin}}{E_{y\cos}}\right). \quad (34)$$

По рассчитанным значениям амплитуд и разности фаз ортогональных составляющих \dot{E}_x и \dot{E}_y определялись дифференциальные характеристики среды распространения и поляризационные параметры эллипса поляризации принятых ортогонально-поляризованных волн.

Калибровка каналов приемного устройства осуществлялась с помощью радиолокационного измерительного прибора ГК4–19А.

Внешний вид приемного устройства экспериментальной установки приведен на рис. 4.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальные исследования проводились на открытой приземной трассе протяженностью 8 км. Трасса распространения радиоволн обеспечивала прямую видимость и пролегла частично через лесистую местность, а основная ее часть — над водной поверхностью реки Томь. Профиль трассы распространения радиоволн приведен на рис. 5. С целью уменьшения влияния подстилающей поверхности на точность

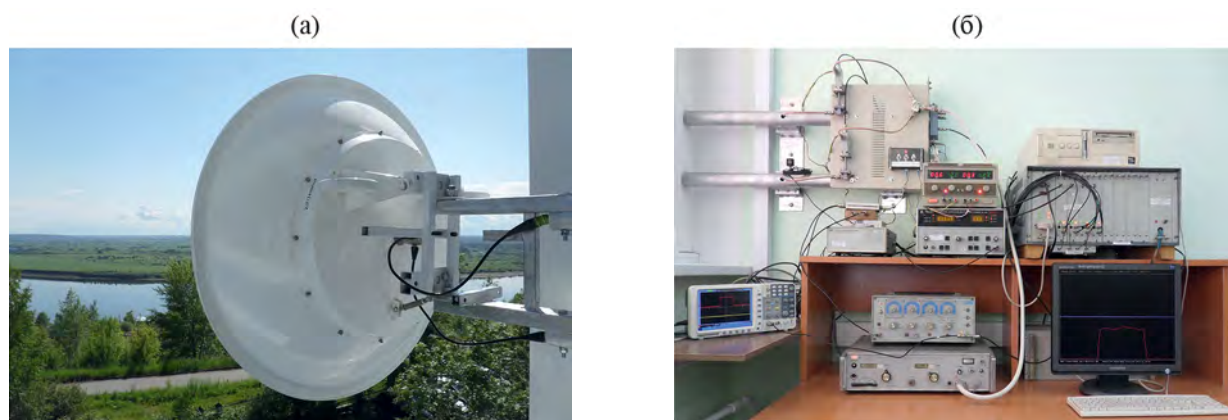


Рис. 4. Внешний вид приемного устройства экспериментальной установки: а – зеркальная антенна с ЛПР, б – двухканальное приемное устройство ортогонально-поляризованных сигналов.

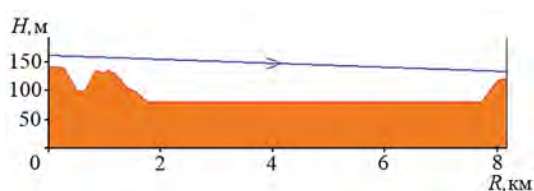


Рис. 5. Профиль трассы распространения радиоволн.

измерения поляризационных параметров передающие и приемные антенны были расположены над земной поверхностью на высотах 20 м и 15 м соответственно. Стрелкой показано направление распространения электромагнитных волн из передающего пункта к приемному пункту радиофизического комплекса.

Измерения проводились ежедневно в дневное время суток в зимний период со 2 по 28 января 2021 года сеансами длительностью 300 с с периодом выборки принимаемых сигналов 10 мс, что соответствовало записи 30 тысяч мгновенных значений для каждого параметра принятого сигнала за сеанс.

К регистрируемым параметрам принятого сигнала относились квадратурные составляющие $E_{x\cos}$, $E_{x\sin}$, $E_{y\cos}$ и $E_{y\sin}$ ортогональных линейно-поляризованных сигналов. По записанным квадратурным составляющим в ЭВМ рассчитывались амплитуды E_x и E_y сигналов с горизонтальной и вертикальной поляризациями \vec{E}_x и \vec{E}_y , а также разность фаз φ_{xy} между ними по формулам (33), (34). По рассчитанным амплитудам и разности фаз определялись коэффициент эллиптичности r и угол ориентации эллипса поляризации β принятых ортогональных линейно-поляризованных сигналов по формулам (28)–(31).

Примеры реализаций амплитуд принятых сигналов с вертикальной и горизонтальной поляризациями в течение одного из сеансов измерений приведены на рис. 6.

Среднеквадратическое отклонение для принятых сигналов с горизонтальной поляризацией составило 32 мВ, а для сигналов с вертикальной

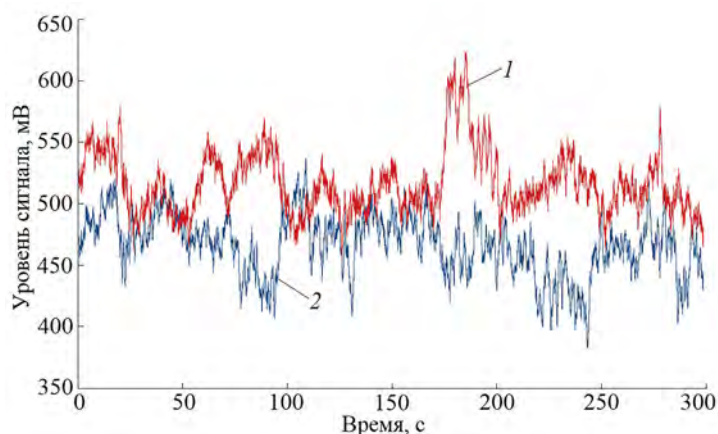


Рис. 6. Амплитуды принятых сигналов за сеанс измерений: 1 – с горизонтальной поляризацией, 2 – с вертикальной поляризацией.

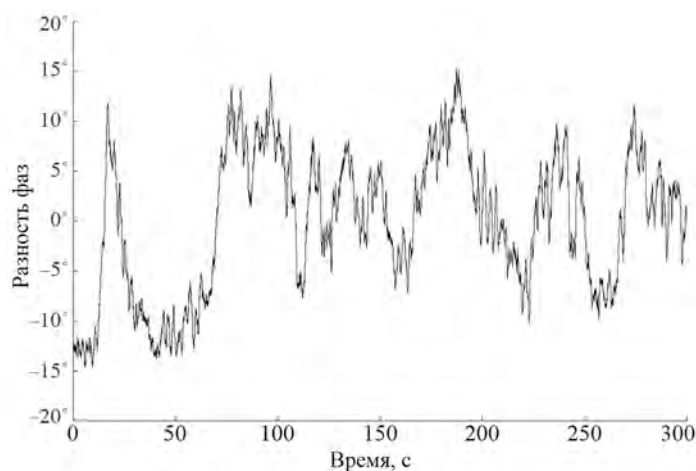


Рис. 7. Разность фаз между принятыми ортогонально-поляризованными сигналами за сеанс измерений.

поляризацией – 45 мВ. По характеру флуктуаций средние значения амплитуд принятых сигналов существенно превышают их среднеквадратические значения, что, как известно [11], соответствует случаю рассеяния сигналов от стабильных целей. Полученные экспериментальные данные подтверждают обоснованность использования двухвибраторной математической модели рассеяния электромагнитных волн средой распространения.

На рис. 7 показан пример реализации разности фаз между принятыми ортогонально-поляризованными сигналами этого же сеанса измерений.

По сеансам за весь период измерения рассчитывались средние значения амплитуд, коэффициенты взаимной корреляции принятых ортогонально-поляризованных сигналов, дифференциальные характеристики среды распространения и поляризационные параметры эллипса поляризации принятых ортогонально-поляризованных волн.

На рис. 8 приведены экспериментальные зависимости среднего уровня принятых сигналов с горизонтальной и вертикальной поляризациями за весь период измерений, а на рис. 9 – рассчитанные средние значения параметров K_1 и K_2 двухвибраторной модели рассеяния электромагнитных волн, при которых эти экспериментальные зависимости подтверждаются. Действительно, например, когда в период времени с 20 по 26 января средние значения рассчитанных коэффициентов передач двухвибраторной модели сравнимы, т.е. $K_1 \approx K_2 \approx 1$, тогда и средние значения амплитуд принятых

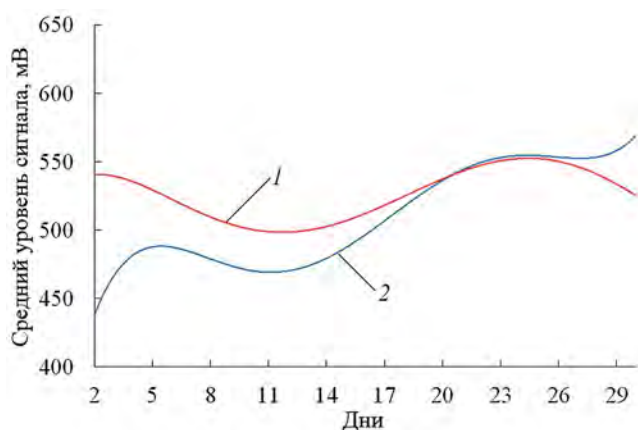


Рис. 8. Средний уровень принятых сигналов за весь период измерений: 1 – с горизонтальной поляризацией, 2 – с вертикальной поляризацией.

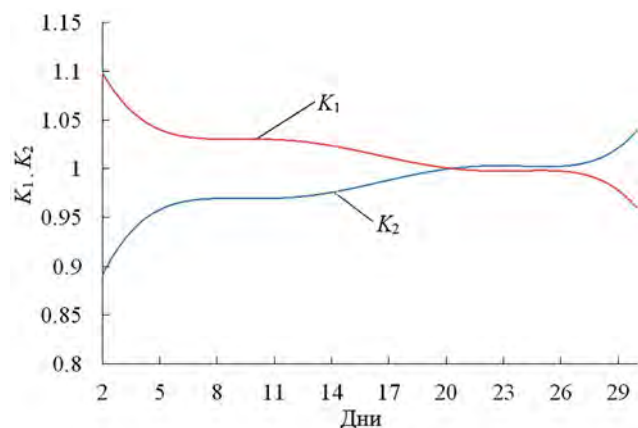


Рис. 9. Средние значения коэффициентов передач двухвибраторной модели рассеяния электромагнитных волн за весь период измерений.

ортогонально-поляризованных сигналов также сравнимы, $E_x \approx E_y$. Параметры K_1 и K_2 рассчитывались по формулам (23), (24) с учетом принятой единичной интенсивности волны для

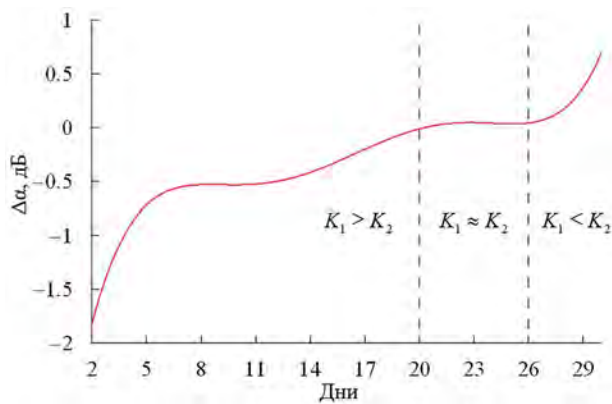


Рис. 10. Средние значения дифференциального амплитудного ослабления $\Delta\alpha$ за весь период измерений.

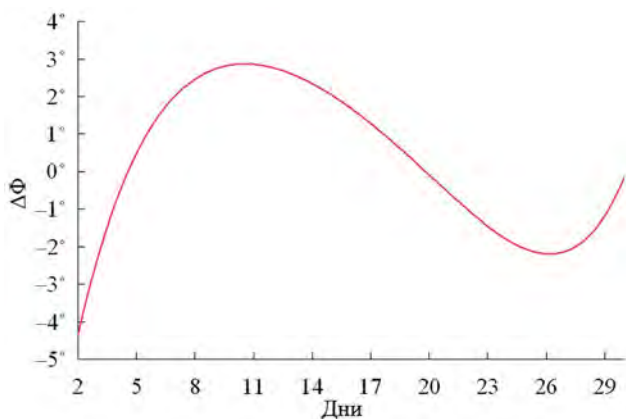


Рис. 11. Средние значения дифференциального фазового сдвига $\Delta\Phi$ за весь период измерений.

случая $\theta = 0$, когда собственная система координат $X'OY'$ среды распространения совпадает с опорной XOY .

На рис. 10 приведена экспериментальная зависимость средних значений дифференциально-амплитудного ослабления $\Delta\alpha$ за весь период измерений. Вертикальными штриховыми линиями обозначены границы временных интервалов измерений $\Delta\alpha$ для различных соотношений параметров K_1 и K_2 двухвibratorной модели рассеяния электромагнитных волн. Соотношение параметров модели, когда $K_1 > K_2$, соответствует отрицательным значениям дифференциального амплитудного ослабления $\Delta\alpha < 0$. При $K_1 \approx K_2 \approx 1$ ослабление отсутствует, т.е. $\Delta\alpha \approx 0$. Когда $K_1 < K_2$, ослабление принимает положительные значения: $\Delta\alpha > 0$.

На рис. 11 приведена экспериментальная зависимость средних значений дифференциального фазового сдвига за весь период измерений. Видим, что средние значения разности фаз

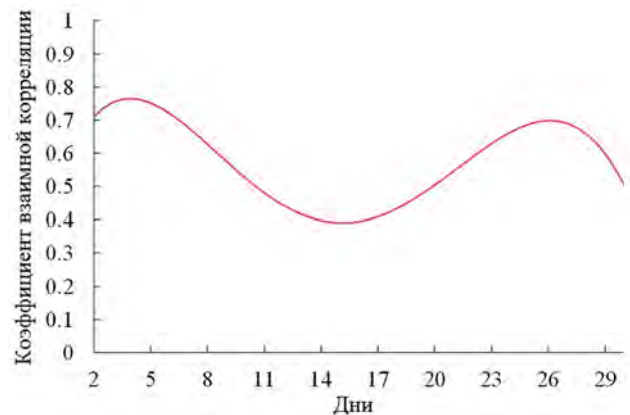


Рис. 12. Коэффициент взаимной корреляции принятых ортогонально-поляризованных сигналов за весь период измерений.

принятых ортогонально-поляризованных сигналов изменялись в пределах от -5° до $+3^\circ$. Анализ зависимости подтверждает наличие анизотропии в среде распространения за весь период измерений, за исключением только одного дня – 20 января, когда среда распространения была близка к изотропной, так как в этот день наблюдались следующие параметры: $K_1 = K_2 = 1$ и $\Delta\Phi = 0^\circ$.

Результаты расчета коэффициента взаимной корреляции принятых ортогонально-поляризованных сигналов по сеансам за весь период измерений приведен на рис. 12. Значения коэффициента взаимной корреляции находились в диапазоне от 0.4 до 0.75, что в целом свидетельствует о средней корреляции принятых ортогонально-поляризованных сигналов.

По рассчитанным значениям амплитуд и разности фаз ортогонально-поляризованных принятых сигналов \dot{E}_x и \dot{E}_y за весь период измерений в соответствии с формулами (29)–(32) определялись средние значения поляризационных параметров эллипса поляризации – угла ориентации эллипса поляризации β и коэффициента эллиптичности r . Результаты расчетов приведены на рис. 13, 14 соответственно.

Вертикальными штриховыми линиями на рис. 13 обозначены границы временных интервалов измерений угла ориентации эллипса поляризации β для различных соотношений параметров K_1 и K_2 двухвibratorной модели рассеяния электромагнитных волн.

Анализ зависимости средних значений коэффициента эллиптичности r , представленной на рис. 14, показывает, что средние значения коэффициента эллиптичности за весь период

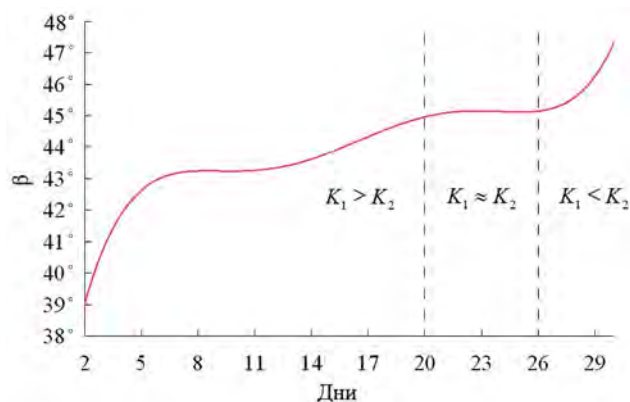


Рис. 13. Средние значения угла ориентации эллипса поляризации β за весь период измерений: $K_1 > K_2$ соответствует значениям $\beta < 45^\circ$, при $K_1 \approx K_2 \approx 1$ угол ориентации $\beta \approx 45^\circ$, когда $K_1 < K_2$, угол ориентации $\beta > 45^\circ$.

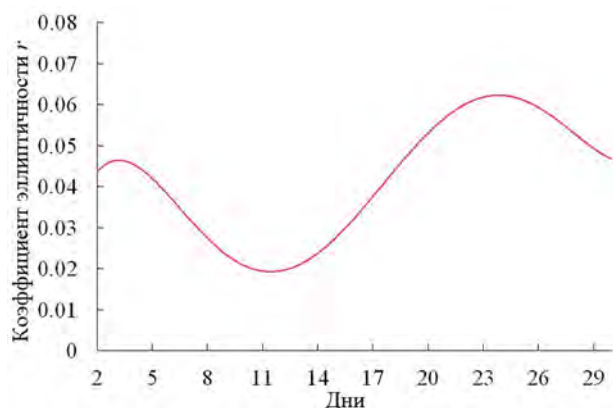


Рис. 14. Средние значения коэффициента эллиптичности r за весь период измерений.

измерений изменялись от 0.02 до 0.06, это свидетельствует о незначительном дифференциальном фазовом сдвиге, вносимом средой распространения в ортогонально-поляризованные волны на исследуемой приземной трассе. Данный факт подтверждается полученной экспериментальной зависимостью $\Delta\Phi$ за весь период измерений, приведенной на рис. 11.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках двухвибраторной модели рассеяния получено аналитическое выражение для оператора рассеяния среды распространения, устанавливающей связь между входной и выходной электромагнитными волнами. Показано, что оператор рассеяния среды распространения в выбранной системе координат представляет собой функцию параметров двухвибраторной модели.

Установлена и экспериментально подтверждена связь дифференциальных характеристик среды распространения $\Delta\alpha$ и $\Delta\Phi$ с параметрами двухвибраторной модели рассеяния. Показано, что при совпадении собственной системы координат среды распространения с опорной системой координат передающего и приемного пунктов отношение амплитуд принятых ортогонально-поляризованных сигналов определяется только отношением коэффициентов передач ортогональных вибраторов. Это отношение амплитуд характеризует дифференциальное амплитудное ослабление $\Delta\alpha$. Разность фаз принятых ортогонально-поляризованных сигналов определяется сдвигом фаз между ортогональными

вибраторами и характеризует дифференциальный фазовый сдвиг $\Delta\Phi$, вносимый средой распространения.

Радиофизический комплекс позволяет оценить дифференциальное амплитудное ослабление и дифференциальный фазовый сдвиг, вносимые средой распространения на исследуемой приземной трассе.

Экспериментальные оценки значений угла ориентации эллипса поляризации и коэффициента эллиптичности электромагнитных волн в точке приема подтверждают наличие поляризационных искажений ортогональных линейно-поляризованных волн на приземной трассе.

Полученные экспериментальные оценки искажений поляризационных характеристик сигналов, обусловленные средой распространения, могут быть полезны при разработке радиолокационных систем обнаружения и распознавания целей по поляризационным признакам.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FEWM-2023-0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Видель А.А., Ветюганов А.И. // Зарубежная радиоэлектроника. 1977. № 11. С. 82.
2. Сомов А.М. Спутниковые системы связи: учебное пособие для вузов. Москва: Горячая линия – Телеком, 2012.
3. Бахтин А.А., Омелянчук Е.В., Семенова А.Ю. // Труды МАИ. 2017. № 96.

4. *Bostian C.W.* // International IEEE/AP-S Symposium Program & Digest: Georgia Institute of Technology, Atlanta, Georgia, 1974. P. 392.
5. *Vorst A.V.* // *Alta frequenza*. 1979. V. 48. № 4. P. 201.
6. *Sakagami Syuji, Morita Kazuo* // Int. Symp. Dig.: Antennas and Propag., Seattle, Wash., 1979. V. 2. P. 821.
<https://doi.org/10.1109/APS.1979.1148017>
7. *Bulter Richard S.* // *Annals of Telecommunications*. 1981. V. 36. № 7–8. P. 465.
8. *Olsen R.L.* // *Radio Science*. 1981. V. 16. № 5. P. 761.
9. *Богородский В.В., Канарейкин Д.Б., Козлов А.И.* Поляризация рассеянного и собственного радиоизлучения земных покровов. Л.: Гидрометеиздат, 1981.
10. *Родимов А.П., Поповский В.В., Дмитриев В.И.* // *Зарубежная радиоэлектроника*. 1980. № 7. С. 25.
11. *Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А.* Поляризация радиолокационных сигналов. Москва: Советское радио, 1966.
12. *Татаринов В.Н., Татаринов С.В., Лигтхарт Л.П.* Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Т. 1. Поляризация плоских электромагнитных волн и её преобразования. Томск: Издательство Томского университета, 2006.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК: 681.121.842+621.039.84

МОДИФИКАЦИИ БЕССЕПАРАЦИОННОГО РАСХОДОМЕРА
НЕФТЬ–ВОДА–ГАЗ С ДВУХИЗОТОПНЫМ ГАММА-ПЛОТНОМЕРОМ
ДЛЯ ЧАСТНЫХ СЛУЧАЕВ ПРИМЕНЕНИЯ

© 2024 г. А. Ю. Филиппов^а, Ю. П. Филиппов^{б,*}, А. М. Коврижных^б

^аНаучно-исследовательский университет “Московский энергетический институт”

Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 14

^бОбъединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

*e-mail: fyp@dubna.ru

Поступила в редакцию 30.06.2023 г.

После доработки 18.07.2023 г.

Принята к публикации 27.07.2023 г.

На примере трехфазного расходомера горизонтальной ориентации с номинальным диаметром DN 100 предложены варианты проектирования и создания сравнительно простых двухфазных расходомеров без устройств для измерения средней плотности смеси маловязких потоков, например, вода–газ, пользуясь только коническими сужающими устройствами (СУ) различных размеров, для которых характерны такие особенности, как кризис гидравлического сопротивления в СУ и разные количественные характеристики, описывающие этот кризис. Предложен расчетно-экспериментальный способ, демонстрирующий принципиальную возможность нахождения объемного расходного газосодержания β по отношению перепадов давления на обоих СУ. Предложена необычная расчетная модель, основанная на необходимости знать пару измеренных перепадов давления ΔP и предварительные экспериментальные калибровочные зависимости $\Delta P(\beta)$ для обоих СУ при различных объемных расходах жидкости Q_1 , и показано, что полученные погрешности определения Q_1 и β вполне приемлемы для практики в некоторых случаях. Предложена и создана универсальная конструкция двухфазного расходомера, позволяющая работать с потоками жидкость–газ не только относительно низкой вязкости, но и сравнительно высокой вязкости, а также с двухфазными жидкостными потоками. Она основана на комбинации пары СУ и камертонного плотномера, что обеспечивает приемлемую для практики точность измерений. Представлен также вариант трехфазного расходомера нефть–вода–газ.

DOI: 10.31857/S0032816224020206 EDN: QRSNPO

1. ВВЕДЕНИЕ

Бессепарационные расходомеры на основе сужающего устройства (СУ) и двухизотопного γ -плотномера, например [1–3], применяются для диагностики сравнительно сложных трехфазных потоков нефть–вода–газ. Однако на практике могут встречаться более простые случаи – двухфазные потоки жидкость–газ и жидкость₁–жидкость₂, для мониторинга которых можно применять только часть компонентов упомянутого трехфазного расходомера, что зависит от особенностей характеристик разных типов двухфазных потоков. Рассмотрим такие частные случаи

применения горизонтального бессепарационного трехфазного расходомера, представленного на рис. 1, который заимствован из работы [3].

Этот расходомер с номинальным диаметром DN 100 состоит из двухизотопного γ -плотномера для определения компонентного состава трехфазного потока с γ -источниками ^{241}Am и ^{137}Cs , размещенными в общем корпусе 2, спектрометрического γ -детектора 10, основного СУ 70/50 мм (позиция 5) для измерения перепада давления ΔP и последующего определения суммарного расхода смеси Q , а также расположенного на входе потока вспомогательного СУ 98/70 мм,

предназначенного для предварительного ускорения многофазного потока, что обосновано в [3, 4]. Начнем рассмотрение со случая двухфазных потоков жидкость–газ.

Способы диагностики потоков жидкость–газ представлены, в частности, в работах [5–8], где предложены способы определения расходов и газосодержания посредством комбинации пары СУ разных типов и размеров, т. е. без применения устройств для нахождения средней плотности двухфазного потока. Однако остались неясными оценки метрологических характеристик расходомеров [5–7] – точность определения расходов Q и объемного расходного газосодержания β , а также границы применимости предлагаемых расчетных соотношений для Q и β . Вместе с тем в [9, 10] показано, что при прочих равных условиях поведение двухфазных потоков жидкость–газ существенно зависит от вязкости используемой жидкости, и одна и та же расчетная модель может давать разные точностные характеристики и границы ее применимости. Отметим также, что, например, в [8] указаны точности двухфазного расходомера ДФР-01. Так, предел допускаемой относительной погрешности при измерении расхода жидкой фазы оценен величиной $\pm(2.5 + (G_g/G_l))\%$, где G – массовый расход, индексы “g” и “l” относятся к газу и жидкости, что вполне приемлемо для практики. Однако эта величина при измерении массового расхода газовой фазы $\pm(2.5 + 20(G_l/G_g))\%$ представляется слишком пессимистичной ($\pm 22.5\%$) даже при $G_l/G_g = 1$, что не реализуемо в условиях представленного ниже эксперимента.

Цель работы состоит в устранении отмеченных выше пробелов при диагностике горизонтальных двухфазных потоков: выборе необходимых измерительных компонентов расходомеров и оценке погрешностей измерения расхода смеси и газосодержания двухфазных потоков жидкость–газ без устройств для определения средней плотности на основе экспериментальных исследований и предложенных расчетных моделей, оценке границ применимости этих моделей, зависящих от вязкости жидкой фазы, включая двухфазные потоки жидкость₁–жидкость₂, а также в подборе дополнительных измерителей средней плотности, не основанных на применении γ -метода, для расширения диапазона применимости элементов двухфазного расходомера.

2. БАЗОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ДВУХФАЗНОГО РАСХОДОМЕРА НА ОСНОВЕ ПАРЫ КОНИЧЕСКИХ СУ

Как отмечалось, простейшим двухфазным расходомером представляется комбинация пары различных СУ. За основу рассмотрения особенностей работы таких устройств взяты результаты наших экспериментальных исследований пары конических сужающих устройств с углом сужения 30° от большего диаметра $D_1 = 98$ мм до промежуточного диаметра $D_2 = 70$ мм и до малого диаметра $D_3 = 50$ мм с разными геометрическими размерами 98/70 и 70/50 мм [4, 9–11], которые использованы в бессепарационной системе диагностики трехфазных потоков нефть–вода–газ, показанной на рис. 1. Соотношение диаметров для обеих пар СУ одинаковое – 1.4. Во время экспериментов импульсные трубки дифференциальных манометров для измерения ΔP располагались на горизонтальных участках на расстояниях $D_1/2$, $D_2/2$ и $D_3/2$ от конусов СУ [10]. Перепады давления ΔP_1 , ΔP_2 и давления потока P измерялись соответственно преобразователями Сапфир-22МПС и Endress & Houser со стандартными выходными сигналами 4–20 мА и относительной точностью 0.25%.

Эксперименты были проведены во ВНИИР (г. Казань) на государственном эталоне многофазных потоков ГЭТ195-2011, который обеспечивал потоки имитатора нефти – эксоло $D100$ с плотностью 815.5 кг/м³ и кинематической вязкостью около 3.5 мм²/с при температуре около 293 К (20 °С), потоки пресной водопроводной воды и смесей эксоло и воды различных концентраций w с объемными расходами жидкостей Q_1 от 0.0055 до 0.0167 м³/с (от 20 до 60 м³/ч) и потоки сжатого до давления 0.5 МПа (5 бар) воздуха с объемными нормальными расходами Q_g от 0 до 0.0694 Нм³/с (от 0 до 250 Нм³/ч). Поскольку в нефтедобывающей отрасли принято измерение часовых объемных расходов в м³/ч и именно в них расходы компонентов задавались на стенде, в дальнейшем будем придерживаться этих единиц. Во время экспериментов стенд обеспечивал максимальные относительные погрешности $(\delta Q_1/Q_1)_{\max} \approx \pm 1\%$ и $(\delta \beta/\beta)_{\max} \approx \pm 1.5\%$, где $\beta = Q_g/(Q_1 + Q_g)$ – объемное расходное газосодержание. Стенд снабжен также стеклянной трубой с внутренним диаметром 100 мм для визуализации режимов течения многофазных потоков.

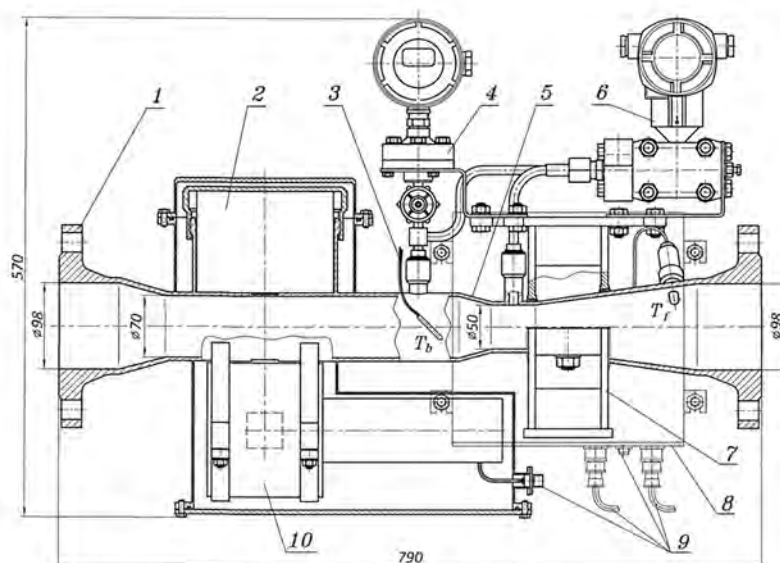


Рис. 1. Конструкция беспарационного трехфазного расходомера “нефть–вода–газ” горизонтальной ориентации DN 100: 1 – соединительный фланец, 2 – двухизотопный гамма-источник, 3 – платиновые датчики Pt1000 температуры потока T_f и корпуса T_b , 4 – датчик давления, 5 – сужающее устройство 70/50 мм, 6 – датчик перепада давления, 7 – крепежная рама, 8 – взрывобезопасный корпус электроники, 9 – разъемы датчиков, гамма-детектора, питание 24 В и Ethernet, 10 – спектрометрический гамма-детектор.

В качестве исходных данных использовался тот же пакет экспериментальных данных ОИЯИ, который упоминается в работах [3, 4, 9–11] и в приведенных там ссылках. В рамках этой статьи использованы результаты для потоков воды $Q_1 = 24, 32, 40, 48$ и $56 \text{ м}^3/\text{ч}$ и объемных газосодержаний β от 0 до 70%. Для уменьшения статистических погрешностей каждый набор экспериментальных данных проводился в течение 300 с [9, 10].

Для начала остановимся на относительно маловязких потоках вода–газ. В этом случае поведение пары представленных СУ различаются режимами течения двухфазных потоков и, следовательно, характеризуются различными гидродинамическими параметрами потоков. Кроме того, необходимо учитывать факторы трения и возможные кризисы гидравлического сопротивления в СУ [9–11]. Под кризисом будем понимать процесс, когда по мере роста газосодержания β измеренный перепад давления через СУ все более отстает от величины, определенной в соответствии с моделью, учитывающей усредненное истинное объемное газосодержание $\varphi = A_g / (A_1 + A_g)$, где A – площадь сечения.

Как отмечалось в [9, 10], при анализе полученных результатов обращает на себя внимание, прежде всего, существенное различие в поведении однофазных жидкостных и двухфазных потоков с газовой фракцией. Так, для потоков воды, эксолоа и их смесей величины P и ΔP

практически постоянны во времени t , а зависимости $\Delta P(Q^2)$ представляют собой линейную функцию.

Для потоков с газом наблюдались существенные колебания $P(t)$ и $\Delta P(t)$, причем чем больше объемное газосодержание β , тем выше амплитуда колебаний. Например, для потока вода–газ при $Q_1 = 32 \text{ м}^3/\text{ч}$, $P \approx 0.5 \text{ МПа}$ и $\beta = 60\%$ колебания давления составляли около $\pm 0.015 \text{ МПа}$ (0.15 бар). Относительные колебания на датчике перепада давления выше по сравнению с этой характеристикой для датчика давления. Однако найденная подходящая настройка параметров датчиков и измерительной электроники привели к практически одинаковым значениям усредненных по времени величин ΔP при последующих повторных измерениях при прочих равных условиях [9]. Следует отметить, что минимальное время усреднения сигнала ΔP составляло около 20 с, а результаты усреднений были практически одинаковыми при $\Delta t = 20$ с и $\Delta t = 200$ с [9–11].

Полученные экспериментальные данные для СУ 98/70 мм представлены на рис. 2 [11], где приведены усредненные измеренные величины $\Delta P(\beta)$ при различных расходах жидкости Q_1 . Анализ показывает, что все зависимости $\Delta P(\beta)$ аппроксимируются квадратичными парабололами со сравнительно небольшими максимальными относительными отклонениями (около $\pm 2\%$) от них большинства экспериментальных точек,

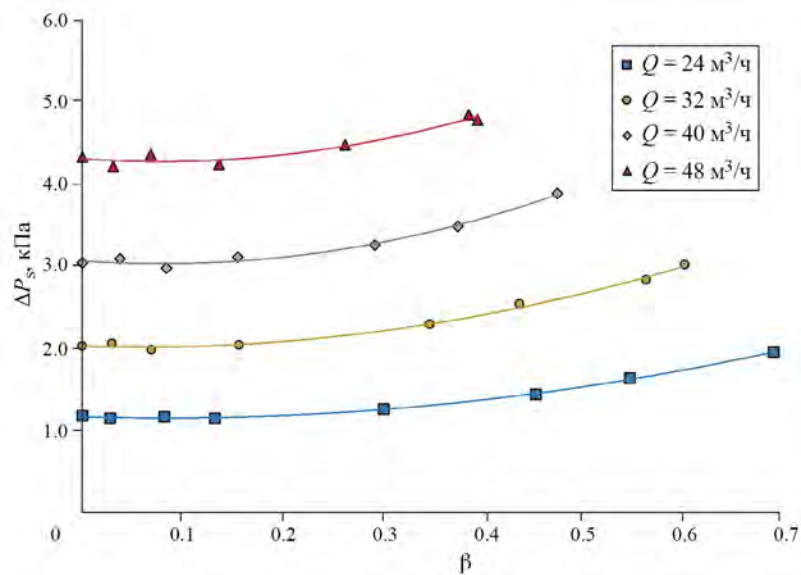


Рис. 2. Зависимости усредненных измеренных перепадов давления ΔP через сужающее устройство 98/70 мм от объемного газосодержания β при различных объемных расходах воды Q_1 и давлении 0.5 МПа (5 бар).

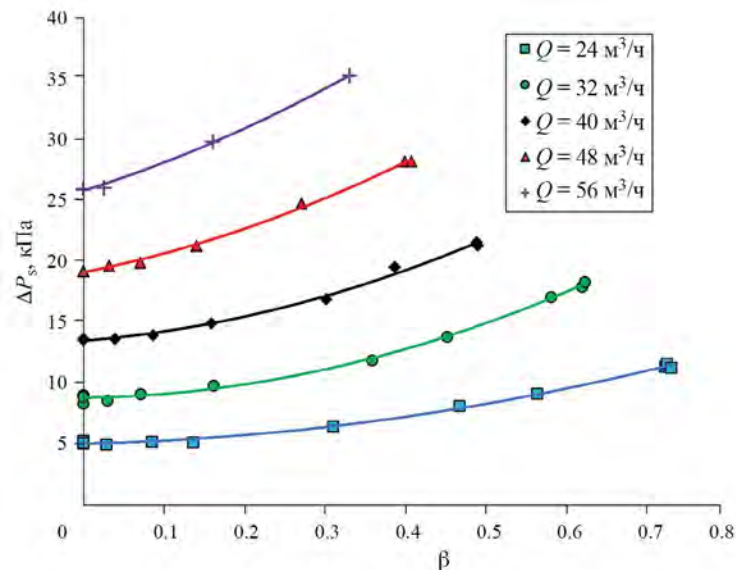


Рис. 3. Зависимости усредненных измеренных перепадов давления ΔP через сужающее устройство 70/50 мм от объемного газосодержания β при различных объемных расходах воды Q_1 и давлении 0.5 МПа (5 бар).

что можно считать довольно хорошим результатом для рассматриваемого случая.

Аналогичные результаты для СУ 70/50 мм представлены на рис. 3 [10].

Результаты экспериментальных исследований, представленные на рис. 2 и 3, показывают, что перепады давления для обоих СУ существенно различаются как по абсолютным величинам, так и по чувствительностям $d\Delta P/d\beta$ и $d\Delta P/dQ$, которые заметно выше для СУ 70/50 мм во всем диапазоне β . Покажем теперь, как можно использовать эти данные для достижения поставленной цели.

3. ПРЕДПОСЫЛКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕМНОГО ГАЗСОДЕРЖАНИЯ γ ПОСРЕДСТВОМ ПАРЫ СУ

Возможность определения объемного расходного газосодержания β на основе характеристик двух представленных СУ можно оценить, зная для них зависимости истинных объемных газосодержаний ϕ от массовых расходных газосодержаний $x = G_g/(G_g + G_l)$ при разных расходах потока. В свою очередь, такие зависимости можно оценить на основе приведенных выше экспериментальных данных или методики расчета массового расхода G двухфазного потока

жидкость—газ с помощью конического сужающего устройства с сечениями A_1 и A_2 , которая представлена, в частности, в работе [12] для гелия с относительно низкими вязкостями. В этой работе получено решение в виде $G = f(\Delta P, A_1, A_2, \rho, \rho_g, \rho_l, x, \varphi_1, \varphi_2)$, где ΔP – измеренный перепад давления через СУ, $\rho = \rho_g \varphi + \rho_l(1 - \varphi)$ – средняя плотность смеси. Однако использование подобного соотношения для решения поставленной задачи затруднено из-за отсутствия достоверных исходных данных, касающихся величин φ_1 и φ_2 для смеси вода—газ в сечениях СУ. Особенно это касается величины φ_2 в узком сечении, что также отмечено в [6]. В принципе, задачу можно упростить, если вместо φ_1 и φ_2 использовать некое среднее значение в СУ $\varphi = f(\varphi_1, \varphi_2)$, преобразовав соотношение для расхода G к виду [10, 11]

$$G = \xi[\Delta P \rho(\varphi)]^{1/2} \text{ или } Q = \xi[\Delta P / \rho(\varphi)]^{1/2}, \quad (1)$$

где $Q = G/\rho$ – суммарный объемный расход, $\xi = A_1 A_2 [2/(A_1^2 - A_2^2)]^{1/2}$ – геометрический параметр СУ, а поправочный коэффициент $K(G, \varphi)$, учитывающий влияние структуры двухфазного потока в работе [12], может быть принят равным единице, что характерно для гомогенизированных потоков в СУ, а для других режимов течения неточности такого выбора могут быть скомпенсированы при определении величины φ [11]. Однако, как показано в [10, 11], этот путь сравнительно непрост и требует дополнительной корректировки, обусловленной необходимостью учета трения и возможного кризиса гидравлического сопротивления в СУ.

В работе [11] представлена другая методика, основанная на коррекции гомогенной модели, когда $\varphi = \beta$. Суть ее состоит в том, что соотношение для определения суммарного объемного расхода двухфазной смеси вода—сжатый воздух представлено в виде

$$Q = \xi k(\text{Re})(\Delta P / C_{hc} \rho)^{1/2}. \quad (2)$$

Объемные расходы воды и газа определяются как

$$\begin{aligned} Q_l &= Q(1 - \beta), \\ Q_g &= Q\beta, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k = (1 + \lambda(\text{Re})\Upsilon\xi^2)^{-1/2}$ – фактор трения [13], $\lambda = 0.3164/\text{Re}^{1/4}$ – коэффициент трения по формуле Блазиуса, обоснованный в [10],

Υ – экспериментальный калибровочный параметр СУ, Re – число Рейнольдса, параметр Υ можно найти при калибровке СУ с водой [10] из соотношения $\Upsilon = \Delta P/\lambda\rho Q^2 - 1/\lambda\xi^2$, $C_{hc}(\beta) = \Delta P/\Delta P_h$ – корректирующий коэффициент, а $\Delta P_h = \rho(\beta)Q^2/(k^2\xi^2)$ – расчет по гомогенной модели с учетом трения, $\rho = \rho_g\beta + \rho_l(1 - \beta)$. В свою очередь величины β могут находиться по показаниям γ -плотномера, как это сделано в [9, 11].

Рассмотрим теперь зависимости корректирующих коэффициентов $C_{hc}(\beta)$. Так, для СУ 98/70 мм они представлены в [11], где показано, что величины C_{hc} слабо зависят от Q_1 и в первом приближении могут определяться усредненной кубической параболой:

$$C_{hc} = -1.563\beta^3 + 1.794\beta^2 - 1.213\beta + 0.972. \quad (4)$$

Как отмечено в [11], некоторые отличия коэффициентов $C_{hc}(\beta = 0)$ от единицы на величины около 2.8% объясняются неидеальной настройкой ΔP -датчика для СУ 98/70 мм в этой серии экспериментов, что приводит соответственно к систематическому завышению расходов воды Q_1 на довольно небольшую величину около 1.4% [11]. Скорректированная на значение 0.028 зависимость (4) для СУ 98/70 показана на рис. 4 нижней синей линией.

Поскольку зависимости $\varphi(x)$ для СУ 98/70 и СУ 70/50 мм существенно различаются [10] из-за различия режимов течения в них потоков вода—газ [4], то можно ожидать соответствующих различий и в поведении корректирующих коэффициентов C_{hc} . Анализ экспериментальных данных показал, что зависимости $C_{hc}(\beta)$ для СУ 70/50 мм также слабо зависят от Q_1 и могут определяться другой усредненной кубической параболой:

$$C_{hc} = -1.791\beta^3 + 1.354\beta^2 - 0.568\beta + 1.000. \quad (5)$$

Зависимость (5) тоже показана на рис. 4 верхней красной линией, откуда видно, что она располагается заметно выше синей кривой для СУ 98/70 мм.

Сравнительно универсальный вид обеих кривых $C_{hc}(\beta)$ объясняется двумя факторами: различием при одинаковых массовых расходах газосодержаниях x плотностей двухфазного потока, определяемых посредством величин φ или β , если используется гомогенная модель, и наличием или отсутствием реального кризиса

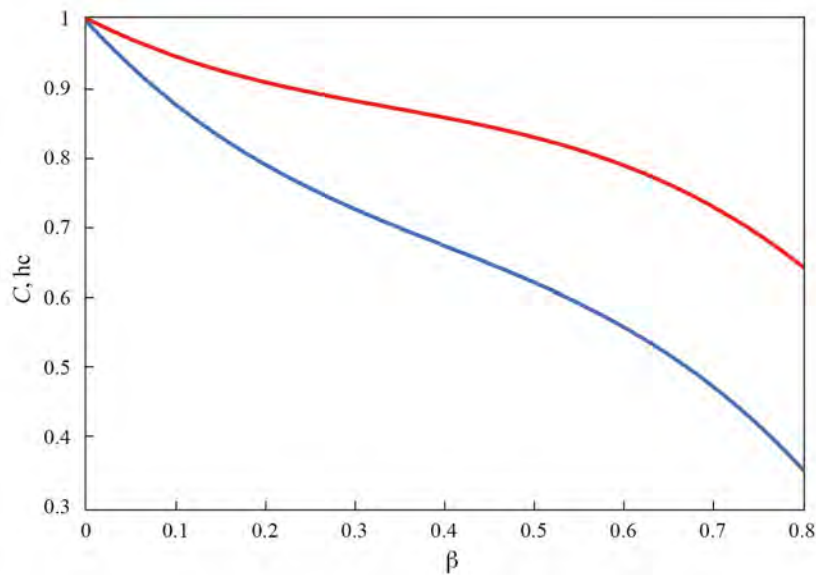


Рис. 4. Обобщающие зависимости корректирующих коэффициентов C_{hc} для СУ 98/70 (синяя кривая) и СУ 70/50 мм (красная кривая) от объемного газосодержания β двухфазных потоков вода–газ при давлении 0.5 МПа (5 бар).

гидравлического сопротивления, когда датчик перепада давления ΔP может показывать меньшее значение по отношению к расчету посредством альтернативной модели, учитывающей величины ϕ и ΔP_ϕ [10, 11].

Зная зависимости (4) и (5) для пары СУ, можно в принципе определить величину β без специального измерительного устройства. Покажем теперь, как это сделать.

4. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАСХОДОВ И ГАЗСОДЕРЖАНИЙ ДЛЯ МАЛОВЯЗКИХ ПОТОКОВ ВОДА–ГАЗ

Поскольку объемные расходы, найденные по соотношению (2), одинаковы для обоих СУ, то отношение перепадов давления выглядит как

$$\Delta P_s / \Delta P_b = (\xi_b k_b / \xi_s k_s)^2 (C_s / C_b), \quad (6)$$

где индексы “s” и “b” относятся к СУ с меньшим и большим геометрическими параметрами ξ соответственно, а $C_{hcs} = C_s$ и $C_{hcb} = C_b$. Анализ зависимостей факторов трения $k(\beta, Q_1)$, представленных в [10, 11] для обоих СУ, показывает, что их отношение $k_b/k_s \approx 1.05 \pm 0.01$ при изменении величин β и Q_1 в диапазонах от 0 до 0.7 и от 24 до 48 м³/ч соответственно. Поэтому соотношение (6) можно представить в виде

$$\Delta P_s / \Delta P_b = n(C_s / C_b), \quad (7)$$

где $n = (\xi_b k_b / \xi_s k_s)^2 \approx 4.3$. Частное от деления выражений (4) и (5) представляет собой квадратичную параболу $1 + \beta - a\beta^2$, что иллюстрирует рис. 5. Это позволяет оценить величину β из соотношения (7)

$$\beta = \frac{\left\{ 0.878 - [0.77 - 1.895(\Delta P_s / n \Delta P_b - 1)]^{1/2} \right\}}{0.948}, \quad (8)$$

которое при $\Delta P_s / \Delta P_b = 4.3$ дает $\beta \approx 0$, при $\Delta P_s / \Delta P_b = 5$ имеем $\beta \approx 0.21$, а при $\Delta P_s / \Delta P_b = 5.9$ величина $\beta \approx 0.59$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, показанными на рис. 2, 3. Пределы применения соотношения (8) по величине отношения перепадов давления $\Delta P_s / \Delta P_b$ составляют от 4.3 до 6.

Как показано в [10], при известной величине β для определения массового расхода воды в двухфазных потоках вода–газ вместо выражений (2) и (3) предпочтительнее использовать соотношение (9), полученное для СУ 70/50 мм, поскольку оно дает лучшие результаты: большинство отклонений G_1/G_1 не превышает $\pm 2\%$:

$$G_1 = (1 - x) \frac{\sqrt{2} A_1 A_2}{\sqrt{A_1^2 - A_2^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \lambda(\text{Re}) \gamma \xi^2}} \times \sqrt{\Delta P [\rho_g C_1 \beta + \rho_l (1 - C_1 \beta)]}, \quad (9)$$

где $\phi = C_1 \beta$, $C_1 = 0.8$ (квазигомогенная модель [10]), $x = [1 + (1 - \beta) \rho_l / (\rho_g \beta)]^{-1}$ [14], а массовый расход газа определяется как

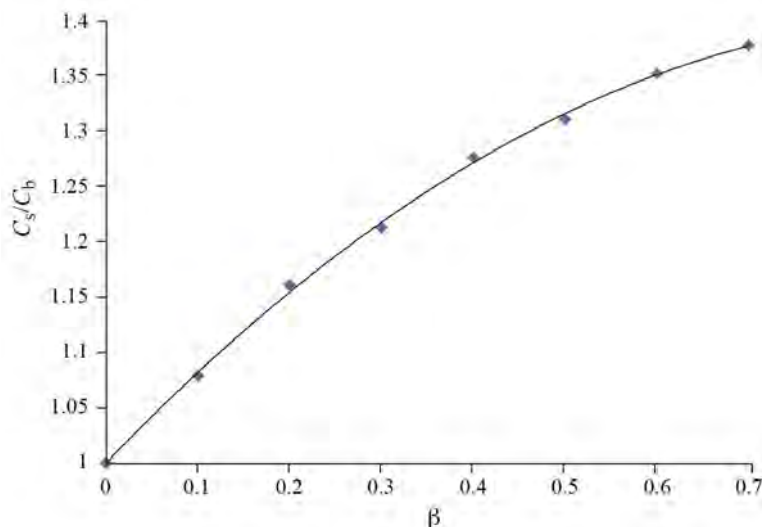


Рис. 5. Зависимость отношения корректирующих коэффициентов C_s/C_b от величины β .

Таблица 1. Результаты расчетов газосодержаний β_c по соотношению (8) и сравнение со стендовыми величинами β_{tb} для расхода воды $Q_1 = 40 \text{ м}^3/\text{ч}$

$\beta_{tb}, \%$	0	3.8	8.5	15.7	29.6	38	48.1
$\beta_c, \%$	2.8	9.0	4.3	9.9	29.8	61.5	77.4
$\beta_{tb} - \beta_c$	-2.8	-5.2	4.2	5.8	-0.2	-23.5	-29.3

$$G_g = G_1 x / (1 - x). \quad (10)$$

Такой подход возможен из-за приближенности режимов течения в СУ 70/50 мм к гомогенизированным структурам двухфазных потоков [10, 11], тогда как вероятность таких режимов в СУ 98/70 мм мала.

Отмеченная погрешность определения расходов по соотношению (9) получена для идеального случая, когда величины β принимаются равными показаниям экспериментального стенда. На практике они могут быть выше из-за реального разброса точек ΔP_s и ΔP_b , входящих в соотношение (8), и разброса данных от аппроксимирующих кривых на рис. 4. Некоторые результаты расчетов величин β_c предложенным способом по соотношению (8) и сравнение со значениями, заданными на испытательном стенде β_{tb} , представлены в табл. 1 в качестве примера при $Q_1 = 40 \text{ м}^3/\text{ч}$. Из этой таблицы следует, что в диапазоне $0 < \beta < 30\%$ расхождения $\beta_{tb} - \beta_c$ не превышают значения $\delta\beta = \pm 6\%$, а в конце диапазона разница составляет всего -0.2% , что может быть приемлемо в некоторых практических случаях для оценок величин β . Однако при $\beta > 30\%$ расхождения становятся весьма высокими, $\delta\beta > 20\%$. Качественно похожие результаты наблюдаются и при других расходах воды. Так, при $Q_1 = 32 \text{ м}^3/\text{ч}$

расхождения в диапазоне $\beta < 30\%$ получаются несколько меньшими и не превышают $\delta\beta = \pm 5\%$, а при $\beta_{tb} = 35.2$ и 44.2% расхождения увеличиваются до $\delta\beta = 9.7$ и 8.6% соответственно, однако при $\beta_{tb} = 57.1$ и 61% имеем $\delta\beta \approx -13\%$. В свою очередь, расхождения в определении величин β приводят к ошибкам при нахождении расходов воды по соотношению (9), и различие, например, в 10% ($\beta_{tb} - \beta_c = (50-40)\%$) приводит к расхождению плотностей и соответствующему существенному изменению массового расхода воды G_1 в 1.064 раза, или на 6.4% .

Таким образом, предложенный способ определения расходных характеристик потоков вода–сжатый воздух посредством соотношений (8), (9) и (10) на основе измеренных перепадов давления ΔP_s и ΔP_b может применяться лишь как индикативный вариант в сравнительно узком диапазоне содержаний газа $\beta \leq 30\%$ или несколько шире. В этом случае предпочтение при определении расходов следует отдавать показаниям СУ 70/50 мм, так как его чувствительность выше, чем СУ 98/70 мм, и дифференциальный датчик давления работает в более выгодном диапазоне измерений. Как отмечено в [4, 10, 11], расчеты по соотношениям (9) и (10) нужно проводить методом последовательных приближений, корректируя при необходимости фактор трения $k(\text{Re})$

Таблица 2. Результаты расчетов $Q_1(\Delta P)_\beta$ и $Q_2(\Delta P)_\beta$ при $\Delta P_1 = 3.32$ кПа, $\Delta P_2 = 17.13$ кПа и различных β

β	0	0.1	0.2	0.3	0.4
$Q_1(\Delta P)_\beta$	41.816	41.659	41.263	40.029	38.206
$Q_2(\Delta P)_\beta$	45.627	44.175	42.346	40.073	37.463
$\delta Q, \text{ м}^3/\text{ч}$	3.811	2.516	1.083	0.044	-0.743
$\delta Q/Q_2, \%$	8.35	5.70	2.56	0.11	-1.98

Таблица 3. Результаты расчетов $Q_1(\Delta P)_\beta$ и $Q_2(\Delta P)_\beta$ при $\Delta P_1 = 3.06$ кПа, $\Delta P_2 = 13.74$ кПа и различных β

β	0	0.0025	0.05	0.063	0.075	0.10
$Q_1(\Delta P)_\beta$	40.016	39.972	40.032	40.039	40.045	39.868
$Q_2(\Delta P)_\beta$	40.668	40.435	40.174	40.029	39.883	39.540
$\delta Q, \text{ м}^3/\text{ч}$	0.652	0.463	0.142	-0.01	-0.161	-0.327
$\delta Q/Q_2, \%$	1.60	1.145	0.353	-0.025	-0.406	-0.828

по мере уточнения расхода Q или G , что, однако, не всегда удобно.

Что касается повышения точности расчетов и удобства практического применения рассматриваемого метода посредством применения пары СУ, то для маловязких двухфазных потоков вода–газ предпочтение может быть отдано предлагаемому ниже аналогу на основе показаний датчиков перепада давления ΔP_1 и ΔP_2 и калибровочных характеристик обоих СУ, полученных на стенде, которые представлены на рис. 2, 3. Последовательность процедур при этом следующая. Сначала задаются исходные уравнения для каждого СУ вида

$$\Delta P_1 = a_1\beta^2 + b_1\beta + c_1 \text{ и } \Delta P_2 = a_2\beta^2 + b_2\beta + c_2$$

при расходах воды 24, 32, 40, 48 и 56 м³/ч. При необходимости для повышения точности расчетов шаг по расходу на стенде можно сужать, например, до $\Delta Q = 6$ м³/ч. Далее, зависимости $\Delta P_1(\beta)_Q$ и $\Delta P_2(\beta)_Q$ перестраиваются в координатах $Q - \Delta P$ при постоянных параметрах β и получаются необходимые системы уравнений вида $Q_1(\Delta P)_\beta$ и $Q_2(\Delta P)_\beta$, образующие соответственно для каждого СУ криволинейную сетку, внутри которой возможна линейная интерполяция с достаточной для практики точностью. При этом в диапазоне β от 0 до 0.15, где чувствительности СУ $d\Delta P/d\beta$ минимальны, шаг по $\Delta\beta$ целесообразно снизить до $\Delta\beta = 0.025$, а далее через $\Delta\beta = 0.05$ до значения $\beta = 0.2$, после чего $\Delta\beta = 0.1$.

Алгоритм нахождения необходимых величин Q и β поясним для идеального случая, когда, например, $\Delta P_1 = 3.32$ кПа и $\Delta P_2 = 17.13$ кПа, которые взяты из аппроксимирующих кривых на рис. 2, 3 при $Q_1 = 40$ м³/ч и $\beta = 0.3$. Расчеты с помощью

полученных сеток данных $Q_1(\Delta P)_\beta$ и $Q_2(\Delta P)_\beta$ начинались с $\beta = 0$, что дает величины $Q_1 \approx 41.8$ и $Q_2 \approx 45.6$ м³/ч. Сравнивая их, видно, что они не равны, в связи с чем делается следующая итерация и т. д. Результаты расчетов представлены в табл. 2, которая показывает, что минимальное расхождение $\delta Q = Q_2 - Q_1 \approx 0.044$ м³/ч или $\delta Q/Q_2 \approx 0.11\%$ достигается при $\beta = 0.3$, а при $\beta = 0.4$ знак δQ меняется на противоположный. Следовательно, при заданных ΔP_1 и ΔP_2 можно принять искомые величины по данным для СУ 70/50 мм: $Q_2 \approx 40.073$ м³/ч и $\beta \approx 0.30$, что очень хорошо согласуется с данными на рис. 2, 3. Средняя величина $Q = (Q_1 + Q_2)/2 = 40.052$ м³/ч дает дополнительное улучшение расчетов.

Пример другого идеального случая в диапазоне низкой чувствительности СУ при $\Delta P_1 = 3.06$ кПа, $\Delta P_2 = 13.74$ кПа, $Q_1 = 40$ м³/ч и $\beta = 0.05$ представлен в табл. 3, откуда можно получить результаты $Q \approx 40.034$ м³/ч = $(40.039 + 40.029)/2$ и $\beta \approx 0.063$ ($(0.05 + 0.075)/2$), что также очень хорошо согласуется с реперными параметрами: величины Q и β получены линейной интерполяцией.

Реальные результаты могут быть хуже из-за отклонений экспериментальных точек от аппроксимирующих кривых, и их можно получить на основе пар измеренных данных ΔP_1 и ΔP_2 при одинаковых β , с помощью которых построены графики на рис. 2, 3, и сравнить полученные расчетные значения Q_c и β_c с величинами, заданным стендом $Q_{\text{тб}}$ и $\beta_{\text{тб}}$. Такие результаты представлены в табл. 4 в качестве примера при $Q_1 = 24$ м³/ч.

Из табл. 4 следует, что метод сеток обеспечивает значительно лучшие результаты по сравнению с вариантом определения газосодержания β по соотношению (8). Так, в диапазоне $0 < \beta < 30\%$ абсолютная максимальная погрешность

Таблица 4. Результаты расчетов Q_1 и β с помощью метода сеток для случая минимального расхода воды $Q_{1b} = 24 \text{ м}^3/\text{ч}$

$\beta_{tb}, \%$	0	2.8	8.3	13.4	30.5	45.9	55.4	70.0
$\beta_c, \%$	0	0	6.3	10.0	32.0	50.0	51.0	65.0
$Q_{tb}, \text{ м}^3/\text{ч}$	24	24	24	24	24	24	24	24
$Q_c, \text{ м}^3/\text{ч}$	24.16	23.88	24.15	23.81	23.89	23.5	24.88	24.79

$\delta\beta = \beta_{tb} - \beta_c$ не превышает 3.4 %, а в диапазоне $30 < \beta < 70\%$ величина $\delta\beta$ не превышает $\pm 5\%$. Что касается относительных погрешностей $\delta Q/Q_{tb}$, то в диапазоне $0 < \beta < 30\%$ максимальная величина не превышает $\pm 1\%$ при $\beta_{tb} = 13.4\%$, а при $\beta = 55.4\%$ она составляет -3.7% . Можно отметить, что одна точка в начале диапазона при $\beta_{tb} = 0$ дает довольно высокое отклонение $\delta\beta = -7\%$, хотя и при $\delta Q/Q_{tb} = -1\%$, а в конце диапазона при $\beta_{tb} = 70\%$ для одной из точек получается почти идеальное совпадение: $\delta\beta = 0$ и $\delta Q/Q_{tb} = -0.7\%$. Такие показатели можно считать довольно хорошим результатом для этого простого метода определения Q_1 и β .

Что касается расчетов при $Q_{tb} = 32 \text{ м}^3/\text{ч}$, то результаты здесь примерно такие же, как для $Q_{tb} = 24 \text{ м}^3/\text{ч}$, но в более широком диапазоне $0 < \beta < 44.3\%$: $\delta\beta_{\max} \approx \pm 4\%$, $\delta Q/Q_{\max} < \pm 2\%$. Однако в конце диапазона эти величины возрастают до $\delta\beta_{\max} \approx \pm 8\%$ и $\delta Q/Q_{\max} \approx 6\%$ при $\beta = 0.57$ и $\beta = 0.61$, что можно отнести к худшим результатам: таких точек три.

При дальнейшем увеличении расхода воды до $Q_{tb} = 40 \text{ м}^3/\text{ч}$ картина в диапазоне $0 < \beta < 38\%$ выглядит похожей на результаты при $Q_{tb} = 32 \text{ м}^3/\text{ч}$: в основном $\delta\beta \approx \pm 2\%$, а $\delta\beta_{\max} = -4\%$ при $\beta = 38\%$, преимущественно $\delta Q/Q_{tb} < \pm 1\%$, а $\delta Q/Q_{\max} = -2.5\%$ при $\beta = 3.8\%$. Однако в конце диапазона погрешности составляют: $\delta\beta_{\max} \approx 8\text{--}13\%$ и $\delta Q/Q_{\max} = 5\text{--}7.5\%$ при $\beta = 48.1\%$, но таких точек, оцененных как наилучший результат, обнаружено две.

При максимальном расходе $Q_{tb} = 48 \text{ м}^3/\text{ч}$ погрешности не превышают $\delta\beta_{\max} \approx \pm 4\%$, величины $\delta Q/Q_{tb} < \pm 1\%$, а $\delta Q/Q_{\max} = -2.9\%$ при $\beta = 39.1$ и 40% .

Таким образом, число пар точек с хорошими или удовлетворительными результатами расчетов составляет около 84% (32 из 38 экспериментальных пар точек на рис. 2, 3), а предложенный метод сеток позволяет существенно улучшить метрологические характеристики двухфазного расходомера при работе с маловязкими потоками

вода–газ по сравнению с вариантом определения объемного газосодержания β с помощью соотношения (8). Помимо повышения точности расчетов дополнительное достоинство предложенного метода сеток состоит в непосредственном определении расхода воды Q_1 без влияния газосодержания β на результаты расчета Q_1 , что свойственно случаю применения соотношения (9). В свою очередь, необходимые сетки $Q_1(\Delta P)_\beta$ и $Q_2(\Delta P)_\beta$ должны определяться при калибровке каждого типового расходомера с номинальными диаметрами DN 100, DN 80 и/или DN 50.

5. ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ ПОВЫШЕННОЙ ВЯЗКОСТИ ЭКСОЛ-ГАЗ

Остановимся теперь на другом случае двухфазных потоков с газом, когда вязкость жидкости в несколько раз превышает вязкость воды. Такие экспериментальные данные для потоков эксол–газ представлены на рис. 6 для обоих СУ. На этом рисунке видно, что в отличие от аналогичных данных для потоков вода–газ, зависимости $\Delta P_1(\beta)_Q$ для СУ 98/70 мм стали неоднозначными при относительно низких расходах эксола Q_1 и в них появились минимумы по β , значения которых снижается от $\beta \approx 0.3$ при $Q_1 = 20 \text{ м}^3/\text{ч}$ до $\beta \approx 0.1$ при $Q_1 = 32 \text{ м}^3/\text{ч}$. Кроме того, это СУ может работать неустойчиво: при $\beta \approx 0.05$ и расходах $Q_1 = 20$ и $28 \text{ м}^3/\text{ч}$ перепады давления заметно превышают соседние значения при $\beta = 0$ и $\beta \approx 0.1$. Что касается СУ 70/50 мм, то для него тоже есть минимум $\beta \approx 0.2$ при минимальном расходе $Q_1 = 20 \text{ м}^3/\text{ч}$, а в диапазоне β от 0 до примерно 0.1 при $Q_1 \geq 28 \text{ м}^3/\text{ч}$ наблюдается зона нечувствительности при всех расходах эксола, когда $d\Delta P/d\beta \approx 0$.

Таким образом, применение метода для маловязких двухфазных потоков вода–газ, представленного выше, может быть неприемлемо для потоков эксол–газ во всем диапазоне исследованных расходов жидкости и газосодержаний. В связи с этим возникает необходимость использования одного из каналов γ -плотномер 2, 10, представленного на рис. 1, или другого

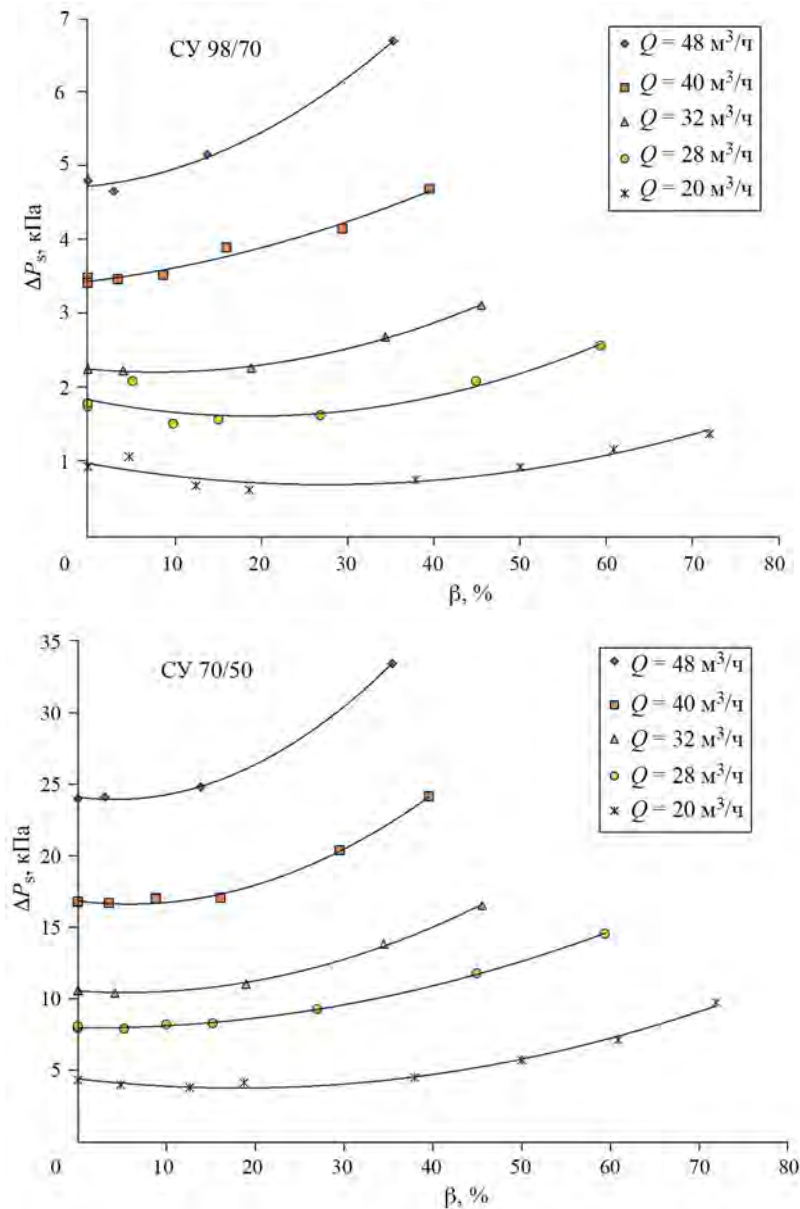


Рис. 6. Зависимости усредненных измеренных величин перепада давления ΔP через сужающие устройства 98/70 и 70/50 мм от объемного газосодержания β при различных объемных расходах эксол Q_1 и давления 0.5 МПа (5 бар).

устройства для определения средней плотности двухфазного потока, которое представлено ниже.

6. ДВУХФАЗНЫЕ ЖИДКОСТНЫЕ ПОТОКИ

Как показано в работах [10, 11], в случае двухфазных жидкостных потоков эксол–вода особенности режимов течения и их характеристик в обоих СУ состоят в том, что, в частности, корректирующие коэффициенты C_{hc} в выражении (2) равны единице. В этом случае соотношение (7), полученное из (2) для двухфазных жидкостных потоков при равных объемных

расходах Q , выглядит как $\Delta P_s / \Delta P_b = (\xi_b k_b / \xi_s k_s)^2$ при одинаковых величинах обводненности нефти $w = (\rho - \rho_o) / (\rho_w - \rho_o)$, где индексы “o” и “w” относятся к нефти и воде. Экспериментальные зависимости $\Delta P(Q^2)$ для СУ 70/50 мм представлены для наглядности на рис. 7, который заимствован из работы [3], а зависимости $\Delta P(Q^2)$ для СУ 98/70 мм качественно выглядят так же, но с другими наклонами прямых.

Из этих характеристик можно получить искомые отношения $\Delta P_s / \Delta P_b$, которые представлены в табл. 5 при различных Q_1 и w . Из табл. 5 следует, что отношение экспериментальных перепадов давления $\Delta P_s / \Delta P_b$ практически не чувствительно

Таблица 5. Отношения $\Delta P_s/\Delta P_b$ для СУ 98/70 (ΔP_b) и СУ 70/50 (ΔP_s) для жидкостных двухфазных потоков эскол-вода при разных Q и w и давлении 0.5 МПа (5 бар)

w	0 (эскол)	0.5	1 (вода)	$Q_1, \text{ м}^3/\text{ч}$
$\Delta P_s/\Delta P_b$	4.45	4.45	4.33	24
$\Delta P_s/\Delta P_b$	4.72	4.65	4.33	32
$\Delta P_s/\Delta P_b$	4.85	4.76	4.37	40
$\Delta P_s/\Delta P_b$	4.90	4.85	4.33	48

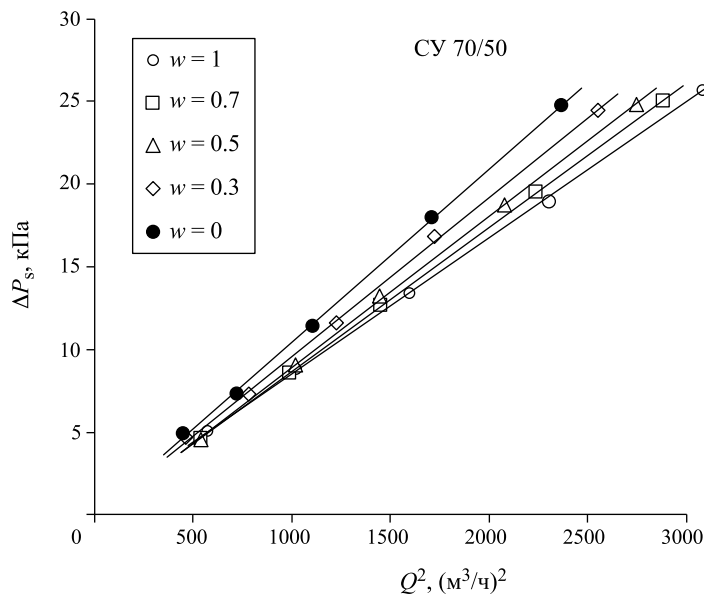


Рис. 7. Зависимости ΔP_s от квадрата расхода Q^2 для смеси эскол-вода в СУ 70/50 мм [3] при различных обводненностях w и давлении 0.5 МПа (5 бар).

к изменению обводненности w и Q_1 . Таким образом, кажущаяся возможность определения величины w из-за заметной разницы коэффициентов наклона в зависимостях $\Delta P(Q_1^2)_w = aQ_1^2 + b$ для обоих СУ при различных w представляется практически нереализуемой. Кроме того, на рис. 7 видно, что чувствительность такого способа при относительно низких расходах $Q_1 \leq 32 \text{ м}^3/\text{ч}$ представляется явно недостаточной. Поэтому для практической реализации измерений Q_1 и w тоже требуется устройство для определения средней плотности двухфазного жидкостного потока.

7. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ УНИВЕРСАЛЬНОГО ДВУХФАЗНОГО РАСХОДОМЕРА

Для практической реализации универсального двухфазного расходомера горизонтальной ориентации, работающего при любых упомянутых выше расходах Q_1 и компонентных составах β или w , в качестве основы можно использовать конструкцию, показанную на рис. 1, а в качестве измерителя средней плотности двухфазных

потоков применять, например, ^{137}Cs -канал γ -плотномер, как отмечено в работе [3]. В этом случае абсолютные погрешности определения β и w составляют $\delta\beta \approx \pm 2\%$ в диапазоне $0 \leq \beta \leq 70\%$ и $\delta w \approx \pm 1\%$ во всем диапазоне w от 0 до 100% [3]. Эти результаты получены на основе экспериментальных исследований на трехфазном стенде североморская нефть-газ-соленая вода фирмы TUV SUD NEL [15]. Однако применение γ -плотномеров в этом случае может быть не всегда оправданным, поскольку наряду с хорошей точностью они отличаются довольно непривлекательными массогабаритными характеристиками [3]. Кроме того, их использование требует оформления специальных документов уведомительного характера, хотя они относятся к пятому классу опасности радиоизотопных устройств, т.е. не представляют опасности для здоровья человека. Как отмечалось, в случае использования какого-либо плотномера расход Q целесообразно определять с помощью перепада давления ΔP на меньшем СУ из-за его большей чувствительности, а большее СУ применять для

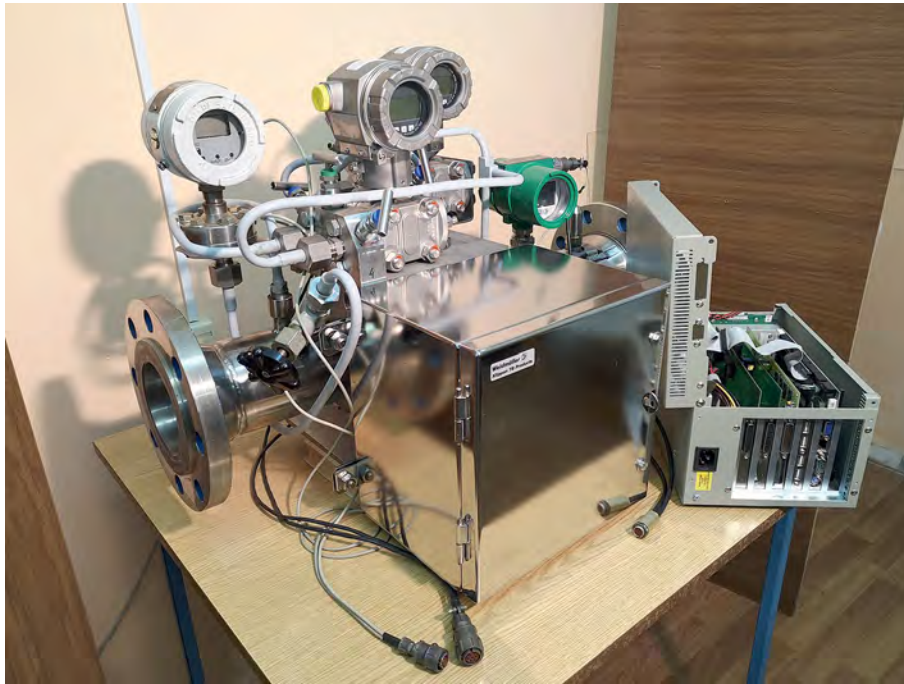


Рис. 8. Универсальный двухфазный расходомер DN 100: комбинация пары конических сужающих устройств 98/70 и 70/50 мм, камертонного плотномера 804 (справа от датчиков перепада давления), тонкопленочных датчиков температуры Pt1000 [17] и измерительной системы на базе промышленного компьютера (ПК).

предварительного ускорения двухфазного потока, как рекомендовано в работах [3, 10].

В предлагаемом варианте для определения величин β или w представляется целесообразным использовать вибрационный плотномер 804 камертонного типа [16] массой около 2 кг со стандартными выходными сигналами 4–20 мА или RS485, в котором частота колебаний чувствительного элемента – камертона обратно пропорциональна плотности среды в объеме, где он установлен. В соответствии с [16] погрешности определения плотности $\Delta\rho$ в нормальных условиях не превышают величины 1 кг/м^3 в пределах от 0 до 2000 кг/м^3 .

Такой плотномер установлен в конструкции разработанного и созданного двухфазного расходомера, который представлен на рис. 8. Плотномер 804 расположен в выходном конусе сужающего устройства после меньшего СУ 70/50 мм (рис. 1), а диаметр выходного сечения, где установлен плотномер 804, обоснован в [3] и составляет $D_{804} = 70 \text{ мм}$. В этом случае показания плотномера практически не зависят от расхода жидкости при всех расходах $Q_1 > 16 \text{ м}^3/\text{ч}$ из-за гомогенизации двухфазных потоков при сужении в СУ 98/70 мм и соответствующем росте массовой скорости $m = G/A$ [3]. Расположение чувствительного камертона плотномера 804

по высоте в нижней части диаметра $D = 70 \text{ мм}$ может быть определено экспериментально на стенде. По сравнению с γ -плотномером такой прибор в десятки раз легче по массе, он проще вводится в эксплуатацию и существенно дешевле γ -плотномера, использованного в [3, 9] для определения величин w и β . Кроме того, его показания не зависят от степени солёности воды, что свойственно емкостным высокочастотным датчикам плотности [3]. В случае двухфазных жидкостных потоков абсолютная погрешность определения w посредством плотномера 804 может быть принята равной величине $\Delta w \approx \pm 1\%$, что согласуется с погрешностью определения плотности $\Delta\rho \leq 1 \text{ кг/м}^3$, указанной в паспорте плотномера 804 [16], и проверено на нашем циркуляционном стенде на смесях компрессорное масло–солёная вода. В случае потоков жидкость–газ величину $\delta\beta$ можно в первом приближении принять такой же, как для γ -плотномера – $\delta\beta \approx \pm 2\%$ [3], что при необходимости может быть уточнено на стенде, например, ГЭТ195-2011, ВНИИР (г. Казань). Погрешность определения расхода жидкости может быть принята такой же, как для трехфазного расходомера эксол-вода–газ DN 100 [4]: относительные отклонения расчетов объемных расходов жидкости не превышают величины $\delta Q/Q_1 = \pm 3\%$ для 88% точек из 208-компонентных составов и расходов,



Рис. 9. Внешний вид макета двухизотопного γ -плотнмера DN 100 во время испытаний на стенде многофазных потоков ГЭТ195-2011, ВНИИР (г. Казань).

при этом $\delta Q/Q_1 \leq \pm 2\%$ для 74% точек в диапазонах $20 \leq Q_1 \leq 56 \text{ м}^3/\text{ч}$, $0 \leq \beta \leq 70\%$ и $0 \leq w \leq 100\%$.

Размеры двухфазного расходомера, показанного на рис. 8, следующие: внутренний диаметр 98 мм, длина (расстояние между фланцами) 725 мм, высота по датчику перепада давления 460 мм, масса с блоком электроники на базе промышленного компьютера во взрывозащитном корпусе 67 кг, расчетное давление 100 бар. Для негорючих веществ целесообразно использовать обычный корпус 6-слотового промышленного компьютера (ПК) [18], который также показан на рис. 8 с открытой крышкой. В 6-слотовом ПК установлены стандартная процессорная плата и платы собственного производства [18] для измерения температур, сигналов датчиков со стандартными выходными токами 4–20 мА (две двухканальные платы), плата 13-битного 8-канального цифро-аналогового преобразователя и при необходимости плата радиомодема. Связь с сервером осуществляется по Ethernet-кабелю посредством стандартного TCP/IP-протокола [19]. Дополнительная программа для реализации метода сеток посредством процессорной платы ПК написана на языке C⁺⁺.

При необходимости двухфазный расходомер, показанный на рис. 8, может быть трансформирован в горизонтальный трехфазный расходомер нефть–вода–газ. Для этого необходимо

к стандартному фланцу двухфазного расходомера присоединить блок имеющегося двухизотопного (^{137}Cs и ^{241}Am) γ -плотнмера длиной $L = 460$ мм с таким же фланцем [19] и профилирующей поток вставкой, выполненной согласно приведенной в [3] рекомендации – $D_\gamma = 70$ мм, а его соединение с процессорной платой ПК осуществить через разъем RS485. В этом случае сравнительно дешевый и точный плотномер 804 может служить в качестве источника дополнительной уточняющей информации [3]. Двухизотопный γ -плотномер показан на рис. 9, который заимствован из работы [19]. В настоящее время в нем используется γ -детектор на основе кристалла ВГО (германат висмута) [19]. Характеристики компонент трехфазного расходомера нефть–вода–газ горизонтальной ориентации представлены в [3, 4, 19].

8. ВЫВОДЫ

На примере многофазного расходомера с номинальным диаметром DN 100 показано, что для сравнительно маловязких двухфазных потоков жидкость–газ, например, вода–газ, расходомер горизонтальной ориентации можно создать на основе пары конических сужающих устройств со входным, промежуточным и узким диаметрами D_1 , D_2 и D_3 соответственно, различающимися

как $D_1/D_2 = D_2/D_3 = 2^{1/2}$. Для определения объемного расхода воды Q_1 и объемного расходного газосодержания β целесообразно использовать предложенный метод криволинейных сеток на основе экспериментальных калибровок обоих СУ вида $\Delta P(\beta)_0$ при постоянных Q_1 и пар измеренных перепадов давления ΔP_1 и ΔP_2 : погрешности $\delta Q/Q_1$ составляют в этом случае в основном от ± 1 до $\pm 3\%$ и $\delta\beta$ (абсолютная) – преимущественно от ± 2 до $\pm 4\%$ для 84% экспериментальных точек при расходах воды $24 \leq Q_1 \leq 48 \text{ м}^3/\text{ч}$ с предпочтительным диапазоном применения $0 \leq \beta \leq 50\%$. При этом величины $\delta Q/Q_1$ примерно в полтора раза выше по сравнению с традиционным определением расхода воды по соотношению (9) посредством СУ 70/50 мм в случае минимизации погрешности нахождения величин β на основе данных экспериментального стенда [10].

Для определения расходов и компонентных составов любых двухфазных горизонтальных потоков жидкость–газ таких как, например, экол/нефть–газ и вода–газ, а также жидкостных потоков, например, экол/нефть–вода, целесообразно использовать комбинацию камертонного плотномера 804 (для нахождения средней плотности потоков и компонентного состава) с парой конических СУ (рис. 1, 8), причем СУ больших размеров используется для предварительного ускорения потока, а СУ меньших размеров применяется в качестве источника основного сигнала ΔP для определения суммарного объемного расхода Q . В этом случае максимальные погрешности могут составлять: $\delta Q/Q_1 \approx \pm(2-3)\%$ (в случае минимизации погрешностей нахождения β и/или обводненности w [4]), $\delta\beta \approx \pm 2\%$ или $\delta w \approx \pm 1\%$ (по аналогии с γ -плотномером [3]).

Один из вариантов горизонтального трехфазного расходомера нефть–вода–газ DN 100 можно получить путем комбинации созданного универсального двухфазного расходомера (рис. 8) и двухфазного γ -плотномера (рис. 9) с ВГО- γ -детектором и профилирующей поток вставкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Atkinson I., Berard M., Hanssen B.-V., Segehal G.* // The 19-th International North Sea Flow Measurement Workshop. Oslo, Norwegian, 1999. P. 154.
2. *Babelli I.M.M.* // Proceedings of INC '97 - International Nuclear Conference. MINT. Bangi, Selangor, Malaysia, 1997. P. 465.
3. *Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М.* // ПТЭ. 2023. № 4. С. 132. <https://doi.org/10.31857/S0032816223030047> EDN: IRIZAW
4. *Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П.* // Тепловые Процессы в Технике. 2022. Т. 14. № 5. С. 225. <https://doi.org/10.34759/tpt-2022-14-5-225-240>
5. *Кормашова Е.Р., Елин Н.Н.* // Теплоэнергетика. 1999. № 2. С. 66.
6. *Елин Н.Н., Кормашова Е.Р.* Способ измерения массового расхода и массового паросодержания парожидкостного потока. Авт. Св. RU2164341С2.
7. *Вакулин А.А., Аксенов Б.Г., Тамосов А.В., Вакулин А.А.* // Вестник Тюменского государственного университета. 2012. № 4. С. 42.
8. Расходомер двухфазный ДФР-01. Руководство по эксплуатации КРАУ2.833.010РЭ, ООО НПФ “Вымпел”, Саратов, 2015.
9. *Filippov Yu.P., Filippov A.Yu.* // Flow Measurement and Instrumentation. 2019. V. 68. P. 101578. <http://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101578>
10. *Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П.* // Теплоэнергетика. 2022. № 5. С. 18. <https://doi.org/10.1134/S0040363622050010>
11. *Филиппов Ю.П., Филиппов А.Ю.* // Тепловые Процессы в Технике. 2021. Т. 13. № 3. С. 98. <https://doi.org/10.34759/tpt-2021-13-3-98-110>
12. *Filippov Y.P., Panferov K.S.* // Cryogenics. 2011. V. 51. P. 640. <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2011.09.013>
13. *Filippov Y.P., Panferov K.S.* // International Journal of Multiphase Flow. 2012. V. 41. P. 36. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.12.005>
14. Two-phase flow and heat transfer / Ed. by D. Butterworth and G.F. Hewitt, Oxford: University Press, 1977.
15. <https://www.tuvsud.com/en-gb/industries/chemical-and-process/flow-measurement>.
16. Плотномер 804. <https://www.piezoelectric.ru/Products/Densimeter804/>
17. *Микляев В.М., Филиппов Ю.П., Филиппов А.Ю.* // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. № 1(226). С. 27. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=42347863>
18. *Filippov Y.P., Romanov S.V., Panferov K.S., Sveshnikov B.N.* // Proceedings of the 22-th International Cryogenic Engineering Conf. (ICEC 22), Seoul, Korea, 2008. P. 419.
19. *Свешников Б.Н., Смирнов С.Н., Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П.* // Письма в ЭЧАЯ. 2021. Т.18. № 1(233). С. 58.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С СУБМИКРОННЫМ ДИАМЕТРОМ

© 2024 г. К. Н. Миньков^{a,*}, Д. Д. Ружицкая^a, О. В. Боровкова^{a,b}, С. В. Власов^a,
М. Л. Галкин^c, А. С. Амелькин^a, В. Е. Лобанов^a, И. А. Биленко^{a,b}

^aРоссийский квантовый центр

Россия, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

^cСколковский институт науки и технологий

Россия, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1

*e-mail: k.minkov@rqc.ru, k.n.minkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.06.2023 г.

После доработки 13.07.2023 г.

Принята к публикации 30.07.2023 г.

Разработана методика полностью автоматизированного производства оптического волокна с субволновым диаметром. Приведено подробное описание реализованной автоматизированной установки, позволяющей получать кварцевые волокна с рекордно малым диаметром перетяжки 400 нм, длиной растянутого участка до 100 мм и уровнем потерь в пропускании 0.4 дБ на длине волны 1550 нм. Воспроизводимость параметров волокон с заданной геометрией составляет $\pm 30\%$. Предложенная методика полностью автоматизированного производства позволяет существенно упростить и стандартизировать производство волоконно-оптических элементов с субволновым диаметром для создания эффективных элементов связи для оптических микрорезонаторов с гигантской добротностью, а также для изготовления субволновых волокон для задач оптической фильтрации и абсорбционной спектроскопии.

DOI: 10.31857/S0032816224020214 EDN: QRJWIW

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические волокна (ОВ) с субмикронным диаметром (subwavelength-diameter optical fiber, tapered fiber) — это оптические волокна с диаметром, близким или меньшим, чем длина волны распространяющегося в них излучения [1]. В зависимости от рабочих длин волн диаметр таких волокон варьируется от нескольких микрометров до десятков нанометров.

Преимущества и особенности субволновых ОВ позволяют успешно применять их в различных волоконно-оптических схемах и устройствах, где требуются короткие оптические пути, малые габариты и низкое энергопотребление [2]. Например, в работах [3, 4] была продемонстрирована эффективность субволновых ОВ для создания оптических соединений и различного рода разветвителей. В работе [5] при помощи

постепенного сокращения диаметра ОВ авторы уменьшали длину волны отсечки и добивались существенного ослабления мод высших порядков. Таким образом, субволновые ОВ могут обеспечивать эффективную фильтрацию мод высших порядков. Помимо этого, значительное выпадающее поле субволновых ОВ широко используется для создания чувствительных сенсоров наночастиц и молекул в приложениях абсорбционной спектроскопии [6, 7]. Образцы субволновых ОВ могут использоваться для управления шириной континуума [8].

В данной работе основное внимание уделено еще одному важному практическому приложению субволновых ОВ, а именно, волоконным элементам связи для оптических микрорезонаторов с модами типа шепчущей галереи (МШГ) [9–11]. Кристаллические микрорезонаторы

обладают малыми размерами и гигантской добротностью, превышающей 10^9 , что позволяет использовать их для эффективной реализации различных нелинейно-оптических и квантово-оптических процессов [12, 13], в том числе для генерации оптических частотных гребенок [14–17], используемых в различных областях науки и техники, включая спектроскопию, метрологию, астрофизику, телекоммуникации и многие другие [18–20]. Важно отметить, что использование субволновых ОВ является наиболее предпочтительным и широко распространенным способом для связи с кристаллическими микрорезонаторами [21], который позволяет достигать величины эффективности связи вплоть до 99.95%, т. е. ограниченной только поглощением в материале ОВ [10, 22]. С развитием фотоники и широким применением оптических высокодобротных микрорезонаторов из различных материалов и с разнообразной геометрией возникла необходимость изготовления большого количества субволновых ОВ с диаметром порядка 400 нм для эффективной связи за счет согласования пространственных мод. Таким образом, необходима разработка методик и коммерчески доступных установок, позволяющих получать субволновые ОВ с заданными техническими характеристиками.

Наиболее часто субволновые ОВ изготавливаются из стандартного одномодового ОВ, диаметр которого постепенно уменьшается с образованием перетяжки, а затем этот диаметр возвращается к стандартному размеру. На сегодняшний день известно множество установок для получения субволновых ОВ, различающихся типом нагревательного элемента, техникой и алгоритмом растяжения [23–27].

Наибольшей популярностью в данной области пользуются установки с газовыми горелками. Это связано с тем, что газовые горелки обладают высокой точностью управления температурой и скоростью растяжения, что позволяет получать волокна с заданными характеристиками и повторяемостью процесса. Кроме того, газовые горелки отличаются экономичностью в использовании, что также упрощает их использование в промышленном производстве.

Основной трудностью при изготовлении субволновых ОВ является одновременное получение всех требуемых характеристик. Достижению воспроизводимости параметров изготовленного

волокна препятствуют недостаточная стабильность и равномерность нагрева, приводящая к существенному разбросу параметров волокна, несовершенство методов контроля параметров *in situ*, а также шумы, вибрации и случайные ошибки, связанные с человеческим фактором. Конструкции предыдущих поколений установок позволяют получать волокна с диаметрами перетяжки порядка 3 мкм и коэффициентом пропускания 98% [23].

Стоит отметить, что существующие образцы коммерчески доступных приборов не могут изготавливать растянутые волокна с необходимым набором параметров и нужной степенью точности. Так, установки Fujikura FSM серии 100 ограничены геометрическими параметрами производимых тейперов и не обеспечивают строгую адиабатическую форму конусного перехода, что снижает эффективность связи. Taper station FTM - A от Lightcomm и установка GPX4200 от Thorlabs наиболее близки к требуемым характеристикам, но их высокая стоимость делает их труднодоступными для пользователей.

В данной работе предложена полностью автоматизированная и усовершенствованная установка для производства субволновых ОВ с заданными характеристиками на базе установки предыдущего поколения [23]. В новой установке:

- усовершенствована система подачи газа, что позволило добиться более равномерного и стабильного нагрева волокна;
- разработан новый способ тушения горелки, что предотвращает обрыв готового волокна;
- полностью автоматизирован и оптимизирован процесс вытяжки субволновых ОВ при помощи использования прецизионной юстировки направляющих, увеличения жесткости элементов установки, создания защиты от механических вибраций, обеспечения защиты от механического разрушения субволновых ОВ;
- усовершенствована и автоматизирована процедура контроля параметров ОВ при помощи разработки оригинального ПО.

Предложенные усовершенствования дают возможность получать на созданной установке широкий диапазон геометрических размеров субволновых ОВ: диаметр волокна варьируется от 400 нм до 90 мкм, а длина вытянутого участка может достигать 100 мм с обеспечением адиабатического перехода на всем растянутом участке.

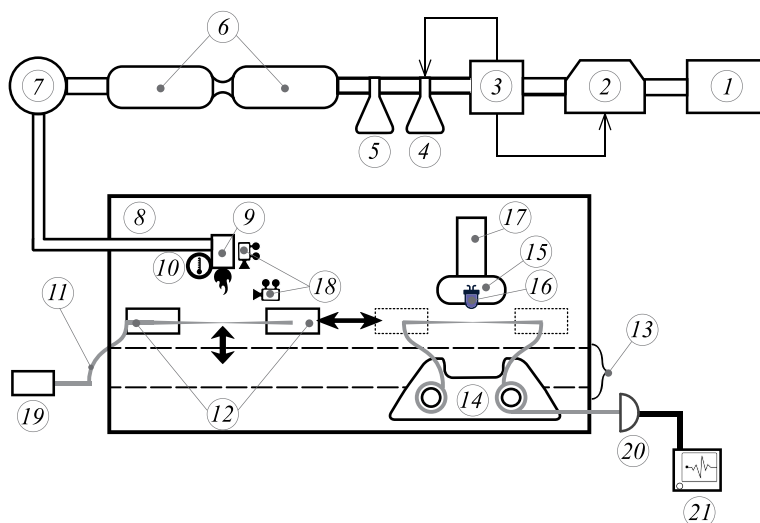


Рис. 1. Схема установки: 1 – блок питания, 2 – электролизер, 3 – барботер, 4 – водный затвор, 5 – этиловый затвор, 6 – осушители, 7 – регулятор расхода топливной смеси, 8 – оптическая плита, 9 – система управления пламенем, 10 – датчик контроля температуры, 11 – оптическое волокно (ОВ), 12 – система растяжения ОВ; 11, 13 – направляющие для перемещения ОВ, 15 – вилка для запекания растянутого волокна, 16 – ультрафиолетовые диоды для заклеивания ОВ, 17 – система подведения вилок; 14; 18 – система видеонаблюдения, 19 – непрерывный лазер, 20 – фотодетектор, 21 – осциллограф.

Модифицированная установка также позволяет существенно сократить время изготовления и обеспечивает высокую воспроизводимость характеристик субволновых ОВ: заданные значения диаметров перетяжки и оптического пропускания достигаются с точностью $\pm 30\%$.

2. УСТАНОВКА ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА СУБВОЛНОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Установка по растяжению ОВ состоит из трех функциональных систем: системы подачи топливной смеси, механической системы подвижек, осуществляющих автоматизированное перемещение и растяжение ОВ, и оптической системы для контроля параметров изготовленного субволнового ОВ. Схема установки показана на рис. 1.

Система подачи топливной смеси содержит в себе следующие элементы. Блок питания 1, служащий для поджига, тушения и отключения пламени, подключается к электролизеру ОГО ННО 2, состоящему из нескольких пар проводящих пластин и особо чистого электролита – водного раствора гидроксида калия (КОН) в объеме 100 мл. Благодаря использованию особо чистого электролита в гранулах КОН вместо химического чистого гидроксида калия, применявшегося в установке предыдущего поколения [23], достигается более высокая чистота

пламени. Образующаяся кислородно-водородная смесь подается в барботер 3. Барботер представляет собой сосуд, к которому снизу и сверху подключены два шланга для отделения пены от топливной смеси и предотвращения тушения пеной пламени. Пена стекает по нижнему шлангу обратно в электролизер 2, а полученная горючая смесь попадает в систему жидкостных затворов. Водный затвор 4 содержит в себе дистиллированную воду и является предохранителем установки от возгорания смеси, а затвор 5, содержащий очищенный этиловый спирт, позволяет очистить полученную кислородно-водородную смесь. После этого для удаления паров воды и спирта горючая смесь попадает в установленные друг за другом осушители 6, содержащие гранулы цеолита. После этого топливная смесь проходит через регулятор расхода газа 7 (клапан РРГ20), который позволяет контролировать расход газа с точностью до 0.1%, а следовательно, высоту и температуру пламени за счет установления порогового уровня потока смеси. К регулятору при помощи шланга подключается сопло, установленное в системе управления пламенем 9 на оптической плите 8. Система управления пламенем 9 содержит в себе датчик контроля температуры 10, а также систему поджига и тушения пламени. Для поджига используется высокочастотная дуга, через которую пропускается



Рис. 2. Внешний вид экспериментальной установки: 1 – увеличенное изображение системы высокочастотного поджига и тушения пламени сжатым воздухом, контроль процесса горения осуществляется при помощи термопары; 2 – внешний вид системы фиксации волокна в направляющей с регулировкой по 4 степеням свободы; 3 – увеличенное изображение системы полимеризации клея на изготовленном волокне, закрепленном на вилке.

ток силой 5 А, а для тушения – сжатый воздух, подаваемый через металлическую трубочку.

Механическая система осуществляет перемещение и растяжение ОВ 11 на оптической плите 8 при помощи программного управления прецизионными моторизованными подачами и состоит из двух функциональных частей: системы для растяжения ОВ (левая часть установки на рис. 1) и заклеивания растянутого ОВ (правая часть установки на рис. 1). Система растяжения ОВ 11 включает в себя две одинаковые подачи 12 с V-образными направляющими, которые имеют регулировку по четырем степеням свободы, расположены на одной оси и осуществляют растяжение волокна. Они устанавливаются в раму на третьей подаче, которая осуществляет возвратно-поступательные движения относительно неподвижного сопла, что обеспечивает равномерный нагрев участка волокна необходимой длины. Четвертая подача находится в системе управления пламенем 9 и осуществляет перемещение сопла к волокну, что позволяет производить поджиг и тушение пламени вдали от волокна, уменьшая вероятность его повреждения.

После получения необходимой геометрии ОВ вытянутая часть перемещается в правую часть установки на рис. 1, предназначенную для заклеивания растянутого ОВ, при помощи

направляющих 13 (перемещенные части показаны пунктирными линиями). Система заклеивания растянутого ОВ содержит в себе вилку 15, на которой при помощи клея фиксируется растянутый участок ОВ. Клей Norland optical Adhesive 65 наносится из инсулинового шприца. Вилка представляет собой П-образный универсальный держатель волокна, который применяется для удобной эксплуатации волокна при экспериментальной работе. Для подвода вилки служит система 17, позволяющая подвести вилку снизу растянутого волокна и зафиксировать его в специально изготовленной катушке 14. Затем ультрафиолетовые диоды 16 полимеризуют предварительно нанесенный клей. Далее катушка устанавливается в кейс для переноски, а волокно сворачивается в специальные катушки.

Для визуального контроля за процессом растяжения установка оснащена системой видеонаблюдения 18, состоящей из двух видеокамер. Первая расположена горизонтально и позволяет визуально контролировать растяжение или провисание ОВ. Вторая камера расположена вертикально над соплом и позволяет контролировать положение сопла относительно волокна. Волокно должно быть расположено сбоку от пламени, иначе струя пламени будет изгибать волокно.

Оптическая система установки необходима для наблюдения и контроля параметров ОВ. Она включает в себя непрерывный лазер VitaWave ECDL-15510RG с рабочей длиной волны 1550 нм 19, к которому подключены ОВ, фотодетектор Thorlabs DET01CFC/М 20 и осциллограф Keysight InfiniiVision DSO-X 2002A 21. Внешний вид установки представлен на рис. 2.

С целью увеличения воспроизводимости изготовления субволнового ОВ и уменьшения влияния внешних факторов установку рекомендуется устанавливать и использовать в чистой комнате класса ИСО-7, соответствующей стандарту ГОСТ Р ИСО 14644-1-2017.

3. МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ СУБВОЛНОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Для вытягивания волокна в данной работе используется одномодовое кварцевое оптическое волокно Thorlabs SM-28 ultra, которое работает в диапазоне длин волн от 980 до 1600 нм. Однако возможна работа и с другими видами волокна, такими как 980-HP и S600. Номинальный диаметр сердцевины выбранного волокна составляет 8 мкм, а диаметр оболочки 125 мкм. Выбор данного волокна обусловлен использованием лазерного излучения с длиной волны 1550 нм для связи с оптическими микрорезонаторами в ряде экспериментов и минимальным поглощением ОВ на данной длине волны.

Перед началом растяжения волокна проводятся следующие ручные операции: с части волокна, которая будет вытягиваться, удаляется защитная полимерная оболочка и проводится очистка зачищенного участка ОВ. После этого заготовка для перетяжки субволновых ОВ устанавливается в направляющие зажимных опор с регулируемым усилием. Свободные концы ОВ подключаются к лазеру и фотодетектору для контроля выходных параметров ОВ в процессе растяжения. Затем ОВ натягивается с помощью пошагового смещения подач до устранения провисания ОВ – натянутое ОВ должно быть параллельно поверхности оптической плиты. Контроль положения подач осуществляется при помощи системы видеонаблюдения.

Затем проводится юстировка системы растяжения. Для этого необходимо, чтобы ось волокна была коллинеарна направлениям движений подач, как показано на рис. 2. Волокно помещается

в канавку на отполированной направляющей и фиксируется при помощи креплений. Отклонения направления волокна фиксируются при помощи системы видеонаблюдения и устраняются при помощи регулировочных винтов. Необходимо также убедиться, что направления движения подвижек коллинеарны оси волокна. Измерение отклонения оси каждой подвижки проводится отдельно при помощи камер системы видеонаблюдения. Величина смещения волокна оценивается в программном пакете “GNU Image Manipulation Program” один раз, а затем проверяется при включении установки.

После подготовительных операций осуществляется поджиг пламени горелки при помощи программного управления. Для этого используется высокочастотная дуга, благодаря применению которой предотвращается осаждение любых частиц на установленном ОВ. На этом этапе необходимо проконтролировать следующие моменты: расход кислородно-водородной смеси должен быть установлен при помощи регулятора расхода на уровне 7.6 л/ч при диаметре сопла 0.4 мм. При таком расходе горючей смеси наблюдается минимальное устойчивое горение пламени без срыва и достигается необходимая для плавления кварца температура, контролируемая при помощи датчика температуры при высоте пламени 5.3 мм. После этого необходимо подвести пламя к установленному в подвижках ОВ таким образом, чтобы оно не искажало профиль изготавливаемого субволнового ОВ. Для этого необходимо подобрать высоту сопла относительно ОВ так, чтобы наблюдалось устойчивое растяжение ОВ. Таким образом, ОВ будет располагаться сбоку от пламени.

Последующие операции по растяжению ОВ происходят в автоматическом режиме, что позволяет уменьшить влияние человеческого фактора. Алгоритм растяжения ОВ работает следующим образом. При нагреве зачищенной части ОВ (его длина задается амплитудой качания рамы) подачи с закрепленным ОВ раздвигаются в противоположные стороны. Скорость и ускорение движения этих подач необходимо подбирать для предотвращения провисания или разрыва ОВ в процессе растяжения. Форма растянутого волокна задается законом изменения длины L нагреваемого участка в процессе растяжения [28]. Наиболее простым законом является линейный – $L(x) = L_0 + ax$, где L_0 – начальная длина нагреваемого участка, x – удлинение волокна

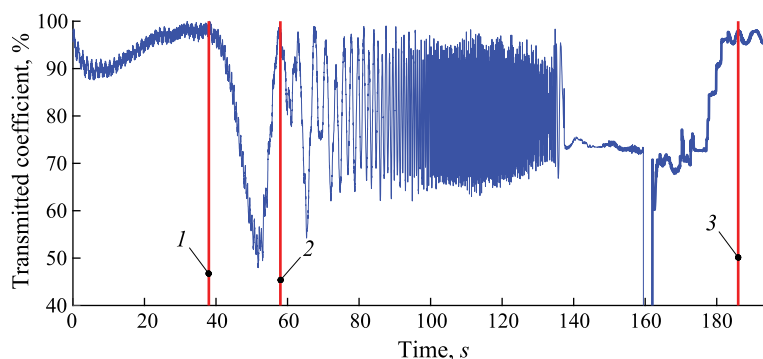


Рис. 3. Диаграмма зависимости коэффициента пропускания от времени вытягивания: 1 — начало нагрева ОВ, 2 — переход ОВ в многомодовый режим, 3 — окончание процесса растяжения.

на текущий момент, a — коэффициент качания. После серии проведенных испытаний для получения идеальной адиабатической формы перетяжки, которая требуется для обеспечения максимальной эффективности связи субволнового ОВ с микрорезонатором, были подобраны следующие оптимальные параметры: начальная длина нагреваемого участка — 2 мм, коэффициент качания — 0.01. Подачи при этом в начале раздвигаются с фиксированной скоростью 0.4 мм/с, а при дальнейшем нагреве и растяжении ОВ их движению добавляется ускорение 0.2 мм/с².

Имеется также возможность задавать произвольную форму перехода, как и диаметр и длину перетяжки, если применять соответствующий закон изменения длины нагреваемого участка $L(x)$.

Алгоритм вычисления $L(x)$ интегрирован в программу, управляющую процессом растяжения ОВ. Так, форму перехода можно задать такую, что сам переход будет оставаться адиабатическим, но его длина при этом будет минимально возможной. Впрочем, получить субволновое ОВ с такой формой перехода не вышло. Воспроизводимо ее удается получить для волокон с диаметром перетяжки порядка десятка мкм (скорость разъезда подач при этом фиксирована и равна 0.03 мм/с).

На протяжении всего процесса растяжения осуществляется контроль коэффициента пропускания ОВ. Для этого излучение от непрерывного лазера 19 (рис. 1) направлялось через установленное ОВ 11 (рис. 1) и регистрировалось при помощи фотодетектора 20 (рис. 1) и осциллографа 21 (рис. 1). Затем проводилась оценка эффективности передачи света через ОВ путем вычисления отношения амплитуды сигнала при отсутствии ОВ к амплитуде прошедшего через

ОВ излучения. Пример спектра пропускания ОВ при его растяжении показан на рис. 3. Здесь вертикальные линии обозначают следующие этапы растяжения: кривая 1 соответствует началу нагрева ОВ после его закрепления в направляющих. После этого начинается движение подач, и в сигнале пропускания начинают наблюдаться биения (кривая 2). В этот момент наблюдается характерная картина интерференции мод, указывающая на переход ОВ в многомодовый режим. Вытягивание волокна продолжается до тех пор, пока биения коэффициента пропускания не установятся на постоянном уровне (кривая 3). В представленном образце коэффициент пропускания составляет 98%, а время вытяжки занимает не более 3 мин.

После завершения процесса растяжения проводится отвод пламени и его тушение. Отвод пламени перед его тушением необходим для того, чтобы не повредить растянутое волокно малого диаметра. Нужно подчеркнуть, что благодаря такому технологическому решению удалось добиться сохранения неповрежденными субволновых ОВ с предельно малыми диаметрами перетяжек.

Затем нужно устранить провисание волокна под собственным весом, для этого необходимо подтянуть растянутое ОВ перед закреплением на вилке. Подтягивание волокна осуществляется минимально возможным перемещением одной из подач, контроль осуществляется при помощи измерения коэффициента пропускания ОВ.

На следующем этапе подвижки перемещаются по направляющим во вторую часть установки для заклеивания, включающую два ультрафиолетовых диода мощностью 3 Вт с рабочей длиной волны 360–365 нм. Данный этап позволяет закрепить полученное субволновое ОВ

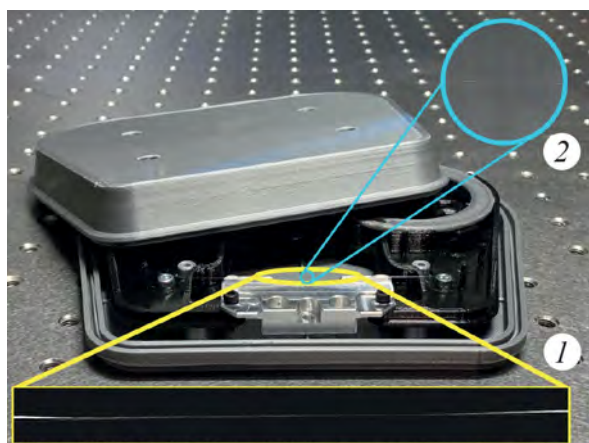


Рис. 4. Внешний вид кейса с вилкой, на которой закреплено изготовленное волокно: 1 – клейка вытянутой части волокна, полученная на электронном микроскопе Thermo Fisher Scientific Quattro S с увеличением 7000X, длина растянутой части 22 мм; 2 – фотография перетяжки растянутой части изготовленного волокна, полученная на электронном микроскопе Thermo Fisher Scientific Quattro S с увеличением 8000X, диаметр перетяжки составил 300 нм.

и предотвратить его повреждение. Затем волокно приклеивается к держателю и убирается в защитный кейс, показанный на рис. 4.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты работы установки показывают значительное улучшение качества полученных образцов субволновых ОВ при одновременном уменьшении времени производства. Для оценки характеристик и качества волокон был использован электронный микроскоп Thermo Fisher Scientific Quattro S. Результаты измерений профиля изготовленного субволнового ОВ представлены на рис. 4. Оптическое волокно имеет адиабатический переход к центру перетяжки, обеспечивающий коэффициент пропускания не менее 90%. Полученные образцы растянутого ОВ были исследованы на интерференционном микроскопе, который показал, что среднее значение шероховатости RMS (Root Mean Squared) составляет около 1 нм. Кроме того, на установке возможно получение субволнового ОВ в широком диапазоне геометрических размеров: диаметр волокна варьируется от 90 мкм до 400 нм, а длина вытянутого участка может достигать 100 мм с обеспечением адиабатического перехода на всем растянутом участке.

Также стоит отметить, что предложенная установка обеспечивает воспроизводимость характеристик субволнового ОВ. Стабильность

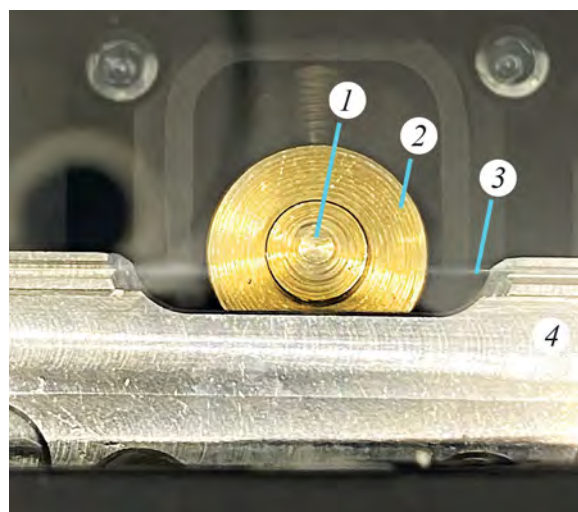


Рис. 5. Резонатор из BaMgF_4 с прецизионно подвешенным при помощи вилки изготовленным волокном: 1 – микрорезонатор, 2 – держатель микрорезонатора, 3 – вилка с изготовленным волокном 4.

и высокая точность параметров работы установки позволяют получить заданные значения диаметров перетяжки и оптического пропускания с точностью $\pm 30\%$. Данные показатели стали возможными благодаря конструктивным изменениям установки за счет полной автоматизации процесса вытяжки, увеличения жесткости элементов установки и защиты от вибраций. Прецизионная юстировка направляющих позволила значительно увеличить величину пропускания изготовленных волокон, а также дала возможность натягивать волокно без разрыва. Модернизация системы подготовки кислородо-водородной смеси также положительно отразилась на стабильности пламени и ламинарности потока. Автоматизация системы тушения горелки позволила получать минимальные диаметры перетяжки волокна в несколько сотен нанометров вместо нескольких микрометров. Дополнительно разработанный герметичный кейс (рис. 3) для упаковки субволнового ОВ обеспечивает безопасную транспортировку волокна.

Геометрия субволнового ОВ, полученная на описанной автоматизированной установке, обладает необходимой жесткостью для минимизации влияния электрического заряда на созданные на основе субволнового ОВ элементы связи с оптическими микрорезонаторами МШГ, что является необходимым условием для обеспечения эффективной стабильной связи с микрорезонатором. На рис. 5 показан микрорезонатор с МШГ, изготовленный из кристалла BaMgF_4 ,

с радиусом образующей 600 мкм и добротностью $Q = 5 \cdot 10^8$. Для возбуждения МШГ используется источник излучения с рабочей длиной волны 1550 нм, а изготовленное субволновое ОВ подводится при помощи вилки. При этом достигается эффективность связи с микрорезонатором, равная 90%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная в данной работе полностью автоматизированная усовершенствованная установка для производства оптических волокон с субмикронным диаметром позволила значительно сократить время производства и повысить качество изготавливаемых волокон. Достигнутый широкий диапазон параметров изготавливаемых волокон, а также высокая степень их воспроизводимости позволяют существенно расширить диапазон применений волокон с субмикронным диаметром для решения актуальных прикладных и научных задач, в том числе и для создания эффективных элементов связи с высокодобротными оптическими микрорезонаторами с различной геометрией.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ВНИИОФИ (срп.vniiofi.ru) и ЦКП “Визуализации высокого разрешения” Сколтеха (<https://www.skoltech.ru>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 20-12-00344).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tong L., Zi F., Guo X., Lou J.* // Opt. Comm. 2012. V. 285. P. 4641. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.07.068>
2. *Tong L., Gattass R.R., Ashcom J.B., He S., Lou J., Shen M., Maxwell I., Mazur E.* // Nature. 2003. V. 426. P. 816. <https://doi.org/10.1038/nature02193>
3. *Tong L., Lou J., Gattass R.R., He S., Chen H., Liu L., Mazur E.* // Nano Lett. 2005. V. 5. P. 259. <https://doi.org/10.1021/nl0481977>
4. *Sumetsky M.* // Opt. Lett. 2006. V. 13. P. 3240. <https://doi.org/10.1364/OL.31.003420>

5. *Donlagic D.* // J. Light Technol. 2006. V. 24. P. 3532. <https://doi.org/10.1109/JLT.2006.878497>
6. *Lou J., Tong L., Ye Zh.* // Opt. Express. 2005. V. 13. P. 2135. <https://doi.org/10.1364/OPEX.13.002135>
7. *Warken F., Vetsch E., Meschede D., Sokolowski M., Rauschenbeutel A.* // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 11952. <https://doi.org/10.1364/OE.15.011952>
8. *Kobisev S.M., Kukarin S.V., Fateev N.V.* // Quantum Electronics. 2002. V. 32. P. 11. <https://doi.org/10.1070/QE2002v032n01ABEH002117>
9. *Matsko A.B., Ilchenko V.* // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2006. V.12. P. 3. <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2005.862952>
10. *Городецкий М.Л.* Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. Москва: Физматлит, 2011.
11. *Savchenkov A.A., Matsko A.B., Ilchenko V.S., Maleki L.* // Opt. Exp. 2007. V. 15. P. 6768. <https://doi.org/10.1364/OE.15.006768>
12. *Strekalov D.V., Marquardt C., Matsko A.B., Schweffel H.G.L., Leuchs G.* // J. Opt. 2016. V. 18. P. 123002. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/18/12/123002>
13. *Lin G., Coillet A., Chembo Y.K.* // Adv. Opt. Photon. 2017. V. 9. P.828. <https://doi.org/10.1364/AOP.9.000828>
14. *Del'Haye P., Schliesser A., Arcizet O., Wilken T., Holzwarth R., Kippenberg T.J.* // Nature. 2007. V. 450. P. 1214. <https://doi.org/10.1038/nature06401>
15. *Kippenberg T.J., Holzwarth R., Diddams S.A.* // Science. 2011. V. 332. P. 555. <https://doi.org/10.1126/science.1193968>
16. *Herr T., Brasch V., Jost J.D., Wang C.Y., Kondratiev N.M., Gorodetsky M.L., Kippenberg T.J.* // Nat. Phot. 2014. V. 8. P. 145. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.343>
17. *Pasquazi A., Peccianti M., Razzari L., Moss D.J., Coen S., Erkintalo M., Chembo Y.K., Hansson T., Wabnitz S., Del'Haye P., Xue X., Weiner A.M., Morandotti R.* // Physics Reports. 2018. V. 729. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.08.004>
18. *Udem T., Holzwarth R., Hänsch T.* // Nature. 2002. V. 416. P. 233. <https://doi.org/10.1038/416233a>
19. *Fortier T., Baumann E.* // Commun. Phys. 2019. V. 2. P. 153. <https://doi.org/10.1038/s42005-019-0249-y>
20. *Sun Y., Wu J., Tan M., Xu X., Li Y., Morandotti R., Mitchell A., Moss D.J.* // Adv. Opt. Photon. 2023. V. 15. P. 86. <https://doi.org/10.1364/AOP.470264>
21. *Spillane S.M., Kippenberg T.J., Painter O.J., Vahala K.J.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 043902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.043902>
22. *Righini G.C., Dumeige Y., Féron P., Ferrari M., Nunzi Conti G., Ristic D., Soria S.* // Riv. Nuovo Cim. 2011. V. 34. Iss. 7. P. 435. <https://doi.org/10.1393/ncr/i2011-10067-2>

23. *Ivanov A.D., Min'kov K.N., Samoilenko A.A.* // *J. Opt. Technol.* 2017. V. 84. P. 500.
<https://doi.org/10.1364/JOT.84.000500>
24. *Иванов А.Д., Миньков К.Н., Самойленко А.А.* // *Оптический журнал.* 2017. Т. 84. С. 86.
25. *Dimmick T.E., Kakarantzas G., Birks T.A., Russell P.St.J.* // *Appl. Opt.* 1999. V. 38. P. 6845.
<https://doi.org/10.1364/ao.38.006845>
26. *Shi L., Chen X., Liu H., Chen Y., Ye Z., Liao W., Xia Y.* // *Opt. Express.* 2006. V. 14. P. 5055.
<https://doi.org/10.1364/OE.14.005055>
27. *Hoffman J.E., Ravets S., Grover J.A., Solano P., Kordell P.R., Wong-Campos J.D., Orozco L.A., Rolston S.L.* // *AIP Adv.* 2014. V. 4. P. 067124.
<https://doi.org/10.1063/1.4879799>
28. *Birks T.A., Li Y.W.* // *J. Light Technol.* 1992. V. 10. № 4. P. 432.
<https://doi.org/10.1109/50.134196>

ПОЛИРОВАННОЕ ВОЛОКНО КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ДЛЯ СВЯЗИ С МИКРОРЕЗОНАТОРОМ С МОДАМИ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

© 2024 г. Д. Д. Ружицкая^a, А. К. Воробьев^a, Н. А. Капридов^a,
А. А. Самойленко^b, К. Н. Миньков^{a,*}

^aРоссийский квантовый центр

Россия, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1

^bВсероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений

Россия, 119361, Москва, Озерная ул., 46

*e-mail: k.minkov@rqc.ru

Поступила в редакцию 08.06.2023 г.

После доработки 04.07.2023 г.

Принята к публикации 27.07.2023 г.

Предложена методика создания элемента связи для микрорезонатора с модами типа шепчущей галереи на основе полированного оптического волокна, не требующая использования дорогостоящих компонентов и технологий. Продемонстрировано, что предложенный элемент связи обеспечивает эффективность передачи излучения вплоть до 30%, а также позволяет управлять состоянием поляризации излучения на входе в микрорезонатор.

DOI: 10.31857/S0032816224020223 EDN: QRJQDK

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет интерес к использованию диэлектрических микрорезонаторов с модами типа шепчущей галереи (МШГ) в оптике непрерывно растет. Этот интерес обусловлен уникальными свойствами излучения, которые обеспечивают МШГ, такими как сверхмалая ширина линии излучения, высокая плотность и интенсивность энергии, а также возможность сверхточного детектирования и генерации оптических частотных гребенок [1–3].

Возбуждение мод внутри микрорезонатора осуществляется за счет когерентного спадающего поля, которое обеспечивает передачу излучения от элемента связи к микрорезонатору [4, 5]. По результатам многочисленных экспериментов установлено, что наиболее эффективными элементами связи для кристаллических микрорезонаторов являются преломляющие призмы [6], растянутые волокна [7], полированные под углом волокна [8, 9], планарные волноводы [10] и сошлифованные к сердцевине волокна [11]. Выбор конкретного элемента связи зависит

от ряда факторов: необходимой величины эффективности связи, показателя преломления, дисперсии, геометрии и размеров микрорезонатора, разницы постоянных распространения излучения в элементах связи и моде микрорезонатора, а также взаимном расположении компонентов [4, 12]. Изучение этих параметров является важным направлением исследований, которые помогут оптимизировать доставку света в МШГ и сделать взаимодействие с внешними оптическими элементами более эффективным.

В технических приложениях использование различных типов оптического волокна для связи считается более надежным, чем применение призмы в качестве элемента связи [8, 12, 13]. Это связано с тем, что использование призмы требует введения в систему дополнительных элементов коллимационной оптики, что загромождает установку. Кроме того, при использовании призмленного элемента связи сложно обеспечить выполнение условия фазового синхронизма, необходимого для эффективной связи с модами микрорезонатора [4, 14]. Современные элементы связи на основе планарных волноводов лишены

этих недостатков [4, 10, 15]. Они открывают широкие возможности для интеграции элементов с микрорезонаторами с МШГ в устройства фотоники, являются компактными и простыми в использовании. Однако общий недостаток применения таких волноводных элементов связи — это большие потери излучения, что ограничивает применимость этого вида связи для исследования квантово-оптических эффектов [4, 10].

Элементы связи на основе оптического волокна имеют ряд преимуществ перед всеми другими типами систем связи. Оптоволокно обладает низкими потерями излучения при распространении, компактностью, а также оно позволяет управлять излучением при помощи стандартных компонентов [3–5, 7, 8, 11, 16]. Существует несколько типов элементов связи на основе оптоволокон, которые различаются по эффективности связи и стабильности: сошлифованные до сердцевины волокна, растянутое и полированное под углом оптоволокно. Среди этих элементов связи наименьшее распространение имеет сошлифованное до сердцевины волокно [4, 11, 16]. Такой элемент связи представляет собой оптоволокно с удаленной до сердцевины оболочкой, закрепленное в специальной подложке [4]. Из-за трудоемкости изготовления такого элемента связи он почти полностью замещен растянутыми [7] или полированными под углом волокнами [8, 9]. Наибольшей эффективностью связи обладает растянутое оптическое волокно, при котором достигается эффективность связи 99.95%, она ограничена только поглощением оптоволокон, линия связи при этом не прерывается [4, 5, 16]. Однако такой подход имеет недостатки, связанные с чувствительностью растянутого волокна к внешним условиям, изгибам и физической нагрузке [16], а также со сложностью в изготовлении и необходимостью использовать специальное оборудование для его изготовления [17].

Полированные под углом волокна, которые представляют собой гибриды призмы и волновода, являются более стабильными и компактными, чем растянутые волокна, они обеспечивают низкие потери при передаче сигнала (до 6 дБ на длине волны 1.55 мкм) и высокую стабильность связи [8, 9]. Они также обладают низким уровнем фазовых шумов и высокой температурной стабильностью [18, 19]. При использовании волокна с сохранением поляризации такие

элементы связи позволяют точно настраивать поляризацию оптического излучения, что является полезным свойством в коммерческих оптических устройствах. Комбинация этих качеств в сочетании с простотой изготовления и применения делает такой вид связи привлекательным в приложениях высокопроизводительных систем связи и радиолокации, метрологии, спектроскопии, а также при исследовании квантово-оптических и нелинейных эффектов.

В данной статье представлен новый простой способ изготовления полированного волокна, который позволяет упростить конструкции устройств и изготавливать элементы связи в производственных условиях без использования дополнительных дорогостоящих компонентов. Оценена эффективность связи полированного волокна и микрорезонатора с МШГ. Важным результатом является впервые продемонстрированная возможность управлять состоянием поляризации лазерного излучения перед его вводом в микрорезонатор с МШГ, что может быть полезным для различных областей фотоники, включая высокоточные сенсорные устройства и метрологию.

2. МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПОЛИРОВАННОГО ВОЛОКНА

Для изготовления полированного волокна применялся адаптированный метод полировки с помощью абразивных листов. Ниже приведено подробное описание установки и этапов изготовления полированного под углом волокна.

2.1. Подготовка оптического волокна

Для изготовления полированного волокна в работе используется стандартное одномодовое волокно SMF-28 с диаметром оболочки 125 мкм и диаметром сердцевины 9 мкм, покрытое полимерной оболочкой и работающее на длине волны 1550 нм. Сначала патч-корд разрезается на две половины, каждая из которых становится заготовкой для элемента связи. Затем конец волокна очищается от полимерной оболочки на определенную длину и устанавливается в специальный корпус. В качестве корпуса элемента связи используется полый стержень из медицинской иглы со спиленным острием. Волокно устанавливается в корпус-держатель и зачищается до кварцевой отражающей оболочки на длину,

позволяющую оставить 1–1.5 см с учетом допуска на скалывание торца. После этого торец волокна скалывается, а оставшийся конец заготовки подключается к источнику излучения для проверки выходящего из торца волокна излучения. В результате должен получаться плоскопараллельный пучок света.

2.2. Установка для полировки оптического волокна

Приспособление для полировки оптоволоконно показано на рис. 1. Оно представляет собой коромысло, собранное из стандартных деталей и следующих специальных элементов:

- опора 2 – клиновидный элемент, который может быть установлен на любой ровной поверхности, она служит точкой опоры для вращающегося коромысла,
- ось 3 – ответная деталь опоры, имеющая торец с канавкой для удержания верхней кромки опоры, а также отверстие, к которому крепятся подвижные части коромысла,
- держатель волокна 6 – пластинка с отверстием для крепления к коромыслу, одна из граней держателя имеет срез, угол которого соответствует углу полировки оптоволоконна Φ . В представленной работе этот угол определяется условием согласования фаз, его величина обеспечивает максимальную эффективность связи с МШГ [8]:

$$\Phi = \arcsin(n_{\text{res}} / n_{\text{fiber}}) = 73.4^\circ,$$

где $n_{\text{res}} = 1.41$ – показатель преломления микро-резонатора из фторида магния, $n_{\text{fiber}} = 1.47$ – показатель преломления оптоволоконна.

Представленное на рис. 1 коромысло имеет два устойчивых положения: противовес 1 опущен на стол, держатель волокна 6 опущен на стол. Для достижения этих положений проводится балансировка противовеса таким образом, чтобы сила прижима оптического волокна к столу была минимальной.

Процесс полировки начинается с зачистки конца волокна и его пропускания через направляющую трубку 5, как показано на рис. 1. Затем зачищенный конец волокна приклеивается к подготовленной на держателе из алюминиевого скотча клейкой поверхности 7, как показано на рис. 2. Далее зачищенная часть волокна

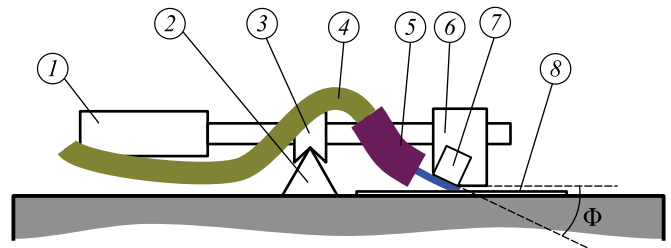


Рис. 1. Приспособление для изготовления полированного волокна: 1 – противовес, 2 – опора, 3 – ось, 4 – оптическое волокно, 5 – направляющая трубка, 6 – держатель оптического волокна, 7 – алюминиевая подложка, 8 – абразивный лист, Φ – угол полировки.

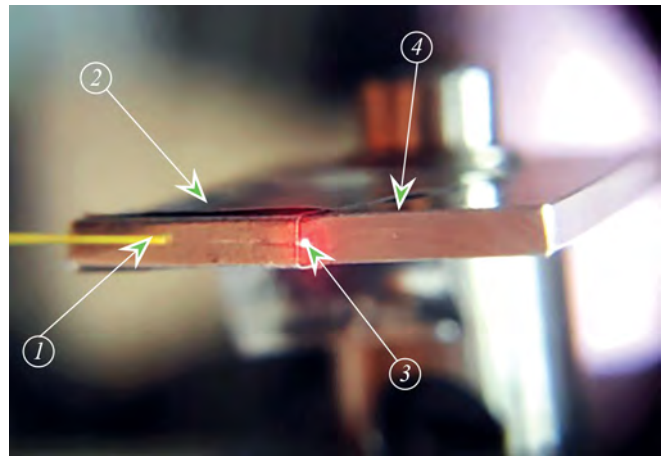


Рис. 2. Закрепление и проверка оптического волокна в держателе для полировки: 1 – оптическое волокно, 2 – подготовленная липкая поверхность на держателе 4, 3 – выходящее для проверки излучение.

вдавливается в липкую поверхность при помощи мягкого манипулятора, например бамбуковой палочки, таким образом чтобы держатель волокна касался поверхности стола только волокном, как показано на рис. 2.

2.3. Шлифовка волокна

На этом этапе работы необходимо установить на ровную, бездефектную поверхность лист абразива 8 с самым грубым зернистым покрытием – 3 мкм. На этот лист наносится капля чистой воды, а затем на смоченный участок опускается держатель с закрепленным волокном. Затем необходимо равномерно перемещать лист абразива по столу круговыми движениями или восьмеркой, следя при этом за тем, чтобы коромысло не колебалось и чтобы не было зацепов или залипаний. Если такие несоответствия наблюдаются, необходимо снизить скорость движений. Если это не помогает, полировку следует

остановить и проверить состояние волокна с помощью микроскопа.

После выполнения нескольких десятков движений необходимо поднять коромысло, промокнуть конец волокна сухой салфеткой и осмотреть волокно при помощи оптического микроскопа. Критерием окончания процесса полировки является то, что излучение начинает выходить под небольшим углом к держателю, а не вдоль оси волокна.

2.4. Полировка волокна

После достижения указанного в предыдущем пункте условия проводится полировка волокна на последовательно более тонких абразивах с зернистостью 1 мкм и 0.2 мкм несколькими десятками движений, аналогичных процессу шлифовки. Критерием окончания процесса полировки является угол, под которым выходит пучок излучения (пучок должен быть направлен под углом к оси волокна). Затем волокно снимается с держателя и очищается.

После окончания полировки на волокно наносится капля эпоксидной смолы для его закрепления в корпусе-держателе на расстоянии приблизительно 1 см от торца. На этот участок надвигается полый стержень, в который было вставлено волокно. Излишки смолы удаляются мягким манипулятором, чтобы не повредить волокно. После этого проводится очистка изготовленного элемента связи с использованием изопропилового спирта для удаления загрязнений, рассеивающих излучение. Изготовленное волокно показано на рис. 3.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ

Для оценки эффективности применения изготовленного элемента связи было проведено исследование характеристик высокодобротного микрорезонатора, изготовленного из фторида магния – добротности и эффективности связи [4]. Для этого была использована установка на рис. 4.

В качестве источника излучения в установке (рис. 4) использовались два источника излучения 1: первый (тестовый) лазер видимого диапазона с рабочей длиной волны 650 нм для подвода элемента связи к микрорезонатору, этот источник использовался для визуализации излучения

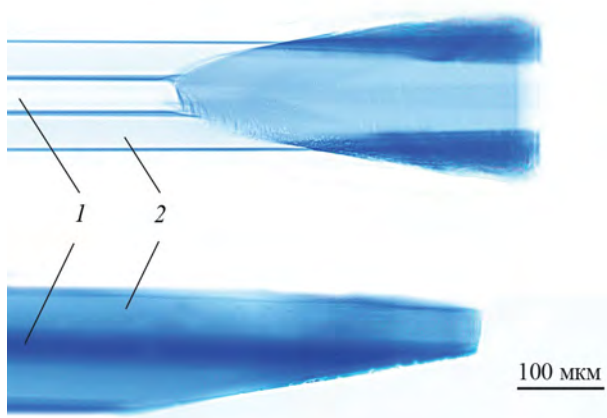


Рис. 3. Изготовленное волокно под микроскопом Nikon Eclipse LV150N с 20-кратным увеличением: 1 – сердцевина оптического волокна, 2 – кварцевая оболочка.

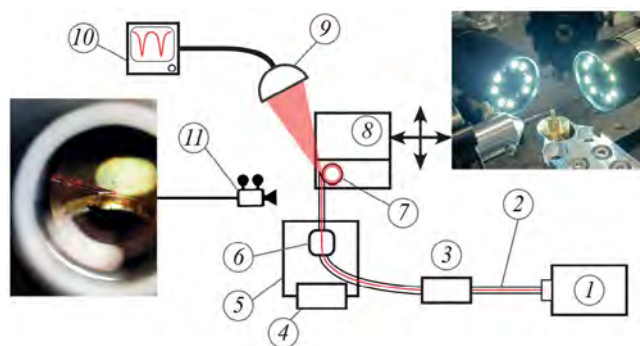


Рис. 4. Схема измерения добротности: 1 – источник излучения, 2 – изготовленное полированное волокно, 3 – контроллер поляризации, 4 – пьезоподача, 5 – подача для точного подведения, 6 – гониометр с держателем для оптического волокна, 7 – микрорезонатор из фторида кальция, 8 – подача для грубого подведения, 9 – пространственный фотодетектор, 10 – осциллограф, 11 – система наблюдения, включающая в себе две камеры. Красные линии указывают оптический путь излучения от источника, на вставке слева показано увеличенное изображение контакта волокна и микрорезонатора, справа – фотография установки.

на поверхности микрорезонатора и упрощения процесса юстировки и второй – диод с распределенной обратной связью для измерения добротности с рабочей длиной волны 1546 нм, он являлся источником излучения рабочей длины волны устройства и использовался для измерения добротности. Микрорезонатор 7 с МШГ диаметром 5 мм с радиусом кривизны 0.5 мм, изготовленный из фторида магния методом алмазного точения с последующей полировкой абразивными суспензиями [20], устанавливался при помощи зажима в подачу NanoMax 313D Thorlabs 8, позволяющую регулировать его положение

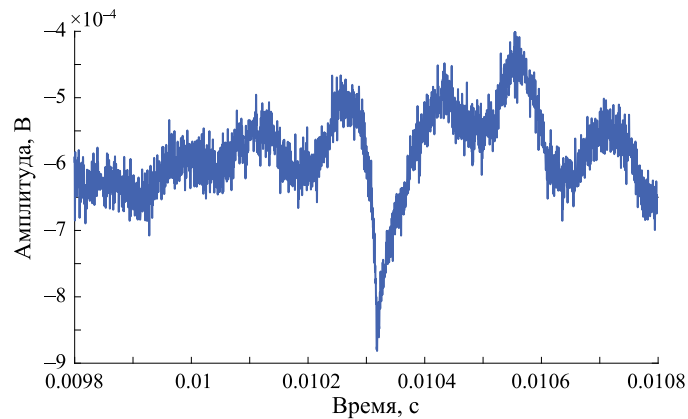


Рис. 5. Измеренная временная зависимость амплитуды сигнала мод микрорезонатора на фотодетекторе. Резонансный провал свидетельствует о возбуждении моды в микрорезонаторе.

по трем координатам, включая настройку по высоте, с точностью 1 мкм. Изготовленное полированное волокно 2, подключенное к источнику накачки 1 и проходящее через контроллер поляризации General Photonics PLC-003-S-90 3, ставилось в гониометр 7R7 Standa 6, расположенный на пьезоподаче NFL5DP20/M Thorlabs 5, позволявшей регулировать зазор между резонатором и элементом связи с точностью 0.05 мкм и управлявшейся пьезоэлементом 4. Визуальный контроль места контакта элемента связи с резонатором осуществлялся при помощи системы из двух камер 11, сфокусированных на точку контакта резонатора и элемента связи, расположенных в перпендикулярных плоскостях.

Для возбуждения мод внутри микрорезонатора было необходимо выполнить следующую последовательность действий:

- отрегулировать высоту элементов таким образом, чтобы изображение полированного волокна и середина образующей микрорезонатора совпадали,
- вывести полированное волокно на 100–300 мкм по касательной к образующей микрорезонатора при помощи грубой подачи 8,
- завести видимое излучение от тестового лазера в полированное волокно, при этом необходимо было проконтролировать получение двух бликов на торце и подвести менее яркий из них к микрорезонатору при помощи точной подачи 5,
- переключить источник излучения на диод с длиной волны 1546 нм и сфокусировать выходящее из микрорезонатора излучение

на чувствительную часть фотодетектора PDA50B-EC Thorlabs 9 с полосой пропускания 500 кГц, подключенного к осциллографу Keysight DSOX3024T 10.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследуемый в работе микрорезонатор изготовлен из фторида магния методом алмазного точения с последующей полировкой абразивными суспензиями [20]. Диаметр микрорезонатора составлял 5 мм, что соответствует области свободной дисперсии 28 ГГц. Путем установления поляризации входящего в микрорезонатор излучения был достигнут максимальный уровень связи, составляющий 30%. Подбор поляризации осуществлялся при помощи визуального контроля контраста мод на осциллографе. На рис. 5 показана измеренная зависимость амплитуды сигнала на фотодетекторе от времени. Добротность изготовленного микрорезонатора определялась методом измерения полуширины резонансного провала мощности на полувысоте [4] и для критической связи превышала 10^{10} .

Возможность контролировать поляризацию вводимого в микрорезонатор излучения востребована во множестве приложений. Например, в создании оптических часов на основе микрорезонаторов с МШГ требуется контроль поляризации для достижения максимальной точности измерений [21]. В лазерах на основе микрорезонаторов с МШГ контроль поляризации позволяет достигнуть существенного уменьшения фазовых шумов и повышения когерентности излучения [22], в магнитометрии контроль

поляризации используется для измерения магнитного поля [23], а в области квантовых вычислений контроль состояния поляризации на входе нужен при создании стабильных и долговременных квантовых состояний [24].

Поэтому в дальнейшем предлагается несколько способов для увеличения полученного уровня связи.

1) Использование микрорезонатора меньшего размера. Уменьшение образующей микрорезонатора позволит оптимизировать коэффициент связи между элементами связи и микрорезонатором с МШГ. Предварительный теоретический анализ показывает, что при радиусе образующей резонатора порядка 7 мкм мода резонатора будет оптимально согласована с модой излучения, выходящего из элемента связи.

2) Использование специального элемента на торцах полированного волокна. В качестве такого элемента может быть использована брэгговская решетка на торце волокна. Брэгговские решетки представляют собой периодические изменения показателя преломления вдоль волокна. Они могут быть настроены на определенную длину волны, чтобы увеличить эффективность связи с микрорезонатором.

3) Введение дополнительного светопроводящего элемента на полированной поверхности волокна. Таким элементом может быть, например, волоконная линза. Однако такие элементы приведут к усложнению установки и ее дорожанию.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенной работы был разработан простой и экономичный способ создания элемента связи для микрорезонатора с модами шепчущей галереи на основе полированного волокна. Эффективность связи достигла 30%, что позволяет использовать данный элемент связи для работы с микрорезонаторами с гигантской добротностью. Кроме того, предложенный дизайн элемента связи позволяет контролировать состояние поляризации излучения перед его вводом в микрорезонатор. Результаты работы могут быть полезны при проектировании и миниатюризации устройств и систем на основе микрорезонаторов с модами шепчущей галереи.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ВНИИОФИ (срк.vniiofi.ru) и ЦКП «Визуализации высокого разрешения» Сколтеха (www.skoltech.ru). Авторы выражают благодарность старшему научному сотруднику Российского квантового центра О. В. Боровковой за советы и ценные замечания при работе над данной статьей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 21-72-00132).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S.* // Phys. Lett. 1989. V. 137. P. 393.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(89\)90912-2](https://doi.org/10.1016/0375-9601(89)90912-2)
2. *Raja A.S., Voloshin A.S., Guo H., Agafonova S.E., Liu J., Gorodnitskiy A.S., Karpov M., Pavlov N.G., Lucas E., Galiev R.R., Shitikov A.E., Jost J.D., Gorodetsky M.L., Kippenberg T.J.* // Nat. Commun. 2019. V. 10. P. 680.
<https://doi.org/10.1038/s41467-019-08498-2>
3. *Zheng Y., Wu Z., Shum P.P., Xu Z., Keiser G., Humbert G., Zhang H., Zeng S., Dinh X.Q.* // Opto-Electron. 2018. V. 1. P. 180015.
<https://doi.org/10.29026/oea.2018.180015>
4. *Городецкий М.В.* Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. Москва: Физматлит, 2011.
5. *Righini G.C., Dumeige Y., Féron P., Ferrari M., Nunzi Conti G., Ristic D., Soria S.* // Riv. Nuovo Cim. 2011. №. 8. P. 435.
<https://doi.org/10.1393/ncr/i2011-10067-2>
6. *Demchenko Yu.A., Bilenko I.A., Gorodetsky M.L.* // Quantum. Electron. 2017. V. 47. P. 743.
<https://doi.org/10.1070/QEL16371>
7. *Knight J.C., Cheung G., Jacques F., Birks T.A.* // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1129.
<https://doi.org/10.1364/OL.22.001129>
8. *Ilchenko V.S., Yao X.S., Maleki L.* // Opt. Lett. 1999. V. 24. P. 723.
<https://doi.org/10.1364/OL.24.000723>
9. *Grudin I.S., Yu N., Maleki L.* // Opt. Lett. 2009. V. 34. P. 878.
<https://doi.org/10.1364/OL.34.000878>
10. *Little B.E., Laine J.-P., Lim D.R., Haus H.A., Kimerling L.C., Chu S.T.* // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 73.
<https://doi.org/10.1364/OL.25.000073>

11. *Dubreuil N., Knight J.C., Leventhal D.K., Sandozghdar V., Hare J., Lefèvre V.* // *Opt. Lett.* 1995. V. 20. P. 813.
<https://doi.org/10.1364/OL.20.000813>
12. *Little B.E., Laine J.-P., Haus H.A., Light J.* // *J. Lightwave Tech.* 1999. V. 17. P. 704.
<https://doi.org/10.1109/50.754802>
13. *Lissillour F., Messager D., Stéphan G., Féron P.* // *Opt. Lett.* 2001. V. 26. P. 1051.
<https://doi.org/10.1364/OL.26.001051>
14. *Ishikawa H., Tamaru H., Miyano K.* // *J. Opt. Soc.* 2000. V. 17. P. 802.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.17.000802>
15. *Laine J.-P., Little B.E., Lim D.R., Tapalian H.C., Kimerling L.C., Haus H.A.* // *Opt. Lett.* 2000. V. 25. P. 1636.
<https://doi.org/10.1364/OL.25.001636>
16. *Su J.* // *Sensors.* 2017. V. 17. P. 540.
<https://doi.org/10.3390/s17030540>
17. *Иванов А.Д., Миньков К.Н., Самойленко А.А.* // *Оптический журнал.* 2017. Т. 84. С. 86.
<https://doi.org/10.1364/JOT.84.000500>
18. *Savchenkov A.A., Matsko A.B., Pichenko V.S., Maleki L.* // *Opt. Exp.* 2007. V. 15. P. 6768.
<https://doi.org/10.1364/OE.15.006768>
19. *Baumgartel L., Thompson R., Strelakov D., Grudin I., Yu N.* // *Joint Conf. IEEE IFC & European FCS, Proceed. SF. CA.* 2011. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/FCS.2011.5977867>
20. *Миньков К.Н., Лихачев Г.В., Павлов Н.Г., Данилин А.Н., Шитников А.Е., Юрин А.И., Лонишаков Е.А., Булыгин Ф.Д., Лобанов В.Е., Биленко И.А.* // *Оптический журнал.* 2021. Т. 86. С. 84.
<https://doi.org/10.1364/JOT.88.000348>
21. *Sherman J.A., Lemke N.D., Hinkley N., Pizzocaro M., Fox R.W., Ludlow A.D., Oates C.W.* // *Phys. Rev.* 2012. V. 108. P. 153002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.153002>
22. *Wang B., Morgan J.S., Sun K., Jahanbozorgi M., Yang Z., Woodson M., Estrella S., Beling A., Yi X.* // *Sci. Appl.* 2021. V. 10. № 4.
<https://doi.org/10.1038/s41377-020-00445-x>
23. *Yacoby E., Meshorer Y., London Y.* // *Opt. Laser Technol.* 2022. V. 151. P. 108019.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2022.108019>
24. *He L.Y., Wang T.-J., Wang C.* // *Opt. Exp.* 2016. V. 24. P. 15429.
<https://doi.org/10.1364/OE.24.015429>

ПРИМЕНЕНИЕ СТЕКЛЯННЫХ КАПИЛЛЯРОВ С ВНЕШНИМ ДИАМЕТРОМ МЕНЕЕ ОДНОГО МИКРОМЕТРА В МАНИПУЛЯТОРЕ, ИЗГОТОВЛЕННОМ НА ОСНОВЕ АТОМНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА

© 2024 г. А. А. Жуков^{a, *}, С. В. Чекмазов^a, И. С. Лакунов^a,
А. А. Мазилкин^a, Н. А. Баринов^b, Д. В. Клинов^b

^aИнститут физики твердого тела Российской академии наук
Россия, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипяна, 2

^bМосковский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)
Россия, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

*e-mail: azhukov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 21.06.2023 г.

После доработки 26.07.2023 г.

Принята к публикации 08.09.2023 г.

Рассмотрены применения стеклянных капилляров с внешним диаметром на их остром конце менее 0.3 мкм в качестве зондов в манипуляторе, созданном на базе атомно-силового микроскопа (АСМ), работающего в динамическом полноконтактном режиме. Исследованы различные аспекты настройки системы обратной связи в данном режиме работы АСМ для корректного получения изображения топографии исследуемого образца. Приведены примеры использования капилляров в качестве зондов для перемещения нановискеров с характерным диаметром 100 нм и чешуек гексагонального нитрида бора (hBN) с характерными размерами от единиц до сотен микрометров. Показана возможность создания и перемещения капель жидкости объемом менее 100 аттолитров.

DOI: 10.31857/S0032816224020235 EDN: QRGRQW

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время применение стеклянных капилляров с характерными внешними диаметрами на остром конце в несколько микрометров или даже в несколько десятков нанометров в качестве зондов атомно-силовых микроскопов (АСМ) и сканирующих электро-химических микроскопов (СЭХМ) стало достаточно стандартным явлением [1–4]. Широкое применение капилляров в манипуляторах [5], в СЭХМ для получения данных о рельефе исследуемых биологических объектов [4] или их механических свойств [6], а также для введения в клетки медицинских препаратов [7] многократно подтвердило утверждение о том, что стеклянные капилляры являются удобным и эффективным видом зондов, которые предоставляют достаточно

широкие возможности их использования в самых различных областях исследования в биологии и медицине.

Применение стеклянных капилляров оказывается особенно важным в случае необходимости одновременного применения техник АСМ и СЭХМ [8, 9]. При применении данной комбинированной методики оказывается возможным получение информации о рельефе исследуемых объектов даже в условиях, когда концентрация ионов в растворе чрезвычайно низка. Использование комбинированного метода АСМ–СЭХМ позволило сравнить высокоориентированный пиролитический графит, золото и платину в качестве электродов для визуализации восстановления белков в мембране [10], визуализировать процесс диффузии через единичную пору [11] и получить пространственное распределение

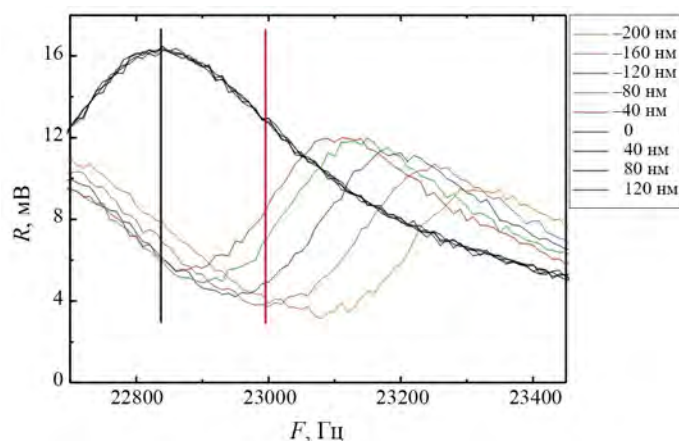


Рис. 1. Резонансные кривые кварцевого осциллятора $R(F)$ при различном значении его смещения (h) над поверхностью подложки. Частота резонанса свободно колеблющегося кварцевого резонатора с прикрепленным капилляром $F = 22\,840$ Гц отмечена вертикальной черной линией. Оптимальная частота для корректной работы системы обратной связи АСМ $F = 23\,000$ Гц отмечена вертикальной красной линией.

каталитического тока кислорода при восстановлении частиц Fe и Pt [12].

Как правило, в атомно-силовых микроскопах стеклянные капилляры применяются в режиме, когда колебания его острого конца происходят параллельно поверхности исследуемого образца, в так называемой “shear mode” [13]. В работе [14] была продемонстрирована возможность использования стеклянного капилляра с минимальным внешним диаметром $d = 2$ мкм в качестве зонда в АСМ, работающего в полноконтактном динамическом режиме [15]. В данном режиме острие капилляра, прикрепленного к кварцевому резонатору, постоянно прижато к поверхности, как в контактном режиме АСМ, при этом амплитуда колебаний кварцевого резонатора используется в качестве сигнала обратной связи как в полуконтактном [15]. В работе [14] были представлены примеры применения стеклянного капилляра с минимальным внешним диаметром $d = 2$ мкм в качестве зонда в микрофлюидике, в частности, для создания и перемещения капель, имеющих характерный объем от 200 до 400 фемтолитров.

В данной работе обсуждаются различные аспекты применения стеклянных капилляров с наименьшим внешним диаметром $d < 300$ нм, а также алгоритм реализации правильной работы системы обратной связи в динамическом полноконтактном режиме. Кроме того, приведены примеры успешного применения зондов данного типа для перемещения нановискеров, листов hBN и создания капель с характерным объемом менее 100 аттолитров.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве заготовок для будущих капилляров были использованы боросиликатные стеклянные трубки с внешним диаметром 1.0 мм и внутренним диаметром 0.58 мм. Для изготовления капилляров методом вытягивания применялся пуллер Флемминга–Бауна (P-2000 Micropipette Puller компании Sutter Instrument). Процесс вытягивания капилляра проводился в несколько этапов. Для каждого этапа подбирались температура, сила и скорость вытягивания капилляра. После завершения процесса изготовления измерение внутреннего диаметра полученных капилляров осуществлялось в сканирующем электронном микроскопе (Merlin компании Carl Zeiss, Германия). Характерные величины внутреннего диаметра изготовленных капилляров составляют от 10 до 100 нм.

Капилляр монтировался на кварцевый резонатор с исходной собственной частотой колебаний $F = 32\,768$ Гц. После прикрепления капилляра величина характерной собственной частоты колебаний понижалась и оказывалась в диапазоне от 20 до 25 кГц (рис. 1). Механические колебания кварцевого резонатора возбуждались при помощи пьезопластики [14]. Сигнал с кварцевого резонатора подавался на усилитель тока, а затем на синхронный детектор (Signal Recovery 7225). Аналогично полуконтактному режиму АСМ, амплитуда сигнала с кварцевого резонатора использовалась в качестве сигнала для системы обратной связи для электронного

блока управления атомно-силовым микроскопом (BL222TNTF, NT-MDT SI). Собранный узел с кварцевым резонатором и стеклянным капилляром в качестве острия АСМ помещался в манипулятор [15].

Толуол особой частоты (ТУ 2631-065-44493179-01) использовался в экспериментах по микрофлюидике в качестве жидкости. В качестве подложки были использованы пластины, изготовленные из допированного кремния с выращенным оксидным слоем толщиной 100 нм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлена зависимость спектра амплитуды осцилляций кварцевого резонатора $R(F)$ от относительного изменения положения кварцевого резонатора h над поверхностью подложки. На данном графике $h = 0$ нм соответствует минимально возможному положению, при котором острие капилляра еще не касается поверхности оксида кремния. Для всех неотрицательных значений h резонансные кривые совпадают. Вдавливание острия в поверхность подложки приводит к существенному изменению резонансной кривой, в частности, растет значение резонансной частоты (рис. 1). Резонансные кривые, представленные на рис. 1, были получены при разворачивании частоты в сторону ее увеличения. Экспериментальные кривые, полученные при разворачивании частоты в сторону ее уменьшения, совпали с данными на рис. 1 с точностью до шума. Таким образом, поведение резонансных кривых в динамическом полноконтактном режиме существенно отличается от резонансных кривых в случае полуконтактного режима, на которых наблюдается гистерезис [16]. Следует отдельно отметить, что из-за наличия возможных паразитных резонансов в системе для правильно работающей системы обратной связи следует выбрать частоту $F = 23\,000$ Гц. Для данного значения частоты амплитуда колебаний кварцевого резонатора будет понижаться при вдавливании острия в поверхность подложки, что не выполняется для частоты $F = 22\,840$ Гц, которая является резонансной в условиях свободных колебаний острия зонда и которая часто используется для работы в полуконтактном режиме АСМ. Таким образом, настройка полноконтактного динамического режима оказывается несколько более сложной,

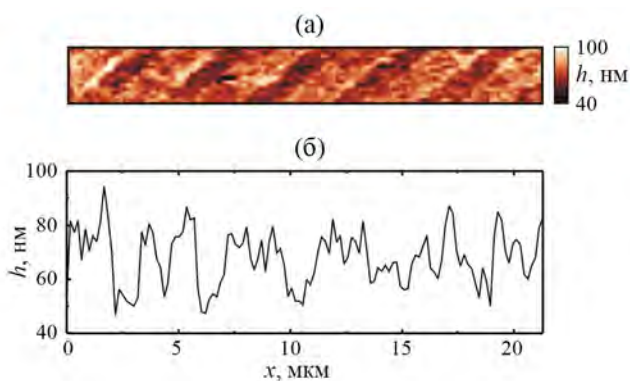


Рис. 2. а) Результат измерения рельефа стандартной калибровочной решетки (TGZ1, NT-MDT SI). б) Профиль измеренного рельефа вдоль направления быстрого сканирования. Масштабы на рис. а и б по горизонтальной оси совпадают.

однако она может быть успешно выполнена, если поведение $R(F)$ в зависимости от вертикального перемещения кварцевого резонатора известно (рис. 1).

На рис. 2а представлен результат измерения рельефа стандартной калибровочной решетки TGZ1 компании NT-MDT SI при использовании стеклянного капилляра с минимальным внешним диаметром $d < 300$ нм в качестве зонда в динамическом полноконтактном режиме работы АСМ. Все манипуляции с нановискерами, листами hBN и каплями, представленные в данной работе, были выполнены с использованием стеклянных капилляров малого диаметра, а именно, с внешним диаметром на остром конце менее 300 нм. Профиль вдоль направления быстрого сканирования представлен на рис. 2б. Характерный шум в определении рельефа составляет 10–15 нм. Данный уровень шума сравним с полученными ранее величинами при использовании вольфрамового острия в качестве зонда [17]. Угол в 45 градусов между направлением быстрого сканирования и направлением протравленных полос калибровочной решетки был выбран с целью избежать залипания острия.

Набор изображений на рис. 3 демонстрирует возможность перемещения нановискеров InAs, имеющих характерный диаметр 100 нм, по поверхности подложки при помощи стеклянного капилляра малого диаметра. На рис. 3а, б, в показаны соответственно общий вид подложки и капилляра, начальное и конечное положения нановискеров. Все три изображения получены при помощи оптического микроскопа. Итоговое положение нановискеров в форме буквы

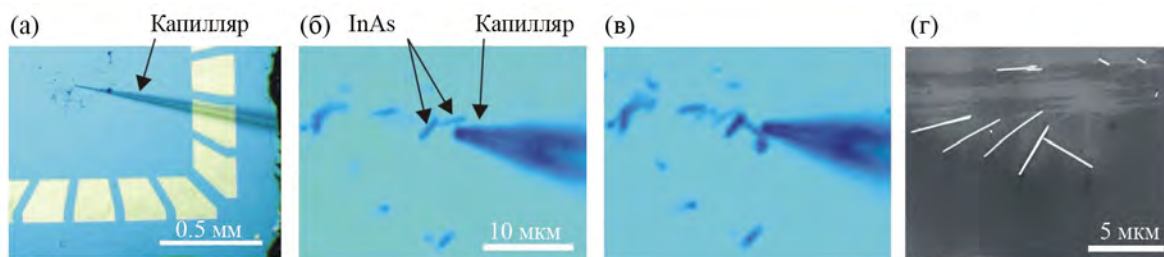


Рис. 3. а) Общий вид подложки и капилляра. б) Исходное положение нановискеров InAs. в) Конечное положение нановискеров. Масштабы на рис. б и в совпадают. Изображения а– в получены при помощи оптического микроскопа. г) Итоговое положение нановискеров (Т-образная конфигурация), полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа.

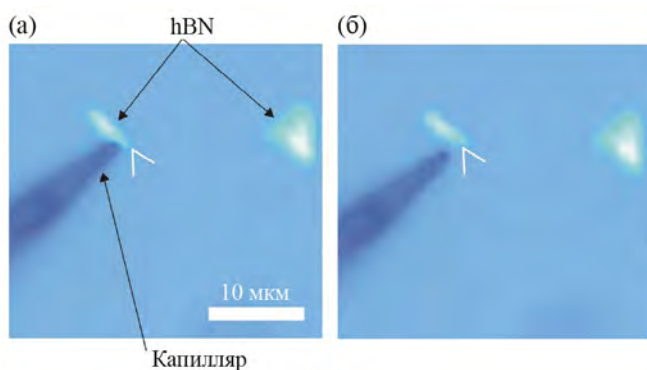


Рис. 4. Пример перемещения пластины hBN микронового размера при помощи стеклянного капилляра малого диаметра. Белый угол на рисунках отмечает исходное положение правого края пластины. Масштабы на рис. а и б совпадают.

“Т” изображено на рис. 3г, — оно было получено при помощи сканирующего электронного микроскопа. Важно отметить, что перемещение как отдельных нановискеров, так и их пучков возможно только при применении стандартных металлических игл, изготовленных из вольфрама или PtIr, или с использованием стеклянных капилляров малого диаметра ($d < 300$ нм). Все попытки перемещения нановискеров капиллярами большого диаметра ($d = 2$ мкм) оказывались неудачными, вискеры разрушались.

На рис. 4–7 представлены примеры удачного применения стеклянных капилляров малого диаметра для перемещения чешуек hBN с характерными размерами от единиц до сотен микрометров, т.е. объектов, линейные размеры которых различаются на два порядка. В настоящее время основные методы переноса листов и чешуек hBN основаны на использовании полимерных материалов в качестве клейкой основы, по аналогии со скотчем, применяемым для создания одно- или двухслойного графена [18, 19]. При этом контакт полимера происходит со всей

поверхностью перемещаемого листа hBN. Дополнительная коррекция положения листа hBN может быть осуществлена стандартным зондом АСМ [20] или иглой манипулятора [21].

На рисунках 4а, б показана возможность перемещения микрочешуйки hBN по поверхности подложки без отрыва чешуйки от поверхности. Таким образом, перемещение происходит абсолютно аналогично перемещению по поверхности нановискеров, представленному выше на рис. 3б, в.

Процесс перемещения больших пластин hBN, имеющих линейный размер более сотни микрометров, существенно более сложен, он показан на серии изображений на рис. 5. Сначала необходимо подвести капилляр под край листа hBN (рис. 5а–д), далее надо провести капилляр под всем листом (рис. 5е–и), после чего лист hBN переводится в вертикальное положение, как это изображено на рис. 5к. Лист готов к перемещению в другое место на этой же подложке или на другую подложку (см. рис. 5л, м). Для перемещения листа на другую подложку удобно воспользоваться вторым зондом манипулятора [15].

Следует отдельно отметить, что многослойный лист hBN, который был вышеуказанным образом оторван от поверхности, более не является плоским, а имеет форму купола, что было установлено в результате измерений посредством АСМ (P47, NT-MDT SI). Таким образом данный лист касается поверхности подложки только своими краями, что позволяет перемещать данный лист по поверхности подложки без дополнительного его отрыва, этот факт будет более подробно обсуждаться ниже. Свободно лежащий лист hBN показан на рис. 6а, т.е. капилляр из-под листа (рис. 5м) убран. Первая попытка перемещения его по поверхности подложки (рис. 6б) привела не к его параллельному перемещению вдоль

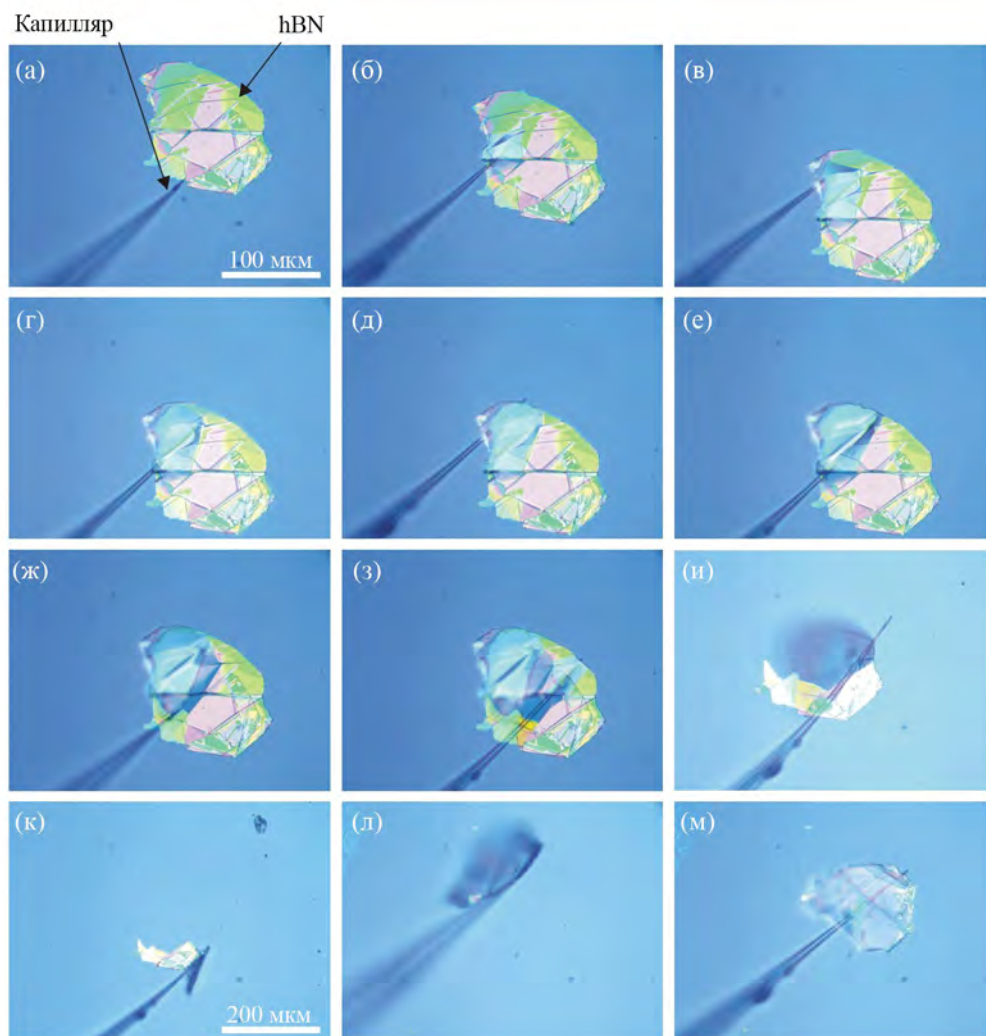


Рис. 5. Этапы процесса перемещения пластины hBN большого (более 100 микрометров) размера: **а–д** – подведение зонда под лист, **е–л** – отделение листа от поверхности, **м** – лист hBN лежит на капилляре, т.е. приготовлен для перемещения на другое место данной подложки или к переносу на другую подложку. Масштабы на рис. **а–и** и на рис. **к–м** совпадают.

направления, показанного зеленой стрелкой на рис. **6б**, а к его вращению вокруг точки, обозначенной на рис. **6б** черной окружностью, поскольку направление вектора приложенной силы указывает практически на центр масс листа. Если столкнуть лист, приложив усилие точно в точку вращения, то параллельное перемещение листа hBN оказывается возможным, см. рис. **6в, г**.

Было обнаружено, что возможность вращать и перемещать лист hBN с характерными линейными размерами более 100 мкм сохраняется и через две недели при хранении в нормальных условиях. Мы полагаем, что обнаруженная мобильность листа hBN связана с двумя факторами. Первый – когда лист касается поверхности подложки только своими краями, таким образом силы Ван дер Ваальса оказываются

существенным образом подавлены. Вторым фактором связан, видимо, с тем, что на поверхности оксида кремния при относительной влажности более 10% образуется пленка воды, по которой гидрофобный лист hBN свободно плавает.

Как было отмечено ранее, лист hBN может быть “пришпилен” в некоторой точке к подложке, в этом месте возникает точка вращения, рис. **6**. Наличие такой точки может оказаться полезным для удобного и точного позиционирования листа hBN, поскольку относительный угол между кристаллическими направлениями графена и лежащим на нем hBN может оказывать существенное влияние на электронный транспорт в графене [22–26]. Таким образом, возможность создания точки вращения в произвольном месте на листе hBN представляется

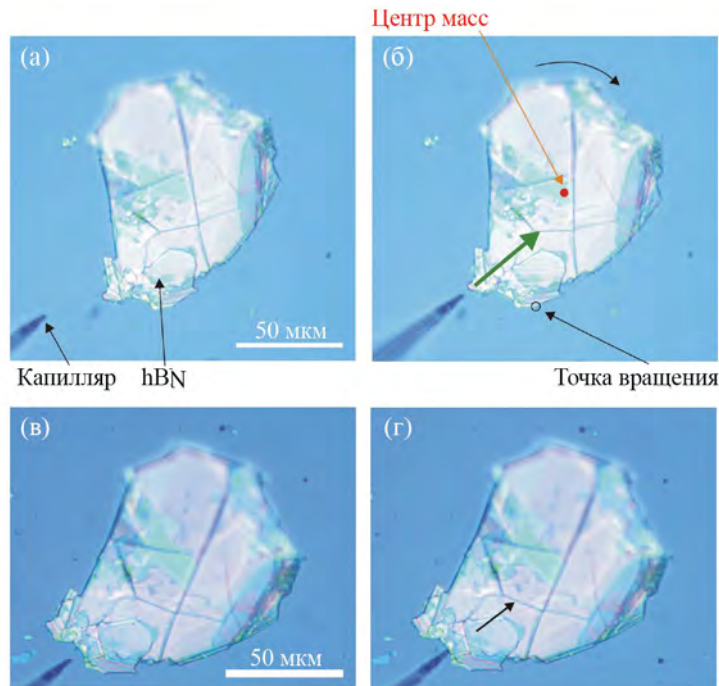


Рис. 6. а, б) Примеры поворота листа hBN большого размера вокруг точки вращения (черная окружность). в, г) Примеры параллельного перемещения листа hBN большого размера. Масштабы на рис. а и б, а также на рис. в и г совпадают.

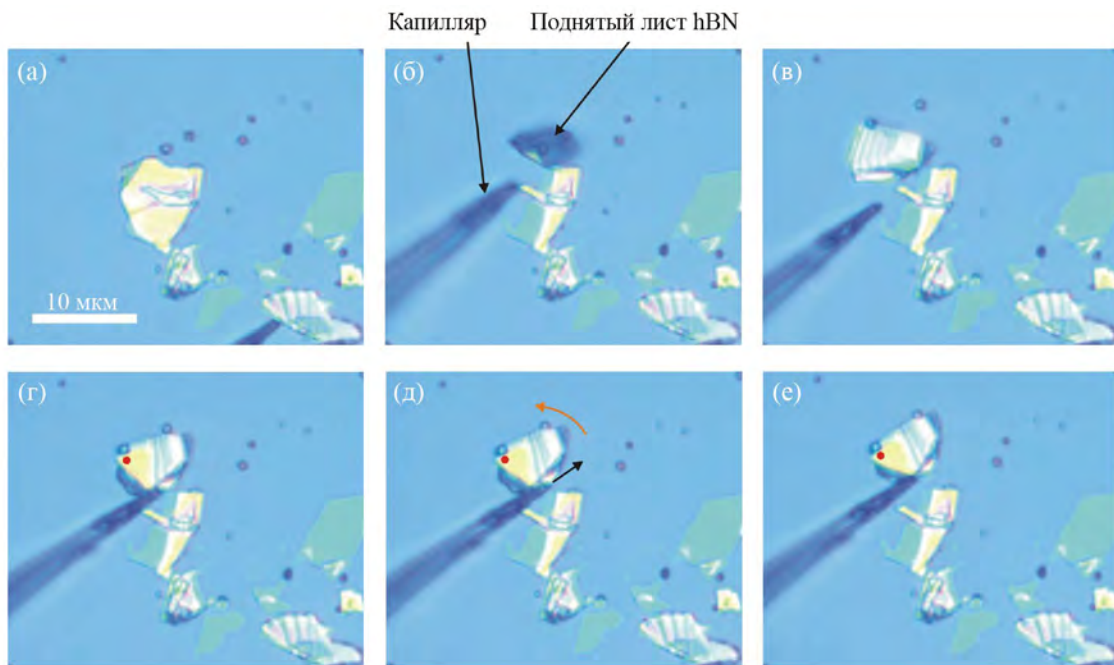


Рис. 7. Пример создания точки вращения листа hBN. Масштабы на всех изображениях совпадают.

важной. Пример создания такой точки представлен на рис. 7. Исходный лист (рис. 7а) сначала отделяется от поверхности (рис. 7б); свободно положенный на кремниевую подложку лист при этом остается подвижным и “плавает” по поверхности пленки воды (рис. 7в). Прижатие капилляром листа в точке, отмеченной

красным кружком на рис. 7г–е, создает точку вращения, выдавливая в этом месте воду из-под листа hBN и увеличивая в этом месте взаимодействие Ван дер Ваальса между листом и подложкой. Таким образом, оказывается возможным вращение листа вокруг данной точки, рис. 7г–е.

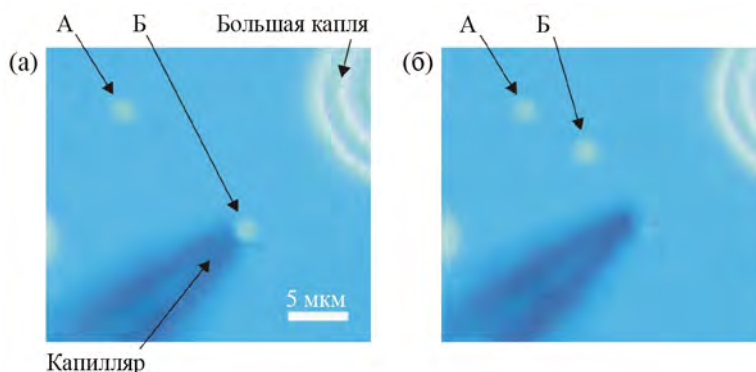


Рис. 8. Пример создания и перемещения капель жидкости (капли А и Б отмечены стрелками) по поверхности подложки. Масштабы изображений на обоих рисунках совпадают.

Точно так же, как и в случае использования в качестве зонда вольфрамового острия или капилляра большого диаметра ($d = 2$ мкм), капилляры малого диаметра ($d < 300$ нм) можно использовать в микрофлюидике. Создание и перемещение капель жидкости с помощью так называемой “dip-pen”-литографии [17, 27, 28] продемонстрировано на рис. 8. Большая капля на рис. 8а была использована в качестве резервуара (“чернильницы”). Характерный объем полученных капель А и Б составляет от 60 до 90 аттолитров. Это почти на три порядка меньше, чем характерный объем капель в случае использования капилляра большого диаметра ($d = 2$ мкм) [14]. Результат перемещения капли Б представлен на рис. 8б.

4. ВЫВОДЫ

Исследованы особенности применения и настройки системы обратной связи в случае использования стеклянного капилляра малого диаметра ($d < 300$ нм) в манипуляторе на базе АСМ, работающего в полноконтактном динамическом режиме. Показаны возможности использования зондов данного типа для манипулирования нановискерами, а также листами hBN на подложке из оксида кремния. Рассмотрены особенности мобильности листов hBN на данной подложке. Показана возможность создания и перемещения капель жидкости с характерными объемами менее 100 аттолитров данными зондами.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны В.В. Дремову, А.С. Бричкину и А.В. Черненко за приготовление образцов и полезные обсуждения данной статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда (23-22-00141, <https://rscf.ru/project/23-22-00141/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hansma P.K., Drake B., Marti O., Gould S.A.C., Prater C.B.* // Science. 1989. V. 243. P. 641. <https://doi.org/10.1126/science.2464851>
2. *Bergner St., Vatsyayan P., Matysik F.-M.* // Analytica Chimica Acta. 2013. V. 775. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.aca.2012.12.042>
3. *Polcari D., Dauphin-Ducharme Ph., Mauzeroll J.* // Chem. Rev. 2016. V. 116. P. 13234. <https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.6b00067>
4. *Zhu Ch., Huang K., Siepser N.P., Baker L.A.* // Chem. Rev. 2021. V. 121. P. 11726. <https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.0c00962>
5. *Waghulea T., Singhvi G., Dubey S.K., Pandey M.M., Gupta G., Singh M., Dua K.* // Biomedicine & Pharmacotherapy. 2019. V. 109. P. 1249. <https://doi.org/10.1016/j.biopha.2018.10.078>
6. *Kolmogorov V.S., Erofeev A.S., Woodcock E., Efremov Y.M., Iakovlev A.P., Savin N.A., Alova A.V., Lavrushkina S.V., Kireev I.I., Prelovskaya A.O., Sviderskaya E.V., Scaini D., Klyachko N.L., Timashev P.S., Takahashi Ya. et al.* // Nanoscale. 2021. V. 13. P. 6558. <https://doi.org/10.1039/d0nr08349f>
7. *Hennig S., Ries J., Klotzsch E., Ewers H., Vogel V.* // Nano Lett. 2015. V. 15. P. 1374. <https://doi.org/10.1021/nl2025954>
8. *Shi X., Qing W., Marhaba T., Zhang W.* // Electrochimica Acta. 2020. V. 332. P. 135472. <https://doi.org/10.1016/j.electacta.2019.135472>
9. *Izquierdo J., Fernández-Pérez B.M., Eifert A., Souto R.M., Kranz C.* // Electrochimica Acta. 2016. V. 201. P. 320. <https://doi.org/10.1016/j.electacta.12.160>
10. *Frederix P.L.T.M., Bosshart P.D., Akiyama T., Chami M., Gullo M.R., Blackstock J.J., Doolewerdt K., de Rooij N.F., Staufer U., Engel A.* // Nanotechnology. 2008. V. 19. P. 384004.

- <https://doi.org/10.1088/0957-4484/19/38/384004>
11. *Macpherson J.V., Jones C.E., Barker A.L., Unwin P.R.* // *Anal. Chem.* 2002. V. 74. P. 1841.
<https://doi.org/10.1021/ac0157472>
 12. *Kolagatla S., Subramanian P., Schechter A.* // *Nanoscale.* 2018. V. 10. P. 6962.
<https://doi.org/10.1039/C8NR00849C>
 13. *Betzig E., Finn P.L., Weiner J.S.* // *Appl. Phys. Lett.* V. 60. P. 2484.
<https://doi.org/10.1063/1.106940>
 14. *Жуков А.А., Романова С.Г.* // ПТЭ. 2022. № 3. С. 141.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222040085>
 15. *Zhukov A.A., Stolyarov V.S., Kononenko O.V.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2017. V. 88. P. 063701.
<https://doi.org/10.1063/1.4985006>
 16. *Voigtlaender B.* *Atomic Force Microscopy*, Nature Switzerland AG: Springer, 2019.
 17. *Жуков А.А.* // ПТЭ. 2019. № 3. С. 120.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030303>
 18. *Frisenda R., Navarro-Moratalla E., Gant P., De Lara D.P., Jarillo-Herrero P., Gorbachev R.V., Castellanos-Gomez A.* // *Chemical Society Rev.* 2018. V. 47. P. 53.
<https://doi.org/10.1039/C7CS00556C>
 19. *Castellanos-Gomez A., Buscema M., Molenaar R., Singh V., Janssen L., van der Zant H.S.J., Steele G.A.* // *2D Mater.* 2014. V. 1. P. 11002.
<https://doi.org/10.1088/2053-1583/1/1/011002>
 20. *Ribeiro-Palau R., Zhang Ch., Watanabe K., Taniguchi T., Hone J., Dean C.R.* // *Science.* 2018. V. 361. P. 690.
<https://doi.org/10.1126/science.aat6981>
 21. *Schneider G.F., Calado V.E., Zandbergen H., Vandersypen L.M.K., Dekker C.* // *Nano Lett.* 2010. V. 10. P. 1912.
<https://doi.org/10.1021/nl102069z>
 22. *Yankowitz M., Xue J., Cormode D., Sanchez-Yamagishi J.D., Watanabe K., Taniguchi T., Jarillo-Herrero P., Jacquod P., LeRoy B.J.* // *Nat. Phys.* 2012. V. 8. P. 382.
<https://doi.org/10.1038/nphys2272>
 23. *Woods C.R., Britnell L., Eckmann A., Ma R.S., Lu J.C., Guo H.M., Lin X., Yu G.L., Cao Y., Gorbachev R.V., Kretinin A.V., Park J., Ponomarenko L.A., Katsnelson M.I., Gornostyrev Y.N.* // *Nat. Phys.* 2014. V. 10. P. 451.
<https://doi.org/10.1038/nphys2954>
 24. *Hunt B., Sanchez-Yamagishi J.D., Young A.F., Yankowitz M., LeRoy B.J., Watanabe K., Taniguchi T., Moon P., Koshino M., Jarillo-Herrero P., Ashoori R.C.* // *Science.* 2013. V. 340. P. 1427.
<https://doi.org/10.1126/science.1237240>
 25. *Ponomarenko L.A., Gorbachev R.V., Yu G.L., Elias D.C., Jalil R., Patel A.A., Mishchenko A., Mayorov A.S., Woods C.R., Wallbank J.R., Mucha-Kruczynski M., Piot B.A., Potemski M., Grigorieva I.V., Novoselov K.S. et al.* // *Nature.* 2013. V. 497. P. 594.
<https://doi.org/10.1038/nature12187>
 26. *Dean C.R., Wang L., Maher P., Forsythe C., Ghahari F., Gao Y., Katoch J., Ishigami M., Moon P., Koshino M., Taniguchi T., Watanabe K., Shepard K.L., Hone J., Kim P.* // *Nature.* 2013. V. 497. P. 598.
<https://doi.org/10.1038/nature12186>
 27. *Piner R.D., Zhu J., Xu F., Hong S., Mirkin C.A.* // *Science.* 1999. V. 283. P. 661.
<https://doi.org/10.1126/science.283.5402.661>
 28. *Ginger D.S., Zhang H., Mirkin Ch.A.* // *Angewandte Chemie International Edition.* 2004. V. 43. P. 30.
<https://doi.org/10.1002/anie.200300608>

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ ИЗ ЛЮМИНОФОРА Р43 И АЭРОГЕЛЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЕ ЦКП “СКИФ”

© 2024 г. А. М. Семенов^{a, b, *}, А. В. Смирнов^c

^aИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^bНовосибирский государственный технический университет
Россия, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

^cИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

*e-mail: A.M.Semenov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 19.05.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Успешная работа ЛИНАКа ЦКП “СКИФ” напрямую связана с усовершенствованием методов диагностики для измерения поперечного профиля и продольного распределения заряда пучка, которые, в свою очередь, требуют использования новых материалов или методов их изготовления. В данной статье приведены результаты термического газовыделения аэрогеля и люминофора Р43, нанесенного методом электрофоретического осаждения, применяемых в диагностических устройствах ЛИНАКа ЦКП “СКИФ”.

DOI: 10.31857/S0032816224020245 EDN: QRGLTD

1. ВВЕДЕНИЕ

Как уже не раз отмечалось, в Новосибирске строится источник синхротронного излучения (СИ) 4+ поколения ЦКП “СКИФ” [1], в котором предъявляются требования к малому эмиттансу пучка (75 пм·рад), для достижения которого необходим сверхвысокий вакуум. Поскольку по своим параметрам он превосходит многие зарубежные аналоги, предъявляются повышенные требования ко всем подсистемам, и к вакуумной системе в том числе.

Одной из важных частей, без которой невозможно представить себе ускорительный комплекс ЦКП “СКИФ”, является линейный ускоритель (ЛИНАК) с энергией пучка до 200 МэВ. Но получить электронный пучок мало, необходимо убедиться в его соответствии требованиям, предъявляемым к нему. Поэтому усовершенствуются методы диагностики пучка, для чего применяются материалы, мало изученные или

совсем не изученные с точки зрения вакуумной техники, такие как сцинтиллятор Р43, изготовленный методом осаждения, или вспененный диоксид кремния.

Для контроля за поперечным профилем пучка используются люминофорные датчики. В связи с тем, что электроны с энергиями 0.6 МэВ тормозятся и испытывают сильное рассеяние в слое вещества с толщиной десятые доли миллиметра, существует необходимость введения люминофорного экрана непосредственно внутрь вакуумной камеры. Поэтому люминофорное покрытие должно быть совместимым с рабочим вакуумом ЛИНАК, для чего применяется люминофор Р43, нанесенный методом электрофоретического осаждения.

Измерение продольного распределения заряда осуществляется методом разрушающей диагностики, оно основано на использовании черенковского излучения,

регистрируемого стрик-камерой. Для энергии электронов от 600 кэВ до 200 МэВ появляется возможность использовать в качестве радиатора вспененный диоксид кремния или аэрогель с коэффициентом преломления $n = 1.05$. Полное число черенковских фотонов с учетом углового распределения составило примерно 10^{10} . Аэрогель применяется более 20 лет в ускорителях заряженных частиц, но до сих пор, с точки зрения вакуумной техники, он мало изучен [2]. Все эти материалы требуют подробных исследований вакуумных свойств, таких как газовыделение, спектр остаточных газов и т. д., перед применением в высоковакуумных системах.

В статье представлены результаты измерения термического газовыделения для вспененного диоксида кремния и для люминофора P43, нанесенного методом электрофоретического осаждения, в зависимости от длительности и условий вакуумных испытаний.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Схема установки для измерения коэффициента термического газовыделения для люминофоров и аэрогеля показана на рис. 1 [3].

Стенд состоит из вакуумного объема, изготовленного из бесшовной нержавеющей трубы марки 304L, который отделяется от средств откачки цельнометаллическим угловым клапаном VR1.

Измерение давления в системе выполнялось ионизационным датчиком давления с горячим катодом IG (от $2 \cdot 10^{-11}$ мбар до 10^{-4} мбар). Измерение парциальных давлений газов (до 100 а.е.м.) проводилось при помощи квадрупольного масс-спектрометра RGA фирмы SRS (Стэнфорд, США).

До проведения экспериментов по измерению коэффициента термического газовыделения была установлена диафрагма диаметром 6 мм и толщиной 3 мм с известной молекулярной проводимостью, равной 2.6 л/с по азоту, а также были измерены коэффициенты чувствительности датчика давления с горячим катодом и масс-спектрометра, кроме того, определялась газовая нагрузка из пустого вакуумного объема $Q_{reference}$. После каждого напуска воздуха до атмосферного давления проводились повторная

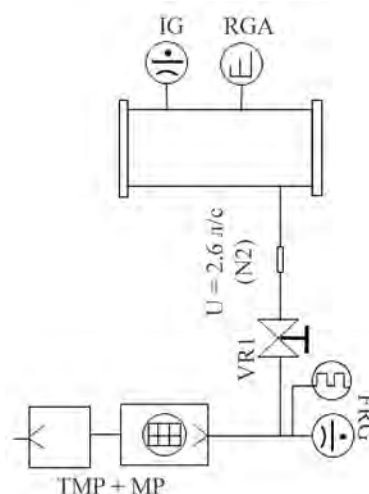


Рис. 1. Стенд для измерения коэффициента термического газовыделения: VR1 – цельнометаллические угловые клапаны, IG – ионизационный датчик давления с горячим катодом типа Bayard-Albert, FRG – широкодиапазонный датчик давления от 10^{-10} мбар до 1000 мбар, TMP – турбомолекулярный насос, MP – безмасляный форвакуумный (мембранный) насос.

калибровка всех измерителей вакуума и измерение газовой нагрузки пустого объема.

Предварительная откачка системы производилась турбомолекулярной станцией, включающей в себя турбомолекулярный насос (TMP) и безмасляный мембранный насос (MP), через цельнометаллический угловой клапан VR1. Измерение форвакуума и высокого вакуума осуществлялось широкодиапазонным датчиком давления FRG фирмы Pfeiffer, состоящим из датчика Pirani (от 10^{-4} мбар до 1000 мбар) и датчика давления с горячим катодом (от 10^{-10} мбар до 10^{-4} мбар), расположенным на откачной станции.

Установка прогревалась резистивным методом, контроль за температурой выполнялся термомпарами (хромель/копель).

Методика измерений основана на измерении перепада давлений на элементе с известной молекулярной проводимостью (в данном случае на диафрагме). Газовый поток может быть вычислен следующим образом:

$$Q = U(P_{\text{до}} - P_{\text{после}})K,$$

где U – известная молекулярная проводимость диафрагмы, равная 2.6 л/с для азота; $P_{\text{до}}$ – давление в измерительной системе, мбар; $P_{\text{после}}$ – давление на откачной станции, мбар;

K – коэффициент чувствительности для датчика давления, равный 1.0 для азота.

Коэффициент термического газовыделения находится следующим образом:

$$q = \frac{U(P_{\text{до}} - P_{\text{после}})K - Q_{\text{reference}}}{A_{\text{обр}}},$$

где $A_{\text{обр}}$ [см²] – полная площадь образцов, $Q_{\text{reference}}$ [л·мбар/с] – газовая нагрузка из пустого вакуумного объема.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Сцинтиллятор P43

Оксисульфид гадолиния, легированный тербием (Gd₂O₂S:Tb), известен как высококачественный порошковый рентгеновский люминофор с энергетической эффективностью эмиссии в видимой области спектра до 0.2. Кроме того, он имеет высокую плотность (7.34 г/см³) и показывает не слишком большое время затухания (порядка 0.6 мс) 0.

В Институте общей физики (ИОФ РАН) был изготовлен образец размерами 270 × 480 мм². Образец был изготовлен нанесением люминофора P43 на металлическую подложку (сталь 12X18Н9Т) методом электрофоретического осаждения. Этот метод дает повышенную термическую стойкость экранов, повышенную плотность упаковки зерен люминофора и лучшую их адгезию к подложке.

Контроль качества покрытия осуществлялся путем измерения нагрузки люминофорного покрытия (аналитические весы), ее значение составило 1.2–1.4 мг/см², а также на установке с ультрафиолетовым возбуждением с помощью ртутной лампы.

Люминофор был помещен в измерительный объем стенда, показанный на рис. 1. Никакая дополнительная процедура очистки к образцу не применялась, но измерение коэффициента термического газовыделения выполнялось до и после каждого прогрева при 140 °С в течение 24 ч, а также после напуска воздуха в измерительный объем до атмосферного давления. Результаты представлены в табл. 1.

Как следует из табл. 1, каждый последующий прогрев уменьшает коэффициент газовыделения даже после воздействия воздуха при

Таблица 1. Коэффициент термического газовыделения для сцинтиллятора P43

Время	q , л·мбар/(с·см ²)
Откачка №1	
24 ч	$4.7 \cdot 10^{-8}$
48 ч	$1.33 \cdot 10^{-8}$
72 ч	$9.3 \cdot 10^{-9}$
23 дня	$7.4 \cdot 10^{-10}$
После прогрева №1	
72 ч	$1.0 \cdot 10^{-10}$
Напуск воздуха до атмосферного давления. Откачка ЛК №2	
24 ч	$1.1 \cdot 10^{-8}$
72 ч	$2.6 \cdot 10^{-9}$
После прогрева №2	
3 дня	$1.35 \cdot 10^{-11}$
4 дня	$2.1 \cdot 10^{-12}$
5 дней	$1.8 \cdot 10^{-12}$
Напуск воздуха до атмосферного давления. Откачка №3	
24 ч	$2.4 \cdot 10^{-10}$
48 ч	$4.8 \cdot 10^{-10}$
72 ч	$2.5 \cdot 10^{-10}$
7 дней	$1.6 \cdot 10^{-11}$

атмосферном давлении, при этом после напуска воздуха коэффициент термодесорбции меньше на порядок в сравнении с первоначальными измерениями. Объяснение этому кроется в том, что до того, как начались вакуумные испытания, образец находился без вакуумной “гигиены” на воздухе при атмосферном давлении около года. В нашем же случае образец находился без вакуума не более 24 ч до последующей откачки [5].

Поскольку в состав люминофора P43 входит сера, наличие которой в вакуумной камере недопустимо ни при каких условиях, было важно изучить спектр остаточных газов до и после прогрева. На рис. 2 показаны спектры остаточных газов сцинтиллятора марки P43 до и после прогрева при 140 °С в течение 24 ч с последующим остыванием до комнатной температуры. Как видно из спектров, пик 32 а.е.м. присутствует до прогрева, после прогрева данного газа почти нет.

Если предположить наличие серы, то маловероятно ее восстановление в чистом виде из люминофора P43. Если же это разложение из SO₂ или H₂S, то в таком случае должны

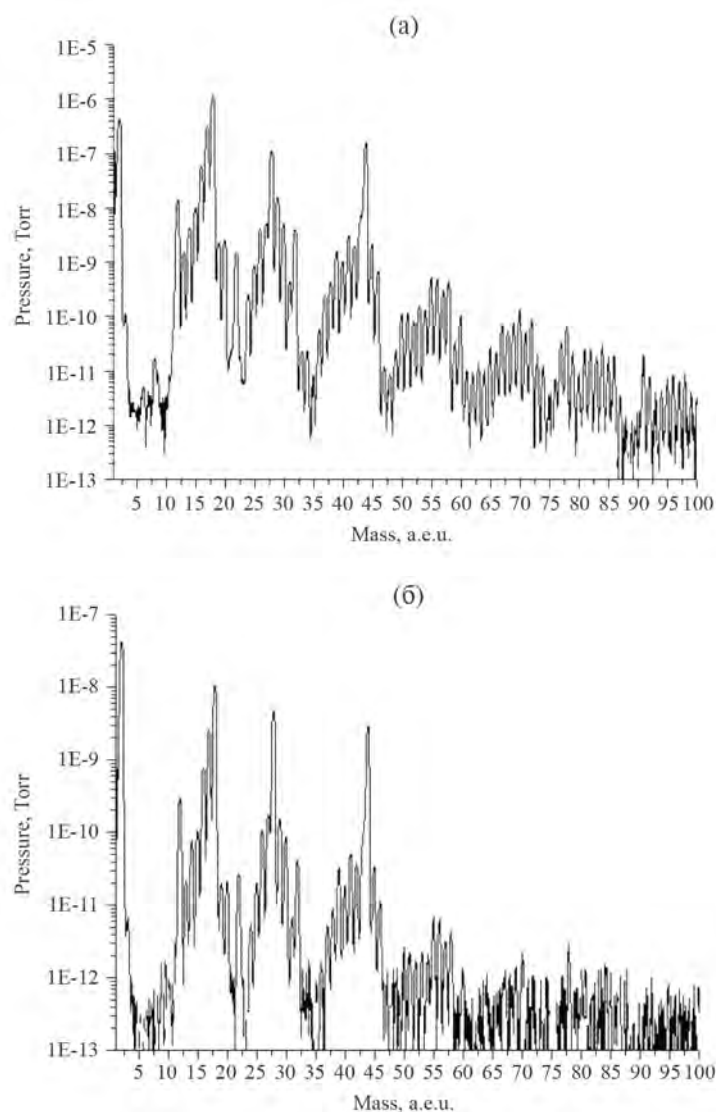


Рис. 2. Спектр остаточных газов керамического сцинтиллятора P43 до прогрева через 24 ч после старта откачки (а) и после прогрева через 5 дней после остывания до RT9 (б).

доминировать пики, соответствующие 64 а.е.м. или 34 а.е.м., а в действительности они либо не были обнаружены, либо были меньше 32 а.е.м.

Если же это кислород, то в чистом виде его не бывает, если нет виртуальных течей. Косвенным подтверждением отсутствия виртуальных течей может служить тот факт, что кислород дает “фрагменты” пиков 16, 34 и 33 а.е.м. К сожалению, вычленить составляющую кислорода в пике 16 а.е.м., почти невозможно, так как пик 16 а.е.м. включает также метан и атомарный кислород из угарного газа и углекислого газа и т.д., которые всегда в том или другом количестве присутствуют в спектре остаточных газов. Пики, соответствующие 33 и 34 а.е.м., очень малы по сравнению с пиком 32 а.е.м., чтобы

с хорошей точностью утверждать о наличии или отсутствии кислорода.

Другим способом изучения спектра остаточных газов было наблюдение за тем, как изменяется величина 32 а.е.м. в зависимости от температуры нагрева люминофора. Для этой цели был создан внутренний нагреватель из циркониевой проволоки диаметром 0.43 мм и длиной 2 м (электрическое сопротивление равняется 6.7 Ом при температуре 20 °С), намотанной на керамическую трубку диаметром 4 мм для избегания провисания нагревателя. Данный нагреватель располагался на расстоянии 10–15 мм с обратной стороны люминофора. Контроль за температурой осуществлялся при помощи термопары хромель-копель, закрепленной на люминофоре.

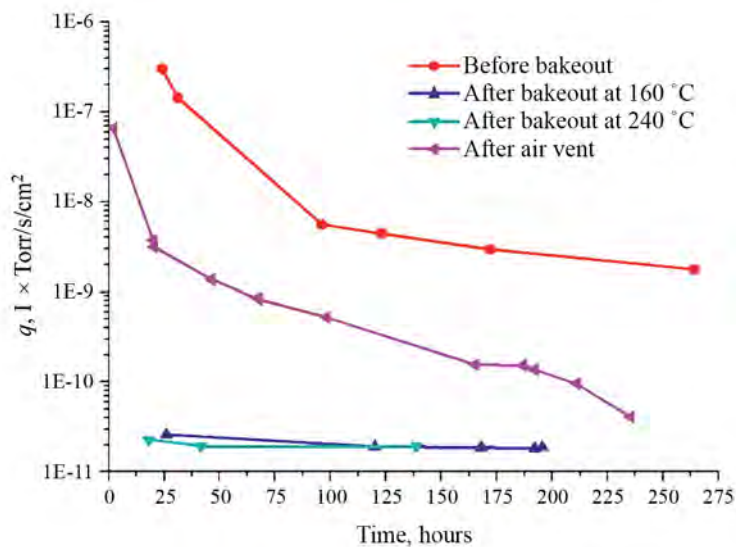


Рис. 3. Термическое газовыделение из вспененного диоксида кремния (аэрогеля) в зависимости от длительности откачки и предварительных условий подготовки образцов.

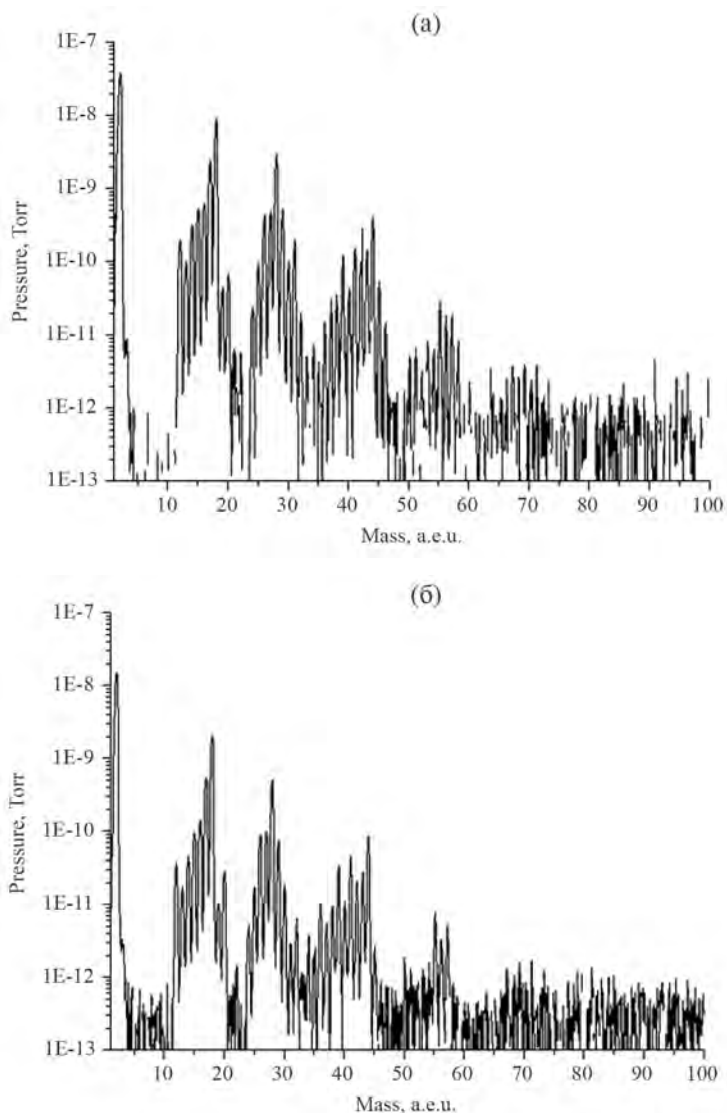


Рис. 4. Спектр остаточных газов из аэрогеля до прогрева (а) и после прогрева при 160 °С в течение 24 ч (б).

Максимальная температура нагрева люминофора, равная 170 °С, была достигнута при токе 4.0 А и мощности 240 Вт.

Было обнаружено, что при увеличении мощности нагрева, а следовательно, и увеличении температуры на люминофоре, пик 32 а.е.м. также увеличивается, но при длительной выдержке при данной температуре происходит заметное уменьшение величины пика 32 а.е.м., что свидетельствует о наличии кислорода, а не серы.

Поскольку люминофор изготавливается из мелкозернистых фракций, он создает большую газовую нагрузку на вакуумную систему. Использование катода из циркония выполняло и вторую задачу. Во время нагрева сцинтиллятора происходит распыление циркония, который является хорошим газопоглотителем. Во время эксперимента был получен предельный вакуум порядка $3 \cdot 10^{-10}$ мбар, что значительно превышает требование к вакууму в ЛИНАКе (уровень вакуума 10^{-8} мбар и лучше).

3.2. Аэрогель

Одним из аэрогелей, получившим широкое применение в диагностике пучка, является вспененный диоксид кремния, состоящий из совокупности частиц и пор. Размеры пор настолько малы, что эти поры рассеивают очень мало света, поэтому аэрогели очень прозрачны в видимом диапазоне длин волн. Важными параметрами аэрогеля являются оптические свойства (длина рассеянного света, длина поглощенного света, низкий коэффициент преломления (от 1.0006 до 1.11)), фотонный выход из аэрогеля, временное разрешение, а также максимальная толщина радиатора, которая ограничивается длиной рассеивания света [6].

Поскольку аэрогель имеет низкую плотность, но высокую пористость (90–99.9)%, при этом площадь внутренней поверхности достигает от 100 до 2000 м²/г, важно определить коэффициент термического газовыделения и спектр остаточных газов в зависимости от длительности откачки и предварительных условий подготовки образцов.

В Институте катализа были изготовлены образцы с коэффициентом преломления от 1.03

до 1.05 и геометрической площадью порядка 86 см². На рис. 3, 4 представлены результаты термического газовыделения и спектр остаточных газов соответственно.

ВЫВОДЫ

1. Измерены коэффициент термического газовыделения и спектр остаточных газов из люминофора P43, изготовленного методом электрофоретического осаждения.

2. Полученные результаты свидетельствуют о том, что данные люминофоры можно применять в сверхвысоковакуумных системах ионных ускорителей, где требуется получение вакуума на уровне $(2-3) \cdot 10^{-11}$ Торр, чтобы не допустить нежелательной перезарядки ионов.

3. Измерены коэффициент термического газовыделения и спектр остаточных газов из вспененного диоксида кремния (аэрогеля).

4. Данный аэрогель успешно используется в черенковских датчиках на ЛИНАКе ЦКП “СКИФ” в качестве радиаторов, при этом взаимодействие с пучком никак не влияет на вакуум в ускорителе.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность А.Ф. Данилюку за предоставленные образцы вспененного диоксида кремния (аэрогеля).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ЦКП “СКИФ” <https://srf-skif.ru/>
2. Zhao Q., Bähr J., Bohnet I., Flöttmann K., Lipka D., Richter D., Stephan F. // Proceed. Particle Accelerator Conference. 2001. Chicago, P. 2299.
3. Бурдаков А.В., Варанд А.В., Краснов А.А., Мешков О.И., Михайленко М.А., Семенов А.М., Толочко Б.П., Шوشин А.А. // ПТЭ. 2022. № 3. С. 146.
4. Morlotti R., Nikl M., Piazza M., Boragno C. // J. Luminesc. 1997. V. 72. P. 772. [https://doi.org/10.1016/S0022-2313\(96\)00330-4](https://doi.org/10.1016/S0022-2313(96)00330-4)
5. Semenov A.M., Burdakov A.V., Krasnov A.A., Shoshin A.A., Tolochko B.P., Varand A.V. // Proceed. IPAC. 2021. Campinas, P. 2447. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-TUPAB396>
6. Bähr J., Djordjadze V., Lipka D., Onuchin A., Stephan F. // NIM A. 2005. V. 538. P. 597. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.08.098>

АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИСТЕЧЕНИЯ СТРУЙ
ЖИДКОСТЕЙ ИЗ СОПЕЛ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО
ДИАМЕТРА В РАЗРЕЖЕННУЮ СРЕДУ© 2024 г. А. С. Яскин^{а, *}, А. Е. Зарвин^{а, б, **}, В. В. Каляда^а,
К. А. Дубровин^{а, б}, В. Э. Художитков^{а, б}^аНовосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1^бИнститут теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

*e-mail: yas@nsu.ru

**e-mail: zarvin@phys.nsu.ru

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 03.06.2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

Представлена аппаратура для исследования формирования струй летучих жидкостей в разреженной среде. Аппаратура создана на базе газодинамической установки с высокой производительностью откачки, предназначенной для исследования сверхзвуковых течений газа. Приведены описание и результаты испытаний аппаратуры и проверки методик фото- и видеофиксации соплового истечения этанола для изучения формы и структуры струй жидкости в различных условиях при длительных режимах истечения из сопел субмиллиметрового диаметра.

DOI: 10.31857/S0032816224020258 EDN: QREPLN

1. ВВЕДЕНИЕ

Истечение жидкости из отверстий и каналов различной формы в вакуум или разреженную среду – распространенный процесс в современной технике [1–9]. Если температура жидкости T_0 достаточно высока и давление ее насыщенных паров $P_s(T_0)$ гораздо выше давления среды P_b , то истекающая из сопла жидкость оказывается в перегретом состоянии. Истечение перегретой жидкости сопровождается интенсивным фазовым переходом из перегретого (метастабильного) состояния в пар так называемым взрывным вскипанием и образованием неравновесного двухфазного течения [10]. Взрывное вскипание (или мгновенное испарение [11–13]) совместно с поверхностной неустойчивостью определяет распад и форму струйного течения в условиях разрежения.

В литературе описан ряд экспериментальных установок для исследования процессов истечения жидкости в разреженную среду. Из-за

высокой интенсивности парообразования основные режимы работы описанных установок – импульсные или непродолжительные. Так, например, в работе [14] эксперименты в разреженной среде с давлением от 200 Па до 100 кПа проводились во время открытия инжекторного клапана с электрическим приводом. Давление в жидкости создавалось азотом, сжатым до давления P_0 в диапазоне 0.1–2 МПа, при помощи сильфона, предотвращающего растворение газа в исследуемой жидкости. Импульсный режим в интервале от 10 до 40 мс позволил авторам предотвратить заметное изменение давления в вакуумной камере установки. В работе [11] при исследовании струйных течений в разреженной среде для предотвращения значительного подъема давления в камере расширения использовалась кратковременная подача жидкости в сопло в течение 4 с. В работе [15] из-за ограниченной производительности вакуумного насоса использовался режим мгновенного распыления

(10–30 мс) при среднем давлении окружающей среды 5 Па.

В работе [16] нами были продемонстрированы неустойчивость и изменчивость формы длительного течения двухфазных парожидкостных струй, а также случайное появление в них центров парообразования, вызванное неравновесными процессами кипения перегретой жидкости в вакууме. Для изучения таких процессов требуется обеспечить длительное истечение жидкости с сохранением неизменным низкого давления среды.

Целью настоящей работы является описание использования вакуумной газодинамической установки, разработанных аппаратуры и методик визуального контроля, формулирование рекомендаций с целью использования лабораторных вакуумных стендов для исследования струйных течений летучих жидкостей в режиме стационарного истечения в сильно разреженную среду (вакуум).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для исследования процессов истечения летучих жидкостей в вакуум использовался газодинамический стенд ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [17]. Система вакуумирования стенда, включающая безмасляные форвакуумные, высоковакуумные турбомолекулярные и гелиевые криогенные насосы, обеспечивает высокое разрежение (до 0.1 Па при скорости соплового натекания углекислого газа до 0.2 г/с) в камере расширения объемом около 0.5 м³ и допускает длительное наблюдение процессов стационарного истечения жидкости.

В качестве модельной летучей жидкости выбрана азеотропная смесь этанола (95.6% масс.) с водой (температура кипения 351.15 К), обладающая параметрами (коэффициент поверхностного натяжения, давление насыщенных паров P_s , вязкость и др.), обеспечивающими возможности достижения жидкостью метастабильного состояния и изучения поведения струйного течения летучей жидкости с температурой от 290–350 К в разреженной среде. Кроме того, работа с этанолом, в отличие от экспериментов с водой, не требует длительной дегазации установки по окончании исследования. Поскольку экспериментальная установка систематически используется также для исследований с газовыми потоками, применение в качестве рабочей

жидкости воды было отвергнуто из-за необходимости последующих длительных технологических процедур удаления воды из вакуумных систем.

На рис. 1 приведена принципиальная схема проведения экспериментов с жидкостью на газодинамическом стенде. Система подготовки и подачи жидкости в сопло 11, размещенное на координатном устройстве внутри вакуумной камеры 6, включает в себя камеру заливки и дегазации жидкости 3, камеру задания и регулирования давления 18, камеру термостатирования рабочей жидкости 16, а также приборы и оборудование управления подачей жидкости. Для камер системы использованы промышленные конструкции систем водоподготовки. В качестве камеры заливки и дегазации жидкости используется фильтр для воды WHITEWATER MF-1/2, для камеры задания и регулирования давления применяется расширительный бак системы отопления COMFORT BC-2 с разделительной мембраной, для камеры термостата используется корпус фильтра ESSAN UNIVERSAL.

Этанол в систему подготовки и подачи жидкости заливается через отверстие 2 с заглушкой, отсекающей систему от атмосферы после заполнения. Уровень заливки системы жидкостью во время заполнения контролируется с помощью прозрачной трубки 5. После заливки жидкости при закрытых вентилях 4, 14 и открытом вентиле 22 камеры системы 3, 16, 18 нагреваются ленточным нагревателем до температуры дегазации 340 К. Жидкость дегазируется с помощью форвакуумной откачки через канал 1. По завершении дегазации вентиль 22 закрывается. Электромагнитный клапан 10 со временем срабатывания 20 мс предназначен для быстрого отсечения канала подачи жидкости в сопло после завершения эксперимента. Расход жидкости контролируется ротационным расходомером FM-HL3012C 15 с погрешностью 3%.

Давление жидкости P_0 во время проведения эксперимента поддерживается постоянным и может задаваться в диапазоне от 50 до 300 кПа. Для поддержания давления выше 100 кПа используется компрессор, давление от которого передается жидкости с помощью разделительной мембраны 19 камеры задания и регулирования давления 18. Режим с давлением ниже 100 кПа обеспечивается с помощью вакуумного насоса через трубку контроля уровня жидкости 5

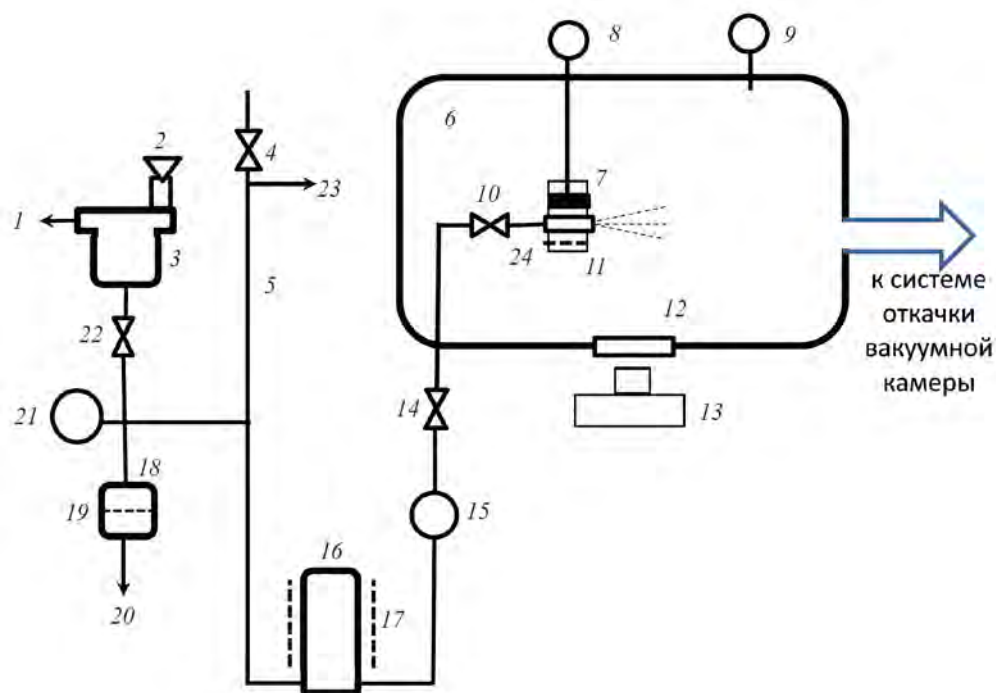


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с системами подготовки и подачи жидкости: 1, 23 – к вакуумному насосу, 2 – заливочное отверстие камеры дегазации, 3 – камера дегазации, 4, 14, 22 – запорные вентили, 5 – трубка контроля уровня жидкости, 6 – вакуумная камера, 7 – термометр сопротивления, 8 – прибор контроля, 9 – мембранный вакуумметр, 10 – отсекающий электромагнитный клапан, 11 – сопло, 12 – окно вакуумной камеры, 13 – фотовидеокамера, 15 – ротационный расходомер, 16 – камера термостатирования жидкости, 17 – нагреватель термостата, 18 – камера задания давления, 19 – мембрана, 20 – подача жидкости к компрессору, 21 – мановакуумметр, 24 – нагреватель соплового блока.

и канал 23 при закрытом вентиле 4. Контроль давления P_0 осуществляется с помощью мановакуумметра 21 с погрешностью 1%. Давление P_b в камере расширения 5 стенда ЛЭМПУС-2 во время экспериментов с жидкостью изменяется в пределах от 1 до 100 Па в зависимости от расхода жидкости через сопло и регулируемой скорости откачки вакуумными насосами. Это давление контролируется с помощью емкостного мембранного вакуумметра CDG-500 производства Agilent Technologies 9, показания которого не зависят от состава среды. Погрешность измерения абсолютного давления в диапазоне 0.01–133 Па не превышает 0.2%. Температура жидкости, истекающей из сопла, поддерживается стабильной и может варьироваться с помощью нагревателей термостата 17 и соплового блока 24 в соответствии с программой эксперимента в пределах 295–340 К. Температура жидкости измеряется с дискретностью 0.1 К термометром сопротивления 7, установленным в сверлении корпуса соплового блока, с прибором контроля 8.

Структура и форма течения жидкости из сопла регистрируются с помощью фото- и видеосъемки через оптическое кварцевое окно 12 вакуумной камеры. Для этого используется фотоаппарат NIKON D7200 13 с длиннофокусным объективом AF-S NIKKOR 18–300 мм. Частота кадров при видеосъемке составляет 30 кадров/с. Струя жидкости освещается ярким светодиодом, размещенным в камере расширения ниже оси визирования так, чтобы свет источника не попал в объектив камеры. Для определения геометрических размеров струи в качестве шаблона использовались фиксируемые на фотографиях детали соплового блока с известными геометрическими размерами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВЫХ ИСПЫТАНИЙ

Анализ работы установки выполнен с использованием сопел, имитирующих отверстие в тонкой стенке. Сопла, обозначенные как С1, С2, С3, имеют диаметры сечения $D_* = 0.20, 0.30, 0.72$ мм соответственно. Сопла изготовлены из быстросъемных заглушек для труб с внешним

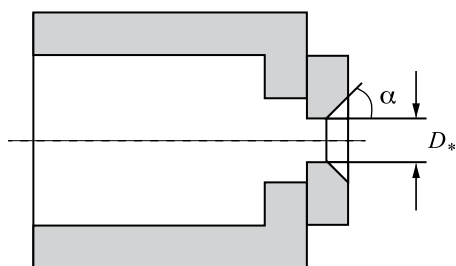


Рис. 2. Схематический чертеж сопла.

диаметром 6 мм (рис. 2). В торце заглушки выполнены цилиндрический канал диаметром D_* и конус с углом при вершине $2\alpha = 80^\circ$. Глубина конуса зависела от диаметра отверстия и соответствовала условию минимизации цилиндрического канала сопла.

Расходные характеристики изготовленных сопел, Q , определялись в виде зависимости $Q \propto P_0^{0.5}$ в предположении соответствия режима течения жидкости в трубах, подводящих этанол к соплу, и его истечения из сопла уравнению Бернулли для несжимаемой жидкости. Измерения проводились в атмосфере пропусканием через сопло определенного объема этанола за измеряемый промежуток времени при каждом фиксированном давлении P_0 (рис. 3а). Одновременно с расходными характеристиками определялась зависимость средней скорости течения жидкости v через выходное сечение сопла от частоты вращения f крыльчатки ротора расходомера $v = v(f)$ (рис. 3б). Для сопла С1 соответствующий результат на рис. 3б отсутствует, поскольку расход жидкости через сопло оказался меньше нижнего предела чувствительности использованного расходомера. Погрешность определения коэффициентов эмпирических зависимостей $Q = Q(P_0^{0.5})$ и $v = v(f)$ не превысила 5%.

Средняя по сечению скорость течения этанола определялась по результатам измерения расхода через сопла при комнатной температуре в диапазоне давлений от 50 до 300 кПа. Для сопла С1 диапазон скоростей составил (3.6 — 10.6) м/с, для С2 — (4.7 — 16.7) м/с, для сопла С3 — (8.4 — 18.8) м/с. Полученные результаты для сопел С2, С3 использованы для получения градуировочных зависимостей $v = v(f)$ (рис. 3б).

Иллюстрация результатов визуализации горизонтальных струйных течений, полученная в ходе наладочных испытаний при относительном давлении 100 кПа, представлена на рис. 4. При истечении этанола в атмосферу ($P_0 = 200$ кПа,

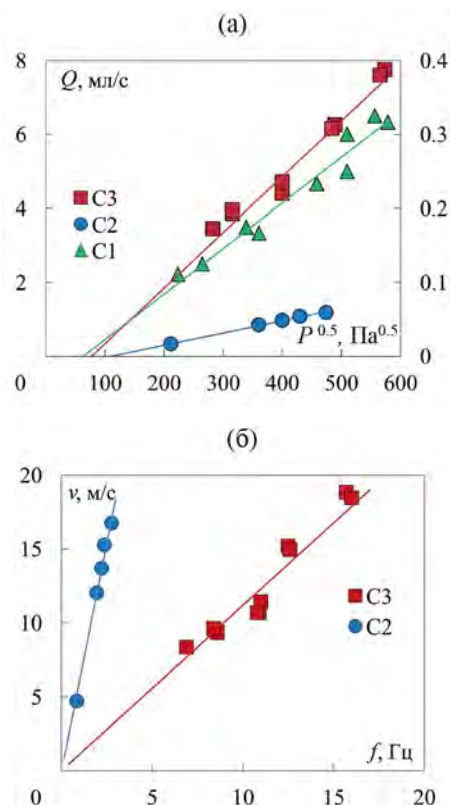


Рис. 3. а) Расходные характеристики (шкала ординат для тарировок сопел С2 и С3 приведена слева, для сопла С1 — справа). б) Связь скорости течения жидкости с частотой вращения ротора расходомера.

$P_b = 100$ кПа, рис. 4а, б) разрушение струй не наблюдается практически на всей видимой длине струй. Слабое возмущение в структуре течения заметно только в струе, истекающей из сопла наименьшего диаметра (рис. 4а), и только на самом отдаленном участке, на расстоянии свыше 45 мм от сопла. На форме струй не отражается геометрическое несовершенство сопел. Поверхность струй гладкая, течение прямолинейное, хотя при детальном рассмотрении изображения на рис. 4б можно видеть небольшие потемнения, которые свидетельствуют о незначительных пульсациях поверхности струи, связанных либо с процессом инверсии [18], либо с незначительным вращением струи. Иная картина наблюдается на рис. 4в, г при истечении этанола из тех же сопел, что и соответственно на рис. 4а, б, но в вакуум. Сразу за соплом струя (рис. 4в) испытывает деформацию формы поверхности в виде затухающих колебаний (вставка на рис. 4в в увеличенном масштабе). Наблюдается локальная неустойчивость формы поверхности течения в виде светлых пятен. Форма струи значительно отличается от прямолинейной, она становится

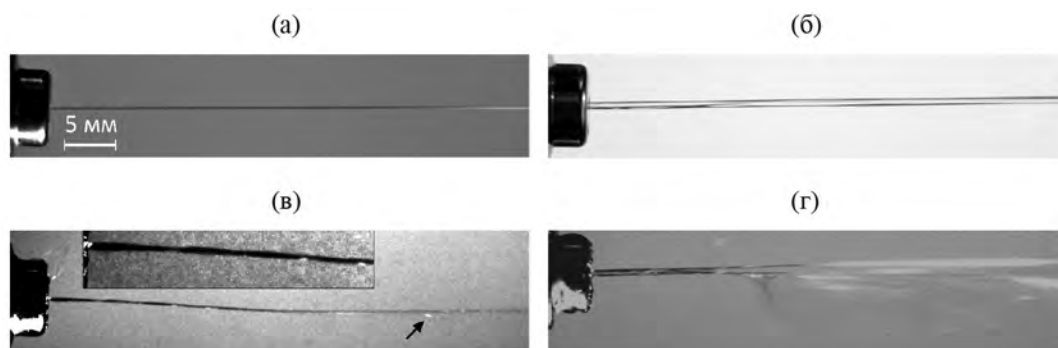


Рис. 4. Пример визуализации течения этанола при температуре $T = 303$ К из отверстия с острой кромкой: а, в – сопло С1; б, г – сопло С3; а, б – $P_0 = 200$ кПа, $P_b = 100$ кПа; в – $P_0 = 100$ кПа, $P_b = 0.8$ Па; г – $P_0 = 100$ кПа, $P_b = 40$ Па.

неустойчивой во времени и пространстве и изогнутой. Еще более интенсивные изменения наблюдаются в течении из сопла С3 (рис. 4г), сечение которого на порядок превышает сечение сопла С1. Компактная темная часть струи завершается расширяющейся светлой областью, начинающейся с яркого фрагмента, и сопровождается выбросом капель этанола. Вследствие бифуркации струйного течения в зоне скопления светлых фрагментов на нижней поверхности от исходной струи под углом вниз отделяется тонкий плоский поток, сохраняющий стабильное состояние в течение некоторого промежутка времени. В целом, неустойчивость формы и направления струи после ветвления возрастает. Для изучения этих процессов необходимо обеспечивать продолжительное стационарное истечение жидкости, что достигнуто в данной работе.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вакуумная газодинамическая установка адаптирована для исследований струйных течений жидкости в режиме стационарного истечения в сильно разреженную среду. Показано, что система откачки газодинамического стенда позволяет проводить длительное наблюдение струйного течения этанола при возможности вариации давления среды от атмосферного до нескольких единиц Па. Выполнена экспериментальная проверка методик фото- и видеofиксации истечения жидкости для анализа формы и структуры струи внутри вакуумного объема. Приведены тестовые режимы истечения этанола в атмосферу и вакуум. Показано, что режимы с длительным истечением жидкости в разреженную среду, в отличие от течения при атмосферном давлении, подвержены спонтанным изменениям направления, формы и структуры струи с возникновением точек бифуркации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Прикладная физика” Новосибирского государственного университета при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00750).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nieto-Peroy C., Emami M.R. // Appl. Sci. 2019. V. 9(15). P. 3110. <https://doi.org/10.3390/app9153110>
2. Fonda-Marsland E., Roberts G., Gibbon D., Ryan C. // AIAA Propulsion and Energy Forum. 2019. P. 4227. <https://doi.org/10.2514/6.2019-4227>
3. Ryan C.N., Fonda-Marsland E., Roberts G.T., Lear A., Fletcher E., Lear G., Palmer M.J., Gibbon D. // J. Propulsion and Power. 2020. V. 36. P. 158. <https://doi.org/10.2514/1.B37418>
4. Papale W.G., Roy R.J. // Space Conference American Institute of Aeronautics and Astronautics. San Jose, California, 2006. P. 426. <https://doi.org/10.2514/6.2006-7240>
5. Gediminas Galinis, Jergus Strucka, Jonathan C.T. Barnard, Avi Braun, Roland A. Smith, Jon P. Marangos. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. P. 083117 <http://dx.doi.org/10.1063/1.4990130>
6. Chandra R., Krishna Murthy M.V., Jacob S., Kasthuriengan S., Karunanithi R. // Vacuum. 1996. V. 47. P. 1379. [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(96\)00205-9](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(96)00205-9)
7. Faubel M., Steiner B., Toennies J.P. // J. Chem. Phys. 1997. V. 106 (22): P. 9013. <https://doi.org/10.1063/1.474034>
8. Раубе С.С., Красночуб Е.К., Бронштейн В.М. // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета. 2010. № 2. С. 50.
9. Yarygin V.N., Prikhodko V.G., Yarygin I.V., Vязов Ю.Н. // Vacuum. 2014. V. 109. P. 401. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.04.026>
10. Скупнов В.П. Метастабильная жидкость. Москва: Наука, 1972.
11. Vieira M.M., Simões-Moreira J.R. // Fluid Mech. 2007. V. 572. P. 121. <https://doi.org/10.1017/S0022112006003430>

12. *Polanco G., Holdø A.E., Munday G.* // J. Hazardous Materials. 2010. V. 173. № 1–3. P. 2.
<https://doi.org/10.1016/j.jhazmat.2009.08.138>
13. *Ma W., Zhai S., Zhang P., Xian Y., Zhang L., Shi R., Wu Z.* // Int. J. Aerospace Engineering. V. 2018. Art. 3686802.
<https://doi.org/10.1155/2018/3686802>
14. *Kurschat Th., Chaves H., Meier G.E.A.* // J. Fluid Mech. 1992. V. 236. P. 43.
<https://doi.org/10.1017/S0022112092001332>
15. *Lu X.X., Li L., Luo K.H., Ren X.B., Liu Y., Yan X.F.* // J. Thermophys. Heat Transfer. 2016 V. 30:2. P. 410.
<https://doi.org/10.2514/1.T4665>
16. *Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А.* // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 21. С. 47.
<http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2021.21.51630.18846>
17. *Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhnikov V.E., Gimelshein S.F.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Issue 5. P. 819.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2682901>
18. *Чугаев Р.Р.* Гидравлика. Л.: Энергоиздат, 1982.

УДК 539.1.07

**ПРОТОТИП КРИОГЕННОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ВОДОРОДНОЙ
МИШЕНИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА PANDA**

© 2024 г. П. В. Федорец^{а, *}, В. Д. Чернецкий^а, П. В. Балануца^а, А. С. Герасимов^а,
А. А. Голубев^а, Л. Н. Гусев^а, А. Г. Долголенко^а, А. В. Канцырев^а,
В. И. Карасев^а, Н. М. Кристи^а, Е. М. Ладыгина^а, С. А. Макагонов^а,
В. А. Панюшкин^а, А. Н. Панюшкина^а, И. А. Тарасенко^а, А. Б. Халявин^а

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: pavelfedo933@gmail.com

Поступила в редакцию 08.06.2023 г.

После доработки 23.06.2023 г.

Принята к публикации 14.08.2023 г.

Регулярный монодисперсный поток сферических микромишеней твердого водорода или дейтерия с варьируемым диаметром в несколько десятков мкм и частотой от нескольких десятков до нескольких сотен кГц востребован в качестве внутренних мишеней в физических экспериментах на ускорителях. Статья посвящена модификации и запуску прототипа криогенной корпускулярной водородной мишени, в которой происходит трансформация поступающего в установку газа в поток сферических микромишеней. В мишени реализуются процессы криогенного охлаждения и ожигения газа, формирования жидкой микроструи и управляемого монодисперсного разбиения ее на капли одинакового размера с последующим замораживанием капель и образованием микромишеней при инъекции в вакуум. Прототип мишени включает криогенную, вакуумную и газовую системы, а также системы контроля и оптической диагностики параметров микромишеней. Модифицированный прототип мишени обеспечил стабильные монодисперсные режимы генерации микромишеней диаметром 20–50 мкм при частоте генерации 260–465 кГц.

DOI: 10.31857/S0032816224020268 EDN: QRCDWR

1. ВВЕДЕНИЕ

Криогенная корпускулярная водородная мишень предназначена для применения в научных экспериментах на ускорителях и лазерных установках. В эксперименте PANDA (Proton ANihilation in DArmstadt) [1–3] проекта FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) планируется использовать внутренние мишени на основе изотопов водорода и ряда других газов. В эксперименте PANDA предполагается проведение уникальных исследований на антипротонном пучке накопительного кольца HESR (High Energy Storage Ring). Физическая программа эксперимента направлена на исследование фундаментальных проблем адронной и ядерной физики во взаимодействиях антипротонов с нуклонами и ядрами, нахождение новых экстремальных

форм материи, таких, например, как предсказываемые теорией экзотические адроны: глюболы и гибриды. Поиск новых форм материи и спектроскопия очарованных адронов в эксперименте PANDA станет дополнением к исследованиям, проводимым при ультравысоких энергиях на большом адронном коллайдере в CERN.

Для формирования широкого диапазона светимости в эксперименте PANDA планируется использовать два типа внутренних мишеней: кластерную мишень [4, 5] и криогенную корпускулярную мишень [5, 6], в которой обеспечивается монодисперсный режим генерации потока твердых сферических микромишеней диаметром 15–30 мкм с диапазоном частот от 10 до 400 кГц.

В криогенной корпускулярной водородной мишени обеспечивается непрерывность

и регулярность возобновления микромишеней в точке взаимодействия с пучком антипротонов. При этом отсутствуют твердые осколки взаимодействия пучка антипротонов с мишенью. Отработавшие или неиспользованные микромишени удаляются из зоны взаимодействия через выводной вакуумный тракт. Размеры, частота и скорость микромишеней изменяемы согласно условиям конкретного эксперимента. Наиболее востребованными в эксперименте PANDA являются микромишени из водорода. Реализуема генерация микромишеней из ряда других газов, таких как N_2 , Ar, D_2 , Xe, Ne, Kr. Мишени на основе газов N_2 , Ar, Xe необходимы при измерении абсолютного сечения рождения J/ψ на серии различных ядер от легких до тяжелых. При помощи дополнительной системы трекинга [5] движения микромишеней возможно восстановление траектории каждой микромишени с последующим восстановлением времени и координаты точки взаимодействия с антипротонным пучком, что позволяет существенно подавлять уровень шумов от случайных взаимодействий при последующей обработке экспериментальных данных. Для экспериментов, требующих повышенной эффективной плотности мишени, используется режим высокой светимости без трекинга с большей частотой следования микромишеней.

Эффективная плотность мишени для условий эксперимента PANDA должна составлять не более $2 \cdot 10^{15}$ ат./см² в режиме трекинга микромишеней (микромишени с диаметрами более 20 мкм и частотой формирования около 15 кГц) и не менее $4 \cdot 10^{15}$ ат./см² в режиме высокой светимости (микромишени с диаметрами менее 15 мкм и частотой формирования более 150 кГц). (Эффективная плотность мишени [ат./см²] — это число атомов мишени на единицу площади. При этом атомы мишени условно спроецированы и распределены по всей поперечной плоскости пучка ускорителя. Таким образом учитывается различие в диаметрах мишени и пучка ускорителя и учитывается шарообразная форма микромишени.)

Помимо экспериментов на ускорителях, возможно использование данного типа криогенных мишеней в лазер-плазменных экспериментах и для генерации глубокого ультрафиолетового излучения (EUV) с длиной волны около 13.5 нм с использованием мишени из газа Xe для применения в литографии [7–12].

2. КОНСТРУКЦИЯ

Первые работы по созданию мишени для генерирования потока корпускулярных замороженных гранул водорода были проведены в Швеции коллаборацией CELSIUS-WASA [13, 14]. Такая мишень, в которой использовался охладитель (кулер), работающий по замкнутому циклу Мак-Магона, позволила успешно реализовать длительный стационарный режим генерирования потока замороженных гранул водорода. Однако в процессе ее испытаний выявилось, что механические колебания, сопровождающие работу криогенного блока кулера Мак-Магона, снижают устойчивость формируемой жидкой микроструи. В результате при диспергировании жидкой струи методом вынужденного капиллярного распада (ВКРС) степень монодисперсности сформированного потока жидких капель заметно уменьшалась.

Лишенная этого недостатка мишень разомкнутого цикла, в которой в качестве охлаждающей среды использовался жидкий азот и гелий, была разработана и создана в ИТЭФ [15]. Достоинствами, присущими такому методу криостатирования, являются отсутствие воздействующих на формируемую для ВКРС жидкую микрострую внешних механических возмущений, которые сопровождают работу криогенного блока кулера, а также возможность без изменения конструкции криостата генерировать поток твердых микромишеней не только из изотопов жидкого водорода, но и из других криогенных жидкостей (N_2 , Ar). В дальнейшем работы были продолжены в исследовательском центре Юлих (Германия), где была проведена серия испытаний мишени указанного типа [16].

Однако для поддержания стационарного режима генерирования потока монодисперсных микромишеней в течение длительного периода времени при таком методе криостатирования необходимо непрерывно или периодически пополнять из внешних источников используемые жидкий азот и гелий.

На основе анализа результатов проведенных испытаний мишеней обоих упомянутых типов, в НИЦ “Курчатовский институт” спроектирована и произведена модификация прототипа мишени (рис.1), в конструкции которой реализованы достоинства обоих методов криостатирования — обеспечение длительного стационарного режима ВКРС при минимально допустимом

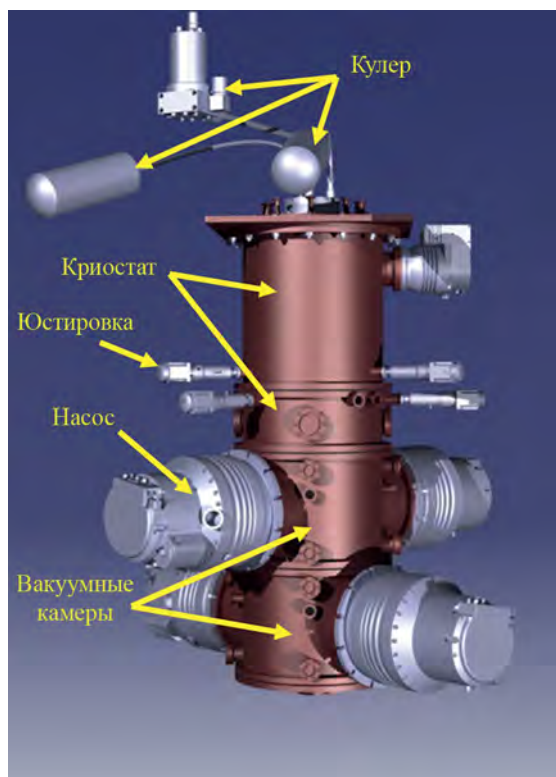


Рис. 1. Рисунок внешнего вида (структуры) мишени (слева) и фотография криостата мишени (справа).

уровне воздействия внешних неконтролируемых механических возмущений на диспергируемую микроструктуру жидкого водорода.

Модифицированный прототип мишени включает в себя вертикальный криостат, в котором последовательно осуществляются все необходимые процессы перевода поступающего извне газообразного водорода в выходящий из криостата монодисперсный поток твердых гранул – микромишеней.

В качестве источника холода – криогенератора в мишени используется кулер замкнутого цикла с пульсационной трубой РТ810. Данный тип кулера, включающего в себя компрессорную станцию и выносной криогенный блок (криогенератор), обеспечивает длительный непрерывный режим криостатирования с холодопроизводительностью второй ступени 14 Вт на температурном уровне 20 К с минимальным уровнем механических вибраций [17, 18].

Схема криостата прототипа мишени представлена на рис. 2. На верхней плите криостата закреплен выносной блок кулера. Первая и вторая ступени кулера расположены внутри верхней части криостата. Узел генерирования микромишеней, включающий в себя конденсатор водорода, камеру формирования монодисперсной струи

(КФМС) и шлюзовое устройство, расположен ниже, в средней секции криостата. Конденсатор вместе с герметично присоединенной к нему КФМС шарнирно подвешен к подвижной платформе юстировочного двухкоординатного столика, нижние концы трех опор которого, в свою очередь, шарнирно закреплены на неподвижной плите.

Три гибких медных хладопровода связывают верхнюю часть корпуса конденсатора со второй, наиболее холодной ступенью криогенератора. К расположенному в нижней части конденсатора выходному штуцеру присоединен сопловой конфузурный насадок с закрепленным кольцевым пьезоэлектрическим преобразователем. На выходе соплового насадка формируется струя жидкого водорода.

В средней части КФМС расположены стеклянные смотровые иллюминаторы для диагностики микромишеней. Шлюз герметично связывает внутреннюю полость КФМС с расположенной ниже первой вакуумной камерой. Шлюз представляет собой цилиндрический металлический корпус с установленным сужающимся стеклянным капилляром. В вакуумных камерах установлено по два турбомолекулярных вакуумных насоса. Насосы обеспечивают последовательное

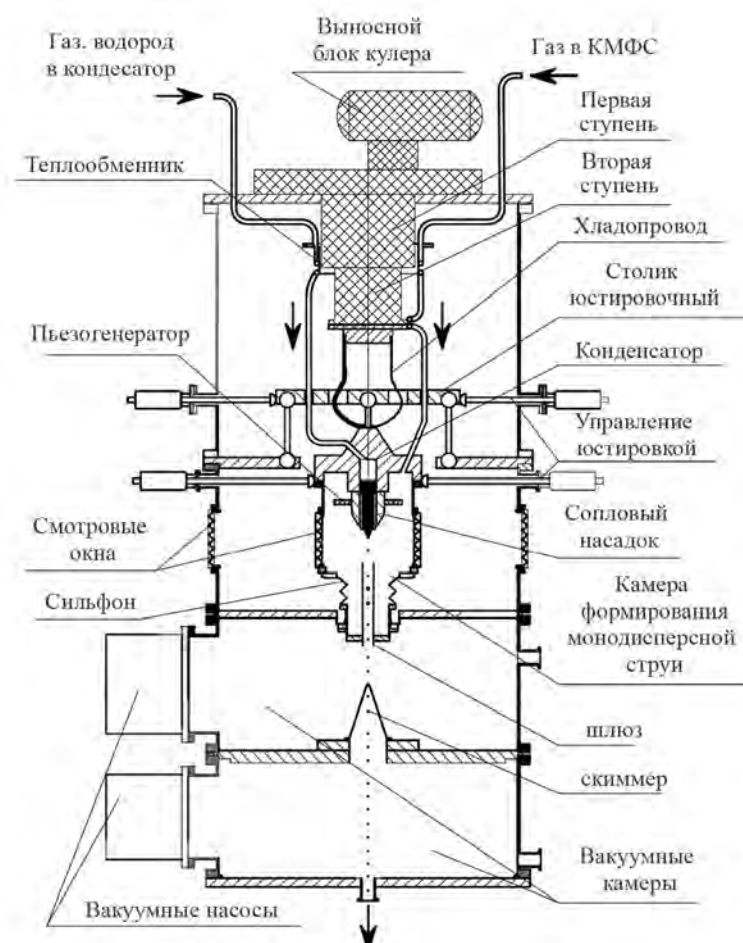


Рис. 2. Схема криостата прототипа криогенной корпускулярной водородной мишени.

по ходу течения потока водорода снижение давления от десятков мбар в КФМС до 10^{-6} мбар во второй выходной камере. На перегородке, разделяющей верхнюю и нижнюю вакуумные камеры, установлен скиммер (коллиматор), ограничивающий угол рассеяния проходящего потока гранул водорода.

Высота криостата вместе с расположенным на его верхнем фланце выносным блоком кулера составляет около двух метров. Наружный диаметр криостата равен 450 мм.

3. ПРОЦЕСС ГЕНЕРАЦИИ МИКРОМИШЕНЕЙ

Предварительное охлаждение до температуры 40–50 К поступающего в криостат потока газообразного водорода осуществляется в канале теплообменника, стенки которого термически связаны с первой ступенью кулера. Дальнейшее охлаждение, ожижение и переохлаждение жидкости на 3–4 К (относительно равновесной поддерживаемому давлению температуре)

осуществляются в конденсаторе. Охлаждение корпуса конденсатора осуществляется второй ступенью кулера с помощью гибких медных хладопроводов. Подобная термическая связь практически исключает передачу механических колебаний от первой ступени кулера к корпусу конденсатора, что минимизирует влияние механических возмущений на процесс диспергирования жидкой микроструи в режиме вынужденного капиллярного распада струи. Через стеклянный конфузорный насадок жидкий водород из конденсатора инжектируется в КФМС в форме жидкой микроструи. В КФМС поддерживается давление, близкое к давлению тройной точки водорода, что облегчает его последующий фазовый переход из жидкого в твердое состояние.

Режим ВКРС реализуется при включении установленного на корпусе конфузорного насадка пьезоэлектрического преобразователя, колебания которого передаются жидкой струе водорода. В результате истекающая из насадка

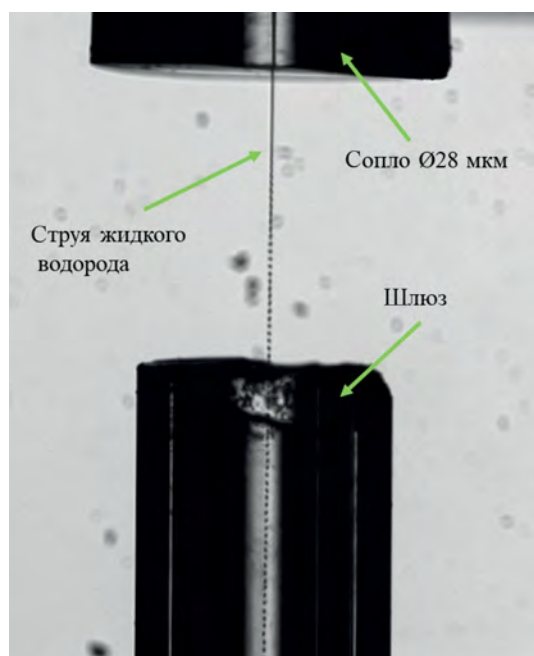


Рис. 3. Тенеграфическое изображение струи водорода и монодисперсного потока капель в режиме ВКРС. Установлен стеклянный конфузорный насадок (сопло) внутренним диаметром 28 мкм и стеклянный шлюз. Частота генерации микромишеней 465 кГц. Экспозиция кадра 900 нс.

непрерывная струя водорода диспергируется, образуя поток монодисперсных капель. Пример тенеграфического изображения истечения жидкой струи водорода из насадка и диспергирования в режиме ВКРС с образованием монодисперсного потока и входа потока в шлюз представлен на рис. 3.

С помощью расположенного внутри криостата юстировочного устройства траектория движения капель водорода в КФМС совмещается с вертикальной осью шлюза.

На рис. 4 представлены фотография камеры формирования микромишеней и шлюза. Наружные размеры КФМС с четырьмя стеклянными иллюминаторами составляют $50 \times 50 \times 50$ мм³. Установленный во входной части шлюза сиффон обеспечивает линейное и угловое перемещение оси КФМС относительно оси шлюза в процессе юстировки.

При движении в шлюзе монодисперсный поток жидких капель разгоняется за счет перепада давления между камерой КФМС и давлением в расположенных ниже вакуумных камерах. За счет происходящего по ходу движения капель понижения давления происходит испарение поверхностного слоя капель и создаются

термические условия для начала перехода водорода в твердое фазовое состояние. Таким образом формируется поток твердых замороженных микромишеней.

В детекторе PANDA выходящий из криостата со скоростью около 60–80 м/с поток твердых гранул водорода через вакуумируемую трубку диаметром в несколько сантиметров будет транспортироваться к точке взаимодействия с пучком антипротонов, расположенной примерно на 2 м ниже выходного штуцера криостата. После взаимодействия микромишеней с пучком продукты взаимодействия или незатронутые микромишени собираются в расположенной в нижней части магнита детектора PANDA охлаждаемой ловушке. Работы по проведению потока микромишеней до точки взаимодействия с антипротонами продолжаются.

В процессе формирования профиля криогенной микроструи важную роль играет геометрия канала истечения. Освоена технология изготовления стеклянных конфузорных насадков с выходными отверстиями от 5 до 50 мкм и с оптимальными углами сужения канала. Изображения профилей нескольких изготовленных насадков с различными диаметрами выходных отверстий каналов истечения показаны на рис. 5.

Помимо криогенной системы, в состав прототипа криогенной корпускулярной водородной мишени входят также необходимые для ее функционирования газовая, вакуумная системы и устройства контроля режимов работы, оптической диагностики и оперативного управления линейными и угловыми координатами истекающей из конденсатора струи.

Газовая система включает в себя емкости со сжатым газообразным водородом, блок тонкой очистки, газовые коммуникации с установленной на них необходимой запорной регулирующей арматурой, контрольно-измерительными устройствами и приборами. Водород из емкости подается в криостат по двум каналам. Поток водорода, поступающий из первого канала, преобразуется в истекающий из криостата монодисперсный поток микромишеней. Поток, поступающий из второго канала, используется для поддержания и стабилизации давления в КФМС. Величина массового расхода или давления каждого потока поддерживается на заданном уровне контроллером MKS (Mass Flow Controllers). Для очистки газообразного водорода используется



Рис. 4. Фотография камеры формирования монодисперсной струи. Вверху — обзорная фотография шлюза и камеры КФМС при снятом корпусе криостата, внизу слева — фотография шлюза, внизу справа — фотография камеры КФМС с установленными окнами.

блок HP-50-VCR с палладиевой мембраной, что позволяет использовать более дешевый газобразный водород (с чистотой класса 5.0).

Вакуумная система прототипа мишени, включает в себя 5 турбомолекулярных насосов, форвакуумную станцию ROOTS и форвакуумные насосы предварительной откачки. Четыре турбомолекулярных насоса Pfeiffer HiPace 2300 установлены по два на боковых стенках каждой вакуумной камеры. Рабочее давление в верхней вакуумной камере поддерживается в диапазоне 10^3 – 10^{-4} мбар, а в нижней 10^{-5} – 10^{-6} мбар. Скиммер между двумя вакуумными камерами, помимо

уменьшения угла разлета микромишеней, служит также для создания перепада давления между двумя вакуумными камерами. Установленный на стенке верхней обечайки криостата турбомолекулярный насос Pfeiffer HiPace 300 поддерживает давление, необходимое для вакуумной теплоизоляции всех низкотемпературных узлов, расположенных внутри криостата.

Для управления и измерения основных параметров работы, а также для поддержания стабильной работы прототипа мишени установка работает в режиме реального времени используется система диагностики и автоматизации (СДА) [19].

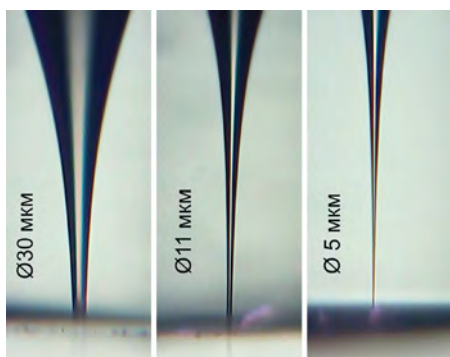


Рис. 5. Увеличенное изображение профиля изготовленных каналов истечения стеклянных конфузорных насадков.

С помощью системы СДА обеспечивается сбор данных о температуре характерных точек внутри установки, контролируется и управляется величина давления на всех этапах прохождения газа и формирования микромишеней, контролируется и управляется величина потока газа, подбирается требуемая резонансная частота ВКРС, осуществляется тонкая регулировка температурного поля проточного канала при помощи системы нагревателей.

Для обеспечения монодисперсного распада струи жидкого водорода на микромишени используется пьезогенератор, представляющий собой кольцо, изготовленное из ЦТС (цирконат-титат свинца), устанавливаемое на крепеж конфузорного насадка. Для питания пьезогенератора выбран генератор синусоидального сигнала Rigol DG4202 с усилителем Tabor EI. 9100.

Контроль процессов формирования и движения микромишеней внутри криостата осуществляется в онлайн-режиме через оптические окна, установленные на корпусе криостата, при помощи нескольких ПЗС камер SDU-285, расположенных под углом в 90° относительно друг друга в горизонтальной плоскости и нескольких уровнях по вертикали.

Из-за высокой скорости движения микромишеней (до 100 м/с после инъекции в вакуум) для формирования тенеграфических изображений микромишеней с минимальным размытием время экспозиции кадров регулируется в диапазоне 100–1000 нс. Экспозиция кадров обеспечивается с помощью короткоимпульсных стробируемых светодиодных LED-излучателей [19]. Важным элементом установки является подсистема юстировки, включающая шарнирный механизм,

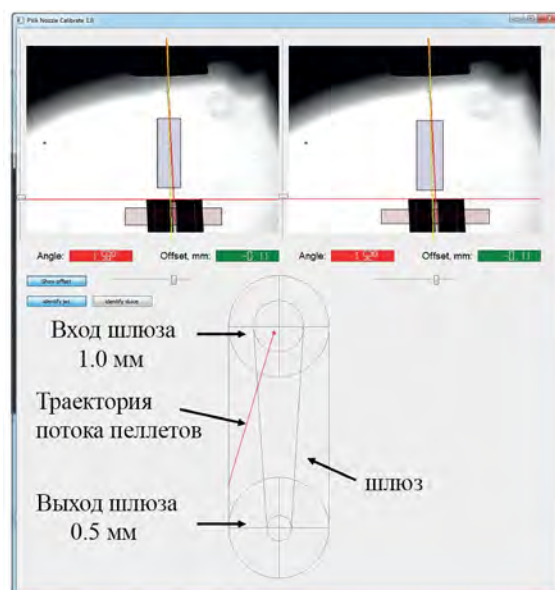


Рис. 6. Главное окно программы Nozzle Calibrate для определения пространственного смещения и углового отклонения соплового устройства и параметров потока микромишеней.

управляемый механическими вакуумными вводами с переходником на шаговые двигатели. Контроль за процессом юстировки реализуется в онлайн-режиме при помощи разработанной на языке Python программы Nozzle Calibrate [20], по данным тенеграфических изображений проводится построение траектории струи, оси выходного шлюза, взаимных углов оси потока микромишеней и шлюза. Пример работы программы Nozzle Calibrate показан на рис. 6.

Для работы мишени в составе системы EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System) [21, 22], использующейся для управления детектором PANDA, разработан программный транспортный узел (ПТУ), работающий на одноплатном компьютере Raspberry Pi 3. Программный транспортный узел, написанный на языке программирования Python и модуля PyEpics, позволяет двунаправленно через протокол TCP/IP Sockets передавать контрольные параметры и управляющие команды из системы СДА в базу данных системы EPICS.

4. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ПРОТОТИПА МИШЕНИ

Процесс самопроизвольного распада на одинаковые капли маловязкой и сильно недогретой жидкой струи описывается линейной теорией Рэлея [23, 24], в которой при допущении

Таблица 1. Достигнутые режимы генерации водородных капель для комбинаций диаметра конфузорного насадка и частоты генератора

Внутренний диаметр канала конфузорного насадка, мкм	Частота пьезогенератора, кГц	Диаметр струи, мкм	Диаметр капель, мкм	Расстояние между каплями, мкм
21	260	21±2	21±2	38±5
22	360	22±2	28±4	44±5
28	465	28±2	32±3	19±3
33	433	33±2	50±2	24±2

об отсутствии других, кроме капиллярной, видах неустойчивостей устанавливается взаимосвязь между основными параметрами формирующегося дискретного потока. Согласно данной теории, применяемой и при ВКРС, при достижении определенных сочетаний между ключевыми параметрами: диаметром струи, скоростью струи и частотой внешней вибрации, реализуется распад струи на одинаковые капли (монодисперсный распад). Доступный диапазон размеров капель — от нескольких единиц до десятков микрон — определяется внутренним диаметром применяемого конфузорного насадка. В то же время при ВКРС-жидкостей в насыщенном или слабонедогретом состоянии (что характерно, в частности, для H_2) появляются другие виды неустойчивости, при присутствии которых теория Рэлея не отражает взаимосвязи параметров потока, что требует выполнения экспериментального подбора параметров.

В ходе экспериментов для различных диаметров конфузорного насадка при определенных частотах пьезогенератора достигнуты режимы монодисперсного распада водородной струи (табл. 1).

Проведены тесты работы прототипа мишени при длительном (около 16.5 ч, далее тест принудительно остановлен) сохранении устойчивого режима генерации микромишеней.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Произведена модификация прототипа криогенной корпускулярной водородной мишени для генерации замороженных микромишеней диаметром 20–50 мкм при частоте генерации 260–465 кГц. Освоена и отлажена технология производства сопловых конфузорных насадков. Прототип мишени включает криогенную, вакуумную и газовую системы, системы контроля, автоматизации и оптической диагностики параметров микромишеней. На прототипе мишени продемонстрированы устойчивые режимы

(около 16.5 ч непрерывной работы) генерации микромишеней с монодисперсным распадом струи жидкого водорода.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов благодарит профессора М. Büscher из Исследовательского центра Юлих, Германия за многолетнее плодотворное сотрудничество и помощь.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schwarz C. and the PANDA Collaboration // J. Phys.: Conf. Ser. 2012. V. 374. P. 012003. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/374/1/012003>
2. PANDA collaboration. // Letter of Intent for: PANDA. 2004. <https://www.panda.gsi.de/>
3. Täschner A., Köhler E., Ortjohann H.-W., Khoukaz A. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2011. V. 660. № 1. P. 22. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.09.024>
4. PANDA collaboration. // Technical Design Report for the PANDA Internal Targets. 2012. https://fair-center.eu/fileadmin/fair/publications_exp/PANDA_Targets_TDR.pdf
5. Fedorets P., Chernyshev V., Semenov A., Böscher M., Chernetsky V., Bukharov A. // AIP Conf. Proc. 2006. V. 814. P. 614. <https://doi.org/10.1063/1.2176552>
6. Борисов В.М., Кошелев К.Н., Прокофьев А.В., Хаджийский Ф.Ю., Христофоров О.Б. // Квантовая электроника. 2014. V. 44. № 11. P. 1077.
7. Nakano M., Abe T., Endo A. // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. 2004. V. 5537. P. 1. <https://doi.org/10.1117/12.555468>
8. Hansson B.A.M., Hemberg O., Hertz H.M., Berglund M., Choi H.-J., Jacobsson B., Janin E., Mosesson S., Rymell L., Thoresen J., Wilner M. // Review of Scientific Instruments. 2004. V. 75. № 6. P. 2122. <https://doi.org/10.1063/1.1755441>

10. *Song I., Iwata K., Homma Y., Watanabe M., Kawamura T., Okino A., Horioka K., Hotta E., Mohanty S.R., Yasuoka K.* // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2005. V. 44. № 12. P. 8640.
<https://doi.org/10.1143/JJAP.44.8640>
11. *Suganuma T., Abe T., Komori H., Takabayashi Y., Endo A.* // *Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering.* 2004. V. 5662. P. 367.
<https://doi.org/10.1117/12.596356>
12. *Chkhalo N.I., Garakhin S.A., Lopatin A.Y., Nechay A.N., Pestov A.E., Salashchenko N.N., Toropov M.N., Tsybin N.N., Golubev S.V., Vodopyanov A.V., Yulin S.* // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. P. 221101.
<https://doi.org/10.1063/1.5016471>
13. *Trostell B.* // *Nucl. Instrum. Meth. A.* 1995. V. 362. P. 41.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00302-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00302-9)
14. *Ekström C., Friden C.-J., Jansson A., Karlsson J., Kullander S., Larsson A., Norman G. and the WASA Collaboration* // *Nucl. Instrum. Meth. A.* 1996. V. 371. P. 572.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00009-5](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00009-5)
15. *Afonasyev V., Borgs W., Boukharov A., Büscher M., Gerasimov A., Ginevskiy A., Goryachev V., Gusev L., Dmitriev A., Orlov A., Podchasky S., Semenov A., Tarasenko I., Hohlov V., Chernetsky V., Chernyshov V., Chumakov M.* Preprint ITEP 9-05. Moscow: ITEP, 2005.
16. *Boukharov A.V., Büscher M., Gerasimov A.S., Chernetsky V.D., Fedorets P.V., Maryshev I.N., Semenov A.A., Ginevskii A.F.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 174505.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.174505>
17. *Riabzev S., Veprik A., Vilenchik H., Pundak N.* // *Cryogenics.* 2009. V. 49. № 1. P. 7.
<https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2008.08.002>
18. *Wang C., Hartnett J.* // *Cryogenics.* 2010. V.50. № 5. P. 336.
<https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2010.01.003>
19. *Kantsyrev A.V., Panyushkin V.A., Balanutsa P.V., Bogdanov A.V., Gerasimov A.S., Golubev A.A., Demekhin V.I., Dolgolenko A.G., Kristi N.M., Ladygina E.M., Lushchevskaya E.V., Fedorets P.V., Chernetsky V.D., Paniushkina A.N., Vasiliev V.V., Büscher M.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2019. V 82. № 12. P. 1665.
<https://doi.org/10.1134/S1063778819120135>
20. *Панюшкин В.А.* Свидетельство государственной регистрации программы для ЭВМ, RU2021669446. 16.11.2021.
21. EPICS Experimental Physics and Industrial Control System. 2021. <http://www.aps.anl.gov/epics/>
22. *Букреева С.И., Гончаренко Ю.М., Семенов П.А.* // *ПТЭ.* 2017. № 2. С. 40.
<https://doi.org/10.7868/S0032816217020021>
23. *Lord Rayleigh* // *Proc. London Math. Soc.* 1879. V.10. P. 4.
24. *Lord Rayleigh* // *Phil. Mag.* 1892. V. 34. P. 145.

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816224020273 EDN: QQZZNK

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С., Хафизова Е.А. Сцинтилляционный амплитудно-координатный спектрометр. — 12 с., 4 рис.

Представлены результаты калибровки на космическом излучении сцинтилляционного амплитудно-координатного спектрометра толщиной $0.58X_0$. Регистрация световых сигналов в спектрометре осуществлялась фотоэлектронными умножителями ФЭУ-49 и ФЭУ-85, определяющими амплитудную и координатную системы, соответственно. Обнаружено, что относительное амплитудное и координатное разрешения зависят от точки прохождения частиц через спектрометр. Наилучшие относительное амплитудное и координатное разрешения определены в центре спектрометра и составили примерно 8.7% и 1.6 см соответственно.

Губер Ф.Ф., Голубева М.Б., Зубанков А.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Ляпин Д.Д., Мамаев М.В., Махнёв А.И., Морозов С.В., Парфенов П.Е., Серебряков Д.В., Финогеев Д.А., Шабанов А.И. Разработка высокогранулярного времяпролетного детектора нейтронов для эксперимента VM@N. — 15 с., 12 рис.

Приводится описание конструкции детектора HGND (High Granular Neutron Detector) для измерения азимутальных потоков нейтронов в диапазоне от 300 до 4000 МэВ, а также образующихся в ядро-ядерных столкновениях при энергиях до 4 АГэВ тяжелых ионов в эксперименте VM@N (Varionic Matter at Nuclotron) на выведенном пучке нуклотрона ОИЯИ, Дубна. Детектор состоит из 16 слоев пластиковых сцинтилляционных детекторов, имеющих ячеистую структуру, с медными поглотительными пластинами между слоями. Представлены результаты измерения временного разрешения сцинтилляционных ячеек с использованием кремниевых фотодетекторов. Описана предлагаемая схема электроники считывания сигналов со сцинтилляционных ячеек. Приведены результаты моделирования акцептанса нейтронного детектора, эффективности регистрации нейтронов, разрешения по энергии нейтронов и оценка скоростей счета нейтронов для реакции $V_i + V_i$ при энергии 3 АГэВ.

Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Серебряков Д.В., Басков В.А., Полянский В.В. Измерение временного разрешения сцинтилляционных детекторов с кремниевыми фотоприемниками EQR-15 для времяпролетного детектора нейтронов в эксперименте VM@N. — 9 с., 2 рис.

Уравнение состояния плотной ядерной материи содержит член, характеризующий изоспиновую (протон-нейтронную) асимметрию. Для исследования зависимости этого члена от плотности ядерной материи необходимо, помимо азимутальной асимметрии потоков заряженных частиц, измерять и азимутальную асимметрию потоков нейтронов, образующихся в плотной ядерной среде в процессе ядро-ядерных столкновений. Для этой цели в ИЯИ РАН разрабатывается высокогранулированный времяпролетный детектор нейтронов, который будет использоваться в эксперименте VM@N на выведенном пучке ускорителя Нуклотрон в ОИЯИ (Дубна). Этот детектор будет идентифицировать нейтроны и измерять их энергии в реакциях столкновений тяжелых ядер с энергиями до 4 ГэВ на нуклон. Приводятся результаты измерений временного разрешения и световых выходов образцов сцинтилляционных детекторов, которые будут использоваться в нейтронном детекторе. Данные образцы изготовлены на основе наиболее доступного в настоящее время быстрого пластикового сцинтиллятора производства ОИЯИ размерами $40 \times 40 \times 25$ мм³. Считывание света осуществляется при помощи фотоприемника EQR15 11-6060D-S. Полученные результаты сравниваются с результатами измерений для детектора такого же размера с быстрым сцинтиллятором EJ230 и тем же типом фотоприемника. Измерения выполнены на космических мюонах и на пучке электронов синхротрона “Пахра” (ФИАН, Троицк).

Елин И.П., Жидков Н.В., Суслов Н.А., Ильин В.С., Гаранин Р.В., Поздняков Е.В. Визуализация области прохождения ядерных реакций DD-синтеза методом кодирующих диафрагм на установке ИСКРА-5. — 9 с., 4 рис.

Для визуализации области прохождения ядерных реакций DD-синтеза использован метод регистрации протонов с энергией $E_p = 3.02$ МэВ, образующихся во втором безнейтронном канале, имеющим равную вероятность с реакцией в нейтронном канале. Приведены результаты регистраций на трековый детектор

CR-39 области кумуляции плазмы с помощью двух различных кодирующих диафрагм и результаты оценок количества реакций в мишенях с обращенной короной этим методом.

Павлюк А.О., Котляревский С.Г., Кан Р.И., Зеленецкая Е.П. Опыт и возможности применения сканирующих устройств для контроля радиационных полей в остановленных уран-графитовых реакторах. – 26 с., 15 рис.

Работа посвящена оценке возможностей сканирующих устройств для внутриреакторного радиационного обследования остановленных уран-графитовых реакторов. Представлено описание нескольких поколений сканирующих устройств, конструкция и комплектация которых постоянно совершенствовалась с учетом получаемого опыта и появления новых задач. Рассмотрены подходы и результаты определения метрологических характеристик детекторов γ - и нейтронного излучений разных типов непосредственно в конструкциях реактора, в которых преобладает смешанное излучение (α , β , γ и нейтронное). Представлены оценки влияния энергетической зависимости чувствительности на показания γ -детекторов разных типов, а также помехоустойчивости детекторов нейтронов к γ -излучению.

Шитенков М.О., Дементьев Д.В., Леонтьев В.В., Шереметьев А.Д., Мурин Ю.А. Радиационные испытания концентратора данных на базе программируемой логической схемы Artix-7 для кремниевой трековой системы эксперимента VM@N. – 16 с., 5 рис.

Целью данной работы является исследование возможности применения программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) Xilinx Artix-7 в системе сбора данных для кремниевой трековой системы эксперимента VM@N. В условиях сравнительно невысоких радиационных нагрузок ПЛИС может использоваться в качестве доступной альтернативы линейке радиационно-стойких микросхем GBT, которые в настоящее время применяются в современных экспериментах в области физики высоких энергий в ЦЕРНе, FAIR и др. Данная линейка микросхем предназначена для концентрации данных от многоканальной детекторной электроники и их последующей передачи по оптической линии связи к электронным блокам постобработки данных. В работе представлены результаты исследований чувствительности выбранной ПЛИС к радиационной нагрузке от протонов с энергией 1 ГэВ, оценена частота сбоев конфигурационной (SRAM) и блочной статической памяти (BRAM) в условиях применения данного технического решения в эксперименте VM@N. Дополнительно приводятся результаты исследования эффективности внедренных

методов коррекции ошибок в конфигурационной памяти тестируемой ПЛИС.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Eli Flaxer. Analysis synthesis and implementation of linear energy mixer by a real-time digital signal processor. – 16 p., 14 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Multiple-Input Buck-Boost (MIBB) dc–dc converters receive energy from two or more energy sources that can deliver several outputs of variable power. There are situations in which it is advantageous to use a Buck-Boost converter, i.e., when there is no guarantee that the input voltage will always be higher or always lower than the output voltage. This happens for example when there is an input voltage in an inverter that makes the interface between the photovoltaic panels or wind generators and the electrical grid. Here, we present a trigger-controlled MIBB converter topology with various input voltage sources and energy diversification of 0–100% of each source, determined by a pre-determined arbitrary value. The full-range linear transfer function of the controller drives the closed-loop MIBB system to operate as a linear single-input buck-boost converter. The response time of the controller is about 400 microseconds and therefore allows for high-speed real-time control. The intelligent fixed frequency switching strategy overcomes the limitations of present multiple-input converters by switching period sharing. System performance was verified by simulations and an experimental setup with two source inputs. It is shown that the system can be treated as a linear system, controlled by a single parameter – K . As a result, a simple to control MIBB system with a wide input/output range and fast response time is presented.

Выходцев П.В., Карпов Ю.А., Степченко А.С., Ростов В.В. Регулируемые источники постоянного тока на суперконденсаторных накопителях для питания магнитных систем микроволновых генераторов. – 23 с., 8 рис.

Описана возможность использования современных энергоемких накопителей на основе суперконденсаторов применительно к задачам питания магнитных систем мощных микроволновых генераторов на основе релятивистских ламп обратной волны (ЛОВ). Магнитные системы таких генераторов состоят из двухсекционного соленоида, по обмоткам которого во время работы генератора течет ток силой до 700 А в течение нескольких секунд. Питание магнитных систем осуществляется от емкостного накопителя на основе суперконденсаторных модулей через регуляторы тока понижающего типа. Стабилизация тока осуществляется путем увеличения длительности открытого состояния ключей по мере разряда накопителя. Система управления источником питания содержит микропроцессор, осуществляющий управление силовыми ключами регуляторов тока, а также управление процессами зарядки накопителя и взаимодействие с периферийными устройствами. В работе представлены все необходимые формулы для расчета

параметров регулятора тока, оценки требуемой емкости накопителя и его энергетических характеристик, а также два варианта реализации подобных источников питания: первый – с выходной мощностью до 280 кВт и длительностью выходного тока до 1.5 с, второй – с мощностью 90 кВт и длительностью выходного тока до 2.5 с.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Гусев Ю.И., Нечипоренко Ю.В., Новиков Ю.Н., Попов А.В., Соснов Д.Е. Эффективный газовый ионный источник с объемным зарядом. – 11 с., 7 рис.

Характеристики ионного источника с газовым наполнением и инжекцией электронов были изучены в рамках разработки генератора ионов изомерного состояния $^{229\text{m}}\text{Th}$. Проведены расчеты распределения электрического потенциала и плотности электронов в среде гелия. Измерена эффективность эвакуации ионов. Созданная методика отличается высокими эффективностью и быстродействием в сочетании с возможностью формирования интенсивного пучка ионов продуктов радиоактивного распада и ядерных реакций.

Долотов А.С., Долотова М.Н., Каракулов Р.А., Коновалов П.И., Нуртдинов Р.И. Сильноточные фотоэлектронные умножители с улучшенными характеристиками для регистрации быстро протекающих процессов. – 10 с., 6 рис.

Приведены результаты исследовательских работ по совершенствованию технических характеристик сильноточных фотоэлектронных умножителей производства ФГУП “ВНИИА”, применяемых в сцинтилляционных детекторах для исследований импульсного гамма-нейтронного излучения. Описана конструкция и представлены результаты внедрения новых технологических процессов изготовления фотоэлектронных умножителей.

Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Мирошниченко И.Б. Автоматизированная система для детектирования атмосферных газов CO, CO₂ и CH₄ на основе параметрических генераторов света. – 13 с., 5 рис.

Многокомпонентный газоанализатор имеет широкий спектр применений, таких как наблюдение за окружающей средой, контроль химических реакций и промышленных процессов, обеспечение безопасности, разведка в нефтяной и газовой отраслях, а также применяется в биомедицине. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия является наиболее универсальным методом анализа газовых примесей благодаря своей высокой селективности, чувствительности и быстрому отклику. В данной работе представлена автоматизированная система газового анализа, основанная на комбинированных параметрических генераторах света, с диапазоном перестройки длины волны от 2.5 до 10.8 мкм. Полуширина спектральной

линии составляет около $5.5 \pm 0.5 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне от 2.5 до 4.5 мкм и около $2 \pm 0.5 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне от 4.5 до 10.8 мкм. С помощью программного обеспечения, установленного на управляющем компьютере, контроллер выполняет все необходимые операции, включая откачку, анализ и удаление газовых проб в измерительном комплексе. В работе представлены экспериментально записанные спектры поглощения газовых смесей CO, CO₂ и CH₄, полученные с использованием дифференциального оптико-акустического детектора.

Ильина К.Б., Конарев П.В., Суханов А.Е., Волков В.В., Марченкова М.А., Петерс Г.С., Писаревский Ю.В., Шишков В.А. Новая герметичная ячейка с микролитровыми полостями для температурных измерений структуры растворов методом малоуглового рентгеновского рассеяния. – 15 с., 6 рис.

Разработана и испытана ячейка для образцов с повышенной по сравнению со стандартными кварцевыми капиллярами эффективностью для исследования структуры растворов методом малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР). Круглое сечение стандартного кварцевого капилляра приводит к уменьшению эффективной апертуры и появлению дополнительного паразитного рассеяния. Особенностью конструкции ячейки является наличие плоскостепенных рентгенопрозрачных окон, обеспечивающих значительное улучшение соотношения сигнал/шум данных МУРР по сравнению с данными, полученными при использовании стандартных импортных капилляров. Конструкция ячейки включает по крайней мере две одинаковые микролитровые полости для образцов, что позволяет в одном эксперименте сравнить измеряемый объект с эталонным раствором или использовать растворы с различными химическими составами (в том числе концентрациями). Проведены тестовые измерения для стандартного капилляра и предлагаемой ячейки, показавшие существенно более изотропную картину рассеяния при использовании ячейки. Ее преимуществами являются конструкция с возможностью многократного использования ячейки и замена импортных изделий (кварцевых капилляров). Ячейка успешно испытана для изучения кристаллизационных растворов дигидрофосфата калия и белка лизоцима при различных температурах.

Рябченко К.К., Пахомов А.Ю., Жилев К.В., Старостенко А.А. Влияние процесса ускоренного старения на основные характеристики датчиков Холла. – 13 с., 11 рис.

Для измерения пространственного распределения магнитного поля используются либо одиночные датчики Холла, либо массивы из них. В большинстве случаев достаточно набора размещенных на токопроводящей подложке датчиков Холла. Готовое устройство называют измерительной кареткой. В статье описывается первый этап ее создания, который заключается в отбраковке датчиков Холла, в ходе которого сенсоры работают в экстремальных условиях

эксплуатации (при повышенных электрических и тепловых нагрузках). В процессе этого так называемого ускоренного старения контролировались изменения величин остаточного напряжения, температурных коэффициентов, нелинейности и расходимости коэффициента чувствительности. Данное исследование может являться методическим руководством при определении критериев отбора датчиков Холла для прецизионных измерительных систем. Помимо этого, была показана необходимость проведения старения датчиков для стабилизации их долговременных характеристик. Также описан процесс отбраковки датчиков по интересующим параметрам.

Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Панарин В.А., Сорокин Д.А. Компактный излучатель для эксилламп с длиной волны 126 нм. — 9 с., 3 рис.

Разработан компактный излучатель сравнительно простой конструкции с аргоновым наполнением, который может быть использован для создания эксилламп излучения в вакуумной ультрафиолетовой и ультрафиолетовой областях спектра. Исследованы его характеристики. Для увеличения мощности излучения на втором континууме димеров аргона (1–126 нм) применена прокачка газа через область разряда. При частоте следования импульсов возбуждения 96 кГц за выходным окном из MgF_2 получена плотность мощности излучения при длине волны 1–126 нм более 5 мВт/см^2 . Показано, что прокачка аргона со скоростью 0.5–1 л/с через разрядную область позволяет стабилизировать среднюю мощность вакуумного ультрафиолетового излучения (отклонения не превышали 2%).

Чернышов А.К., Михеев П.А. Перестраиваемый диодный лазер с коротким тандемным внешним резонатором. — 9 с., 4 рис.

Разработана конфигурация короткого внешнего резонатора, обеспечивающая одночастотный режим генерации квантово-размерных диодных лазеров с широкой полосой оптического усиления. Особенно noteworthy предложением внешнего резонатора является применение в качестве возвратного зеркала резонансного отражателя, образованного двумя тонкими (толщиной около 100 мкм) покровными стеклами. Лазер HL8338MG, снабженный подобным коротким внешним резонатором, позволил продемонстрировать непрерывную перестройку оптической частоты в области 100 ГГц и дискретную перестройку длины волны в интервале 12.3 нм при выходной мощности около 20 мВт. Пригодность указанного диодно-лазерного источника для спектроскопии газов подтверждена наблюдением трех линий поглощения Kr в области 829 нм в высокочастотном разряде низкого давления.

Шагалов В.А., Фахрутдинов А.Р., Фаттахов Я.В., Одиванов В.Л. Широкополосный приемник для ЯМР-томографа. — 11 с., 4 рис.

Описан широкополосный приемник сигналов ЯМР на современной элементной базе для медицинского томографа. Разработанный приемник выполнен с

применением широкополосных комплектующих, что позволяет применять его как для исследования различных ядер, так и для использования в магнитных полях различной напряженности. Указанный приемник может найти применение для работы в составе различных устройств на основе ЯМР, таких как томографы и релаксометры. Для управления приемником разработано устройство на основе микросхемы программируемой логики. Применение микросхем программируемой логики позволяет легко адаптировать приемник для работы с различными протоколами управления в рамках одного устройства, либо в различных устройствах. Для прошивки микросхемы программируемой логики создано встроенное программное обеспечение.

Шункеев К.Ш., Сергеев Д.М., Сагимбаева Ш.Ж., Убаев Ж.К., Герман А.Е., Лицкевич А.Ю. Установка по регистрации деформационно-стимулированной люминесценции кристаллов. — 13 с., 4 рис.

Создана экспериментальная установка для регистрации интегральной рентгенолюминесценции и спектров рентгенолюминесценции, временной зависимости интегральной туннельной люминесценции и спектров туннельной люминесценции, интегральной термостимулированной люминесценции и спектров термостимулированной люминесценции, а также спектров вспышки и оптической стимуляции вспышки облученных рентгеновскими лучами кристаллов, предварительно одноосно деформированных по кристаллографическим направлениям $\langle 100 \rangle$ или $\langle 110 \rangle$ при низкой температуре (85 К).

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Gihan G. Hamza. Mitigating the effect of multipath on the stability of time transfer using GNSS. — 12 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Coordinated Universal Time (UTC) is calculated using the time data of hundreds of remote atomic clocks. These time data are generated by comparing the atomic clocks to another standard clock through time transfer. One-way time transfer using the Global Navigation Satellite Systems (GNSS) is one of the most essential and widely used time transfer techniques. The stability of the transferred time may be degraded due to many phenomena that affect GNSS signals during their path from the transmitter to the receiver. Multipath reflections are one of these phenomena that considerably degrade one way time transfer stability. It is a common notion that the fewer multipath reflections there are, the better the time transfer stability will be. This can be achieved by limiting the reception of GPS signals to high elevation satellites.

In this paper, the author studied the effect of satellite elevation on time transfer stability for both GPS and Galileo. The results of this study suggest that the old shape of the relation between the elevation mask and the time transfer stability may have changed. Therefore, the author proposed a new technique for mitigating the effect of multipath on time transfer stability. The proposed technique

was applied to real timing data generated from the Golden receiver of the Physikalisch-technische Bundesanstalt (PTB), which is the German national metrology institute.

Кузьмин А.В., Стерлядкин В.В. Юстировка и измерение углов поляризаций в микроволновых радиометрах. – 12 с., 4 рис.

Рассмотрен способ измерения и установки четырех переключаемых плоскостей поляризаций в микроволновом радиометре, в котором используется ячейка Фарадея. Калибруемый радиометр предназначен для регистрации тонких поляризационных эффектов, например азимутальной анизотропии, возникающей при формировании собственного излучения взволнованной морской поверхности. Для решения таких задач требуется абсолютная привязка всех поляризационных режимов работы радиометра к уровню горизонта с точностью не хуже 0.5° . В предлагаемой схеме измерений в качестве широкополосного микроволнового источника использовалось излучение газоразрядной трубки с выходной антенной с горизонтальной поляризацией, которое дополнительно отражалось от водной поверхности при угле Брюстера. Это обеспечило дополнительное подавление вертикальной составляющей излучения на -12 дБ и формирование строго горизонтальной поляризации отраженной волны, поскольку свободная поверхность воды в ванне горизонтальна с погрешностью не более 0.05° . Традиционные источники поляризованного излучения не обеспечивают горизонтальную ориентацию излучаемого сигнала с указанной точностью. В предложенном методе погрешности установки вертикальной, горизонтальной и скрещенных под углами $\pm 45^\circ$ плоскостей поляризации составили не более $\pm 0.3^\circ$ относительно горизонта. Измерение углов установки плоскости поляризации проводилось с точностью 0.1° посредством вращения радиометра вокруг оси приемной антенны и аппроксимации данных законом Малюса. Настройка углов управлялась токами через ячейку Фарадея.

Нерук В.Ю., Пивнев П.П., Давыдов Д.А. Измерение диаграммы направленности антенны в полосе рабочих частот. – 8 с., 10 рис.

Приводятся результаты лабораторных измерений диаграмм направленности широкополосных антенн с применением линейной частоты модуляции (ЛЧМ) сигнала. Исследования проводились на базе уникальной научной установки “Имитационно-натурный гидроакустический комплекс” (УНУ “ИНГАК”) кафедры электрогидроакустической и медицинской техники Института нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета. Особенностью эксперимента является то, что при одном проведении измерения диаграммы направленности антенны охватывается весь диапазон рабочих частот излучателя, выделение интересующих частот осуществлялось путем цифровой обработки полученных данных.

Одиванов В.Л., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Шагалов В.А., Баязитов А.А. Аппаратно-программный комплекс мониторинга темпера-

туры магнита магнитно-резонансного томографа. – 11 с., 5 рис.

Описан аппаратно-программный комплекс, предназначенный для контроля температуры постоянного магнита магнитно-резонансного томографа и защиты его от перегрева при сбоях системы термостатирования. Комплекс состоит из нескольких цифровых датчиков температуры, измерителя-регистратора, осуществляющего измерение температур, регистрацию их в памяти, отключение системы термостатирования при перегревах. Взаимодействие с компьютером осуществляется с помощью компьютерного приложения, обеспечивающего настройку измерителя, получение зарегистрированных данных, их визуализацию в графическом и цифровом видах, а также сохранение их в файлах. Обмен между измерителем и компьютером осуществляется через локальную сеть с использованием интерфейса Wi-Fi. Комплекс также может использоваться и в других аналогичных приложениях.

Пивнев П.П., Давыдов Д.А., Нерук В.Ю. Влияние бокового акустического экрана на диаграмму направленности антенны гидролокатора бокового обзора. – 6 с., 5 рис.

Рассматривается эксперимент по установке боковых акустических экранов из стали на различной высоте от излучающей поверхности, записываются диаграммы направленности и анализируется ширина основного лепестка в вертикальной плоскости на уровне 0.707 в зависимости от высоты установки боковых акустических экранов.

Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.А., Квашнин А.Н., Разумейко М.В., Логачев В.И., Мизин С.В., Соков С.В. Блок электроники для научной аппаратуры “Солнце-Терагерц”. – 16 с., 4 рис.

Описаны цели и задачи планируемого космического эксперимента “Солнце-Терагерц” на борту Российского сегмента МКС. Эксперимент направлен на изучение излучения Солнца в неисследованном терагерцевом диапазоне на частотах 10^{12} – 10^{13} Гц, а также получение новых данных о терагерцевом излучении Солнца, солнечных активных областях и солнечных вспышках. Разрабатываемая научная аппаратура представляет собой совокупность восьми детекторов, чувствительных к излучению различной частоты: 0.4, 0.7, 1.0, 3.0, 5.0, 7.0, 10.0 и 12.0 ТГц. Рассмотрены основные компоненты блока электроники научной аппаратуры: усилители, драйверы оптических прерывателей, плата питания, плата электроники. Проведены расчет точности измерений сигналов с помощью аналого-цифрового преобразователя на плате электроники и оценка чувствительности научной аппаратуры.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Sixiang Liang, Zhan Wang, Pengfei Wang, Huanhuan Liu, Xiaohong Su. The improvement of temperature sensitivity by eliminating the thermal stress at

the interface of fiber bragg gratings. – 12 p., 7 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

This article uses polydimethylsiloxane (PDMS) to package an improved fiber Bragg grating (FBG) temperature sensor. Unlike the structure of PDMS completely enveloping fiber gratings, we utilize microfluidic processing technology to construct a microchannel with a diameter of 150 μm in the area of the fiber gratings. It eliminates the thermal stress on the fiber grating in the radial direction. Through the force analysis of the fiber gratings in the packaged sensor, it can be found that eliminating the radial thermal stress is conducive to improving the axial coefficient of thermal expansion of the fiber gratings. The temperature sensing characteristics of this structure are verified by simulation and experiment. Both theoretical and experimental results have shown that this structure can effectively improve the temperature sensitivity of the sensor. In the experiment, the temperature sensitivity of the packaged sensor is 3.5 times higher than that of the standard fiber gratings. The temperature sensitivity of the sensor is 37.6 $\text{pm}/^\circ\text{C}$. It is simple to manufacture, does not pollute the environment, and can accurately monitor the temperature of the complex environment. Therefore, it is an ideal model for temperature monitoring in complex environments such as the ocean and mine.

Wen F.-L., Lai M.-H., Wen C.-P. Nonlinear control for constraint-tuning modified-mode ultrasonic actuating linear stage. – 23 p., 8 fig.

A proportional-integral-derivative-based (PID based) sliding mode control (SMC) was applied to the linear stage driven by a constraint-tuning modified-mode (CTMM) ultrasonic actuator. Based upon the driving variation of voltage amplitude and the preload on the CTMM ultrasonic actuator, nonlinear phenomena, such as frequencies shifting in electromechanical resonance and the dead zone in moving response, could be suppressed almost completely by the PID based SMC controller with output biases. Using system identification technique, an approximate second-order model of the linear stage could be obtained for the equivalent control term of the PID based SMC controller. Through an estimated model error, the design of the switching control term was used to compensate for the shifting property of resonant frequencies under electromechanical coupling. A target-command-shaping function matched the responding speed of the system during tracking experiments. Experimental results demonstrate that the SMC controller has the capacity for noise rejection to control the slider's position in bilateral tracking motions. Its resolution is sufficient to approach micrometer-level accuracy.

Азриель В.М., Акимов В.М., Ермолова Е.В., Кабанов Д.Б., Колесникова Л.И., Русин Л.Ю., Севрюк М.Б. Времяпролетная спектроскопия надтепловых молекулярных пучков галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов. – 7 с., 3 рис.

Описан способ регистрации времяпролетных спектров надтепловых газодинамических примесных молекулярных пучков галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов без необходимости определять и корректировать спектры с учетом временных аппаратных задержек. Метод основан на регистрации ионов, образующихся при столкновительно-индуцированной диссоциации молекул с ионной связью, двумя вторично-электронными умножителями, расположенными на разных расстояниях от прерывателя по ходу пролета пучка.

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Козлов К.А., Коротков Д.А. Электроразрядное устройство для получения наночастиц из токопроводящих гранул. – 8 с., 6 рис.

Рассмотрено высоковольтное электроразрядное устройство, обеспечивающее получение частиц стали, алюминия и кремния с размером менее 100 нм из гранул, помещенных в камеру с проточной деионизованной водой. Определены возможности существенного увеличения мощности разработанного устройства.

Щемеров И.В., Лагов П.Б., Кобелева С.П., Кирилов В.Д., Дренин А.С., Мещеряков А.А. Определение пределов оптимизации переходных характеристик выпрямительных диодов при облучении высокоэнергетическими электронами. – 11 с., 4 рис.

Показано, что измерение зависимости полной емкости полупроводникового диода от измерительной частоты позволяет оценить пределы оптимизации переходных характеристик полупроводниковых структур при облучении. Проведено исследование изменения времени восстановления обратного тока в выпрямительных диодах на основе монокристаллического кремния после облучения структуры высокоэнергетическими электронами. С увеличением суммарной плотности потока электронов облучения от 10^{14} до 10^{15} cm^{-2} время восстановления обратного тока падает от единиц миллисекунд до десятков микросекунд. При этом параллельно с ускорением переходных характеристик структуры стремительно деградируют. Ток насыщения возрастает на два порядка: от $7 \cdot 10^{-9}$ A/cm^2 до $8 \cdot 10^{-7}$ A/cm^2 , а последовательное сопротивление растет от 0.5 до 90 Ом. Зависимость полной емкости полупроводникового диода от измерительной частоты позволяет оценить предел оптимизации рабочей частоты: частота, на которой емкость равна половине от стационарной, с увеличением суммарной плотности потока электронов облучения растет, достигая максимума, после чего существенно снижается из-за деградации проводимости. Это может выступать важным критерием при радиационной оптимизации полупроводниковых приборов.