

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 3, 2026

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Компактный времяпролетный спектрометр нейтронов в области энергий 1–200 МэВ

*В.И. Юревич, Н.А. Лашманов, В.Ю. Рогов, С.А. Седых, С.В. Сергеев, М.Н. Капишин,
С.М. Пиядин, С.Н. Базылев, И.В. Слепнев, В.В. Тихомиров, А.В. Шутов, А.В. Щипунов,
А.А. Тимошенко, И.А. Филиппов, В.К. Величков*

4

Два режима работы газового пропорционального счетчика при регистрации
одноэлектронных событий

А.В. Копылов, И.В. Орехов, В.В. Петухов, А.Е. Соломатин

13

Методы преобразования двухэкспоненциальных и трехэкспоненциальных импульсов
в трапецеидальные с помощью цифровой обработки сигналов

М.А. Голубев, Т.И. Глушкова, В.А. Соловей

17

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Импульсно-периодический источник наносекундных микроволновых импульсов, основанный
на гофрированной передающей линии с насыщенным ферритом

П.В. Припутнев, И.В. Романченко, В.Ю. Конев, Р.К. Собянин, Ю.А. Андреев, В.В. Плиско

27

Модуль импульсного питания электромагнита бетатрона мобильного генератора гамма-излучения

*О.А. Шамро, А.И. Бунин, В.И. Нижегородцев, К.В. Савченко, В.Д. Селемир,
В.А. Фомичёв, А.А. Чинин*

39

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

СВЧ-интерферометр токамака МИФИСТ-0 с перестройкой частоты

Е.А. Виницкий, А.С. Дрозд, И.И. Пашков, А. Басак, С.А. Сапронов, С.А. Крат

46

Экспериментальный стенд плазма-стимулированной модификации биополимерных материалов

*В.В. Андреев, А.В. Артемьев, И.А. Барыков, Е.И. Грудиев, С.А. Двинин, А.В. Калашников,
Л.В. Коновальцева, А.С. Критченков, Д.В. Чупров*

53

Автоматизированное определение временной задержки сигналов излучения
при времяпролетной диагностике потока плазмы

А.А. Мамонов, К.М. Гуторов, В.С. Чернышев, В.Л. Подковыров

69

Применение SDR-приемников для регистрации сигналов оптоволоконных
интерферометрических датчиков с ВЧ-модуляцией лазерного диода

М.П. Калаев, А.М. Телегин

81

Исследование возможности детектирования физических воздействий на волоконный
сенсор с помощью оптического рефлектометра частотной области (OFDR)
с мультиплексированием референсных каналов

*Д.А. Камбур, Ю.А. Константинов, Д. Клод, М.Е. Белокрылов,
Е.Е. Тотмина, Ф.Л. Барков*

89

Методы повышения пространственного разрешения и чувствительности классических
холловских магнитометров

Х.Р. Ростами, И.П. Никитин

98

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Новый радиотелескоп передвижной РСДБ-станции комплекса “Квазар-КВО”

М.Б. Зотов, Д.В. Иванов, Е.Ю. Хвостов

107

Приемная система передвижной РСДБ-станции

*М.Б. Зотов, Ю.В. Векшин, А.С. Лавров, М.А. Маслов,
И.А. Поздняков, Е.Ю. Хвостов*

114

Регистрация солнечного излучения в атмосферном окне прозрачности
8–14 мкм при использовании технического задела по научной аппаратуре
“Солнце-Терагерц”

*М.В. Филиппов, В.С. Махмутов, Г.И. Кропотов, А.А. Шахмин,
В.К. Ильясов, М.В. Разумейко, Е.Д. Тульников, С.В. Соков*

124

Использование программно-определяемой радиосистемы для обработки сигнала
с многоканального сеточного детектора

М.П. Калаев, А.М. Телегин

131

Метод интраоперационной электроимпедансометрии в высокочастотной хирургии

С.В. Белавская, Л.И. Лисицына, В.П. Разинкин, И.А. Анохин, А.М. Семёнов

138

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения
смещения кремниевого фотоумножителя

В.В. Рахманов, С.В. Двойнишников, В.Г. Меледин, Г.В. Бакакин, К.С. Зубанов

150

Разработка системы позиционирования и ионной обработки подложки в вакууме	
<i>А.Д. Купцов, С.В. Сидорова, А.М. Руденко, Г.А. Дьячков</i>	157

Миниатюрный проточный гелиевый криостат для гамма-резонансных, рентгенографических и оптических исследований образцов в вакууме	
<i>О.Н. Морозов, И.С. Любутин, Ю.М. Дымищ</i>	162

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Лабораторная установка для исследования взаимодействия двух проводящих сфер	
<i>Е.Г. Апушкинский, Е.В. Гольдберг, В.П. Савельев, А.С. Складова</i>	169

ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Комплексная модернизация спектрометра комбинационного рассеяния Jobin Yvon RAMANOR U1000 для спектроскопии микрообъектов	
<i>М.Н. Коваленко, Д.В. Кохнюк, Е.А. Чесновская, К.В. Козадаев</i>	173

Наземный приемопередатчик командной радиолнии для управления комплексами научных космических экспериментов	
<i>Д.В. Лисин</i>	177

Повышение помехозащищенности комбинированного гидроакустического приемника КГП10	
<i>А.О. Щербина</i>	179

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ	182
---	-----

КОМПАКТНЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1–200 МэВ

© 2026 г. В. И. Юревич, Н. А. Лашманов*, В. Ю. Рогов,
С. А. Седых, С. В. Сергеев, М. Н. Капишин, С. М. Пиядин,
С. Н. Базылев, И. В. Слепнев, В. В. Тихомиров, А. В. Шутов,
А. В. Щипунов, А. А. Тимошенко, И. А. Филиппов, В. К. Величков

*Объединенный институт ядерных исследований
Российская Федерация, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6*

**E-mail: lashmanov@jinr.ru*

Поступила в редакцию 25.12.2025

После доработки 15.01.2026

Принята к публикации 05.02.2026

Компактный времяпролетный спектрометр нейтронов разработан для изучения образования нейтронов в области больших углов в диапазоне энергий 1–200 МэВ. Он является частью установки BM@N на выведенном пучке тяжелых ионов ускорителя “Нуклотрон” в ОИЯИ. Для регистрации нейтронов используются детекторы на основе стилибена с кремниевыми фотоумножителями. Основными особенностями спектрометра являются высокое временное разрешение, малая пролетная база, полное подавление фона гамма-квантов методом дискриминации по форме импульса, возможность измерений в сильном магнитном поле и событийная запись оцифрованных данных. Характеристики спектрометра были изучены в эксперименте на пучке ядер ксенона с энергией 3.8 А ГэВ.

DOI: 10.7868/S3034564226030012

1. ВВЕДЕНИЕ

В столкновениях тяжелых ядер при высоких энергиях рождается большое количество свободных нейтронов, которые несут важную информацию о механизме ядро-ядерного взаимодействия и эволюции образующейся ядерной системы. Такие нейтронные данные имеют высокую значимость для проверки и развития теоретических моделей и кодов. Однако, несмотря на важность таких исследований, к настоящему времени имеется крайне ограниченное число работ, посвященных измерению энергетических спектров и выходов нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Прежде всего это связано с большими методическими трудностями при проведении таких исследований.

Для экспериментального изучения спектров нейтронов в широком диапазоне энергий (от

единиц мегаэлектронвольт до нескольких гигаэлектронвольт) наилучшим методом является метод времени пролета. Спектрометры, созданные в различных научных центрах, имеют пролетные расстояния несколько метров [1], а их размещение требует наличия экспериментальной зоны большого размера.

Нашей целью является создание компактного времяпролетного спектрометра с пролетным расстоянием примерно на порядок меньше используемого в традиционных спектрометрах для измерения спектров нейтронов в области энергий от 1 до 200 МэВ. Компактность спектрометра позволяет существенно увеличить скорость набора статистики событий и уменьшить вклад фона вторичных нейтронов. Спектрометр входит в состав установки BM@N [2] на выведенном пучке ядер ускорителя “Нуклотрон” с энергией 2–4 А ГэВ, он предназначен для исследования

эмиссии нейтронов в области больших углов при ядро-ядерных столкновениях, что соответствует области распада спектров ядер мишени.

2. КОНЦЕПЦИЯ СПЕКТРОМЕТРА

Для получения надежных данных в измерениях двойных дифференциальных сечений образований нейтронов необходимо было выполнить целый ряд требований к создаваемому спектрометру, основные из них таковы:

- малое пролетное расстояние (несколько десятков сантиметров) при высоком временном разрешении ($\sigma_t \approx 100\text{--}150$ пс);
- эффективная дискриминация заряженных частиц и гамма-квантов;
- малый вклад от фоновых нейтронов;
- способность работать в сильном магнитном поле большого анализирующего магнита BM@N;
- пособытийная запись данных вместе с данными других детекторов установки BM@N.

В спектрометре имеются четыре плеча, расположенных под различными углами к направлению пучка, в состав которых входят сцинтиляционный вето-детектор для дискриминации заряженных частиц VD и нейтронный детектор ND. Схематичный вид спектрометра в составе установки BM@N показан на рис. 1. Детектор ND1 расположен на расстоянии 20 см от мишени, он используется для измерения изотропной низкоэнергетической части спектра нейтронов. Другие три детектора (ND2–ND4) находятся на

расстоянии 30 см, они измеряют спектр нейтронов в интервале энергий 2–200 МэВ.

Необходимость использования малого пролетного расстояния, с одной стороны, объясняется размещением детекторов спектрометра в ограниченном пространстве внутри магнита BM@N, а с другой — это позволяет проводить измерения на высокой интенсивности пучка ядер (порядка 10^6 ядер за сброс длительностью 2–3 с) и обеспечить сравнительно низкий вклад фона вторичных нейтронов. Для уменьшения фона, вызванного взаимодействием ядер пучка с воздухом, сцинтилляторы пучковых детекторов BC1, VC, BC2 и мишень расположены внутри вакуумной трубы пучка. Типичный размер профиля пучка на мишени, имеющего гауссову форму, $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 3$ мм.

Стартовым детектором является пучковый детектор BC2 с пластиковым сцинтиллятором BC 400В толщиной 150 мкм, просматриваемый двумя фотоэлектронными умножителями на основе микроканальных пластин XPM85112 (Photonis). Собственное временное разрешение этого детектора $\sigma_{\text{start}} = 40$ пс. Нейтронные детекторы генерируют стоп-импульс.

Для регистрации нейтронов в детекторах ND1–ND4 используется стильбен, позволяющий применить метод дискриминации гамма-квантов по форме импульса (PSD-метод).

Способность спектрометра работать в магнитном поле $B = 0.9$ Тл магнита BM@N достигается использованием SiPMs вместо ФЭУ в детекторах ND и VD.

Важной особенностью спектрометра является реализация пособытийной записи информации с детекторов спектрометра путем ее оцифровки, что значительно расширяет возможности анализа данных совместно с данными от других детекторов установки BM@N.

В нейтронных измерениях для записи событий применяется триггер ядро-ядерных взаимодействий эксперимента BM@N, использующий импульсы от быстрых сцинтилляционных пучковых детекторов BC1, VC, BC2, FD и многоканального детектора BD, внутри которого размещена мишень. Эти импульсы поступают на входы специализированного модуля T0U с программируемой логикой [3], который генерирует сигнал триггера взаимодействия при выполнении следующих условий:

- наличие импульсов с амплитудой, соответствующей налетающему иону, в пучковых сцин-

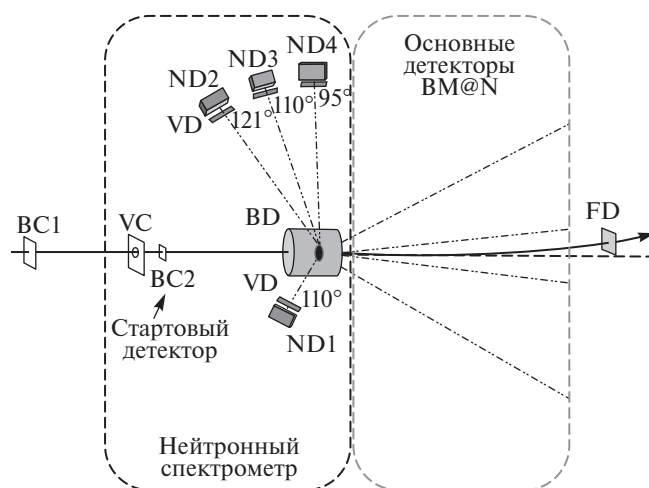


Рис. 1. Схематичный вид нейтронного спектрометра на канале эксперимента BM@N: ND1–ND4 — нейтронные детекторы, VD — вето-детекторы; BC1, VC, BC2, FD — пучковые сцинтилляционные детекторы; BD — многоканальный сцинтилляционный детектор

тилляционных детекторах BC1 и BC2(T0), расположенных перед мишенью;

– отсутствие импульса в сцинтиляционном вето-счетчике VC с отверстием, формирующим пятно пучка на мишени;

– отсутствие импульса с амплитудой, соответствующей налетающему иону, в сцинтиляционном детекторе ядерных фрагментов FD позади мишени;

– число импульсов от сцинтиляционных стрипов детектора BD (Barrel Detector), имеющего вид цилиндра и расположенного вокруг мишени, превышает установленное пороговое значение N_{th} .

Выполнение первого и второго условий формирует триггер по налетающему иону (Beam Trigger, BT), а логика выработки триггера взаимодействия (Interaction Trigger, IT) записывается следующим образом:

$$IT = BT \cdot FD_{veto} \cdot BD(N > N_{th}). \quad (1)$$

Описанный триггер отбора событий отсекает часть периферических столкновений с большим прицельным параметром. Поскольку среднее число сработавших каналов детектора BD возрастает при переходе от периферических к центральным столкновениям ядер, повышение порога N_{th} означает регистрацию все более центральных столкновений.

3. ДЕТЕКТОРЫ И ЭЛЕКТРОНИКА

Нейтронные детекторы имеют прямоугольный алюминиевый корпус, внутри которого находятся два идентичных кристалла стильбена в стандартной упаковке со стеклянным окном. Каждый кристалл стильбена просматривается сборкой из четырех SiPM (SensL 6×6 мм², J-ser.),

импульсы от которых поступают на плату front-end-электроники (FEE). Быстрый выход *Fast pulse* используется для времяпролетных измерений в качестве стоп-сигнала, а медленный выход *Full pulse* передает полную форму импульса и применяется для разделения по форме импульса событий, вызванных нейтронами и гамма-квантами. Схема и внешний вид детекторов показаны на рис. 2, полная схема нейтронного канала приведена на рис. 3.

Формирование быстрого временного импульса осуществляется путем использования быстрого выхода кремниевых фотоумножителей, а для полного импульса применяется медленный выход.

В нейтронном детекторе ND1 используются стильбены диаметром 30 мм и толщиной 10 мм, в детекторах ND2–ND4 – стильбены диаметром и толщиной 25.4 мм.

В вето-детекторах VD используются пластиковые сцинтилляторы $80 \times 40 \times 5$ мм³, просматриваемые двумя SiPM.

Каждое плечо спектрометра имеет пять независимых каналов регистрации, по два канала на каждый стильбен и один канал для детектора VD.

Для записи событий с нейтронных и вето-детекторов использовались электронные модули TQDC16VS [4] в стандарте VME. Эти модули входят в систему сбора данных установки BM@N, они выполняют оцифровку времени и формы входного сигнала. Модуль TQDC16VS содержит 16 входов для аналоговых сигналов с диапазоном входных импульсов ± 1 В, время-цифровой преобразователь с шагом регистрации времени 25 пс и амплитудно-цифровой преобразователь, осуществляющий непрерывную оцифровку амплитуды с разрядностью квантования 14 бит

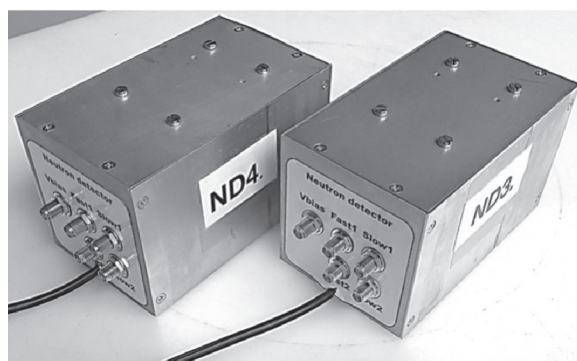
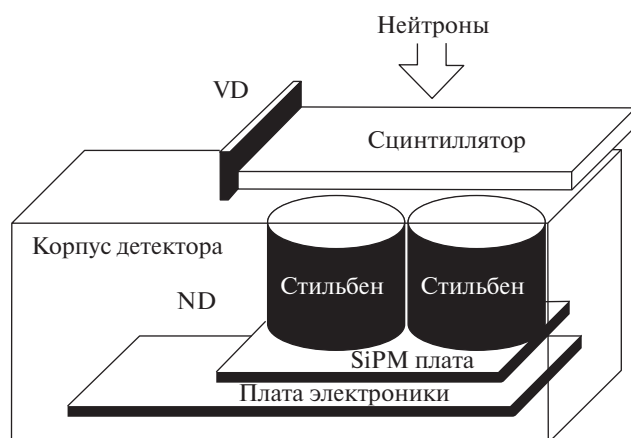


Рис. 2. Схема плеча спектрометра VD + ND и вид нейтронных детекторов ND



Рис. 3. Схема нейтронного канала считывания: SiPM — сборка из четырех кремниевых фотоумножителей, S — формирователь формы импульса путем дифференцирования, A1 — быстрый усилитель, A2 — транзисторный усилитель

и частотой дискретизации 125 МГц. Модуль также имеет четыре программируемых входа/выхода синхронизации (50 Ω LVTTTL) и интерфейс передачи данных по сети Ethernet со скоростью 1 или 10 Гб/с.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Эффективность регистрации нейтронов в исследуемом интервале энергий 1–200 МэВ вычислялась путем моделирования, для этого использовался код Geant4 + CENDL 3.1, который тестировался в работе [5], а также в данной работе — с использованием результатов измерений эффективности нейтронных детекторов на основе органических сцинтилляторов [5–10]. Полученные отклонения расчетных значений от измеренных величин не превышают 5 и 10 %

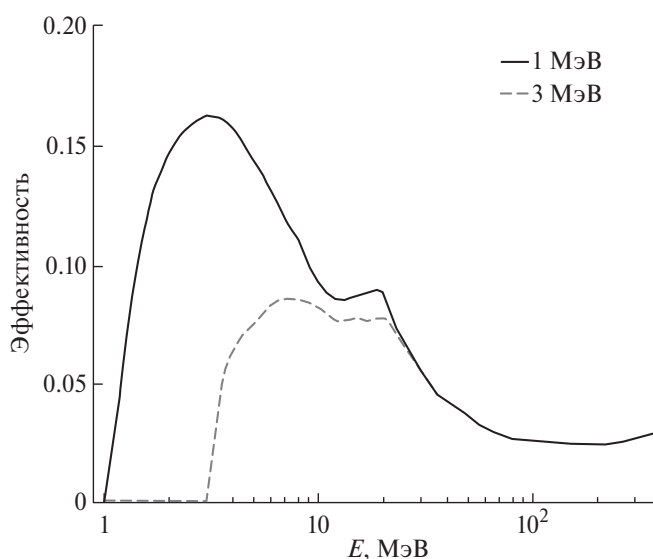


Рис. 4. Эффективность детектора на основе стильбена диаметром 25.4 мм и толщиной 25.4 мм, рассчитанная при двух значениях порога (1 и 3 МэВ) с помощью кода Geant4 + CENDL 3.1

в областях ниже и выше 8 МэВ соответственно. Рассчитанные эффективности нейтронных детекторов ND1 и ND2–ND4 для двух порогов регистрации 1 и 3 МэВ соответственно показаны на рис. 4.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СПЕКТРОМЕТРА

Исследование характеристик нейтронного спектрометра проводилось в составе установки BM@N в эксперименте на пучке ядер ^{124}Xe с энергией 3.8 А ГэВ, бомбардировавших мишень CsI, толщина которой была выбрана таким образом, чтобы вероятность неупругого взаимодействия падающего ядра пучка с ядрами мишени составляла 2 %. Нейтронные детекторы были расположены под углами 110° (ND1) и 121°, 110°, 95° (соответственно ND2, ND3, ND4). При анализе результатов измерений применялся отбор событий с одним налетающим ионом пучка в интервале времени ± 1.5 мкс.

5.1. Временное и энергетическое разрешения

Временное разрешение оценивалось по ширине пика мгновенных гамма-квантов во времяпролетном спектре. При этом для улучшения временного разрешения проводилась коррекция зависимости времени регистрации от амплитуды импульса (slewing correction). В результате полученное временное разрешение времяпролетного спектрометра составило $\sigma_t \approx 120$ пс при пороговой энергии нейтронов 1 МэВ. Это соответствует временному разрешению самих нейтронных детекторов $\sigma_{\text{det}} \approx 112$ пс.

Энергетическое разрешение спектрометра для энергии нейтронов E определяется погрешностью пролетного расстояния σ_l и временным разрешением σ_t , оно вычисляется по формуле

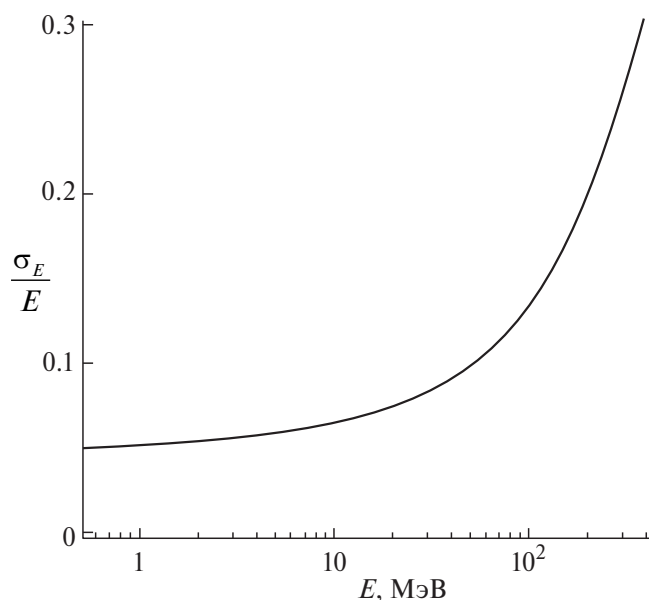


Рис. 5. Энергетическое разрешение на пролетном расстоянии 30 см для детекторов ND2–ND4

$$\frac{\sigma_E}{E} = \gamma(\gamma+1) \left[\left(\frac{\sigma_l}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_t}{t} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где γ – гамма-фактор, l – пролетное расстояние, t – время пролета нейтрона [1].

Полученное энергетическое разрешение для детекторов ND2–ND4 в зависимости от энергии нейтронов для пролетного расстояния 30 см показано на рис. 5. При максимальной энергии исследуемого диапазона, равной 200 МэВ, оно составляет около 18 %.

5.2. Дискриминация гамма-квантов

Для выделения событий, вызванных нейтронами, необходимо подавить фоновые события, связанные с регистрацией гамма-квантов. Для этого в спектрометре применяется метод дискриминации по форме импульса (PSD). В нашем случае, где оцифровка формы импульса осуществляется с помощью модуля TQDC16VS, лучший результат достигается при использовании интервалов интегрирования 120 нс и 1.5 мкс для быстрой компоненты Q_{fast} и полного импульса Q_{total} соответственно. Для оценки качества разделения событий от нейтронов и гамма-квантов принято использовать параметр PSD, вычисляемый по следующей формуле:

$$PSD = \frac{Q_{fast}}{Q_{total}}, \quad (3)$$

а также величину FOM (Figure of Merit), которая численно оценивает качество разделения для данной энергии и определяется как отношение разности средних значений пиков нейтронов μ_n и гамма-квантов μ_γ к сумме значений их ширины на полувысоте (FWHM):

$$FOM = \frac{|\mu_\gamma - \mu_n|}{FWHM_\gamma + FWHM_n}. \quad (4)$$

Качество n/γ -разделения, полученное в настоящей работе, показано на рис. 6.

Для амплитуды, соответствующей пороговой энергии 1 МэВ, величина FOM для детекторов ND2–ND4 лежит в интервале 2.17–2.47, а для де-

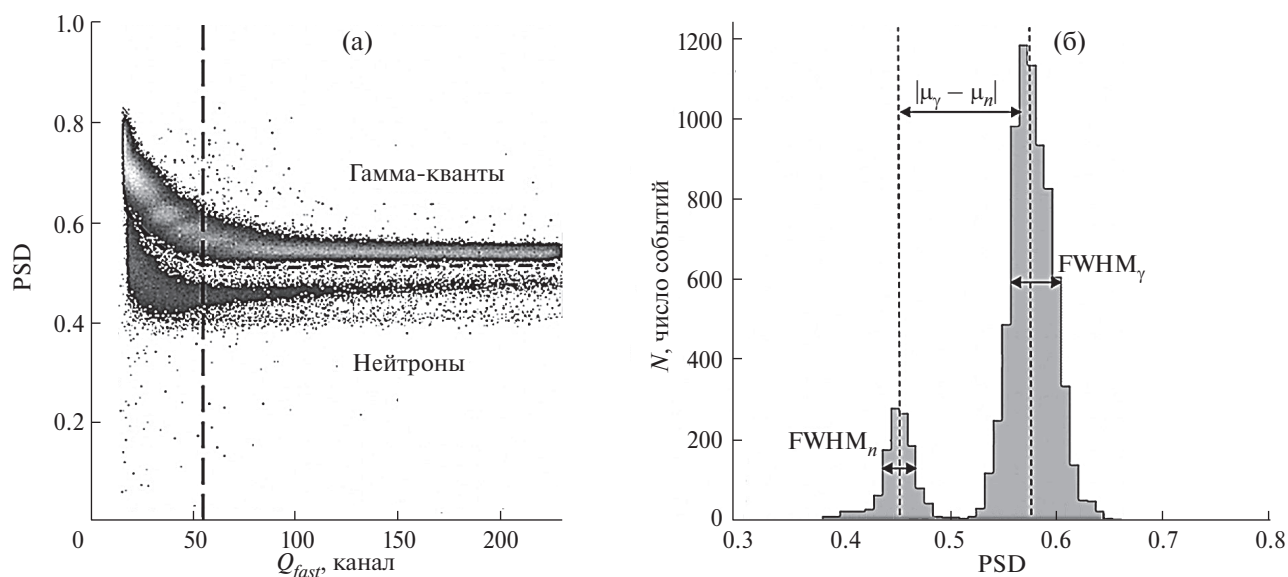


Рис. 6. Разделение событий по форме импульса, вызванных нейтронами и гамма-квантами в детекторе ND4 (а) и качество разделения событий от нейтронов и гамма-квантов (б) при энергии нейтронов 1 ± 0.1 МэВ (соответствует вертикальной штриховой линии на рис. а)

тектора ND1 она составляет 1.98. В области низких амплитуд полученные значения FOM превышают результаты большинства групп [10–15], исследовавших характеристики нейтронных детекторов на основе стильбена и SiPM.

Времяпролетные спектры нейтронов и фоновых гамма-квантов, измеренные детектором ND4 под углом 95° , показаны на рис. 7. Хорошо видно, что фон гамма-квантов значительно превышает спектр нейтронов в изучаемом интервале времени пролета. Это доказывает важность применения PSD-метода для выделения нейтронных событий. Полученные в настоящей работе значения параметра FOM позволяют практически полностью подавить фон гамма-квантов, следствием чего является отсутствие пика мгновенных гамма-квантов во времяпролетном спектре нейтронов.

5.3. Фон вторичных нейтронов

Нейтронный фон состоит из двух компонент, имеющих разное происхождение. Это фон от случайных нейтронов с равномерным распределением на временной шкале и фон вторичных нейтронов, который коррелирован с прохождением ионов пучка через зону эксперимента BM@N. При этом вторая компонента состоит, в свою очередь, из нейтронов от взаимодействия ионов с материалами пучкового тракта и вторичных нейтронов, вызванных взаимодействием рожденных в мишени частиц с окружающими материалами.

Детекторы нейтронного спектрометра находятся внутри большого магнита BM@N установки, что определенным образом влияет на фоновые условия. Измерения показали, что фон случайных нейтронов практически отсутствует во времяпролетных спектрах. Это хорошо видно из представленного на рис. 8 двумерного распределения нейтронов, зарегистрированных детектором ND3, где горизонтальная шкала показывает время пролета, а вертикальная — интеграл быстрой компоненты импульса. Видно, что как перед спектром, так и в области больших времен ($t > 150$ нс) фоновые события практически отсутствуют.

Фон от нейтронов, рожденных при взаимодействии ионов с материалами пучкового тракта, изучался при измерении без мишени. На рис. 9 показаны времяпролетные спектры нейтронов, измеренные с мишенью CsI и без нее. Как видно на рисунке, вклад таких нейтронов является пренебрежимо малым (менее 1 %).

Основным источником фоновых вторичных нейтронов является взаимодействие рожденных в мишени частиц с окружающими материалами — деталями детектора BD и других детекторов установки BM@N, а также материалами магнита. Из-за ограниченного пространства и использования малых пролетных расстояний реализовать измерения с теньевым конусом для экспериментальной оценки величины этого фона не представляется возможным. Поэтому вклад таких фоновых нейтронов в измеряемый времяпро-

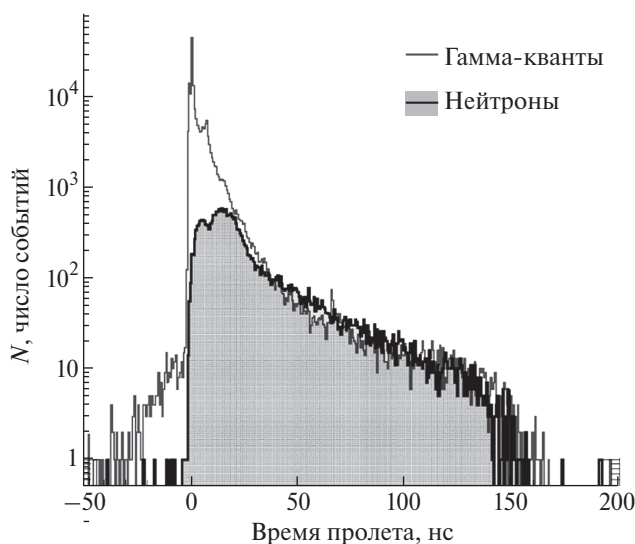


Рис. 7. Сравнение времяпролетного спектра нейтронов и фона детектируемых гамма-квантов, измеренных детектором ND4 под углом 95°

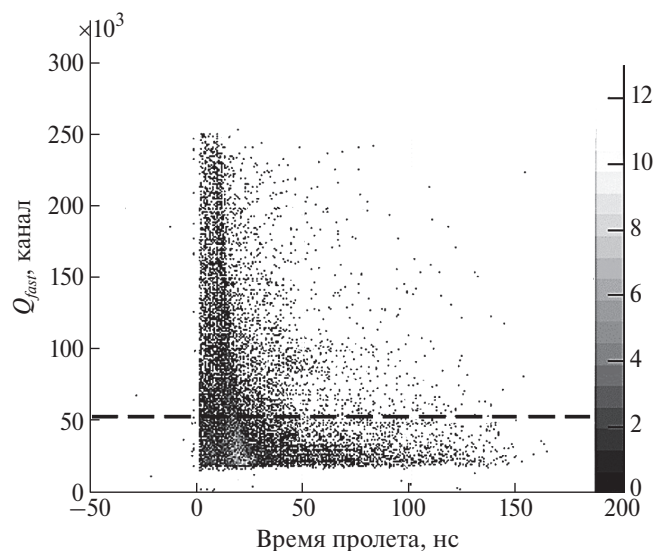


Рис. 8. Распределение нейтронов, зарегистрированных детектором ND3, штриховая линия показывает пороговое значение величины Q_{fast} , она соответствует пороговой энергии 1 МэВ

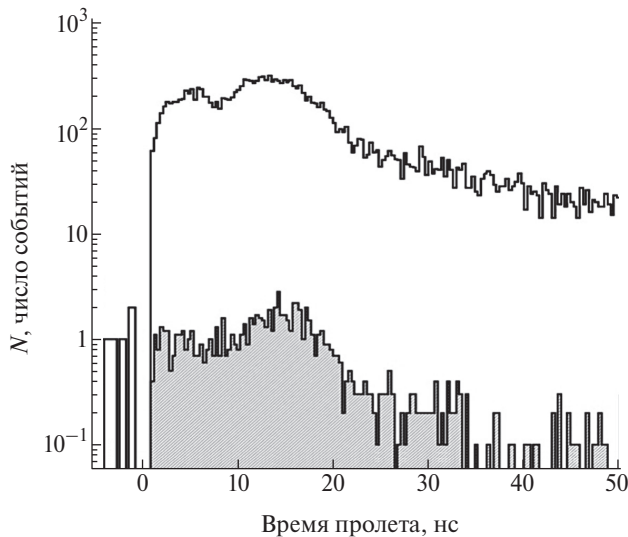


Рис. 9. Времяпролетные спектры нейтронов, измеренные с детектором ND4: чистое распределение — измерение с мишенью CsI, темное распределение — измерение без мишени

летный спектр оценивался путем моделирования — с использованием кода Geant4 [16, 17]. В качестве генератора событий ядро-ядерного взаимодействия применялся код DCM-QGSM-SMM [18]. Моделирование показало, что наибольший вклад в области малых времен вносят нейтроны от взаимодействия высокоэнергетических частиц с материалами детектора BD, а в области больших времен доминирует вклад фоновых нейтронов от взаимодействий с окружающими спектрометр материалами.

На рис. 10 показаны времяпролетные спектры нейтронов, измеренные детекторами ND1

и ND4 с порогом регистрации 1 МэВ. На рисунке приведены также вклады фоновых нейтронов, оцененные путем моделирования.

Основной вклад фона в измеренное распределение приходится на область спектра, соответствующую энергиям нейтронов несколько МэВ. При этом для детектора ND1, имеющего самое малое пролетное расстояние, вклад фоновых нейтронов является наименьшим.

Следует отметить важность высокого временного разрешения спектрометра и использования малых пролетных расстояний для минимизации вклада фоновых нейтронов и получения достоверных результатов измерений. Поэтому компактность созданного нейтронного спектрометра имеет принципиальное значение.

5.4. Энергетические спектры нейтронов

Энергетические спектры нейтронов представляют собой двойные дифференциальные сечения образования нейтронов, они получаются после вычета фона вторичных нейтронов с использованием выражения

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{\Delta N}{\Delta E \Delta\Omega \varepsilon(E) n I k_1 k_2}, \quad (5)$$

где ΔN — число событий в интервале энергий ΔE , $\Delta\Omega$ — телесный угол, $\varepsilon(E)$ — эффективность детектора при энергии нейтронов E , n — число ядер мишени на 1 см^2 , I — число ионов пучка на мишень, k_1 — поправка на мертвое время спектрометра, k_2 — поправка, учитывающая отбор

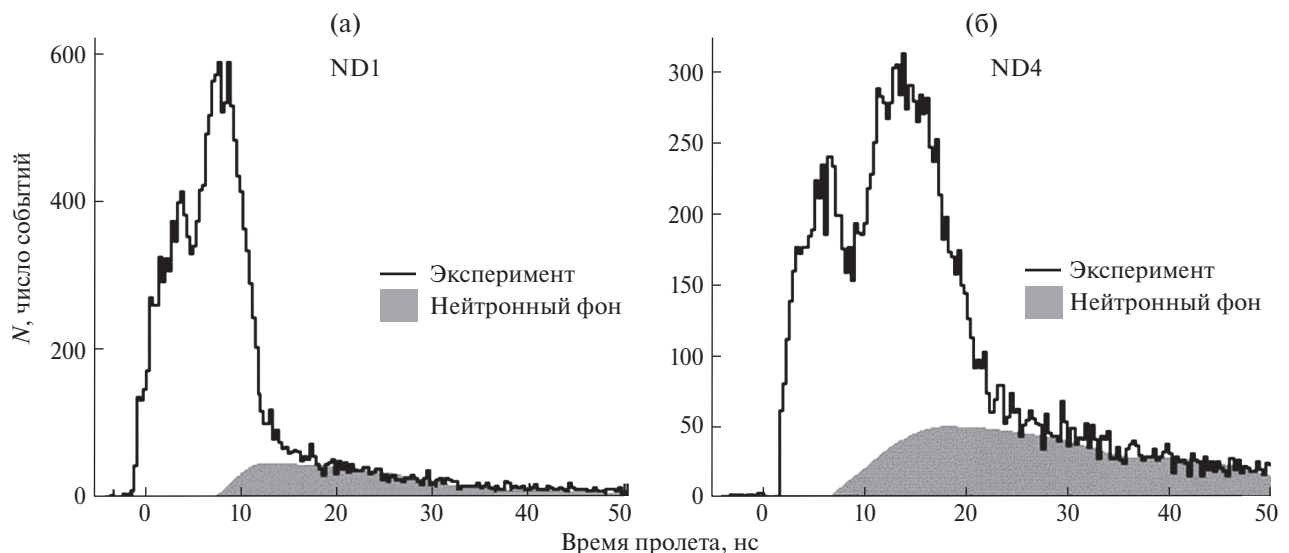


Рис. 10. Времяпролетные спектры нейтронов, измеренные с детекторами ND1 и ND4. Темные области показывают вклад фоновых нейтронов

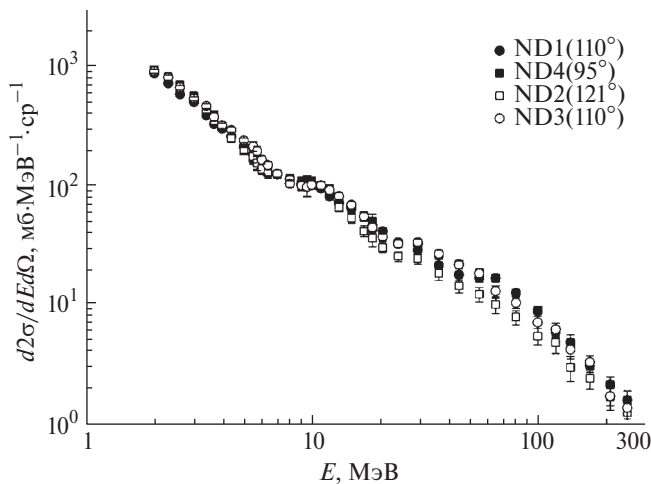


Рис. 11. Энергетические спектры нейтронов в области углов 95, 110 и 121°, измеренные детекторами ND1–ND4 (предварительные результаты)

событий с одним налетающим ионом пучка во временном интервале ± 1.5 мкс.

В качестве примера на рис. 11 показаны предварительные результаты измерений энергетических спектров нейтронов в области разных углов детекторами ND1–ND4.

Как видно на рисунке, в измерениях получены данные с хорошей статистикой во всем диапазоне энергий. Спектры хорошо согласуются в области низких энергий, что свидетельствует об изотропном испускании таких нейтронов. Различие становится заметным с увеличением энергии нейтронов (в области выше 20 МэВ).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан компактный времяпролетный спектрометр нейтронов на базе установки BM@N для измерения энергетических спектров нейтронов в интервале энергий 1–200 МэВ в области больших углов. Выполненный эксперимент по измерению двойных дифференциальных сечений рождения нейтронов в Xe + CsI-столкновениях при энергии 3.8 А ГэВ на канале установки BM@N показал, что созданный спектрометр полностью реализует предъявляемые к нему требования. Для нейтронных детекторов на основе стильбена, состыкованного со сборкой из четырех SiPM, достигнуто временное разрешение $\sigma_t \approx 112 \pm 2$ пс. Это позволяет выполнять измерения энергетических спектров нейтронов в широком интервале энергий на малых пролетных расстояниях (около 30 см). Использование метода n/γ -дискриминации по форме импульса с величиной фактора FOM более двух позволяет практически полно-

стью подавить фон гамма-квантов и обеспечить надежное выделение нейтронных событий.

Дальнейшее использование спектрометра в составе установки BM@N направлено на изучение эмиссии нейтронов в ядро-ядерных столкновениях на пучках различных ядер с энергией от 2 до 4 А ГэВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась за счет средств бюджета Объединенного института ядерных исследований. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юревич В.И. ЭЧАЯ. 2012. Т. 43. С. 711. <https://elibrary.ru/item.asp?id=50503398> [Yurevich V.I., Phys. Part. Nucl. 2012. V. 43. P. 367].
2. Afanasiev S., Agakishiev G., Aleksandrov E. et al. (BM@N Collaboration). Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2024. V. 1065. P. 169532. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2024.169532>
3. Grigoryev P.N., Lashmanov N.A., Rogov V.Yu., Sedych S.A., Sergeev S.V., Yurevich V.I. Phys. Part. Nucl. Lett., 2025. V. 22. P. 397. <https://doi.org/10.1134/S1547477124702509>
4. TQDC16VS. 16-channel discriminator, multi-hit time-stamping TDC and waveform digitizer. <https://afi.jinr.ru/TDC> (дата обращения: 10.02.2026).
5. Garcia A.R., Mendoza E., Cano-Ott D. et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2017. V. 868. P. 73. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.06.021>
6. Howe S.D., Lisowski P.W., Russell G.J., King N.S.P., Donnert H.J. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1984. V. 227. P. 565. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(84\)90216-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(84)90216-X)
7. Fowler J.L., Cookson J.A., Hussain M. et al. Nucl. Instrum. Meth. 1980. V. 175. P. 449. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(80\)90759-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(80)90759-4)
8. Amian W.B., Meier M.M., Byrd R.C., Goulding C.A., Morgan G.L., Moss C.E. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1992. V. 313. P. 452. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90823-M](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90823-M)
9. Leray S., Borne F., Crespin S. et al. Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.044621>

10. *Boxer B., Godfrey B., Grace C., Johnson J., Khandwala R., Tripathi M.J.* Instrum. 2023. V. 18. P. P01020.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/01/P01020>
11. *Chergui A.C., Popova E.V., Stifutkin A.A. et al.* J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1689. P. 012039.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1689/1/012039>
12. *Preston M., Eberhardt J.E., Tickner J.R.* IEEE Trans. Nucl. Sci. 2014. V. 61. P. 2410.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2335208>
13. *Ruch M., Flaska M., Pozzi S.A.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2015. V. 793. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.04.053>
14. *Wysotzki C.* Pulse Shape Discrimination with SiPMs and Stilbene Crystals for Neutron Imaging. Master's thesis, III. Physikalisches Institut B, RWTH Aachen University, Aachen, Germany, 2018, 66 p.
15. *Boo J., Hammig M.D., Jeong M.* Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 3826.
<https://doi.org/10.1038/s41598-021-83530-4>
16. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 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)
17. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2016. V. 835. P. 186.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>
18. *Базнат М., Ботвина А., Мусульманбеков Ж., Тонеев В., Жежер В.* Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. № 3. С. 265.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=43040889>
[*Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V.* Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 303.
<https://doi.org/10.1134/S1547477120030024>]

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.2

ДВА РЕЖИМА РАБОТЫ ГАЗОВОГО ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СОБЫТИЙ

© 2026 г. А. В. Копылов*, И. В. Орехов, В. В. Петухов, А. Е. Соломатин

*Институт ядерных исследований Российской академии наук
Российская Федерация, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а*

** E-mail: kopylov@inr.ru*

Поступила в редакцию 04.12.2025

После доработки 18.02.2026

Принята к публикации 05.03.2026

Представлены результаты калибровки мультикатодного пропорционального счетчика, предназначенного для регистрации одноэлектронных событий в экспериментах по поиску скрытых фотонов темной материи. Исследованы два режима работы счетчика: классический однолавиный режим, описываемый распределением Поля, и многолавиный режим с распределением Пуассона. Показано, что нанесение свежего полиуретанового лака на внутренние поверхности с последующей немедленной откачкой приводит к увеличению амплитуды импульсов на два порядка и переходу к многолавиному режиму. Эффект исчезает только после длительного контакта лака с воздухом и последующей откачки. Оба режима используются в экспериментальной практике для повышения надежности детектирования.

DOI: 10.7868/S3034564226030020

1. ВВЕДЕНИЕ

Мультикатодный пропорциональный счетчик был разработан для поиска частиц темной материи, в частности скрытых фотонов, путем регистрации одиночных электронов, эмитируемых с поверхности катода [1, 2]. Конструкция счетчика и его работа в деталях изложены в работе [3]. В нашей работе исследованы два принципиально разных режима работы детектора: однолавиный режим, при котором один первичный электрон вызывает одну лавину вблизи анода и многолавиный режим, при котором один первичный электрон генерирует несколько последовательных лавин.

Оба режима представляют практический интерес для экспериментов по регистрации одноэлектронных событий.

2. КЛАССИЧЕСКИЙ РЕЖИМ: ОДНОЛАВИННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

В базовой конструкции счетчик работал в режиме однократного лавинообразования.

Спектр амплитуд импульсов от одиночных электронов аппроксимировался распределением Поля [4]

$$P(A) = C \left(A/\bar{A} \right)^{\theta} e^{-(1+\theta)A/\bar{A}},$$

где C — нормировочная константа, θ и $\bar{A}$ — параметры распределения Поля, A — амплитуда импульса.

Характерные амплитуды на выходе зарядочувствительного предусилителя составляли несколько десятков милливольт при пороге регистрации 3 мВ (рис. 1). При этом шумы на его выходе были на уровне 400 мкВ. Максимум спектра находился ниже порога регистрации (рис. 2), что вносило неопределенность в оценку эффективности детектирования.

3. МНОГОЛАВИННЫЙ РЕЖИМ В УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ КОНСТРУКЦИИ

Нанесение свежего полиуретанового лака на контактные поверхности с немедленной откач-

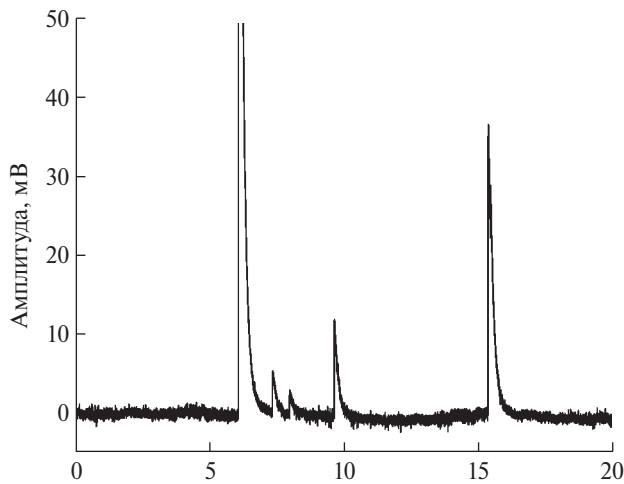


Рис. 1. Осциллограмма импульсов от одиночных электронов

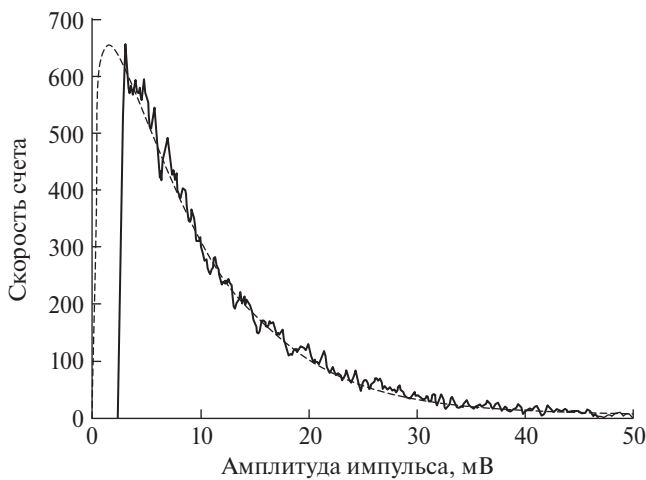


Рис. 2. Спектр импульсов от одиночных электронов. Штриховой линией показано распределение Пуассона

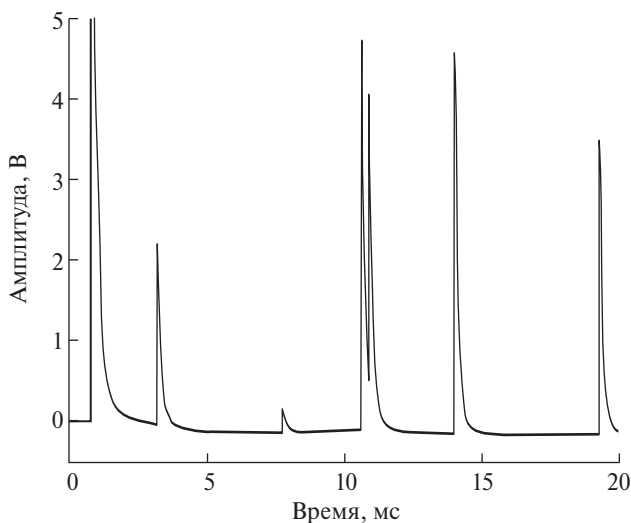


Рис. 3. Осциллограмма одноэлектронных импульсов на счетчике усовершенствованной конструкции

кой привело к качественному изменению работы счетчика:

- амплитуда импульсов увеличилась примерно в 100 раз (ср. рис. 1, 3);
- произошел переход от однократного к многократному лавинообразованию;
- спектры амплитуд стали описываться распределением Пуассона (рис. 4).

Таблица 1. Сравнительные характеристики режимов

Параметр	Однолавиный режим	Многолавиный режим
Распределение	Пуассона	Пуассона
Среднее число лавин	1	5–7.5
Типичная амплитуда	Единицы – десятки мВ	Сотни мВ – единицы В
Положение максимума	Ниже порога	Выше порога

Рост напряжения на катоде центрального счетчика от 1380 до 1400 В увеличивал среднее число лавин от 5 до 7.5, а средняя амплитуда одноэлектронного импульса на выходе предусилителя возрастала примерно до 3 В, что свидетельствует об увеличении эффективного коэффициента газового усиления (КГУ) приблизительно до $4 \cdot 10^7$.

4. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И ИСЧЕЗНОВЕНИЯ ЭФФЕКТА

Критическим параметром для наблюдения эффекта является отсутствие контакта свежего лака с воздухом перед откачкой:

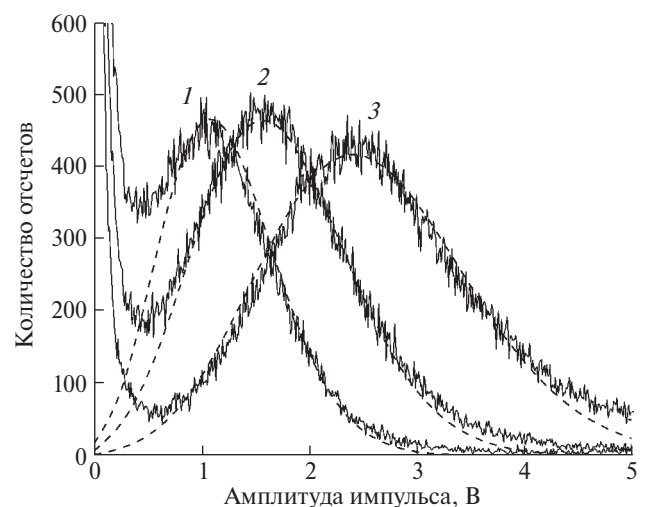


Рис. 4. Спектры одноэлектронных импульсов для потенциала на катоде центрального счетчика напряжением 1380 В (1), 1390 В (2) и 1400 В (3). Тонкой линией показано аппроксимирующее распределение Пуассона для среднего числа лавин 5 (1), 6 (2) и 7.5 (3)

– эффект наблюдается при выполнении условий: свежий лак → немедленная откачка → заполнение рабочей смесью;

– эффект исчезает при выполнении условий: свежий лак → длительный контакт с воздухом → откачка → заполнение рабочей смесью.

Это указывает на определяющую роль легколетучих компонентов лака (вероятно, изоцианатов TDI, MDI), которые испаряются в рабочий объем при отсутствии предварительного окисления на воздухе и создают в объеме счетчика парогазовую среду, изменяющую процессы лавинообразования. При длительном контакте с воздухом они окисляются, так как обладают высокой реакционной способностью, в особенности с кислородом, и поэтому теряют активность. По этой причине сразу после нанесения лака счетчик откачивался с помощью турбомолекулярного насоса на протяжении двух суток для удаления всех летучих компонентов лака. После этого счетчик заполнялся газовой рабочей смесью неона и 10 % метана в качестве гасящей добавки. Если пятно свеженанесенного лака выдерживается на воздухе в течение суток и лишь потом начинается откачка счетчика, то эффект не наблюдается. С метаном TDI и MDI не взаимодействуют, поэтому рабочая смесь счетчика не портится со временем. Это аргумент в пользу того, что именно эти добавки ответственны за наблюдаемый эффект. Давление насыщенных паров TDI около 0.01 мм рт. ст., для MDI – менее 0.001 мм рт. ст. при температуре 25 °С.

При нанесении полиуретанового лака нужно иметь в виду, что масса нанесенного лака должна быть достаточной, чтобы обеспечить содержание паров этой примеси во всем объеме счетчика. В нашем эксперименте объем счетчика составлял примерно 15 л. Площадь лакового покрытия была примерно 10 см², толщина покрытия составляла доли миллиметра. Этого оказалось достаточно для того, чтобы стабильная работа счетчика продолжалась более чем полгода.

В настоящее время измерения в таком режиме работы продолжают. Нам удалось воспроизвести этот режим работы еще на одном счетчике объемом также примерно 15 л. При этом лаковое покрытие в этом случае наносилось на отдельную поверхность вне рабочего объема счетчика. Площадь покрытия была примерно такой же величины (порядка 10 см²) и такой же толщины. Результат оказался аналогичным: увеличение КГУ более чем на два порядка, и продолжитель-

ная (более полугодом) стабильная работа счетчика. По результатам этой работы мы оформили патент на изобретение [5].

Мы не изучали, каков конкретно механизм множественной генерации лавин в этом случае, это тема отдельного исследования. В процессе длительных измерений мы не получили каких-либо указаний на возможную сорбцию примесей на рабочих поверхностях счетчика. Рабочие характеристики не менялись значительно при длительной эксплуатации счетчика. Этот опыт может быть рекомендован исследователям, использующим газовые пропорциональные счетчики для счета одиночных электронов как простой и надежный способ увеличить коэффициент газового усиления более, чем на два порядка. Осциллограмма на рис. 3 и калибровочные спектры на рис. 4 наглядно иллюстрируют это. Здесь замечательным является сам факт того, что возможен нестандартный многолавиный режим работы счетчика с коэффициентом газового усиления на два порядка выше, чем в стандартном однолавином режиме.

5. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОБОИХ РЕЖИМОВ

В экспериментальной практике используются оба режима работы: однолавиный используется как референсный при калибровке и обеспечивает стабильность характеристик, а многолавиный применяется для повышения эффективности регистрации при поиске редких событий.

Возможность выбора между этими двумя режимами позволяет оптимизировать работу детектора в зависимости от геометрии счетчика и от экспериментальных задач.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что мультикатодный счетчик может работать в двух принципиально разных режимах: классическом однолавином режиме с распределением Поля и многолавином режиме с распределением Пуассона.

Переход между режимами контролируется предысторией полиуретанового покрытия: эффект многократного усиления наблюдается только при нанесении свежего лака с последующей немедленной откачкой. Усовершенствован-

ная конструкция позволяет увеличить амплитуду импульсов на два порядка и повысить эффективность регистрации одноэлектронных событий.

Оба режима находят применение в экспериментах по поиску скрытых фотонов темной материи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Программы обновления приборной базы по государственному проекту “Наука”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2018. V. 910. P. 164. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.075>
2. *Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V.J.* Cosmol. Astropart. Phys. 2019. V. 7. P. 8. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/07/008>
3. *Копылов А.В., Орехов И.В., Петухов В.В., Соломатин А.Е.* ПТЭ. 2025. № 1. С. 10. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=82690223> [*Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V., Solomatin A.E.* Inst. Exp. Tech. 2025. V. 68. P. 7. <https://doi.org/10.1134/S0020441225700149>]
4. *Alkhasov G.D.* Nucl. Instrum. Methods. 1970. V. 89. P. 155. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(70\)90818-9](https://doi.org/10.1016/0029-554X(70)90818-9)
5. *Копылов А.В., Петухов В.В.* РФ Патент 2850412, 2025.

МЕТОДЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДВУХЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ И ТРЕХЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ТРАПЕЦЕИДАЛЬНЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

© 2026 г. М. А. Голубев*, Т. И. Глушкова, В. А. Соловей

*Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща, 1
E-mail: golubev_ma@npi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 10.09.2025

После доработки 03.02.2026

Принята к публикации 05.03.2026

Рассмотрен реализованный в программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС) цифровой фильтр для преобразования двухэкспоненциальных импульсов в трапецеидальные. Такие сигналы характерны для детекторов частиц, а преобразование необходимо для того, чтобы избежать наложения плавно затухающих импульсов для более точного измерения их относительных амплитуд. Обнаружено, что в одноплатном компьютере ADC-SoC, совмещающем аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и ПЛИС, входная схема АЦП добавляет третью временную константу к двухэкспоненциальным импульсам, искажая их, поэтому был аналитически рассчитан и реализован в ПЛИС цифровой фильтр для преобразования импульсов, названных нами трехэкспоненциальными, в трапецеидальные. Найдены условия устойчивости фильтра. Проведены измерения амплитудного спектра с использованием искусственных двухэкспоненциальных импульсов.

DOI: 10.7868/S3034564226030038

1. ВВЕДЕНИЕ

Последовательность значений сигнала $x[n]$, полученного через равные промежутки времени, например от аналого-цифрового преобразователя (АЦП), можно преобразовать с помощью дискретного фильтра с конечной импульсной характеристикой (КИХ) $h[n]$ или бесконечной импульсной характеристикой (БИХ) к последовательности $y[n]$. В случае БИХ-фильтра последовательность $h[n]$, как правило, задается с помощью рекурсивной формулы. Математически применение дискретного фильтра — это операция дискретной свертки

$$y[n] = h[n] * x[n] = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h[n-i] x[i]. \quad (1)$$

Единичным сигналом мы называем дискретную дельта-функцию $\delta(n)$, подразумевая алге-

браический смысл свертки дискретного сигнала и импульсной характеристики дискретного фильтра

$$\delta[n] = 1, n = 0; \delta[n] = 0, n \neq 0. \quad (2)$$

Действительно,

$$h[n] * \delta[n] = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h[n] \delta[n-i] = h[n] \delta[0]_{i=n} = h[n]. \quad (3)$$

Разностное уравнение дискретного фильтра, содержащее в себе рекурсивную формулу, имеет вид

$$\sum_{i=0}^M a_i y[n-i] = \sum_{j=0}^N b_j x[n-j]. \quad (4)$$

В случае КИХ-фильтра $M = 0$, тогда рекурсивная формула в разностном уравнении не содержится. Далее мы будем выражать интересующие нас фильтры с конечными и бесконечными им-

пульсными характеристиками их разностными уравнениями.

Дискретная функция Хэвисайда $u[n]$ является импульсной характеристикой или откликом на единичный сигнал сумматора:

$$u[n] = 1, n \geq 0; u[n] = 0, n < 0. \quad (5)$$

Сумматор является неустойчивым фильтром с рекурсивной формулой

$$u[n] = \delta[n] + u[n-1]. \quad (6)$$

Чтобы гарантировать линейность

$$\forall f \in R: fy[n] = h[n] * (fx[n]), \quad (7)$$

стационарность

$$\forall \Delta n \in Z: y[n - \Delta n] = h[n] * x[n - \Delta n] \quad (8)$$

и детерминированность решения разностного уравнения, а следовательно, его единственность, на последовательности $x[n], h[n]$ накладывается условие состояния покоя в начальном положении, т.е.

$$x[n] = 0, h[n] = 0, n < 0. \quad (9)$$

Изложенные и прочие базовые вопросы цифровой фильтрации разобраны в работе [1].

В схемотехнике односторонний экспоненциальный сигнал получается при пропуске прямоугольных импульсов через дифференцирующую CR-схему.

Двухэкспоненциальный сигнал характерен для электроники ионизационных детекторов частиц. Он содержит две временные константы — одна из них определяется временем затухания заряда τ_0 в детекторе, а вторая определяется RC-схемой, необходимой для интегрирования сигнала и уменьшения шума [2]. В нашей работе исследовались двухэкспоненциальные сигналы, полученные дифференцированием прямоугольных импульсов с помощью CR-схемы и последующим интегрированием с помощью RC-схемы.

2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЕДИНИЧНОГО ДИСКРЕТНОГО СИГНАЛА ИЗ ДВУХЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО

Односторонний экспоненциальный сигнал можно описать следующей формулой:

$$A(n) = u(n) e^{-nT/\tau_0}, \quad (10)$$

где T — период дискретизации, τ_0 — временная константа. Здесь $A(0) = 1$, формула не обращается в нуль при $n \geq 0$ и обращается в нуль для $n < 0$, что соответствует условию состояния покоя в начальном положении.

Формула для реализации рекурсивного фильтра, преобразующего единичный сигнал $\delta(n)$ в односторонний экспоненциальный сигнал, получается следующим образом:

$$\begin{aligned} A(n) &= u(n) e^{-nT/\tau_0} = u(n) e^{-(n-1)T/\tau_0} e^{-T/\tau_0} = \\ &= u(n) e^{-T/\tau_0} A(n-1). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь мы выразили каждое следующее значение импульсной характеристики через предыдущее. Введем следующее обозначение:

$$a = e^{-T/\tau_0}. \quad (12)$$

Подставив в равенство (11) формулу (6), получим

$$A(n) = aA(n-1) + a^n \delta(n). \quad (13)$$

Любая функция, умноженная на $\delta(n)$, равна произведению $\delta(n)$ и значению этой функции в нуле, поскольку остальные значения обращаются в нуль. Получаем рекурсивное уравнение

$$A(n) = \delta(n) + aA(n-1). \quad (14)$$

Двухэкспоненциальный импульс представляет собой (с точностью до коэффициента и горизонтального сдвига) разность двух односторонних экспоненциальных импульсов с разными временными константами и в то же время их свертку. Его можно описать формулой

$$F(n) = u(n) \frac{(e^{-(n+1)T/\tau_0} - e^{-(n+1)T/\tau_1})}{(e^{-T/\tau_0} - e^{-T/\tau_1})}, \quad (15)$$

где T — период дискретизации, τ_0, τ_1 — временные константы. Здесь следует отметить, что мы выбрали формулу такого вида, что в аргументах экспонент стоит $n+1$, а в знаменателе дроби выражение, определяемое только временными константами. Дело в том, что разность экспонент с аргументом нуль обращается в нуль, а мы ожидаем ненулевое значение при $n=0$, поэтому мы сдвигаем разность на одно значение влево. Значение в знаменателе дроби нормирует значение в нуле на единицу; действительно, $F(0) = 1$.

Обозначим константу для второго одностороннего экспоненциального сигнала следующим образом:

$$b = e^{-T/\tau_1}. \quad (16)$$

Обозначим два односторонних экспоненциальных сигнала с разными временными константами следующим образом:

$$\begin{aligned} A(n) &= u(n) e^{-nT/\tau_0} = u(n) a^n, \\ B(n) &= u(n) e^{-nT/\tau_1} = u(n) b^n. \end{aligned} \quad (17)$$

Можно показать, что двухэкспоненциальный сигнал — это свертка двух односторонних экспоненциальных сигналов. Для этого преобразуем свертку двух односторонних экспоненциальных сигналов следующим образом:

$$\begin{aligned} A(n) * B(n) &= \sum_{i=0}^n (A(i)B(n-i)) = \dots \\ &= \sum_{i=0}^n (u(i)u(n-i)a^i b^{n-i}) = \\ &= \sum_{i=0}^n (a^i b^{n-i}) = \frac{a^{n+1} - b^{n+1}}{a-b} = \dots \\ &\dots = \frac{A(n+1) - B(n+1)}{a-b} = \\ &= \frac{u(n+1)e^{-(n+1)T/\tau_0} - u(n+1)e^{-(n+1)T/\tau_1}}{e^{-T/\tau_0} - e^{-T/\tau_1}} = \dots \\ &\dots = (u(n) + \delta(n+1)) \frac{e^{-(n+1)T/\tau_0} - e^{-(n+1)T/\tau_1}}{e^{-T/\tau_0} - e^{-T/\tau_1}} = \dots \\ &\dots = F(n) + \delta(n+1) \frac{e^{-(n+1)T/\tau_0} - e^{-(n+1)T/\tau_1}}{e^{-T/\tau_0} - e^{-T/\tau_1}} = F(n). \end{aligned} \quad (18)$$

Предельный переход при $n \rightarrow \infty$ мы рассматривать не будем. Тогда для простоты, применив z-преобразование, а не преобразование Фурье, как в работе [2], можно записать передаточную функцию $H(z)$ для фильтра, преобразующего единичный сигнал $\delta(n)$ в двухэкспоненциальный, в виде произведения двух передаточных функций $H_a(z)$, $H_b(z)$ для преобразования $\delta(n)$ к односторонним экспоненциальным сигналам:

$$H_a(z) = \frac{1}{(1+az^{-1})}, \quad H_b(z) = \frac{1}{(a+bz^{-1})}, \quad (19)$$

где константы a , b выражены в формулах (12) и (16),

$$H(z) = H_a(z)H_b(z) = \frac{1}{(1+az^{-1})(1+bz^{-1})}. \quad (20)$$

Чтобы преобразовать двухэкспоненциальный сигнал обратно в единичный, следует воспользоваться обратным фильтром с передаточной функцией

$$\frac{1}{H(z)} = (1+az^{-1})(1+bz^{-1}). \quad (21)$$

Обозначим две передаточные функции для фильтров первого порядка следующим образом:

$$\begin{aligned} H_\alpha(z) &= (1+az^{-1}), \quad H_\beta(z) = (a+bz^{-1}), \\ \frac{1}{H(z)} &= H_\alpha(z)H_\beta(z). \end{aligned} \quad (22)$$

Уравнение для реализации обратного фильтра второго порядка имеет следующий вид:

$$\Phi(n) = \delta(n) - (a+b)\delta(n-1) + ab\delta(n-2). \quad (23)$$

Его можно представить в виде свертки (последовательного применения) двух фильтров первого порядка:

$$\Phi(n) = \alpha(n) * \beta(n), \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha(n) &= \delta(n) - a\delta(n-1), \\ \beta(n) &= \delta(n) - b\delta(n-1). \end{aligned} \quad (25)$$

Поскольку аргументы экспонент в выражениях для корней и полюсов представленных выше передаточных функций отрицательны, очевидно, что представленные выше фильтры устойчивы.

Преобразования дискретных двухэкспоненциальных сигналов описаны в работах [2, 3], однако приведенных выкладок в них нет, так как мы вывели их самостоятельно.

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЕДИНИЧНОГО СИГНАЛА В ТРАПЕЦЕИДАЛЬНЫЙ

Если сравнить первую, вторую и третью производные дискретного трапецеидального сигнала, то становится ясно, почему в работе [2] он получен именно такой комбинацией однородной второй производной трапеции и двух однородных сумматоров (интегралов), — для этого требуется меньше сложений и вычитаний и не требуется умножение. A , B — целые числа, обозначающие соответственно величины ширины ребра и меньшего основания равнобедренной трапеции по дискретной шкале времени.

Под взятием производной мы подразумеваем применение фильтра с импульсной характеристикой,

$$d(n) = \delta(n) - \delta(n-1), \quad (26)$$

обратного обычному сумматору:

$$u(n) * d(n) = \delta(n). \quad (27)$$

Нетрудно записать выражение для трапецеидального сигнала, следуя логике схемы из работы [2]:

$$\begin{aligned} T(n) &= \sum_{i=0}^A (i\delta(n-i)) + \sum_{i=A}^{A+B} (a\delta(n-i)) + \\ &+ \sum_{i=A+B}^{2A+B} ((2A+B-i)\delta(n-i)), \end{aligned} \quad (28)$$

его первую дискретную производную,

$$d[n] * T(n) = \sum_{i=0}^A \delta(n-i) - \sum_{i=A+B}^{2A+B} \delta(n-i), \quad (29)$$

вторую дискретную производную,

$$d[n] * d[n] * T(n) = \delta(n) - \delta(n - A) - \delta(n - A - B) + \delta(n - 2A - B), \quad (30)$$

и третью дискретную производную,

$$d[n] * d[n] * d[n] * T[n] = \delta(n) - \delta(n - 1) - \delta(n - A) + \delta(n - A - 1) - \dots - \delta(n - A - B) + \delta(n - A - B - 1) + \delta(n - 2A - B) - \delta(n - 2A - B - 1). \quad (31)$$

Под интегрированием мы подразумеваем применение фильтра с импульсной характеристикой $u(n)$ из формул (5) или (6), т.е. применение сумматора.

Таким образом, единичный сигнал $\delta(n)$ можно преобразовать к трапецеидальному сигналу следующими тремя последовательными преобразованиями, задаваемыми формулами (5) и (30), или их сверткой:

$$u(n) * \{d[n] * d[n] * T(n)\} * u(n) * \delta(n) = T(n). \quad (32)$$

Свертка коммутативна, это значит, что последовательность применения данных фильтров важна только для минимизации негативных последствий квантования чисел, над которыми проводятся вычисления.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДВУХЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ТРАПЕЦЕИДАЛЬНЫЕ

Представленные выше фильтры можно смоделировать следующим образом на языке программирования Python 3 с использованием библиотеки NumPy:

```

N = 400
def gen_delta():
    result = np.zeros(N)
    result[N//2] = 1
    return result
def uniexp(x, a):
    result = np.zeros(len(x))
    for i in range(1, len(x)):
        result[i] = x[i] + a*result[i-1]
    return result
def doubleexp(x, a, b):
    return uniexp(uniexp(x, a), b)
def deuniexp(x, a):
    result = np.zeros(len(x))
    for i in range(1, len(x)):
        result[i] = x[i] - a*x[i-1]
    return result
def ddtrapezoid(x, a, b):
    result = np.zeros(len(x))
    for i in range(2*a + b, len(x)):
        result[i] = x[i] - x[i-a] - x[i-a-b] + x[i-2*a-b]
    return result
def acc(x):
    result = np.zeros(len(x))
    for i in range(1, len(x)):
        result[i] = x[i] + result[i-1]
    return result
def gen_noise():
    return np.random.rand(N) - 0.5.

```

Далее с помощью библиотеки Matplotlib можно построить на графиках различные последовательности применения этих цифровых фильтров к сформированному функцией

gen_delta единичному сигналу: сначала последовательность, приводящую к нарастанию ошибки (рис. 1), а затем более предпочтительную (рис. 2).

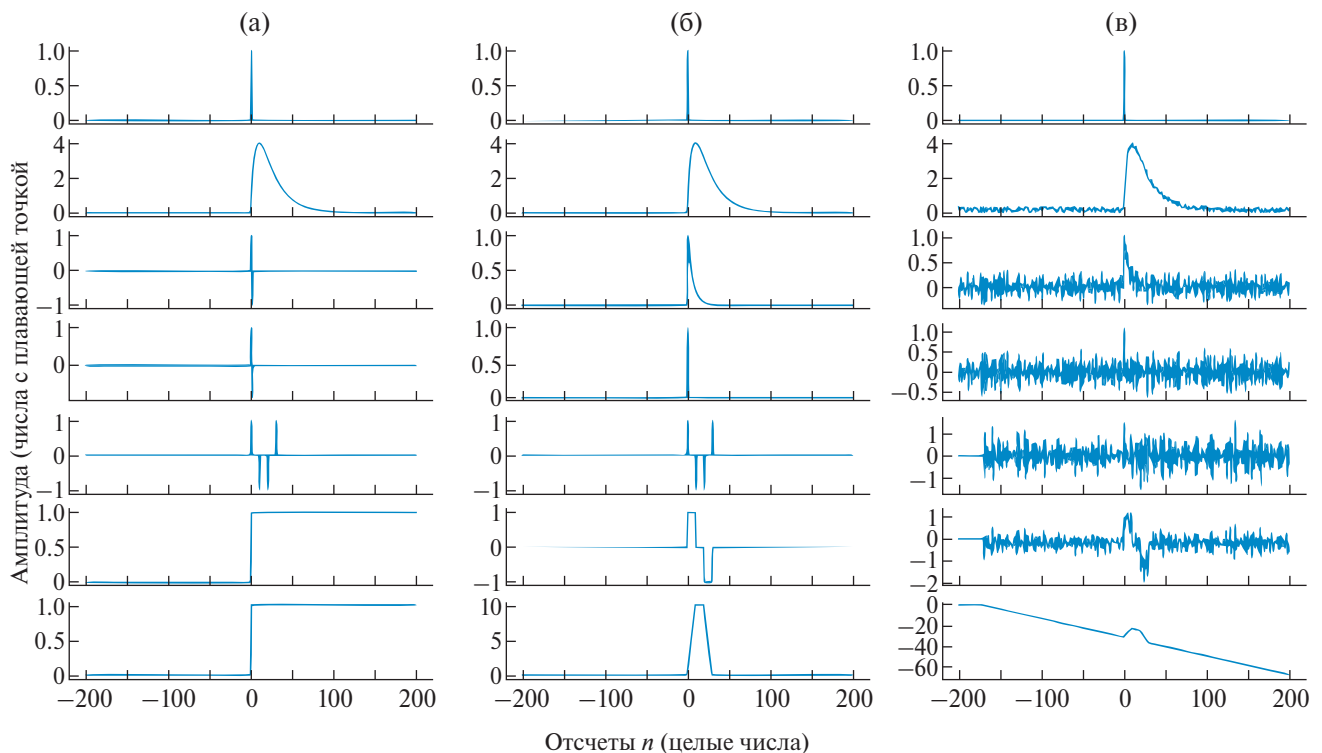


Рис. 1. Три серии графиков для случая численно-неустойчивой последовательности: **а** – импульсные характеристики последовательности преобразований, **б** – последовательность результатов применения соответствующих фильтров из предыдущей серии, **в** – в отличие от предыдущей серии, на втором графике к двухэкспоненциальному сигналу добавлен случайный шум величины 10 % от амплитуды пика

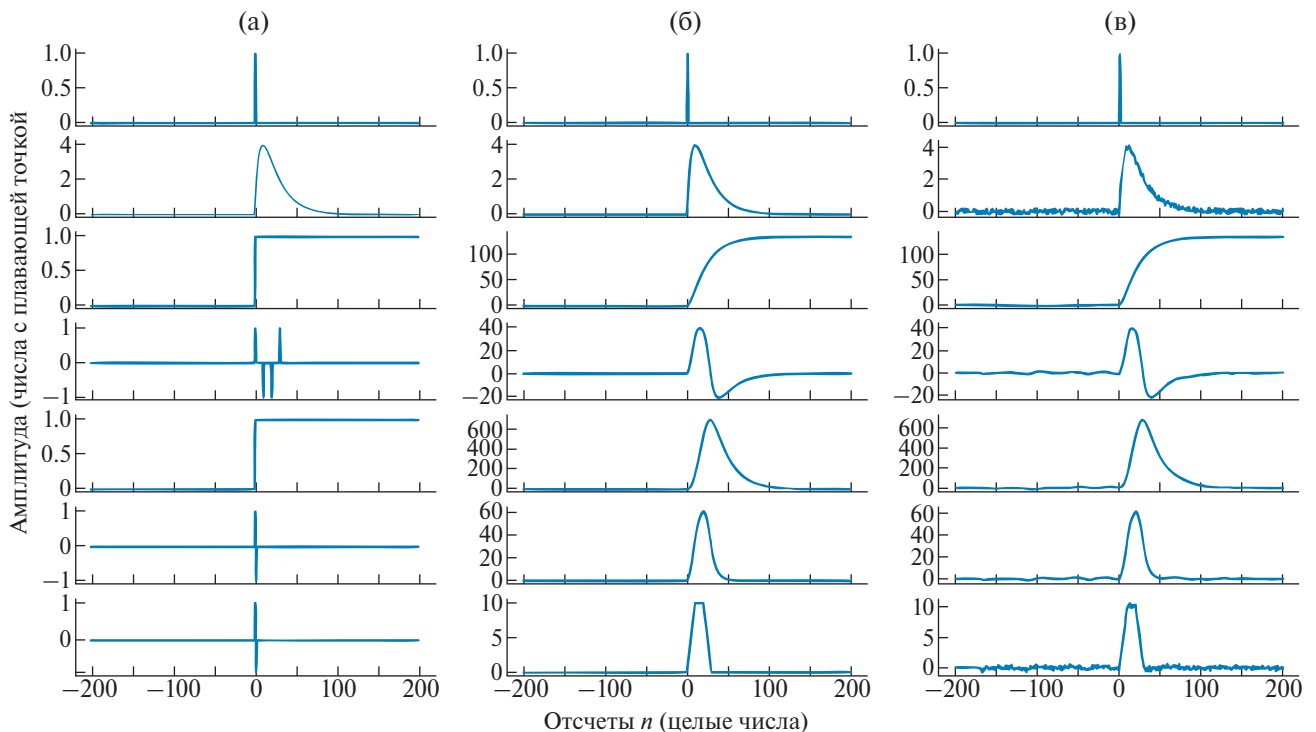


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для случая численно-устойчивой последовательности

На нижнем графике на рис. 1в базовая линия приобретает наклон, в отличие от базовой линии на рис. 2в, что на практике демонстрирует, что даже для оперирования числами с плавающей точкой с ограниченной точностью следует сначала применять интегрирующие фильтры, а по-

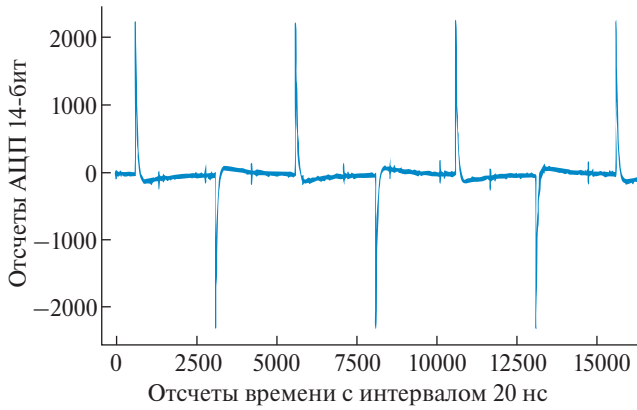


Рис. 5. Сигнал, регистрируемый АЦП

5. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПРЕОБРАЗОВАНИЮ ДВУХЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ТРАПЕЦЕИДАЛЬНЫЕ С ПОМОЩЬЮ АЦП И ПЛИС ADC-SOC

Двухэкспоненциальные импульсы мы получаем, пропустив меандр со скважностью 50 % (т.е. прямоугольные импульсы с равноудаленными друг от друга восходящими и ниспадающими

```
from scipy.optimize import curve_fit
def imp(x, *p):
    A, tau, rc, t0 = p
    return A*np.greater_equal(x-t0, np.zeros(len(x))) * (np.exp(-(x-t0)/rc) - np.exp(-(x-t0)/tau))
ind = list(adc).index(adc[100:-100].max())
p0 = [2500., 20., 10., 200]
coeff, var_matrix = curve_fit(imp, np.array(range(2000)), adc[ind-200:ind + 1800], p0 = p0)
a = math.exp(-1/coeff[1])
b = math.exp(-1/coeff[2]).
```

Записав полученные значения a, b в регистры d и k нашей прошивки, проверим полученный трапецеидальный сигнал (рис. 7).

Мы наблюдаем, что, во-первых, подогнанная функция не идеально совпадает с формой импульса, а во-вторых, результирующая трапеция искажена. Это происходит потому, что входная схема нашего АЦП добавляет еще одну временную константу к нашему сигналу. Попробуем приблизить форму входного сигнала формулой

$$G(n) = u(n) \left(e^{-nT/\tau_0} + e^{-nT/\tau_1} - e^{-nT/\tau_2} \right), \quad (33)$$

где

$$\tau_0 < \tau_1 < \tau_2. \quad (34)$$

Будем называть такие импульсы трехэкспоненциальными, потому что они состоят из линейной комбинации трех экспонент с разными

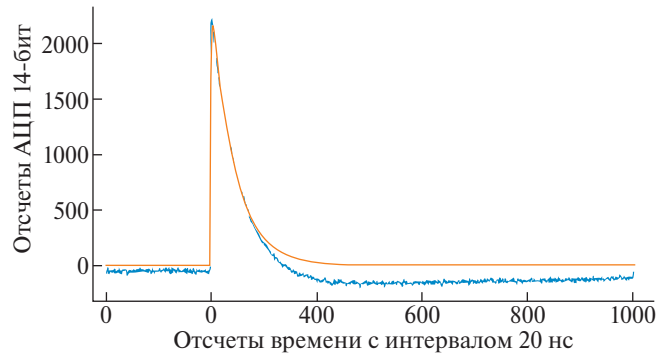


Рис. 6. Подгонка входного сигнала с помощью двухэкспоненциального импульса с целью нахождения временных констант

фронтами) от генератора импульсов через интегрирующую и дифференцирующую CR - и RC -схемы с разными временными константами R_1C_1, R_2C_2 . Результат представлен на рис. 5.

Чтобы получить значения констант a, b , мы подгоняем двухэкспоненциальный импульс (рис. 6) идеальной функцией с помощью библиотеки SciPy на языке программирования Python 3 следующим образом:

временными константами. Мы внесли требуемые изменения в код на Python 3 для подгонки

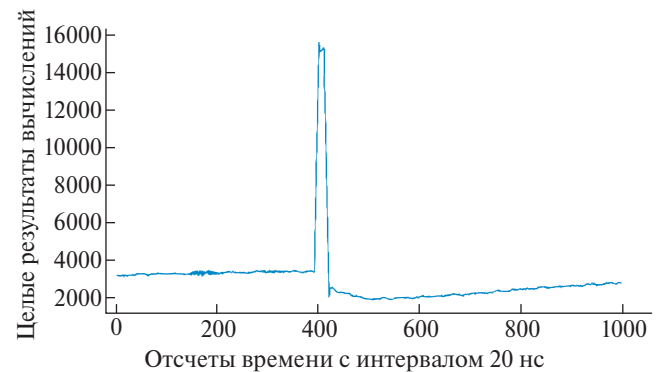


Рис. 7. Трапецеидальный сигнал, полученный после применения соответствующих фильтров для двухэкспоненциального сигнала

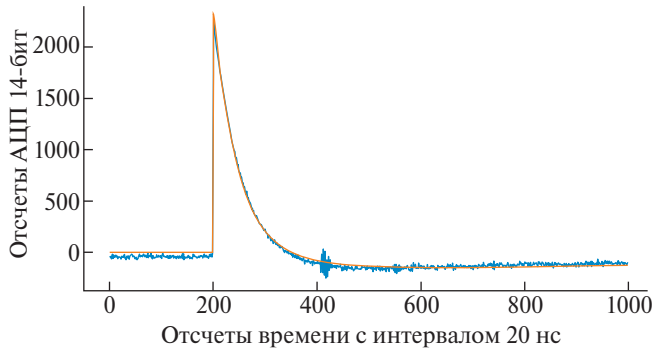


Рис. 8. Подгонка входного сигнала с помощью трехэкспоненциального импульса с целью нахождения временных констант

формы входного сигнала и поиска временных констант (рис. 8).

Мы решили остановиться на функции такого вида, потому что это наиболее простое выражение, наилучшим образом приблизительно описывающее реальные входные сигналы АЦП в нашем эксперименте из опробованных нами.

6. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЕДИНИЧНОГО СИГНАЛА ИЗ ТРЕХЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО

Мы рассмотрим свертку трехэкспоненциального импульса с тремя фильтрами, обратными к односторонним экспоненциальным сигналам с совпадающими константами a, b, c из следующей формулы:

$$\begin{aligned} a &= e^{-T/\tau_0}, \quad \alpha(n) = \delta(n) - a\delta(n-1), \\ \alpha(n) * u(n)e^{-nT/\tau_0} &= \delta(n), \\ b &= e^{-T/\tau_1}, \quad \beta(n) = \delta(n) - b\delta(n-1), \\ \beta(n) * u(n)e^{-nT/\tau_1} &= \delta(n), \\ c &= e^{-T/\tau_2}, \quad \gamma(n) = \delta(n) - c\delta(n-1), \\ \gamma(n) * u(n)e^{-nT/\tau_2} &= \delta(n), \end{aligned} \quad (35)$$

где

$$0 < a < b < c < 1 \quad (36)$$

в силу неравенств (34).

Упростим выражение для свертки трехэкспоненциального импульса $G(n)$ с этими тремя фильтрами $\alpha(n), \beta(n), \gamma(n)$:

$$\begin{aligned} \alpha(n) * \beta(n) * \gamma(n) * G(n) &= \dots \\ &= (\alpha(n) * u(n)e^{-nT/\tau_0}) * \beta(n) * \gamma(n) + \\ &+ \alpha(n) * (\beta(n) * u(n)e^{-nT/\tau_1}) * \gamma(n) - \dots \\ &\dots - \alpha(n) * \beta(n) * (\gamma(n) * u(n)e^{-nT/\tau_2}) = \dots \\ &\dots = \beta(n) * \gamma(n) + \alpha(n) * \gamma(n) - \alpha(n) * \beta(n). \end{aligned} \quad (37)$$

Далее распишем одно из получившихся слагаемых:

$$\begin{aligned} \alpha(n) * \beta(n) &= (\delta(n) - a\delta(n-1)) * \\ &* (\delta(n) - b\delta(n-1)) = \dots \\ &\dots = \delta(n) - a\delta(n-1) - \\ &- b\delta(n-1) + ab\delta(n-2). \end{aligned} \quad (38)$$

Теперь подставим аналогичные выражения для каждого слагаемого и упростим выражение:

$$\begin{aligned} \beta(n) * \gamma(n) + \alpha(n) * \gamma(n) - \alpha(n) * \beta(n) &= \dots \\ &= \delta(n) - (b+c)\delta(n-1) + bc\delta(n-1) + \\ &+ \delta(n) - (a+c)\delta(n-1) + ac\delta(n-2) - \dots \\ &\dots - \delta(n) + (a+b)\delta(n-1) - ab\delta(n-2) = \dots \\ &\dots = \delta(n) - 2c\delta(n-1) + (bc+ac-ab)\delta(n-2). \end{aligned} \quad (39)$$

Мы получили сигнал, отличный от единичного. Найдем рекурсивное уравнение обратного фильтра к полученному сигналу. Для этого запишем передаточную функцию,

$$H(z) = 1 - 2cz^{-1} + (bc + ac - ab)z^{-2}, \quad (40)$$

и обратную к ней,

$$\frac{1}{H(z)} = \frac{1}{1 - 2cz^{-1} + (bc + ac - ab)z^{-2}}. \quad (41)$$

Обратный БИХ-фильтр описывается рекурсивным уравнением

$$\begin{aligned} R(n) &= \delta(n) + 2cR(n-1) - \\ &- (bc + ac - ab)R(n-2). \end{aligned} \quad (42)$$

Получается, что

$$\alpha(n) * \beta(n) * \gamma(n) * R(n) * G(n) = \delta(n). \quad (43)$$

Найдем полюса и условия устойчивости фильтра $R(n)$, которым мы собираемся дополнять $\alpha(n) * \beta(n) * \gamma(n)$, чтобы получить комбинированный обратный фильтр к трехэкспоненциальному сигналу. Полюса передаточной функции – это решение квадратного уравнения

$$z^2 - 2cz + (bc + ac - ab) = 0. \quad (44)$$

Дискриминант

$$D = c^2 - bc - ac + ab = (c-a)(c-b) \quad (45)$$

положителен в силу неравенств (36), а значит, оба корня действительны:

$$z = c \pm \sqrt{(c-a)(c-b)}. \quad (46)$$

Обозначим меньший и больший корни соответственно

$$\begin{aligned} z_1 &= c - \sqrt{(c-a)(c-b)}, \\ z_2 &= c + \sqrt{(c-a)(c-b)}. \end{aligned} \quad (47)$$

В силу неравенств (36) меньший корень, очевидно, меньше единицы, поэтому условие устойчивости фильтра $R(n)$ сводится к неравенству

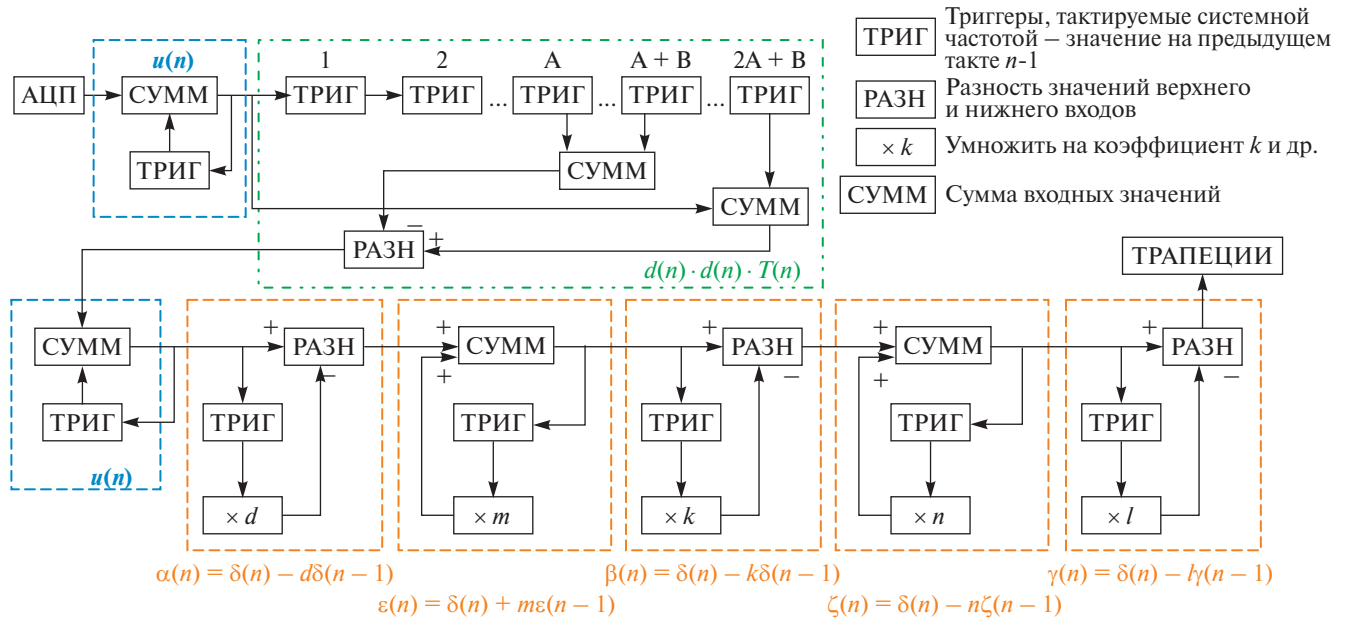


Рис. 9. Графическое представление модифицированной цифровой схемы на Verilog

$$c + \sqrt{(c-a)(c-b)} < 1. \quad (48)$$

Из этого неравенства выразим c через остальные константы:

$$\sqrt{(c-a)(c-b)} < 1-c, \quad (49)$$

$$c^2 - (a+b)c + ab < 1 - 2c + c^2, \quad (50)$$

$$(2-a-b)c < 1-ab, \quad (51)$$

$$c < \frac{1-ab}{2-a-b}. \quad (52)$$

Как оказалось, устойчивость искомого фильтра определяется только соотношением трех временных констант, τ_0, τ_1, τ_2 , или однозначно определяемых ими величин a, b, c .

Для наглядности и простоты реализации требуемого нам фильтра разложим его на пять фильтров первого порядка:

$$\alpha(n) = \delta(n) - a\delta(n-1), \quad (53)$$

$$\beta(n) = \delta(n) - b\delta(n-1), \quad (54)$$

$$\gamma(n) = \delta(n) - c\delta(n-1), \quad (55)$$

$$\epsilon(n) = \delta(n) + z_1\epsilon(n-1), \quad (56)$$

$$\zeta(n) = \delta(n) + z_2\zeta(n-1). \quad (57)$$

Все сказанное выше подразумевает следующее равенство:

$$\alpha(n) * \beta(n) * \gamma(n) * \epsilon(n) * \zeta(n) * G(n) = \delta(n). \quad (58)$$

7. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПРЕОБРАЗОВАНИЮ ТРЕХЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ТРАПЕЦИДАЛЬНЫЕ С ПОМОЩЬЮ АЦП И ПЛИС ADC-SOC

Мы модифицировали нашу цифровую схему на Verilog. Теперь она состоит из трапеции и пяти фильтров первого порядка. Здесь величины a, b, c, z_1, z_2 соответствуют величинам d, k, l, m, n на графической схеме (рис. 9).

Константы a, b, c мы нашли, подгоняя форму входного сигнала с помощью трехэкспоненциального импульса (рис. 8), а z_1, z_2 вычислили по формуле (47). Мы решили, что в тех случаях, когда больший полюс z_2 достигает единицы, вместо него подставлять значение, меньшее единицы, в шестнадцатом бите после запятой, чтобы обеспечить устойчивость фильтра $\zeta(n)$ из фор-

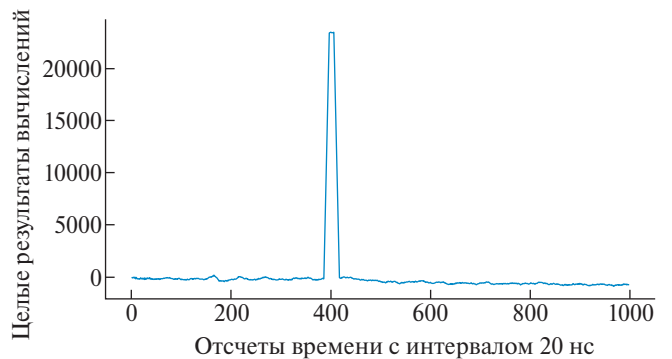


Рис. 10. Трапецидальный сигнал, полученный применением соответствующих пяти фильтров первого порядка для трехэкспоненциального сигнала

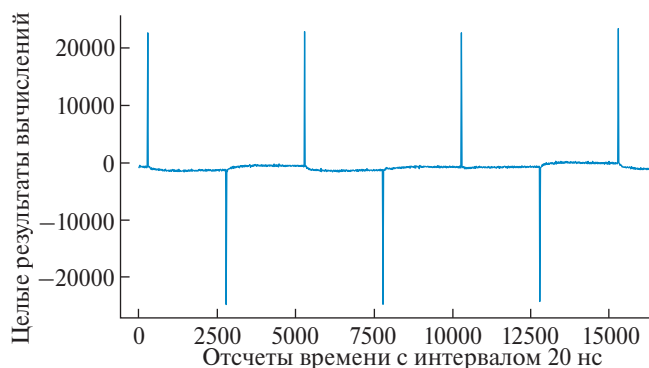


Рис. 11. Трапецидальный сигнал, полученный применением соответствующих пяти фильтров первого порядка для трехэкспоненциального сигнала, общий план

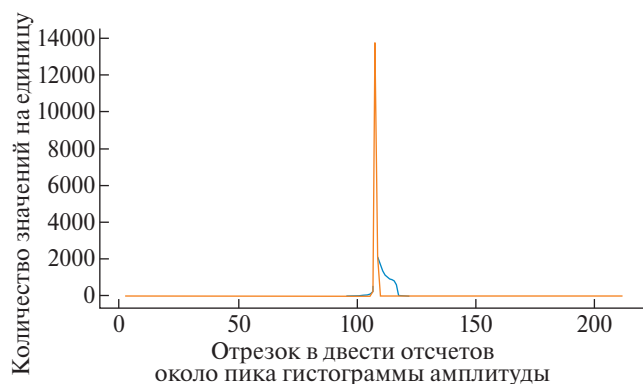


Рис. 12. Амплитудный спектр (синий), подогнанное нормальное распределение (оранжевый)

мулы (57). Для нашего сигнала больший полюс z_2 нашего фильтра оказался больше единицы только в пятом десятичном знаке после запятой, поэтому подмена значения не должна привести к сильному искажению трапеции. На крупном плане получившегося импульса (рис. 10) мы не видим искажений, однако они заметны на общем плане (рис. 11).

8. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Метод, описанный в работе [4], мы дополнили восстановлением базовой линии из работы [5]. Разность двух скользящих средних по B значений с задержкой $A + B$ между ними преобразует трапецидальные импульсы к биполярным импульсам с базовой линией около нуля. В какой-то момент эта разность будет разностью между средним вершины (малого основания трапеции) импульса и средним базовой линии перед трапецидальным импульсом. Максимальное положительное значение такого биполярного импульса и будет искомым амплитудой. Однако для простоты реализации скользящее среднее мы заменили скользящей суммой.

Таким образом, мы дополнили схему [4] сдвиговым регистром на $2B + A$ значения сигнала трапецидальных импульсов, а также сдвиговым регистром на $A + B$ значений разности соответствующих сумм (скользящих средних), вычисленных на первом сдвиговом регистре. Искомое значение в момент перехода триггера dff в нулевое значение — это максимальное значение, хранящееся во втором сдвиговом регистре.

9. ВЫВОДЫ

В результате выполненных работ был построен амплитудный спектр (рис. 12) собранных значений амплитуды, представляющий собой гистограмму с шагом, равным единице целых значений скользящих сумм амплитуд трапецидальных сигналов, подогнано нормальное распределение и получено соответствующее ему значение σ . Отношение σ к положению вершины пика по горизонтальной оси равно 0.0013926, т.е. полная ширина пика на полувысоте составляет 0.25852 % от средней амплитуды преобразованных импульсов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-10-2025-153 от 5 июня 2025 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Онпегейм А., Шафер Р.* Цифровая обработка сигналов. Москва: Техносфера, 2006.
2. *Guo-Qiang Zeng, Jian Yang, Ming-Fu Yu, Kai-Qi Zhang, Qing Ge, Liang-Quan Ge.* Chin. Phys. C. 2017. V. 41. № 1. P. 016102.
<https://doi.org/10.1088/1674-1137/41/1/016102>
3. *Valentin T. Jordanov.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2016. V. 805. P. 63.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.040>
4. *Jordanov V.T., Hall D.L.* IEEE Xplore. 2002. P. 140.
<https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2002.1239285>
5. Lab 4 — Baseline Restorer.
<https://gitlab.sci-compiler.com/examples/simulation/lab-4-baseline-restorer>

ЭЛЕКТРОНИКА
И РАДИОТЕХНИКА

УДК 537.86

**ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК
НАНОСЕКУНДНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ,
ОСНОВАННЫЙ НА ГОФРИРОВАННОЙ ПЕРЕДАЮЩЕЙ ЛИНИИ
С НАСЫЩЕННЫМ ФЕРРИТОМ**

© 2026 г. П. В. Припутнев*, И. В. Романченко, В. Ю. Конев,
Р. К. Собянин, Ю. А. Андреев, В. В. Плиско

*Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3*

**E-mail: pv.priputnev@hcei.ru*

Поступила в редакцию 15.12.2025

После доработки 25.12.2025

Принята к публикации 30.01.2026

Разработан и экспериментально протестирован источник наносекундных высокочастотных импульсов на основе нелинейной передающей линии с насыщенным ферритом (НПЛ), работающий в S-диапазоне частот. Его ключевой особенностью является отсутствие в конструкции электромагнитов, насыщающих ферритовое заполнение линии. Источник состоит из обостряющей НПЛ с ненасыщенным ферритом, гофрированной НПЛ, коаксиального фильтра высоких частот и комбинированной антенны. Обостряющая и гофрированная линии используют ферритовые NiZn-кольца. Для насыщения феррита в гофрированной линии используются постоянные NdFeB-магниты. Линия обеспечивает эффективную генерацию высокочастотных импульсов в диапазоне частот 2.7–3.6 ГГц. Диапазон рабочего напряжения источника 50–190 кВ. Коаксиальный фильтр высоких частот имеет полосу пропускания 1.2–4 ГГц, что позволяет эффективно излучать возбуждаемые в линии колебания, а также высокочастотную энергию, сосредоточенную на фронте импульса напряжения. Комбинированная антенна имеет рабочий диапазон 1–4 ГГц. В работе реализован импульсно-периодический режим работы источника с частотой следования импульсов 50 Гц до 2000 импульсов в последовательности. При рабочем напряжении 170 кВ центральная частота излученного импульса составляет 3.4 ГГц. Эффективный потенциал источника равен 65 кВ.

DOI: 10.7868/S3034564226030046

1. ВВЕДЕНИЕ

Развивающиеся на протяжении 50 лет источники микроволновых импульсов большой мощности остаются актуальными и сегодня. Возрастающая потребность в решении задач электромагнитной совместимости мотивирует к проведению новых исследований [1]. Это тесно связано с прогрессом в области разработки новых материалов, совершенствованием методов их обработки, увеличением доступных вычислительных мощностей и развитием машинного обучения и искусственного интеллекта [2]. Приборы

мощной высокочастотной электроники в большинстве случаев основаны на преобразовании энергии ускоренных потоков электронов в энергию высокочастотных колебаний. Параллельно с ними в течение 30 лет активно развиваются твердотельные системы (микроволновые устройства, не основанные на преобразовании энергии движения свободных электронов), к которым традиционно относят сверхширокополосные источники и нелинейные передающие линии (НПЛ).

Физическим принципом работы НПЛ является распространение ударных электромагнитных волн [3] в среде с выраженными дисперсион-

ными свойствами вблизи частот, составляющих единицы гигагерц. Формирование ударных волн обеспечивают нелинейные материалы, такие как диэлектрики, магнетики и полупроводниковые диоды [4–9]. Системы на основе НПЛ обычно используют нелинейные магнетики — ферриты в схемах с сосредоточенными параметрами или в распределенных линиях. Максимальные мощность и энергия микроволновых импульсов достигаются в распределенных линиях, где однородное ферритовое заполнение насыщается в магнитном поле соленоида. Линии с сосредоточенными параметрами позволяют генерировать импульсы длительностью до нескольких десятков наносекунд [7]. Твердотельная конструкция источников импульсов на основе НПЛ упрощает их транспортировку и эксплуатацию.

Нелинейные передающие линии с ферритом эффективны до S-диапазона частот, они обеспечивают пиковую мощность от нескольких десятков до сотен мегаватт. В настоящее время достигнуты значения пиковой мощности до 700 МВт, а энергетическая эффективность преобразования энергии видеоимпульса в радиоимпульс составляет 10 % [10, 11]. На сегодня продемонстрирована возможность возбуждения колебаний в диапазоне от 0.5 до 20 ГГц с возможностью изменения частоты генерации в реальном времени до 20 %. Источники излучения, основанные на НПЛ, характеризуются сверхширокополосным спектром. Для излучения импульсов используются антенны различных конструкций: рупорные, ТЕМ-рупоры, спиральные, комбинированные и антенны Власова [12–18]. Созданные системы с выводом излучения в открытое пространство могут иметь один, два или четыре канала [12–18] в частотном диапазоне до 8 ГГц. Многоканальные системы обеспечивают сканирование луча на 15–20° в горизонтальной плоскости, а напряженность электрического поля достигает единиц киловатт на сантиметр на расстоянии нескольких метров.

Помимо генерации высокочастотных импульсов, НПЛ с ферритом применяются и для решения других задач импульсной техники. Исторически первым применением стало обострение фронта высоковольтного импульса [19, 20]. Нелинейные передающие линии с предварительным подмагничиванием и без него позволили сократить длительность наносекундного фронта до субнаносекундных значений. Развитие методики обострения фронта, в том числе создание

многоступенчатых систем, позволило разработать линии магнитной компрессии, используемые для сжатия во времени энергии импульсов постоянного напряжения [21, 22]. Максимальная мощность пикосекундного импульса, достигнутая при помощи магнитной компрессии, составляет 100 ГВт при амплитуде напряжения 2.2 МВ и нагрузке 48 Ом [23]. В дополнение к обострению фронта импульсов НПЛ используются как линии задержки для синхронизации многоканальных источников микроволнового излучения на основе ферритовых линий и релятивистских ламп обратной волны [15, 16, 24–28].

В настоящее время актуальной задачей является повышение энергетической эффективности источников на основе линий с ферритом. Применение микроволновых ферритовых колец или колец, специально разработанных для задач генерации высокочастотных импульсов, способствует повышению эффективности преобразования энергии видеоимпульса в энергию колебаний [29–31]. Тем не менее, с точки зрения конечного потребителя, общая энергоэффективность будет мала при учете потребляемой электроэнергии от сети. Основная энергия, потребляемая от сети, уходит на создание магнитного поля, насыщающего ферритовое заполнение линии. Использование постоянных магнитов для насыщения ферритового заполнения линий позволяет на порядок повысить общую энергоэффективность генераторов [31–34]. Дальнейшим шагом в этом направлении может стать применение схем с повторным использованием оставшейся энергии видеоимпульса для возбуждения еще одной ферритовой линии [35].

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФЕРРИТОВЫХ НПЛ

2.1. Ферритовые НПЛ с однородным ферритовым заполнением

Традиционной конфигурацией НПЛ с насыщенным ферритом является коаксиальная линия длиной 50–100 см (рис. 1), в которой феррит в виде колец длиной порядка 10 мм каждое располагается между проводниками линии. Для повышения электрической прочности линия заполняется маслом или SF₆. С целью насыщения ферритового заполнения линию помещают внутрь соленоида с магнитным полем, достигающим 100 кА/м.

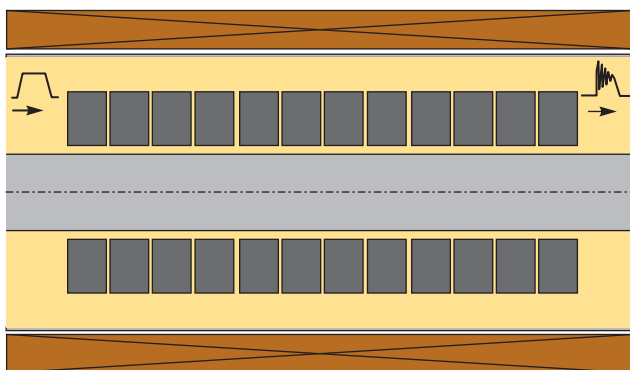


Рис. 1. Коаксиальная НПЛ с однородным ферритовым заполнением

Работы по обострению фронта высоковольтных импульсов и генерации высокочастотных импульсов базируются на теории ударных электромагнитных волн [7, 36–40]. Под ударной электромагнитной волной (УЭМВ) понимается процесс быстрого изменения или скачок полевых величин на некотором пространственном интервале, который в общем случае является движущимся. Динамика полей на этом интервале описывается уравнениями более высокого порядка по сравнению с уравнениями, описывающими поле вне интервала. Образование ударной волны описывается уравнениями электродинамики и феноменологическими уравнениями нелинейных сред, в которых они формируются. С точки зрения эксперимента, УЭМВ представляет собой волну напряжения с коротким фронтом, обостренным в результате нелинейных процессов в линии, длительность которого уже не может стать меньше определенного значения. Для рассмотрения передающих линий, заполненных ферритом, требуется феноменологическое уравнение, описывающее динамику вектора намагниченности $\mathbf{M}$. Если характерный масштаб времени изменения магнитного поля большой, то связь между вектором магнитной индукции $\mathbf{B}$ и вектором напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ может считаться не зависящей от скорости и, если не учитывать анизотропию и гистерезисные явления, эти векторы коллинеарны и зависимость между ними однозначна. В случае быстрого изменения поля необходимо переходить к динамическим моделям. Для этого пользуются макроспиновым приближением. В макроспиновом приближении феноменологическим уравнением, описывающим насыщенный феррит, является уравнение Ландау–Лифшица [41–43]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha\gamma}{M_s} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]], \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение для электрона, α — феноменологический коэффициент затухания, M_s — намагниченность насыщения.

При подаче на вход линии с насыщенным ферритом высоковольтного импульса, создающего в ней ток, магнитное поле которого соизмеримо с насыщающим полем, в НПЛ произойдет импульсное перемагничивание ферритового заполнения. Фронт импульса напряжения вначале обострится, затем при достаточной длине линии, обладающей дисперсионными свойствами, на вершине импульса напряжения появится модуляция высокочастотными колебаниями.

Что касается дисперсионных свойств однородной коаксиальной линии с ферритом, то здесь можно выделить два основных механизма. Первый связан с дисперсионными свойствами, обусловленными исключительно магнитным материалом заполнения [15]. Второй, по всей видимости наиболее значимый, — это дисперсия волны TM_{00} (квазиТЕМ) линии с двойным диэлектрическим заполнением [44].

2.2. Гофрированная НПЛ с ферритом

Гофрированная НПЛ (ГНПЛ) представляет собой коаксиальную линию с гофрированным внутренним проводником (рис. 2). Ферритовые кольца расположены в пазах гофрировки, а постоянные NdFeB-магниты вмонтированы внутрь гофрированного проводника. Масса постоянных магнитов в такой конфигурации, как правило, не превышает 1 кг. Для повышения электрической прочности пространство между проводниками также заполнено маслом.

Отличием ГНПЛ от традиционной распределенной линии является то, что дисперсия в линии в первую очередь определяется геометрическими параметрами гофрировки. Чтобы понять механизм дисперсии, необходимо перей-

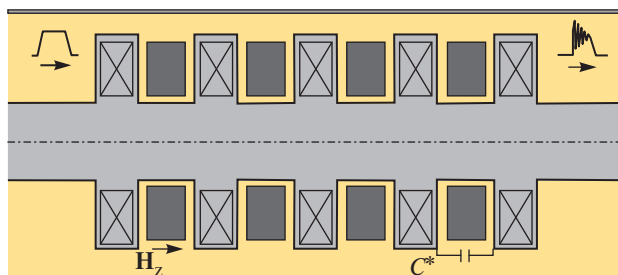


Рис. 2. Гофрированная НПЛ

ти к электрической схеме замещения гофрированной линии. Схема замещения представляет собой линию с сосредоточенными параметрами с емкостной связью между соседними ячейками (рис. 3), а ее дисперсионное соотношение имеет следующий вид:

$$\omega^2 = \frac{4\omega_0^2 \sin^2(kd/2)}{1 + 4\gamma \sin^2(kd/2)}. \quad (2)$$

Здесь ω — круговая частота, k — волновое число, d — пространственная длина ячейки линии, $\omega_0 = (LC)^{1/2}$, $\gamma^* = C^*/C$.

3. КОНСТРУКЦИЯ ГНПЛ

Целью работы являлось создание источника наносекундных высокочастотных импульсов на основе НПЛ, в составе которого нет электромагнитов, что существенно повышает его полную энергоэффективность. Основной задачей являлась разработка гофрированной линии с постоянными магнитами импедансом 30 Ом, основанной на использовании стандартных ферритовых NiZn-колец марки 200 ВНП, работающей в S-диапазоне частот и диапазоне напряжений от 50 до 200 кВ. Верхний предел напряжения определен условием электрического пробоя вакуумного масла ($\epsilon = 2.2$), используемого в качестве диэлектрического заполнения. В линии использованы ферритовые кольца размерами 10×6 мм². Проектирование ГНПЛ основывалось на анализе ее дисперсионных характеристик и последующей оптимизации посредством численного моделирования.

3.1. Дисперсионные свойства ГНПЛ

Дисперсионная кривая разработанной ГНПЛ представлена на рис. 4. Кривые, рассчитанные по формуле (2) и полученные моделированием с использованием CST Studio [45], демонстрируют хорошее соответствие. Емкость периода линии $C = 3.4$ пФ, индуктивность $L = 2.5$ нГн, коэффи-

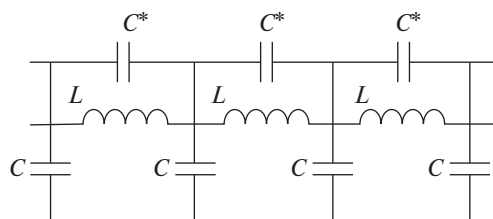


Рис. 3. Схема замещения ГНПЛ: C и L — емкость и индуктивность одного периода линии, C^* — емкость между соседними ячейками линии

циент емкостной связи ячеек линии составляет $\gamma = 0.08$. Ввиду того, что увеличение данного коэффициента приводит к значительному снижению частоты генерации, было выбрано его наименьшее возможное значение для обеспечения полного попадания рабочего частотного диапазона линии в S-полосу.

3.2. Численное моделирование ГНПЛ

Моделирование линий с насыщенным ферритом может быть выполнено при использовании различных методов: это 1D-методы, использующие схемы замещения линий [39, 46, 47], 2D- и 3D-моделирование с использованием Comsol Multiphysics [44] или FDTD-метод (метод конечных разностей во временной области) [48, 49], в котором совместно решаются уравнения Максвелла и уравнение Ландау—Лифшица (1). Для моделирования ГНПЛ лучше всего подходит FDTD-метод, благодаря его устойчивости и скорости выполнения расчетов, особенно при использовании осесимметричных моделей [50].

Основной задачей моделирования являлась оптимизация геометрии гофрированной линии с целью минимизации паразитных параметров схемы замещения линии, которые отсутствуют на рис. 3. Типичная осциллограмма импульса напряжения на выходе линии и его спектр, полученные моделированием, представлены на рис. 5. Осциллограмма получена в согласованном порту в конце измерительного коаксиала, она соответствует ГНПЛ, имеющей 90 периодов гофрировки, что оказалось оптимальным для данной конфигурации и было реализовано в эксперименте. Падающий импульс представлял собой трапецию с передним и задним фронтами, равными 1 нс, длительность импульса по полувысоте составляла 6 нс.

В результате серии численных расчетов была получена зависимость центральной частоты высокочастотных колебаний от аксиального магнитного поля внутри феррита H_z при предполагаемом рабочем напряжении линии 170 кВ. Она представлена на рис. 6. На основании результатов был сделан вывод, что усредненное поле H_z внутри феррита линии должно составлять 49 кА/м. Это значение является оптимальным как с точки зрения эффективности генерации линии, так и с точки зрения ее технической реализации, и оно было выбрано для экспериментального макета линии. Зависимость центральной частоты высокочастотных колебаний от напряжения

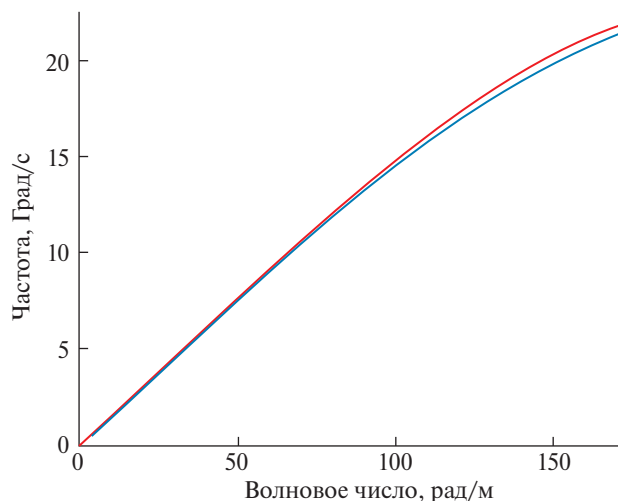


Рис. 4. Дисперсионные кривые разработанной ГНПЛ: синяя кривая — расчет по формуле (2), красная — полученная в результате моделирования

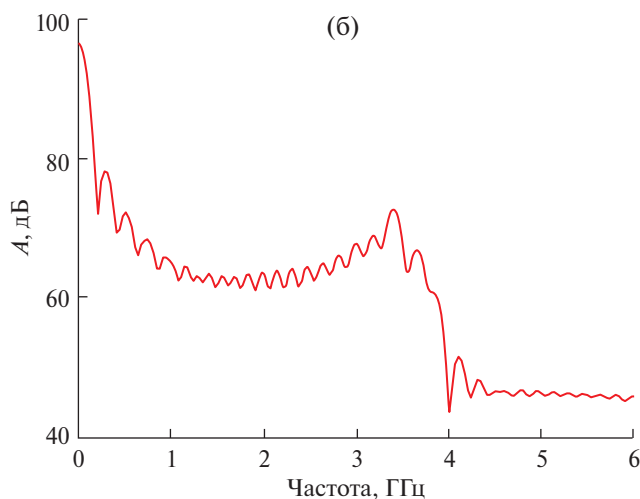
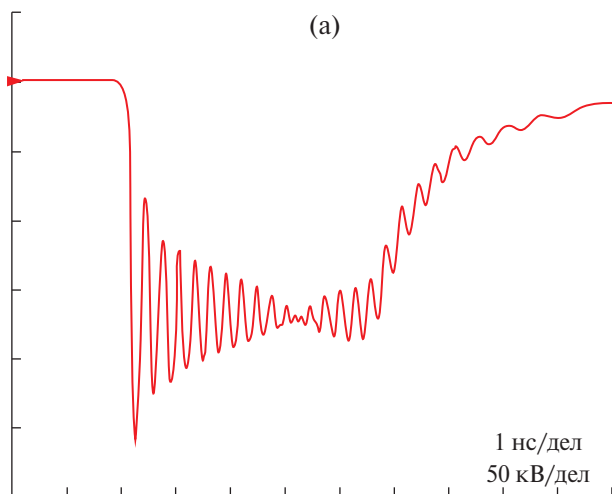


Рис. 5. Импульс напряжения на выходе ГНПЛ (а) и его спектр (б), полученные численным моделированием

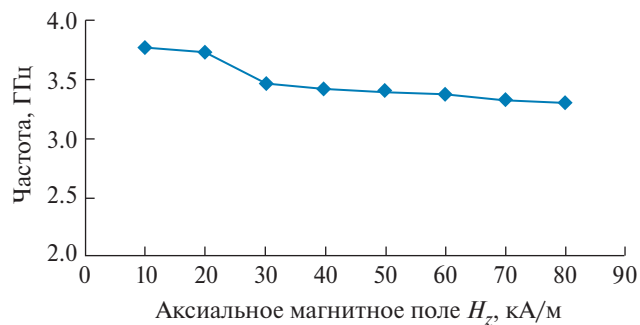


Рис. 6. Зависимость центральной частоты генерации ГНПЛ от аксиального магнитного поля, полученная моделированием

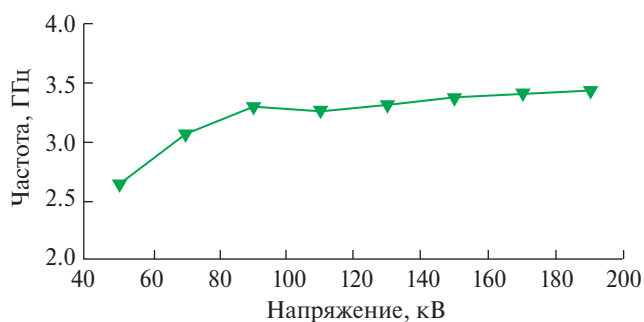


Рис. 7. Зависимость центральной частоты генерации ГНПЛ от напряжения при аксиальном поле 49 кА/м, полученная моделированием

падающего импульса при поле внутри феррита $H_z = 49$ кА/м представлена на рис. 7.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГНПЛ

На первом этапе экспериментальной части работы линия испытывалась в схеме с резистивной нагрузкой. Схема проведения эксперимента представлена на рис. 8. Импульс от генератора наносекундных высоковольтных импульсов Si-nUS-200 [51] подавался на вход экспериментальной установки. Для уменьшения длительности фронта импульса напряжения, составлявшей 3 нс при напряжении 170 кВ, использовалась секция коаксиальной НПЛ с ненасыщенным ферритом. Обостренный импульс напряжения подавался на вход ГНПЛ, а импульс на ее вы-

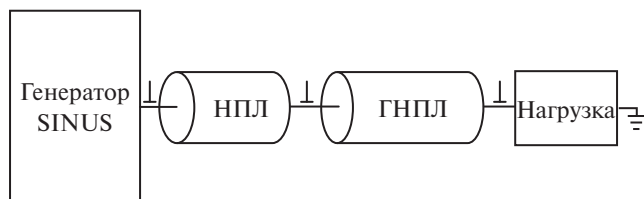


Рис. 8. Схема эксперимента с резистивной нагрузкой

ходе поглощался в согласованной резистивной нагрузке 30 Ом. До и после нелинейных линий располагались отрезки измерительных коаксиальных линий, обеспечивающие временную развязку 8 нс. Измерения проводились при помощи дифференциальных емкостных датчиков, расположенных в измерительных линиях.

4.1. Обостряющая НПЛ

Поскольку целью работы являлась разработка источника, не применяющего электромагниты, для обострения фронта высоковольтного импульса использовалась коаксиальная линия, заполненная ненасыщенным ферритом.

Обострение фронта в линии с ненасыщенным ферритом связано с диссипацией энергии на фронте импульса тока при импульсном перемагничивании феррита. Расчет параметров обострения фронта может быть осуществлен при использовании модели стационарной ударной электромагнитной волны, основанной на теории некогерентного перемагничивания феррита в магнитном поле, значительно превышающем коэрцитивную силу [3]. Длительность фронта стационарной УЭМВ по уровню 0.1–0.9 равна

$$\tau_{sh} = \frac{1 + \alpha^2}{2\alpha\gamma H_f} f(m_0). \quad (3)$$

Здесь H_f — усредненное по объему феррита магнитное поле, $m_0 = M_0/M_s$, M_0 — начальная намагниченность феррита. Минимальная длина обостряющей линии, на которой формируется ударная волна, может быть оценена при помощи следующего выражения:

$$l = \frac{\tau_0}{v_0} \frac{H_f}{\eta M_s (1 - m_0)}. \quad (4)$$

Здесь τ_0 — длительность фронта по уровню 0.1–0.9, v_0 — скорость волны в линии в отсутствие ферритового заполнения, η — коэффициент поперечного заполнения линии ферритом.

Для обострения фронта высоковольтного импульса использовалась коаксиальная линия с поперечными размерами 56×28 мм², заполненная ферритовыми кольцами размером 45×28 мм² и вакуумным маслом. В линии обострения использовались ферритовые кольца марки 150 ВН, параметры которых таковы: начальное значение намагниченности равнялось остаточной намагниченности и составляло 0.13 Тл, намагниченность насыщения равна 0.32 Тл, $\alpha = 0.15$. Согласно выражениям (3) и (4), длительность фронта

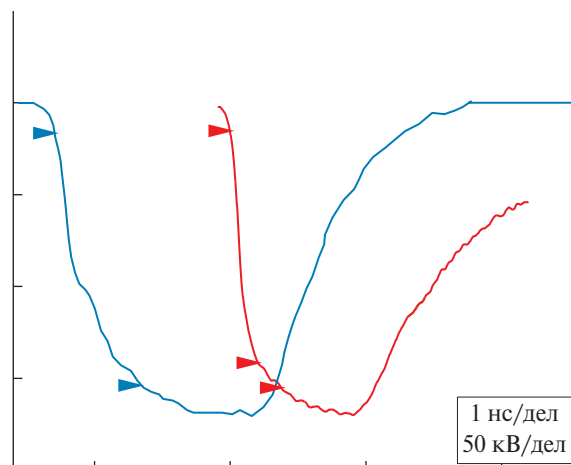


Рис. 9. Осциллограммы изначального (синий) и обостренного (красный) импульсов напряжения. Маркеры соответствуют 10, 80 и 90 % длительности фронта

ударной волны составляет 1.5 нс, а длина формирования УЭМВ равна 32 см.

В эксперименте было получено уменьшение длительности фронта высоковольтного импульса с 3 до 1.7 нс (рис. 9) в линии длиной 35 см. Небольшое расхождение с расчетными значениями, вероятно, обусловлено нелинейным фронтом падающего импульса, который определяется свойствами высоковольтного искрового разрядника генератора SinUS, что препятствует обострению той части фронта, где скорость изменения тока в линии значительно падает. Это приводит к тому, что фронт импульса, прошедший линию (красная линия на рис. 9), можно разделить на два участка: первый, близкий к линейному, составляет 80 % фронта, оставшиеся 20 % представляют собой нелинейный медленно растущий участок. Энергия импульса на входе обостряющей линии составляла 6.9 Дж, а энергия обостренного импульса составила 6.25 Дж. Таким образом, на практически двукратное уменьшение длительности фронта импульса было затрачено менее 10 % энергии изначального импульса напряжения.

4.2. Результаты экспериментов с согласованной нагрузкой

Далее приведены результаты измерений для экспериментов с ГНПЛ, нагруженной согласованной нагрузкой. Амплитуда падающего импульса напряжения варьировала от 50 до 190 кВ. Измеренные формы импульсов на выходе линии показаны на рис. 10. При максимальной амплитуде падающего импульса колебания возбужда-

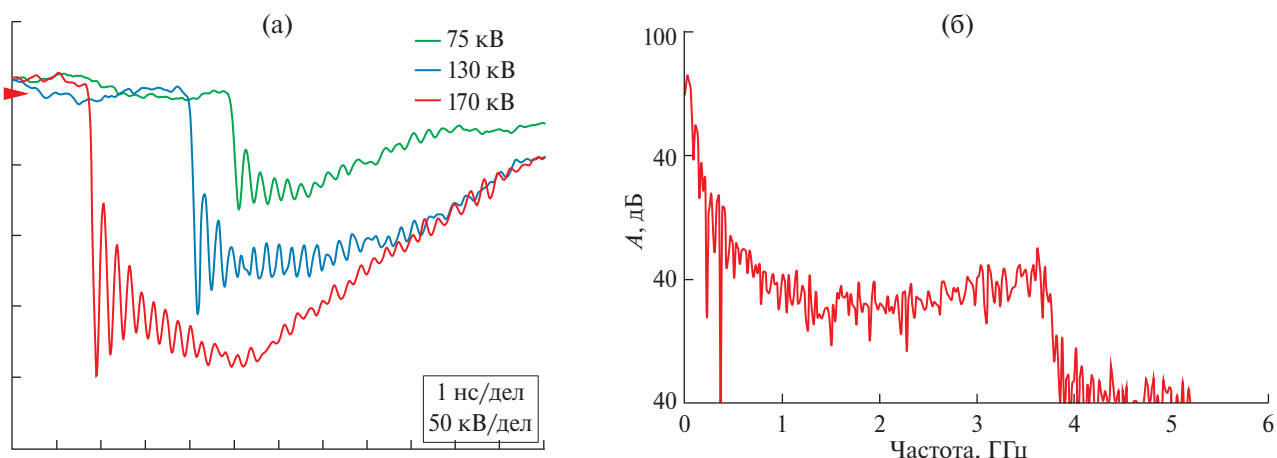


Рис. 10. Осциллограммы импульса напряжения на выходе ГНПЛ (а), полученные экспериментально, и спектр импульса при напряжении 170 кВ (б)

ются не на вершине импульса, а приблизительно на 0.8 от максимального значения напряжения. Это, вероятно, связано со структурой фронта возбуждающего импульса, описанной в предыдущем разделе (рис. 9). В ГНПЛ обостряется только квазилинейная часть фронта, в то время как остальная часть остается практически неизменной. Можно предположить, что для возбуждения колебаний на вершине импульса напряжения необходим почти линейный фронт по всей его длине. В рабочем диапазоне напряжений длительность генерируемого высокочастотного импульса немонотонно увеличивалась от 2.5 до 4 нс.

Была получена зависимость центральной частоты генерируемого импульса от амплитуды падающего напряжения, которая представлена на рис. 11. На рис. 12 показана зависимость пиковой мощности от центральной частоты колебаний. Максимальная пиковая мощность, реализованная в эксперименте, составила 165 МВт.

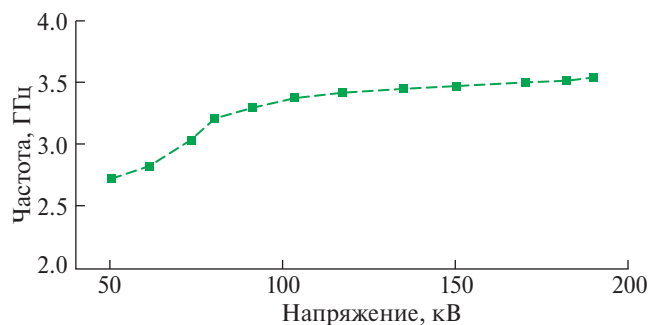


Рис. 11. Зависимость центральной частоты колебаний от амплитуды напряжения падающего импульса, полученная экспериментально

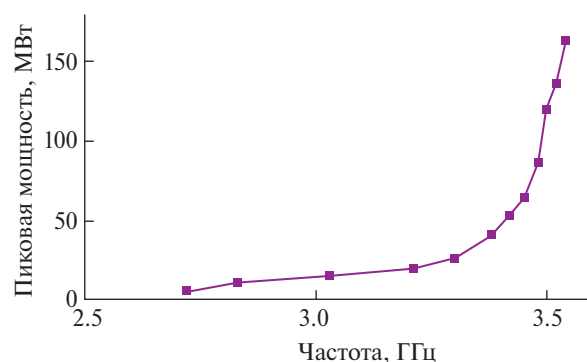


Рис. 12. Зависимость пиковой мощности высокочастотных колебаний от центральной частоты, полученная экспериментально

5. ИСТОЧНИК МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ГНПЛ

Схема экспериментальной установки источника излучения на основе ГНПЛ и ее внешний вид представлены на рис. 13. Для излучения высокочастотного импульса в открытое пространство дополнительно использовались фильтр высоких частот и комбинированная антенна.

5.1. Фильтр высоких частот

В работе использовался коаксиальный фильтр высоких частот, основанный на коаксиальной линии с диаметром внешнего проводника 20 мм (рис. 14). Фильтр представляет собой коаксиальный тройник, разделяющий высокочастотную и низкочастотную составляющие импульса, вышедшего из НПЛ. Высокочастотная составляющая импульса проходит по фильтру прямо в порт 2 и подается на антенну, оставшийся видеоп импульс ответвляется в порт 3, по-

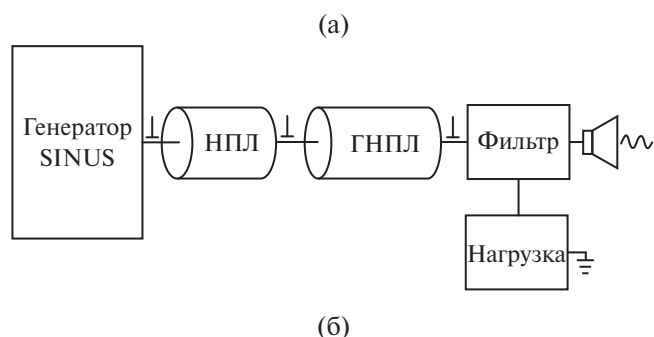


Рис. 13. Схема источника (а) и ее внешний вид (б)

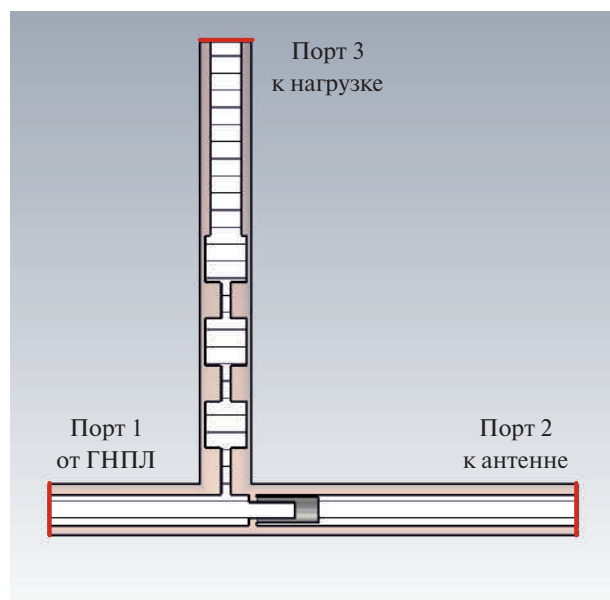


Рис. 14. 3D-модель фильтра высоких частот

сле чего поглощается в согласованной нагрузке. Фильтр имеет рабочую полосу от 1.2 до 4 ГГц, а его S-параметры, полученные моделированием с использованием CST Studio, представлены на рис. 15.

5.2. Комбинированная антенна

Известно, что импульсы, генерируемые в НПЛ, являются скорее широкополосными. Основной трудностью в проектировании антенны для такого источника является необходимость эффек-

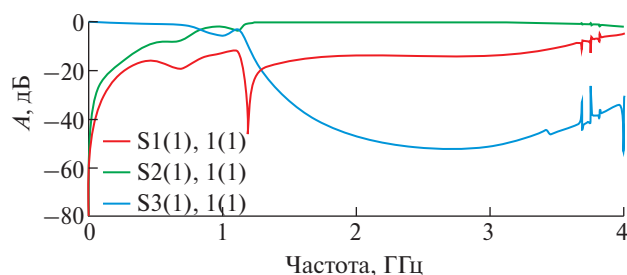


Рис. 15. S-параметры фильтра высоких частот

тивного излучения энергии, сосредоточенной на фронте импульса, а также энергии возбужденных колебаний. Для излучения сверхширокополосных импульсов хорошо подходят ТЕМ-рупорные антенны [52] и комбинированные антенны [53–55]. В рамках лабораторных исследований более предпочтительным вариантом является комбинированная антенна, поскольку ее габариты меньше, чем у ТЕМ-рупоров со сравнимым коэффициентом усиления на определенной частоте.

В работе использовалась комбинированная антенна, представленная на рис. 16. Размеры антенны составляют $7.5 \times 7.5 \times 9$ см³.

Антенна была оптимизирована для излучения сверхширокополосных импульсов в диапазоне частот от 1 до 4 ГГц. Зависимость коэффициента стоячей волны от частоты для данной антенны представлена на рис. 17. Диаграмма направленности антенны, полученная моделированием в CST Studio на частоте 3.4 ГГц, представлена на рис. 18. Для повышения электрической прочности антенны она помещалась в специально изготовленный диэлектрический корпус, который был заполнен SF₆ под давлением 2 атм. Диэлектрический корпус был оптимизирован таким об-

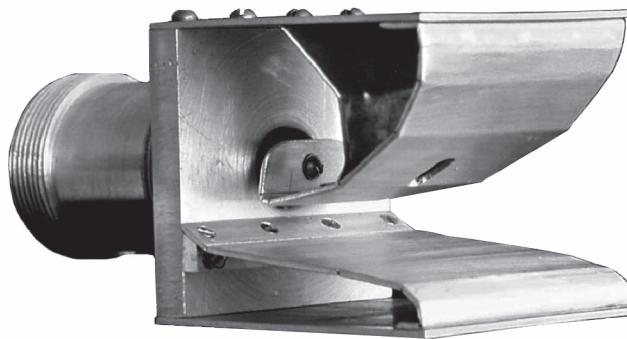


Рис. 16. Внешний вид использованной комбинированной антенны

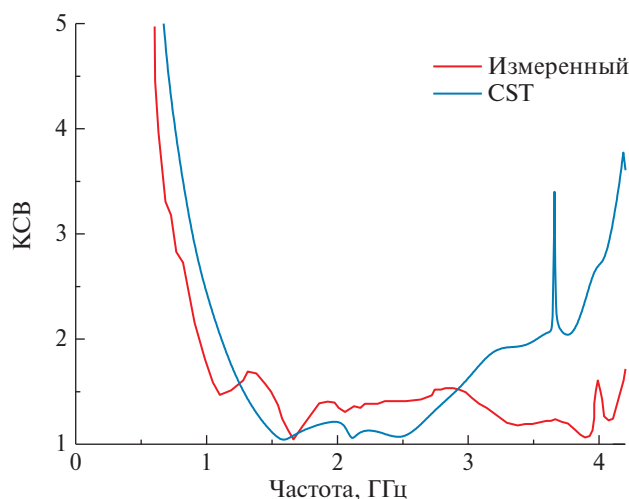


Рис. 17. Зависимость коэффициента стоячей волны комбинированной антенны от частоты

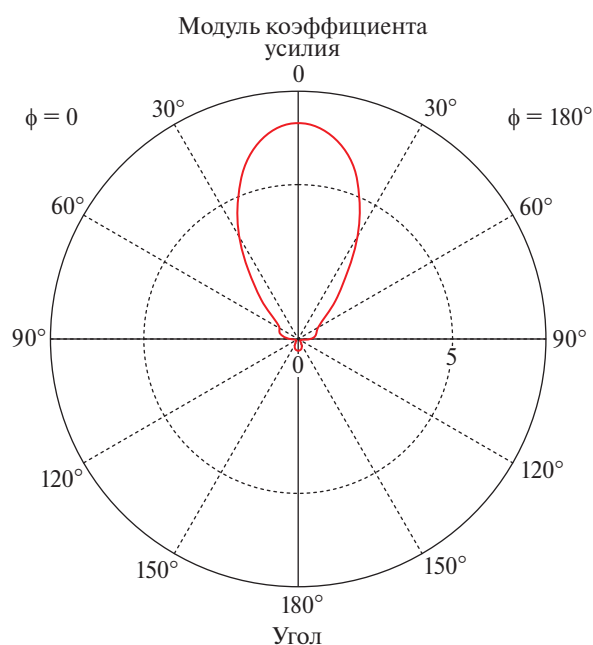


Рис. 18. Диаграмма направленности комбинированной антенны на частоте 3.4 ГГц

разом, чтобы вносить минимальные изменения в характеристики антенны.

5.3. Результаты измерений

В эксперименте в качестве приемной антенны также использовалась комбинированная антенна. Осциллограмма принятого сигнала на расстоянии 1.3 м от источника представлена на рис. 19, она соответствует напряжению на входе ГНПЛ 170 кВ.

Пиковое значение плотности потока мощности на оси приемной и передающей антенн мо-

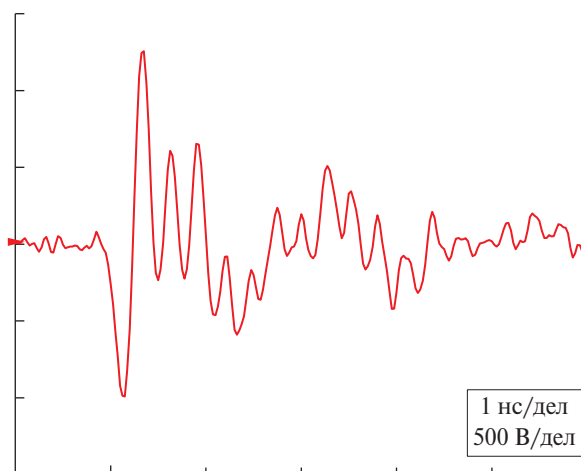


Рис. 19. Осциллограмма принятого сигнала на расстоянии 1.3 м от источника

жет быть вычислено согласно следующему соотношению:

$$P = \frac{U^2}{\rho A_{eff}}. \quad (5)$$

Здесь U — измеренное напряжение, ρ — импеданс коаксиального кабеля, A_{eff} — эффективная поверхность антенны. Эффективная поверхность приемной антенны составляет $\approx 43 \text{ см}^2$, следовательно, пиковое значение плотности потока мощности составило 6.7 МВт/м^2 . Для того чтобы определить напряженность электрического поля в точке измерения и эффективный потенциал источника, следует воспользоваться другим соотношением для определения P :

$$P = E^2 / \rho_0. \quad (6)$$

Здесь E — напряженность электрического поля в точке измерения, $\rho_0 = 377 \text{ Ом}$ — импеданс открытого пространства. Таким образом, напряженность E электрического поля в точке измерения составила $\approx 50 \text{ кВ/м}$. Это соответствует эффективному потенциалу источника 65 кВ . Энергия излученного микроволнового импульса составляет 0.2 Дж .

В ходе работы был реализован импульсно-периодический режим работы источника с частотой следования импульсов 50 Гц количеством до 2000 импульсов без признаков электрического пробоя. Ограничения на количество импульсов в одной последовательности (или, другими словами, на непрерывное время работы источника) определяются электрической схемой первичного контура трансформатора “Тесла” генератора SinUS-200 и отсутствием продувки рабочего газа искрового разрядника. Их перегрев при продол-

жительной работе приводит к нестабильности работы генератора (разбросу напряжения формируемых видеоимпульсов). Усредненная мощность излучения источника составляет 10 Вт. Средняя мощность импульсов, подаваемых на вход системы, составляла 345 Вт. Если для оценок пренебречь энергией переотраженных импульсов в силу ее малости, то средняя выделяемая мощность в нагрузке составила 300 Вт. Резистор нагрузки имел трубчатую конструкцию и был размещен в масле, что обеспечило необходимый теплоотвод во время работы источника. Максимальная напряженность электрического поля в масле линии не превышала 400 кВ/см.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и протестирован твердотельный сверхширокополосный источник наносекундных высокочастотных импульсов, основанный на гофрированной НПЛ и не использующий электромагниты. В ходе работы был продемонстрирован стабильный импульсно-периодический режим работы источника с частотой следования импульсов 50 Гц в течение 40 с. Зарегистрированный экспериментально эффективный потенциал источника составил 65 кВ. Дальнейшим направлением развития является создание устройства с высокой полной энергоэффективностью и повышенной частотой следования импульсов (до нескольких сотен герц). Отсутствие соленоидов в системе обуславливает зависимость ее эффективности от характеристик генератора наносекундных высоковольтных импульсов, ГНПЛ и системы вывода излучения. На сегодня генераторы типа SinUS имеют эффективность около 70 % при пересчете на потребляемую энергию от сети. Поскольку эффективность преобразования энергии видеоимпульса в высокочастотные колебания в НПЛ может достигать 10 %, создание источника излучения с эффективностью 1–5 % при пересчете на полную потребляемую мощность от сети представляется реальной задачей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FWRM-2025-0002).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benford J. IEEE Trans. Plasma Sci. 2024. V. 52. P. 1137. <https://doi.org/10.1109/TPS.2024.3391732>
2. Schamiloglu E. IEEE International Workshop on Technologies for Defense and Security (TechDefense), Naples, Italy. 2025. P. 430. <https://doi.org/10.1109/TechDefense63521.2024.10863610>
3. Белянцев А.М., Гапонов А.В., Фрейдман Г.И. ЖТФ. 1965. Т. 35. № 4. С. 677. [Belyantsev A.M., Gaponov A.V., Freidman G.I. Sov. Tech. Phys. 1965. V. 10. P. 531.]
4. Ikezi H., DeGrassie J.S., Drake J. Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 986. <https://doi.org/10.1063/1.104464>
5. Raimundi L.R., Rossi J.O., Rangel E.G.L. et al. IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 566. <https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2873491>
6. Bragg J.-W.B., Dickens J.C., Neuber A.A. IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. V. 41. P. 232. <https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2226169>
7. Seddon N., Dolan J.E., Spikings C.R. IEEE 34th ICOPS, Albuquerque, USA. 2007. P. 480. <https://doi.org/10.1109/PPPS.2007.4345786>
8. Romanchenko I.V., Konev V.Yu., Barmin V.V. et al. AIP Advances. 2020. V. 10. P. 125020. <https://doi.org/10.1063/5.0034106>
9. Губанов В.П., Гунин А.В., Ковальчук О.Б. Кутенков В.О., Романченко И.В., Ростов В.В. Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 13. С. 81. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20326929> [Gubanov V.P., Gunin A.V., Kovalchuk O.B. et al. Tech. Phys. Lett. 2009. V. 35. P. 626. <https://doi.org/10.1134/S1063785009070116>]
10. Priputnev P.V., Sobyenin R.K., Maltsev S.N. et al. IEEE 24th International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM), Novosibirsk, RF. 2023. P. 730. <https://doi.org/10.1109/EDM58354.2023.10225026>
11. Ulmaskulov M.R., Shunailov S.A. J. Appl. Phys. 2021. V. 130. P. 234905. <https://doi.org/10.1063/5.0072352>
12. Andreev Yu.A., Koshelev V.I., Romanchenko I.V. et al. J. Commun. Technol. Electron. 2013. V. 58. P. 297. <https://doi.org/10.1134/S1064226913040025>
13. Romanchenko I.V., Rostov V.V., Gubanov V.P. et al. Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 074705. <https://doi.org/10.1063/1.4738641>
14. Cui Y., Meng J., Luo K. et al. Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. P. 104706. <https://doi.org/10.1063/5.0102437>

15. *Romanchenko I.V., Rostov V.V., Gunin A.V., Konev V.Yu.* J. Appl. Phys. 2015. V. 117. P. 214907.
<https://doi.org/10.1063/1.4922280>
16. *Umaskulov M.R., Shunailov S.A., Sharypov K.A. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 064703.
<https://doi.org/10.1063/1.5091075>
17. *Bragg J.-W.B., Sullivan W.W., Mauch D. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 054703.
<https://doi.org/10.1063/1.4804196>
18. *Johnson J.M., Reale D.V., Krile J.T. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 054704.
<https://doi.org/10.1063/1.4947230>
19. *Dolan J.E., Bolton H.R.* IEEE Proc. Sci. Meas. Technol. 2000. V. 147. P. 237.
<https://doi.org/10.1049/ip-smt:20000447>
20. *Афанасьев К.В., Ковальчук О.Б., Кутенков В.О., Романченко И.В., Ростов В.В.* ПТЭ. 2008. № 3. С. 86.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=9989725> [*Afanasiev K.V., Kovalchuk O.B., Kutenkov V.O. et al.* IET. 2008. V. 51. P. 406.
<https://doi.org/10.1134/S0020441208030135>]
21. *Dolan J.E.* Electronics Lett. 1999. V. 35. P. 1168.
<https://doi.org/10.1049/el:19990806>
22. *Umaskulov M.R., Mesyats G.A., Sadykova A.G. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. P. 045106.
<https://doi.org/10.1063/1.4979641>
23. *Patrakov V.E., Pedos M.S., Ponomarev A.V. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2024. V. 95. P. 084709.
<https://doi.org/10.1063/5.0209990>
24. *Seddon N.* Proc. SPIE. 1994. V. 2343. P. 198.
<https://doi.org/10.1117/12.198661>
25. *Reale D.V., Bragg J.-W.B., Gonsalves N.R. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 054706.
<https://doi.org/10.1063/1.4878339>
26. *Johnson J.M., Reale D.V., Cravey W.H. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 084702.
<https://doi.org/10.1063/1.4927719>
27. *Rostov V.V., El'chaninov A.A., Klimov A.I. et al.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. V. 41. P. 2735.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2013.2270571>
28. *Romanchenko I.V., Umaskulov M.R., Sharypov K.A. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. P. 054703.
<https://doi.org/10.1063/1.4983803>
29. *Bragg W.B., Dickens J.C., Neuber A.A.* J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 064904.
<https://doi.org/10.1063/1.4792214>
30. *Chui Y., Meng J., Zhu D. et al.* IEEE Trans. Electron. Dev. 2024. V. 71. P. 2676.
<https://doi.org/10.1109/TED.2024.3370127>
31. *Umaskulov M.R., Shunailov S.A., Oganessian A., Ovchinnikova L.* IEEE Microwave Wireless Technol. Lett. 2023. V. 33. P. 1147.
<https://doi.org/10.1109/LMWT.2023.3276479>
32. *Bragg J., Dickens J., Neuber A.* Proc. IEEE Int. Power Modulator High Voltage Conf., Atlanta, USA. 2010. P. 600.
<https://doi.org/10.1109/IPMHVC.2010.5958430>
33. *Rossi J.O., Yamasaki F.S., Barroso J.J. et al.* IEEE Int. Power Modulator High Voltage Conf. (IPMHVC), Knoxville, USA. 2022.
<https://doi.org/10.1109/IPMHVC51093.2022.10099397>
34. *Priputnev P.V., Romanchenko I.V., Maltsev S.N. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2023. V. 94. P. 054708.
<https://doi.org/10.1063/5.0144386>
35. *Konev V.Yu., Priputnev P.V., Sobyenin R.K. et al.* Tech. Phys. Lett. 2024. V. 50. P. 59.
<https://doi.org/10.61011/TPL.2024.07.58730.19868>
36. *Катаев И.Г.* Ударные электромагнитные волны. Москва: Сов. радио, 1963.
37. *Weiner M., Silber L.* IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. P. 1472.
<https://doi.org/10.1109/TMAG.1981.1061243>
38. *Гапонов А.В., Островский Л.А., Фрейдман Г.И.* Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. С. 1376.
39. *Dolan J.E., Bolton H.R., Shapland A.J.* Electron. Lett. 1997. V. 33. P. 2049.
<https://doi.org/10.1049/el:19971395>
40. *Belyantsev A.M., Dubnev A.I., Klimin S.L. et al.* Tech. Phys. 1995. V. 40. P. 820.
41. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Phys. Zs. Sowjet. 1935. Т. 8. С. 153.
[*Landau L., Lifshitz E.* Sov. Phys. 1935. V. 2. P. 153.]
42. *Stöhr J., Siegmann H.C.* Magnetism. From Fundamentals to Nanoscale Dynamics. Springer SSSOL. V. 152. 2006.
<https://doi.org/10.1007/978-3-540-30283-4>
43. *Gilbert T.L.* IEEE Trans. Magn. 2004. V. 40. P. 3443.
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740>
44. *Patrakov V.E.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2025. V. 53. P. 1531.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2025.3574027>
45. CST STUDIO SUITE©, CST Computer Simulation Technology AG.
<https://www.cst.com/>
46. *Greco A.F.G., Rossi J.O., Barroso J.J. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. P. 065101.
<https://doi.org/10.1063/5.0087452>
47. *Cui Y., Meng J., Huang L. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. 034702.
<https://doi.org/10.1063/5.0040323>
48. *Denny B., Garrett T., Schrock J.* IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and US-NC-URSI Radio Science Meeting (USNC-URSI), Portland, OR, USA. 2023.
<https://doi.org/10.1109/USNC-URSI52151.2023.10237742>
49. *Deng G., Huang W., Wang X. et al.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2023. V. 51. P. 2632.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2023.3309660>
50. *Priputnev P.V., Romanchenko I.V., Tarakanov V.P., Pegel I.V.* 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), Tomsk, RF. 2020.
<https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241904>

51. *Mesyats G.A., Korovin S.D., Gunin A.V. et al.* Laser Part. Beams. 2003. V. 21. P. 197.
<https://doi.org/10.1017/S0263034603212076>
52. *Karshenas F., Mallahzadeh A.R., Imani A.* 13th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics and the Canadian Radio Science Meeting, Banff, Canada. 2009. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/ANTEMURSI.2009.4805077>
53. *Andreev Yu.A., Gubanov V.P., Efremov A.M. et al.* Laser Part. Beams. 2003. V. 21. P. 211.
<https://doi.org/10.1017/S0263034603212088>
54. *Godard A., Desrumaux L., Bertrand V. et al.* Int. J. Antennas Propag. 2010. P. 243145.
<https://doi.org/10.1155/2010/243145>
55. *Wang S., Xie Y., Qiu Y.* Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. P. 074701.
<https://doi.org/10.1063/5.0045655>

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.384.63

МОДУЛЬ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТА БЕТАТРОНА МОБИЛЬНОГО ГЕНЕРАТОРА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2026 г. О. А. Шамро, А. И. Бунин, В. И. Нижегородцев, К. В. Савченко,
В. Д. Селемир, В. А. Фомичёв*, А. А. Чинин

*Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
Российская Федерация, 607190, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37*

**E-mail: vaalfom@gmail.com*

Поступила в редакцию 26.01.2026

После доработки 27.02.2026

Принята к публикации 30.03.2026

Описан модуль импульсного питания электромагнита мобильного генератора гамма-излучения на базе бетатрона типа БИМ (безжелезный, импульсный, малогабаритный). Модуль содержит систему импульсного питания электромагнита бетатрона и систему ее транспортировки, эксплуатации и хранения. Первая система включает в себя емкостный накопитель на энергию 0.7 МДж (восемь конденсаторов емкостью 300 мкФ и напряжением 24 кВ каждый) и стойку коммутации, вторая — специально оборудованный двадцатифутовый контейнер на полуприцепе. Система импульсного питания предназначена для создания в обмотках электромагнита бетатрона униполярного импульса тока амплитудой 110 кА и длительностью по основанию 1 мс с разбросом по времени срабатывания не более 50 нс. Описаны электрическая схема и порядок работы системы импульсного питания. Представлены результаты тестовых включений модуля. Приведены осциллограммы сигналов с датчиков контроля параметров системы импульсного питания. Конструкция модуля может найти применение и в других мобильных электрофизических установках с учетом их электрических параметров.

DOI: 10.7868/S3034564226030053

1. ВВЕДЕНИЕ

Метод импульсной рентгенографии широко применяется для исследования быстропротекающих процессов. Он позволяет решать как фундаментальные, так и прикладные задачи. К фундаментальным задачам [1] относится построение уравнений состояния веществ (Ta, CO₂, H₂, D₂ и др.) в сверхкритичных условиях. Прикладные задачи [2] включают в себя определение по рентгеновским изображениям характерных зон и фаз быстропротекающих процессов, контуров объектов, фронтов ударных и детонационных волн, восстановление внутренней структуры объектов исследования, в том числе распределение плотности материала.

Для данного метода необходимы мощные источники рентгеновского излучения. Во ФГУП

“РФЯЦ-ВНИИЭФ” при проведении исследований [3] на рентгенографических комплексах в течение длительного времени применяются циклические ускорители на базе бетатрона типа БИМ (безжелезный, импульсный, малогабаритный) [4]. Преимущества таких бетатронов — компактность (радиус равновесной орбиты составляет 234 мм), большое время цикла ускорения, что позволяет оптимально синхронизировать момент сброса ускоренных электронов на мишень с коротким (обычно не более 100 мкс) исследуемым процессом, два режима сброса — быстрый и медленный. В первом режиме генерируется как один импульс сброса на мишень с $t_{\text{имп}} \leq 100$ нс, так и больше (до трех) с $t_{\text{имп}} \leq 150$ нс на полувысоте (следовательно, от одного до трех импульсов излучения). Генерация более одного импульса за цикл ускорения обеспечивает многокадровость

в одном эксперименте. Во втором режиме формируется моноимпульс с $t_{\text{имп}} \leq 5$ мкс на полувысоте. Кроме того, в зависимости от решаемых задач возможно изменение граничной энергии электронного пучка в диапазоне от 10 до 70 МэВ (определяется величиной емкостного накопителя системы импульсного питания электромагнита бетатрона).

Функционирующие рентгенографические комплексы представляют собой стационарные объекты. Для решения ряда экспериментальных задач, требующих оптимизации геометрии опыта, необходим мобильный вариант [5] исполнения рентгенографического комплекса. Он содержит мобильные генераторы гамма-излучения [6], взрывозащитную камеру с объектом исследования, системы коллимации рентгеновского излучения и регистрации теневых изображений.

С 2022 по 2024 гг. во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» разработан, изготовлен и выведен на рабочие параметры мобильный генератор гамма-излучения нового поколения [7]. Он состоит из трех модулей — модуля импульсного питания электромагнита (МИПЭ) бетатрона, ускорительного модуля и модуля управления и контроля. На рис. 1 приведена его фотография. Каждый модуль включает часть оборудования циклического ускорителя и систему его транспортировки, эксплуатации и хранения (СТЭХ).

В настоящей статье представлены результаты разработки и испытания МИПЭ, включающего в себя систему импульсного питания [8] электромагнита бетатрона и СТЭХ МИПЭ [9].

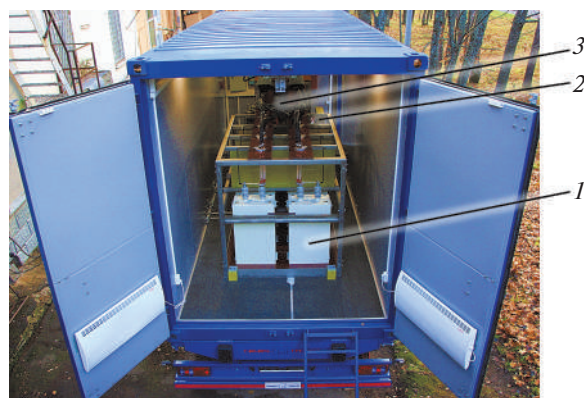


Рис. 2. Система импульсного питания электромагнита бетатрона: 1 — емкостный накопитель, 2 — стойка коммутации, 3 — система соединителей импульсного питания

2. СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТА БЕТАТРОНА

На рис. 2 приведена фотография оборудования системы импульсного питания электромагнита бетатрона, размещенного в двадцатифутовом контейнере. В ее состав входят: емкостный накопитель 1 на энергию 0.7 МДж, стойка коммутации 2 и система соединителей импульсного питания 3.

Емкостной накопитель состоит из восьми конденсаторов ИЭПС-24-290 УЗ (Серпуховский конденсаторный завод КВАР) общей емкостью $C_0 \approx 2.4$ мФ.

Стойка коммутации предназначена для передачи энергии емкостного накопителя на обмотки электромагнита. Она соединена с емкостным накопителем и электромагнитом бетатрона кабельными



Рис. 1. Мобильный генератор гамма-излучения нового поколения: слева — ускорительный модуль, по центру — модуль управления и контроля, справа — модуль импульсного питания электромагнита

линиями (кабель марки РК50-11-13) длиной 4 м (40 шт.) и 20 м (30 шт.) соответственно. В качестве основного разрядника емкостного накопителя применяется силовой полупроводниковый блок КРД1-250-25 (ПАО “Электровыпрямитель”, Саранск) на основе реверсивно-включаемых динисторов [10].

Система импульсного питания предназначена для создания в обмотках электромагнита бетатрона униполярного импульса тока амплитудой 110 кА и длительностью по основанию 1 мс с разбросом по времени срабатывания не более 50 нс.

Потребляемая электрическая мощность в рабочем цикле — не более 15 кВт, длительность рабочего цикла — 5 мин. Габаритные размеры емкостного накопителя $1.9 \times 1.4 \times 1.5 \text{ м}^3$, стойки коммутации $1.3 \times 1.3 \times 1.9 \text{ м}^3$. Общий вес оборудования 2 т.

На рис. 3 представлена электрическая схема системы импульсного питания электромагнита бетатрона. Схема включает в себя высоковольтный источник питания ЗУ 2515М (ОКБ развития высоких технологий, Нижний Новгород), эле-

менты автоматизированной системы управления и контроля (АСУиК), элементы системы синхронизации (низковольтной и высоковольтной), стойку коммутации, емкостный накопитель C_0 и обмотки электромагнита L_n . Штриховой линией выделены элементы схемы, расположенные в стойке коммутации.

Порядок работы системы импульсного питания следующий. По команде с пульта оператора АСУиК дает команду электромагнитному переключателю K (ЭМ33-61111-00, ПО “Электротехник”, Москва) на размыкание заземления зарядной цепи, поскольку первоначально емкостный накопитель заземлен. Бесконтактный датчик D_1 контролирует срабатывание переключателя. После размыкания высоковольтный источник питания ЗУ 2515М заряжает емкостной накопитель C_0 и емкость C_2 блока управления КРД1-250-25 через цепочку диодов VD_2 – VD_5 и резисторы R_1 – R_3 . Дiode VD_1 предназначен для защиты ЗУ 2515М от напряжения обратной полярности во время срабатывания системы импульсного питания.

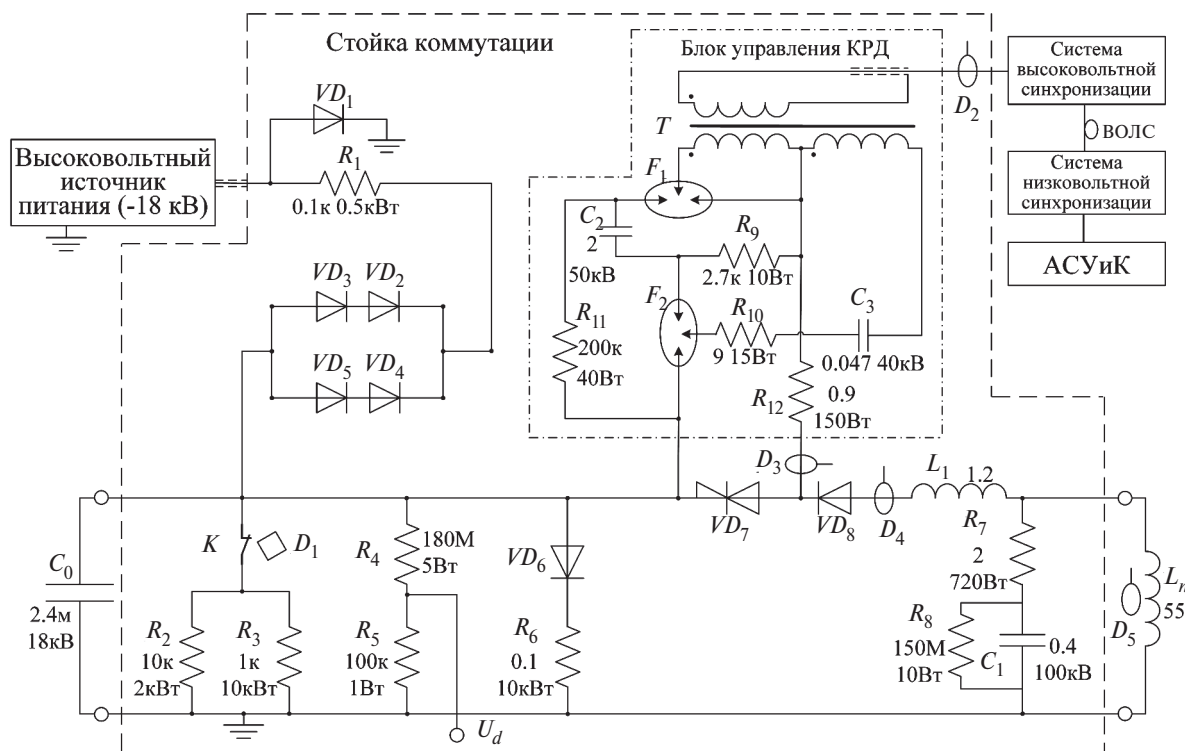


Рис. 3. Электрическая схема системы импульсного питания: K — электромагнитный переключатель ЭМ33-61111-00, VD_1 — диод СД-20-50, $VD_{2,3,4,5}$ — диоды КЦ-203В, $VD_{6,8}$ — диоды СДК1-250-25, VD_7 — КРД1-250-25, C_0 — конденсатор ИЭПС-24-290, C_1 — конденсатор ИЭПМ, C_2 — конденсатор КПИМ, C_3 — конденсатор К75-74, L_n — обмотки электромагнита, L_1 — индуктивность, D_1 — бесконтактный датчик PR12-4DN, D_2 — токовый шунт, $D_{3,4}$ — пояса Роговского, D_5 — индукционный датчик, F_1 — разрядник РУ-78, F_2 — разрядник РУ-65, $R_{1,2}$ — резисторы С5-40, R_3 — жидкостной резистор, R_6 — ограничивающий резистор, $R_{4,8}$ — резисторы КЭВ, $R_{5,7,9-12}$ — резисторы ТВО, T — высоковольтный трансформатор

Контроль напряжения зарядки емкостного накопителя осуществляется с помощью делителя напряжения обратной связи на резисторах R_4 и R_5 . После зарядки емкостного накопителя C_0 до рабочего напряжения $U_{\text{раб}} = -18$ кВ АСУиК посылает сигнал на многоканальный генератор низковольтной системы синхронизации с оптическими выходами. Этот сигнал через волоконно-оптическую линию связи (ВОЛС) пересылается на генератор [11] высоковольтной системы синхронизации, который формирует импульс напряжения амплитудой $U = 20$ кВ и длительностью фронта $t = 2$ нс. Сформированный импульс напряжения активирует блок управления КРД1-250-25. Применение ВОЛС позволяет минимизировать электромагнитные помехи на оборудование АСУиК. После срабатывания блока управления КРД1-250-25 коммутатор VD_7 осуществляет передачу энергии, запасенной в емкостном накопителе, на обмотки L_n электромагнита. Для стабильного и надежного срабатывания КРД1-250-25 необходимо обеспечить минимальный заряд $Q_{\text{нак}} \approx 3.5$ мКл для импульса тока накачки с длительностью $t = 1-5$ мкс по основанию.

Для защиты емкостного накопителя от обратного тока во время срабатывания системы импульсного питания электромагнита используется специально разработанная схема формирования униполярного импульса тока. Она реализуется путем шунтирования обмоток электромагнита резистивной нагрузкой R_6 и диодом VD_6 после достижения в обмотках максимума импульса тока. В качестве диода VD_6 применяется полупроводниковый блок СДК1-250-25 (ПАО “Электровыпрямитель”, Саранск). Резистор R_6 образован конструкцией из труб нержавеющей стали с $d = 25$ мм и $l = 19$ м.

Диод VD_8 предназначен для защиты КРД1-250-25 от перенапряжений на выводах электромагнита, связанных с волновыми процессами в линиях передачи во время срабатывания системы импульсного питания электромагнита.

Для подавления высокочастотных помех в схему включен RLC-фильтр с элементами R_7 , L_1 и C_1 . Конденсатор C_1 шунтируется резистором R_8 для исключения возможности возникновения на нем остаточного напряжения.

При аварийном или нештатном режимах работы системы импульсного питания, емкостной накопитель C_0 разряжается на “землю” через ре-

зисторы R_2 и R_3 электромагнитным переключателем K .

Токовый шунт D_2 измеряет сигнал импульса напряжения с генератора высоковольтной системы синхронизации. Пояс Роговского D_3 контролирует сигнал импульса тока накачки КРД1-250-25 с его блока управления. Пояс Роговского D_4 измеряет сигнал импульса тока разряда емкостного накопителя на нагрузку L_n . Индукционный датчик D_5 расположен в медианной плоскости электромагнита и контролирует импульс тока в его обмотках. Его условно называют сигналом “ноль-поля”. Именно с него начинается отсчет времени включения систем мобильного генератора согласно его рабочей временной диаграмме.

3. СИСТЕМА ТРАНСПОРТИРОВКИ, ЭКСПЛУАТАЦИИ И ХРАНЕНИЯ

На рис. 4 приведена фотография СТЭХ МИПЭ. Она включает специально разработанный двадцатифутовый утепленный контейнер 1 с боковой дверью и торцевыми распашными воротами. Для транспортировки по дорогам общего пользования контейнер установлен на полуприцеп 2 с высотой седельно-сцепного устройства 1100 мм. Общий вес оборудования 4 т. Для передвижения МИПЭ по территории экспериментального полигона в состав СТЭХ входит подкатная тележка 3.

Оборудование системы импульсного питания закреплено внутри контейнера, что исключает возможность его перемещения во время транспортировки. Контейнер МИПЭ оборудован отоплением, системами контроля климата, пожаротушения, светозвуковой сигнализации, видеонаблюдения,



Рис. 4. Система транспортировки, эксплуатации и хранения МИПЭ: 1 – двадцатифутовый контейнер, 2 – полуприцеп, 3 – подкатная тележка

блокировками по высокому напряжению и грузоподъемным механизмом на 1 т.

Электропитание (380 В) подключается к МИПЭ по четырехжильному кабелю с разъемом, расположенному снаружи на торцевой поверхности контейнера, не оснащенной распашными воротами. Кабель электропитания ($l \approx 100$ м) в транспортном положении свернут на барабане. Подключение потребителей и цепей управления осуществляется через распределительный шкаф внутри контейнера.

Подключение силовых, управляющих и измерительных кабельных линий связи МИПЭ с оборудованием мобильного генератора гамма-излучения производится через специально предусмотренные конструкцией контейнера люки размером 300×200 мм².

В 2024 г. проведены испытания МИПЭ на воздействие механических факторов в условиях, имитирующих передвижение автомобильным транспортом. Испытания проведены методом ударных нагрузений многократного действия на электродинамическом вибрационном стенде. Параметры

режима нагружения подобраны с учетом расстояния транспортирования, равного 300 км, автомобильным транспортом по шоссе с твердым покрытием. Испытания прошли успешно.

Далее МИПЭ был подключен к ускорительному модулю и модулю управления и контроля и проведены тестовые включения как самого модуля отдельно, так и в составе мобильного генератора гамма-излучения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ

В сентябре 2024 г. были проведены тестовые включения МИПЭ мобильного генератора гамма-излучения. В ходе тестовых включений система импульсного питания была испытана при коммутации конденсаторной батареи максимальной емкостью $C_{\text{бат}} = 2.4$ мФ на индуктивную нагрузку электромагнита бетатрона. Также была отработана электромагнитная совместимость оборудования.

На рис. 5 приведены типичные осциллограммы сигналов с датчиков контроля параметров

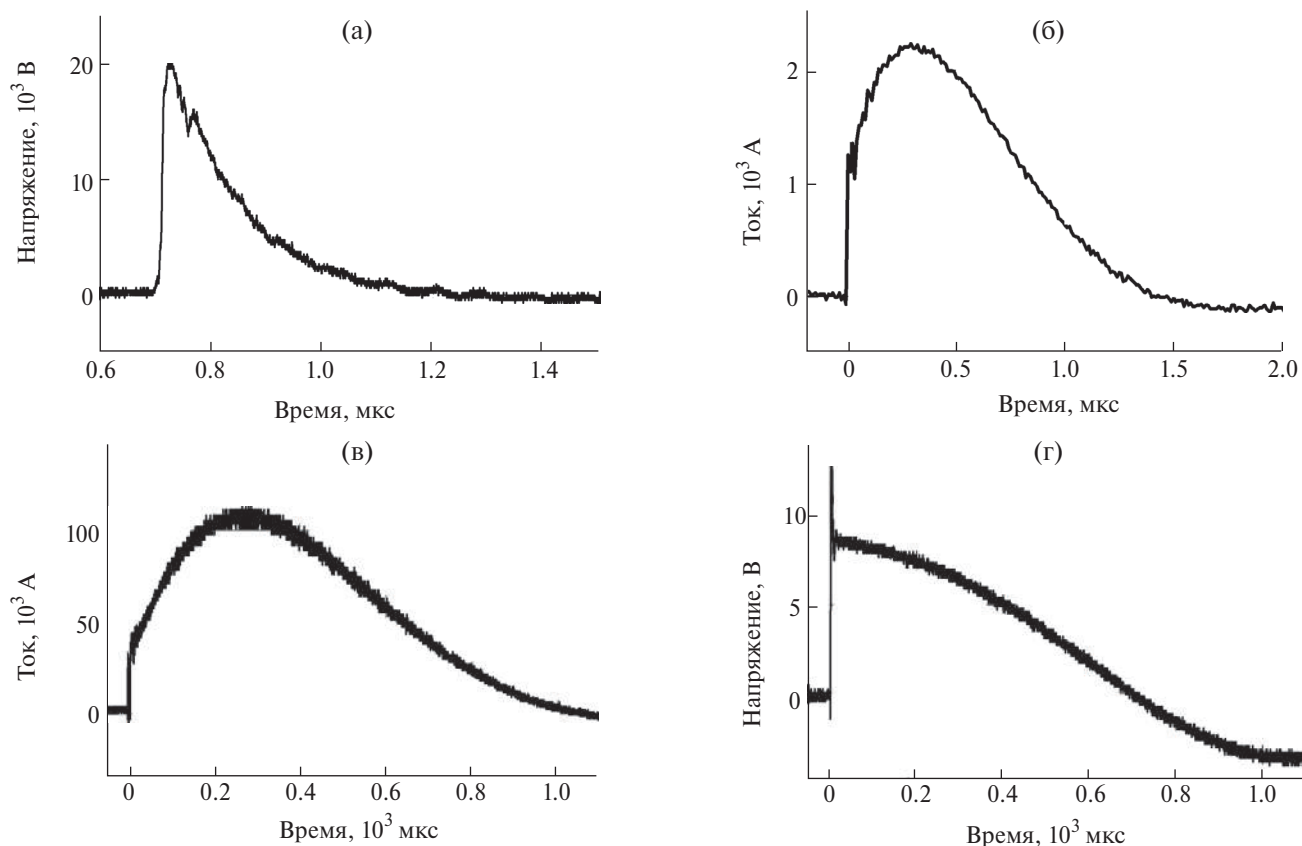


Рис. 5. Осциллограммы сигналов с датчиков контроля параметров системы импульсного питания электромагнита бетатрона в рабочем цикле: а — импульс напряжения генератора запуска блока управления основного разрядника батареи, б — импульс тока накачки основного разрядника батареи с блока управления, в — импульс тока разряда емкостного накопителя на обмотки электромагнита, г — импульс напряжения индукционного датчика “ноль-поля” электромагнита

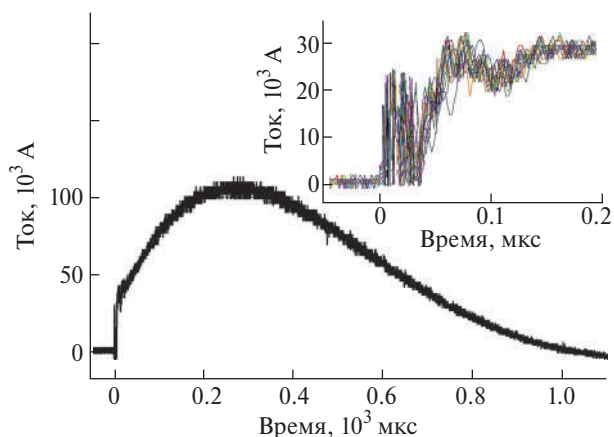


Рис. 6. Наложенные осциллограммы импульса тока системы импульсного питания электромагнита генератора гамма-излучения

системы импульсного питания электромагнита в рабочем цикле. Осциллограмма импульса напряжения с генератора запуска блока управления основного разрядника батареи приведена на рис. 5а. Анализ осциллограммы показал: амплитуда $U \approx 20$ кВ, длительность фронта $t = 2$ нс. На рис. 5б приведена осциллограмма импульса тока накачки основного разрядника батареи с блока управления. Амплитуда сигнала $I \approx 2.3$ кА, длительность $t = 1.5$ мкс по основанию. На рис. 5в приведена осциллограмма импульса тока разряда емкостного накопителя на обмотки электромагнита. Максимальный ток разряда емкостного накопителя $I \approx 110$ кА, длительность $t = 1$ мс по основанию. Полученные данные соответствуют штатным параметрам. На рис. 5г приведена осциллограмма сигнала с индукционного датчика “ноль-поля”, расположенного в медианной плоскости электромагнита.

Для оценки стабильности срабатывания системы импульсного питания электромагнита было выполнено пятнадцать ее включений при $U_{\text{раб}} = -18$ кВ. Осциллограф фиксировал сигналы в режиме наложения. На рис. 6 показано наложение пятнадцати осциллограмм импульса тока системы импульсного питания электромагнита. Вставка в правом верхнем углу соответствует увеличенному фрагменту осциллограмм в окрестности начальной временной точки. Анализ сигналов показал: разброс времени разряда системы импульсного питания электромагнита составил $\Delta t \leq 50$ нс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан, испытан и выведен на рабочие параметры модуль импульсного питания элек-

тромагнита бетатрона мобильного генератора гамма-излучения нового поколения. Успешно проведены транспортные испытания модуля и его тестовые включения. Тестовые включения проводились как самого модуля отдельно, так и в составе мобильного генератора. На выходе системы импульсного питания сформирован униполярный импульс тока амплитудой 110 кА и длительностью по основанию 1 мс. Разброс по времени срабатывания не превысил 50 нс. Система продемонстрировала стабильное и надежное срабатывание. Зарегистрированные в ходе тестовых включений выходные характеристики системы импульсного питания электромагнита бетатрона соответствуют штатному режиму работы мобильного генератора гамма-излучения.

Конструкция модуля может найти применение и в других мобильных электрофизических установках с учетом их электрических параметров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность Г.В. Борискову за полезные советы и критические замечания, высказанные при подготовке рукописи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Egorov N.I., Boriskov G.V., Bykov A.I., Kuropatkin Yu.P., Lukynov N.B., Mironenko V.D., Pavlov V.N. Contrib. Plasma Phys. 2011. V. 51. № 4. P. 333. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201010123>
2. Панов К.Н., Комрачков В.А. Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40. № 5. С. 102. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=9120450> [Panov K.N., Komrachkov V.A. Combustion, Explosion and Shock Waves. 2004. V. 40. P. 591. <https://doi.org/10.1023/B:CESW.0000041412.51534.ddj>]
3. Комрачков В.А., Панов К.Н., Подурец А.М. Невозможные методы диагностики быстротекающих процессов/под ред. А.Л. Михайлова. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.
4. Kuropatkin Yu.P., Mironenko V.D., Suvorov V.N., Zenkov D.I., Tkachenko B.F. Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference. Baltimore, USA. 1997. V. 2. P. 1669. <https://doi.org/10.1109/PPC.1997.674646>

5. Зенков Д.И., Куропаткин Ю.П., Нижегородцев В.И., Селемир В.Д., Шамро О.А. РФ Патент 2548585, 2015.
6. Куропаткин Ю.П., Нижегородцев В.И., Романов И.Н., Савченко К.В., Селемир В.Д., Урлин Е.В., Фомичёв В.А., Чинин А.А., Шамро О.А. ЖТФ. 2022. Т. 92. № 2. С. 297.
<https://doi.org/10.21883/jtf.2022.02.52021.196-21>
[Kuropatkin Yu.P., Nizhegorodtsev V.I., Romanov I.N., Savchenko K.V., Selemir V.D., Urlin E.V., Fomichev V.A., Chinin A.A., Shamro O.A. Tech. Phys. JTP. 2022. V. 67. № 3. P. 197.
<https://doi.org/10.1134/S1063784222040028>].
7. Фомичёв В.А., Савченко К.В., Чинин А.А., Шамро О.А. Сб. докладов 19-й научно-технической конференции “Молодежь в науке”. Саров: РФЯЦ–ВНИИ-ЭФ, 2022. С. 392.
8. Fomichev V.A., Kuropatkin Yu.P., Nizhegorodtsev V.I., Savchenko K.V., Selemir V.D., Chinin A.A., Shamro O.A. 2023 IEEE Pulsed Power Conf. (PPC). San Antonio, USA. 2023. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/PPC47928.2023.10310997>
9. Shamro O.A., Bunin A.I., Nizhegorodtsev V.I., Savchenko K.V., Selemir V.D., Fomichev V.A., Chinin A.A. 2025 IEEE Pulsed Power & Plasma Science (PPPS). Berlin, Germany, 2025.
<https://doi.org/10.1109/PPPS56198.2025.11248641>
10. Арзев А.Г., Галахов И.В., Ганин Л.С. и др. ПТЭ. 2021. № 4. С. 33.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040133>
[Arzev A.G., Galakhov I.V., Ganin L.S. et al. Instrum. and Experim. Tech. 2021. V. 64. № 4. P. 529.
<https://doi.org/10.1134/S0020441221040138>]
11. Kudasov B.G., Pavlov S.S., Tananakin V.A., Tsi-berev V.A., Voronin V.V., Voronov S.L. Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference. Baltimore, USA, 1997. V. 2. P. 1572.
<https://doi.org/10.1109/ppc.1997.674628>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 533.9.07

СВЧ-ИНТЕРФЕРОМЕТР ТОКАМАКА МИФИСТ-0
С ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ© 2026 г. Е. А. Виницкий^{a, b, *}, А. С. Дрозд^b, И. И. Пашков^a, А. Басак^a,
С. А. Сапронов^a, С. А. Крат^a^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Российская Федерация, 115409, Москва, Каширское ш., 31^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*E-mail: egor.vinitsky@gmail.com

Поступила в редакцию 23.10.2025

После доработки 12.02.2026

Принята к публикации 19.02.2026

Работа посвящена описанию устройства СВЧ-интерферометра токамака МИФИСТ-0, а также системе сбора и обработки его данных. Приведены примеры временной эволюции линейной электронной плотности в разрядах МИФИСТ-0. Представлено сравнение использования фазометра на детекторах AD8302 и цифровой постобработки сигналов интерферометра. Проведены расчеты рефракции лучей в камере МИФИСТ-0 и оценка возможности зондирования плазмы СВЧ-интерферометром для однопроходной и двухпроходной конфигураций. Показано, что переход к однопроходному зондированию плазмы позволяет значительно расширить верхний предел измеряемой плотности (до величины $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$).

DOI: 10.7868/S3034564226030061

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронная плотность плазмы является одним из основных параметров при исследовании горячей плазмы на термоядерных установках. Величина плотности плазмы входит в выражение мощности термоядерного выхода $P_{fus} \sim n^2$ [1] и ограничена пределами Гринвальда и Мураками [2].

Интерферометры традиционно используются для измерения электронной плотности плазмы на плазменных установках. При зондировании на обыкновенной волне при соблюдении условия $\omega \gg \omega_p$, где ω — частота зондирующей электромагнитной волны, ω_p — ленгмюровская (плазменная частота), дополнительный набег фазы электромагнитной волны, прошедшей через плазму, можно считать пропорциональным линейной электронной плотности плазмы [3]:

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda e^2}{4\pi m_e \varepsilon_0 c^2} \int_0^L n_e(l) dl, \quad (1)$$

где λ — длина зондирующей электромагнитной волны, e — классический заряд электрона, m_e — классическая масса электрона, ε_0 — электрическая постоянная, c — скорость света, n_e — электронная плотность. Интегрирование проводится вдоль направления распространения волны.

В качестве источников излучения используются как лазерные источники, например HCN [4], DCN [5], CO₂ [6], так и СВЧ-источники с длинами волн в миллиметровом [7, 8] и субмиллиметровом [9, 10] диапазонах. Выбор длины волны интерферометра определяется физическими ограничениями на возможность зондирования плазмы и желаемой точностью в проводимых измерениях. Ограничениями являются критическая электронная плотность плазмы для зондирующей длины волны λ [3],

$$n_e = \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda^2} \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2}, \quad (2)$$

и рефракция электромагнитных волн в плазме [11]. Также вклад в измерения вносят вибрации элементов вакуумной камеры и оптических трактов:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L, \quad (3)$$

где ΔL — изменение оптического пути. При учете выражения (1) вибрации дают вклад в измерение линейной плотности, пропорциональный квадрату используемой длины волны.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Токамак МИФИСТ-0 представляет собой малый сферический токамак со следующими параметрами [12]:

- большой радиус, $R = 25$ см;
- малый радиус, $a = 13$ см;
- аспектное отношение, $R/a = 1.9$;
- тороидальное поле на оси, $B_T = 0.1$ Тл.

Токамак предназначен как для проведения исследований в области физики плазмы и взаимодействия плазмы с поверхностью, так и для подготовки кадров в области управляемого термоядерного синтеза.

На установке функционирует СВЧ-интерферометр с рабочей длиной волны $\lambda = 3.19$ мм. Блок-схема интерферометра представлена на рис. 1. Зондирование проводится в горизонтальном направлении через экваториальный патрубок с отражением от внутренней стенки установки. СВЧ-интерферометр является гетеродинным, т.е. с переносом измерений на промежуточную частоту (ПЧ). Это позволяет избежать низкочастотных наводок на измеряемую

величину и амплитудных эффектов, поскольку анализируется не напряжение выходного сигнала интерферометра, а его фаза. Промежуточная частота создается за счет работы по принципу FMCW (Frequency-Modulated Continuous Wave), который наиболее активно применяется в рефлектометрии плазмы [13].

Генератор, управляемый напряжением (ГУН), создает сигнал с частотой, пропорциональной подаваемому на него напряжению управляющего сигнала. Управляющий сигнал имеет пилообразную форму, т.е. частота генерируемого ГУН сигнала линейно растет со временем за исключением моментов скачкообразного изменения управляющего сигнала. Сигнал от ГУН усиливается по мощности, а затем умножается в 13 раз по частоте, достигая СВЧ-диапазона. Далее он делится на зондирующее и опорное плечи. Опорное плечо по короткому участку волновода WR-10 поступает в смеситель, а зондирующее проходит через сверхразмерный лучевод ($d = 38$ мм $\gg \lambda$) и вакуумную камеру установки. За счет разности в длине опорного и зондирующего плечей в смеситель поступают волны, сгенерированные ГУН в различные моменты времени, т.е. волны с разными частотами. Разность частот можно приближенно вычислить по формуле

$$f_{ПЧ} = \frac{\Delta F}{T} \tau = k \Delta U f_{ген} \frac{2\Delta L}{c}, \quad (4)$$

где ΔF — разность между верхней и нижней частотами ГУН для данных параметров пилообразного сигнала, T — период управляющего сигнала, τ — задержка между волнами в опорном и зондирующем плечах. Это же выражение можно представить с использованием величины k — отношения частоты к управляющему напряжению ГУН ($k \sim 0.6$ ГГц/В); $f_{ген}$ — частота пилообразного сиг-

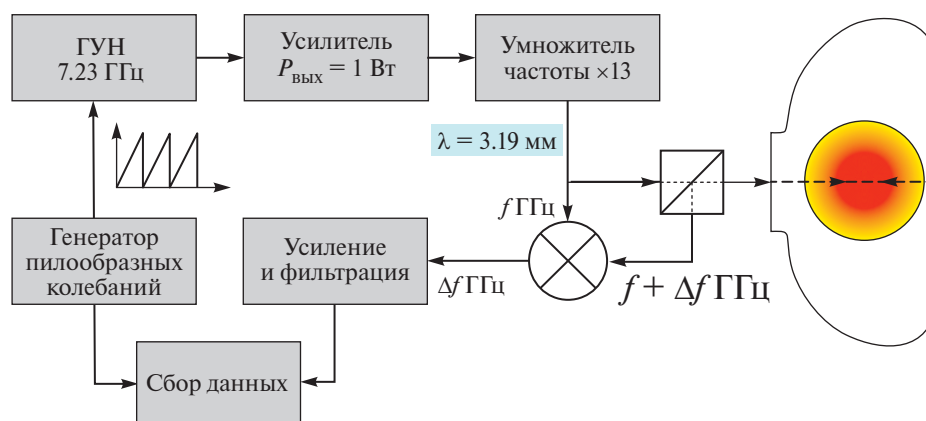


Рис. 1. Блок-схема СВЧ-интерферометра токамака МИФИСТ-0

нала, ΔL — длина волновода + расстояние между стенками вакуумной камеры, c — скорость света.

Из принципа работы FMCW известно, что частоты $f_{\text{ПЧ}}$ и $f_{\text{ген}}$ должны быть кратны, что накладывает ограничения на остальные изменяемые в выражении величины. При проведении измерений СВЧ-интерферометром токамака МИФИСТ-0 в основном используется кратность

$$f_{\text{ПЧ}} : f_{\text{ген}} = 1:1, f_{\text{ПЧ}} \sim 3 \text{ МГц.}$$

Ввод излучения в вакуумную камеру осуществляется через фланец-окно из фторопласта, скошенного под углом 45° для рассеивания отраженной волны и предотвращения ее отражения обратно в лучевод. В настоящий момент основным ограничением при проведении измерений СВЧ-интерферометром является малая мощность волны, отражающейся от цилиндрической внутренней стенки установки, которая дополнительно уменьшается из-за рефракции волн в плазме. В дальнейшем рассматривается вариант с установкой зеркала со стороны внутренней стенки для увеличения мощности регистрируемого сигнала.

3. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Для регистрации и обработки сигналов СВЧ-интерферометра используется генератор сигналов RIGOL DG-4062. Генератор создает два сигнала: пилообразный сигнал управления ГУН и синусоидальный, используемый в качестве референсного для измерения дополнительного набега фазы сигнала промежуточной частоты, несущего информацию об электронной плотности плазмы. Блок-схема системы регистрации и обработки сигналов представлена на рис. 2.

Разность фаз между сигналом промежуточной частоты и референсным сигналом измеряется в результате их прямой оцифровки и вос-

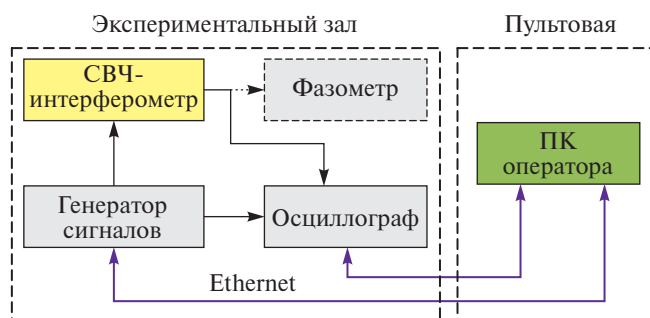


Рис. 2. Блок-схема системы регистрации и обработки данных

становления фазы с помощью преобразования Гильберта [14]. Предварительно оцифрованные сигналы фильтруются в полосе для уменьшения шума и, как следствие, возможных перескоков фазы. Также для обработки сигналов тестировался фазометр, аналогичный описанному в работе [15]. Возможность применения фазометра в данный момент ограничена из-за требования фильтрации сигнала промежуточной частоты в очень узкой полосе (примерно 10 кГц) с периодической подстройкой этой частоты, что удобнее делать при помощи постобработки.

Для автоматизации работы СВЧ-интерферометра написана программа в среде LabView. В программе реализованы следующие возможности:

- загрузка конфигураций настроек осциллографа и генератора сигналов через AS-СП-команды, т.е. автоматическая подготовка СВЧ-интерферометра к проведению измерений;
- запись данных с осциллографа после завершения записи данных, инициализируемой общим триггером старта для систем токамака МИФИСТ-0;
- обработка данных с фильтрацией и применением преобразования Гильберта для восстановления значений набега фазы и линейной электронной плотности плазмы.

Программа позволяет автоматизировать регистрацию и обработку данных с СВЧ-интерферометра, а также проводить его настройку. СВЧ-интерферометр подключен к общей системе управления и сбора данных [16] токамака МИФИСТ-0.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Примеры измерения линейной электронной плотности в разрядах токамака МИФИСТ-0 представлены на рис. 3. На графиках также представлен ток плазмы в выбранных разрядах. Линейный размер плазмы в представленных импульсах достигал значения $l = 10$ см. Сигнал промежуточной частоты фильтровался в полосе $\Delta f \sim 10$ кГц, следствием чего являлось низкое временное разрешение в данных о плотности. Тем не менее СВЧ-интерферометр позволил зарегистрировать плотность в разряде длительно-стью нескольких десятых миллисекунды. Уровень шума в отсутствие плазмы составляет несколько единиц 10^{15} м^{-2} , он значительно возрастает при

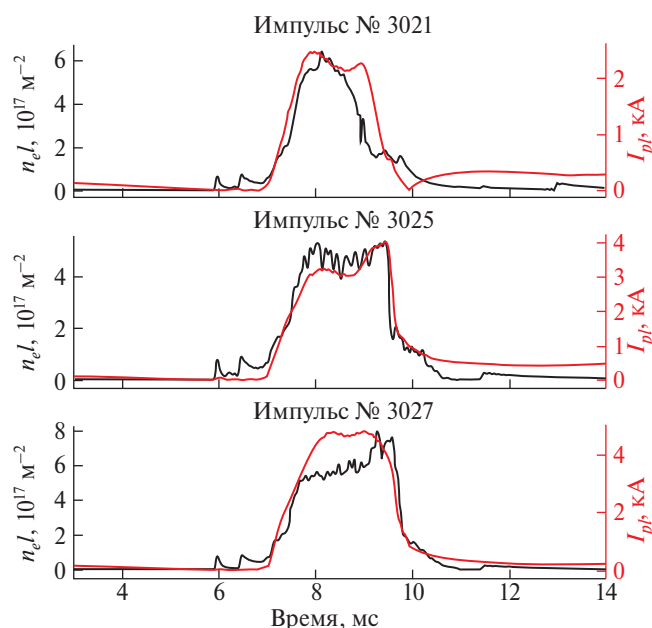


Рис. 3. Восстановленная линейная плотность и ток плазмы в импульсах МИФИСТ-0

образовании плазменного шнура из-за влияния рефракции.

Более наглядно этот эффект можно рассмотреть на примере плазменного импульса, представленного на рис. 4. На графике временного развития амплитуды сигнала промежуточной частоты, отражающего мощность зондирующей плазму волны, видно, что сигнал пропал в момент времени $t \approx 0.75$ мс, что приводило к перескокам фазы, заметным на временном развитии линейной плотности. При этом видно, что в процессе разряда амплитуда сигнала как уменьшалась, так и увеличивалась, что связано

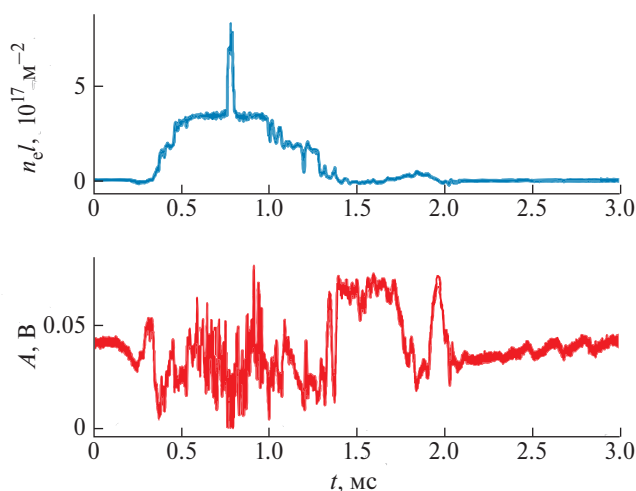


Рис. 4. Осциллограммы линейной плотности и амплитуды сигнала промежуточной частоты в импульсе с перескоком фазы

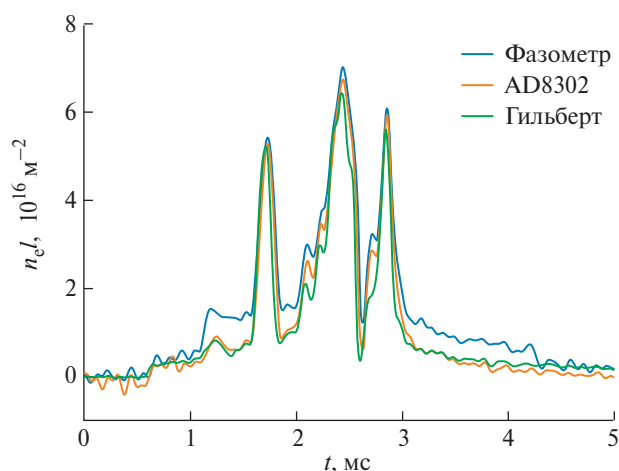


Рис. 5. Сравнение данных, полученных с использованием фазометра, с данными постобработки с использованием преобразования Гильберта

с движением плазменного шнура относительно линии зондирования СВЧ-интерферометра.

Примеры сравнения данных с фазометра [15], основанного на детекторах AD8302, с данными постобработки представлены на рис. 5, где показаны восстановленная линейная плотность по фазометру, детектору AD8302 (является частью фазометра) и при постобработке. Видно, что ходы плотности по фазометру и постобработке повторяют друг друга. Различие в сигнале фазометра связано с неидеальностью его настройки, включающей точность поворота сигнала на 90° . Тем не менее даже в таких условиях ошибка измерения фазы фазометром составляет в пересчете на линейную плотность плазмы менее 10^{16} м^{-2} , что является очень малой величиной в сравнении с величинами электронной плотности в токаках.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ТОКАКА МИФИСТ-0 СВЧ-ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ

Результаты измерений СВЧ-интерферометром показали необходимость увеличения мощности зондирующей волны, принимаемой из вакуумной камеры. Этого можно добиться различными способами:

- установкой зеркала для отражения волны от внутренней части установки с меньшей потерей мощности излучения;
- переходом к однократному зондированию плазмы.

Первый вариант легче реализуем в условиях вакуумной камеры токака МИФИСТ-0,

где имеются только экваториальные патрубки и где однопроходное зондирование потребовало бы прокладки волноводов внутри вакуумной камеры. Однако даже при значительном уменьшении потерь мощности на отражение рефракция все равно останется главным ограничением на возможность измерения плотности плазмы СВЧ-интерферометром.

Чтобы оценить возможные значения электронной плотности плазмы, которую можно измерять, мы провели численные расчеты, связанные с трассировкой лучей в вакуумной камере токамака МИФИСТ-0. Эффект рефракции описывается следующим выражением [17]

$$\frac{1}{R} = \mathbf{N} \cdot \frac{\nabla \mu}{\mu}, \quad (5)$$

где R – радиус кривизны траектории, $\mathbf{N}$ – нормаль к траектории, μ – показатель преломления. В расчетах использовался параболический профиль электронной концентрации по сечению шнура. Результаты расчетов приведены для трех значений электронной плотности: $n_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ – типичное значение плотности в разряде МИФИСТ-0 (рис. 3), $n_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ – повышенная плотность, $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ – граница возможных измерений для двухпроходного зондирования. Пример трассировки луча представлен на рис. 6. На рисунке видно, что при плотности $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на оси плазменного шнура даже малое смещение плазмы относительно линии зондирования приводит к сильному отклонению зондирующего луча. В случае плотностей,

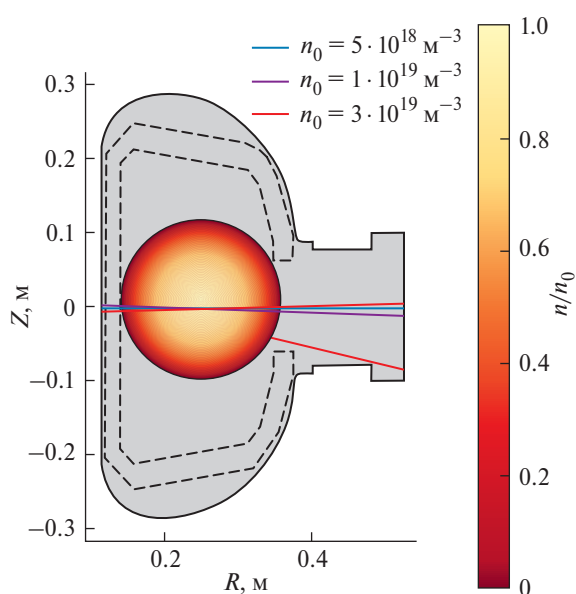


Рис. 6. Ход луча в камере МИФИСТ-0 при различных значениях плотности

более типичных для токамака МИФИСТ-0, $n_0 = 5 \cdot 10^{18}, 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, влияние рефракции значительно меньше.

Чтобы оценить возможности СВЧ-интерферометра МИФИСТ-0 по зондированию плазмы с различной плотностью, мы провели серию расчетов для различных смещений плазменного шнура относительно линии зондирования. Положение и размер плазменного шнура показаны на рис. 7. Размер шнура ограничивался установленным в токамак МИФИСТ-0 лимитером.

Значения смещения зондирующего луча относительно линии зондирования в зависимости от смещения плазменного шнура в вертикальном направлении для разных значений электронной плотности плазмы на оси шнура представлены на рис. 8. Также на графике штриховой красной линией отмечены величины апертуры лучевода $d = 3.8 \text{ см}$, используемого для ввода и приема излучения. При смещении луча на расстояние равное апертуре лучевода, будут наблюдаться заметные потери мощности излучения, поэтому эта величина использовалась в качестве оценочной.

Видно, что при плотности на оси шнура $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ даже малое смещение плазменного шнура в вертикальном направлении сильно влияет на ход зондирующих лучей, препятствуя проведению измерений. При плотности $n_0 =$

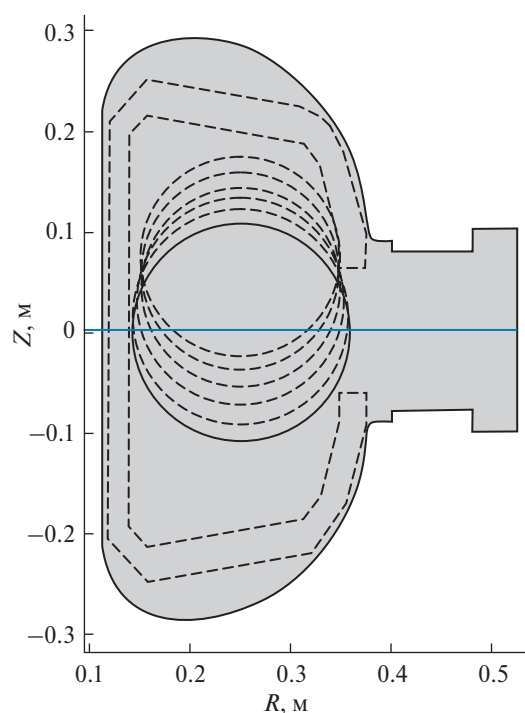


Рис. 7. Положение плазменного шнура относительно линии зондирования при двухпроходном зондировании

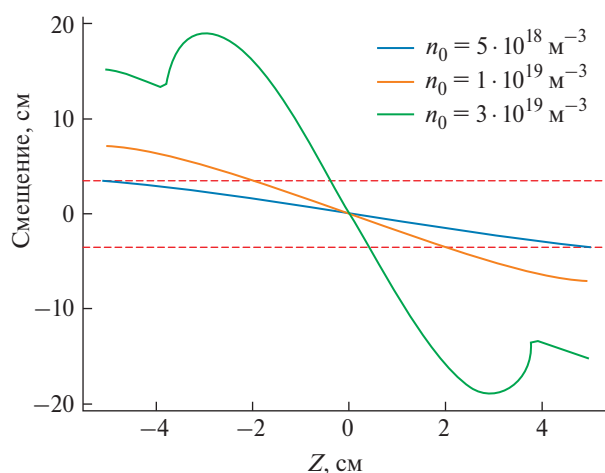


Рис. 8. Осовое смещение луча в зависимости от смещения плазменного шнура в вертикальном направлении для двухпроходного зондирования

$= 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ зондирование остается возможным при смещении плазменного шнура на 2 см в вертикальном направлении. При типичной плотности плазмы в разряде токамака МИФИСТ-0 измерения возможны при смещении плазменного шнура на 5 см в вертикальном направлении.

На рис. 6 видно, что больший вклад в отклонение луча играет участок пути после отражения от стенки. Поэтому переход к однопроходному зондированию плазмы должен сильно увеличить возможности СВЧ-интерферометра с точки зре-

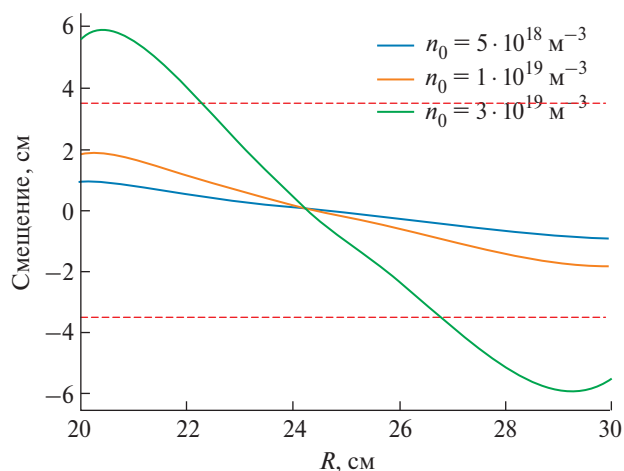


Рис. 10. Осовое смещение луча в зависимости от смещения плазменного шнура в горизонтальном направлении для однопроходного зондирования

ния зондирования плазмы больших плотностей. Для этого также были проведены расчеты, результаты которых представлены на рис. 9, 10. Из результатов следует, что при однопроходном зондировании становится возможным исследовать плазму с плотностями, достигающими величины $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Переход к такой конфигурации будет актуален для использования СВЧ-интерферометра на токамаке МИФИСТ-1, вакуумная камера которого оснащена вертикальными патрубками.

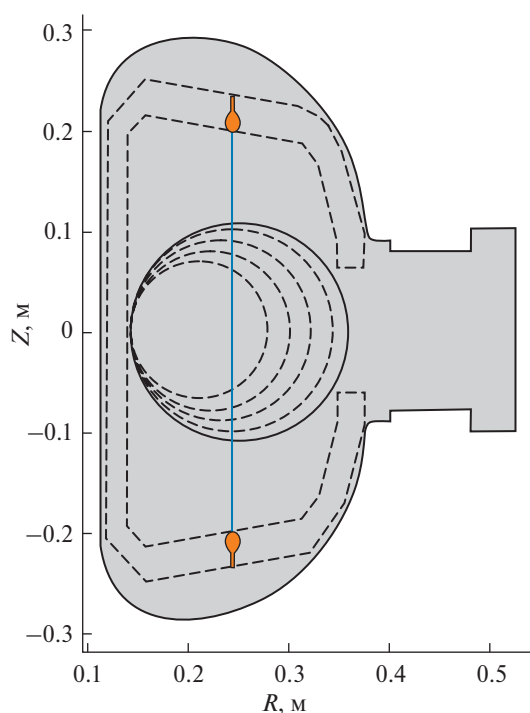


Рис. 9. Положение плазменного шнура относительно линии зондирования при однопроходном зондировании

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан гетеродинный СВЧ-интерферометр токамака МИФИСТ-0 с рабочей длиной волны $\lambda = 3.19 \text{ мм}$, а также система сбора и обработки его данных. Представлены экспериментальные данные измерения линейной электронной плотности в токамаке МИФИСТ-0, а также сравнение восстановления плотности методом постобработки (с использованием преобразования Гильберта) и фазометром в режиме реального времени. Показано, что в текущей конфигурации зондирования наблюдаются потери мощности волны, принимаемой из вакуумной камеры. Предложены способы уменьшения потерь мощности и проведен расчет тех значений электронной плотности, которые способен измерять СВЧ-интерферометр, исходя из главного ограничения, связанного с рефракцией электромагнитных волн в плазме. При двухпроходном зондировании СВЧ-интерферометр позволяет измерять линейную плотность до величины

$n_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Продемонстрировано, что при однопроходном зондировании плазмы операционные пределы интерферометра расширяются до величины $n_0 = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-15-2025-678 от 26.08.2025.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Perkins F.W., Post D.E., Uckan N.A. et al. Nucl. Fusion. 1999. V. 39. № 12. P. 2627.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/12/309>
2. Greenwald M., Terry J.L., Wolfe S.M., Ejima S., Bell M.G., Kaye S.M., Neilson G.H. Nucl. Fusion. 1988. V. 28. № 12. P. 2199.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/28/12/009>
3. Veron D. Submillimeter interferometry of high-density plasmas. Infrared Millim. waves. V. 2. New York, 1979. P. 67.
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1979imw.....2...67V>
4. Gen L.I., Xuechao W.E.I., Haiqing L.I.U. et al. Plasma Sci. Technol. 2017. V. 19. № 8. P. 84003.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/aa667b>
5. Mlynek A., Casali L., Ford O., Eixenberger H., ASDEX Upgrade Team. Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. № 11. P. 408.
<https://doi.org/10.1063/1.4890574>
6. Mlynek A., Pautasso G., Maraschek M., Eixenberger H., ASDEX Upgrade Team. Fusion Sci. Technol. 2012. V. 61. № 4. P. 290.
<https://doi.org/10.13182/FST12-A13582>
7. Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Диас-Михайлова Д.Е., Дрозд А.С., Жильцов В.А., Сергеев Д.С., Сухов А.Е., Хайрутдинов Э.Н. ПТЭ. 2024. № 2. С. 70.
<https://doi.org/10.31857/S0032816224020092>
[Bragin E.Y., Bunin E.A., Dias Mikhailova D.E., Drozd A.S., Zhil'tsov V.A., Sergeev D.S., Sukhov A.E., Khairutdinov E.N. Instrum. Exp. Tech. 2024. V. 67. № 2. P. 274.
<https://doi.org/10.1134/S0020441224700386>]
8. Shi P., Shi Z., Chen W. et al. Plasma Sci. Technol. 2016. V. 18. № 7.
<https://doi.org/10.1088/1009-0630/18/7/02>
9. Дрозд А.С., Сергеев Д.С., Бегишев Р.А., Игонькина Г.Б., Соколов М.М., Коршунов Н.В., Хайрутдинов Э.Н., Мялтон Т.Б. Физика плазмы. Т. 50. № 5. С. 543.
<https://doi.org/10.31857/S0367292124050039>
[Drozd A.S., Sergeev D.S., Begishev R.A., Igon'kina G.B., Sokolov M.M., Korshunov N.V., Khairutdinov E.N., Myalton T.B. Plasma Phys. Reports. 2024. V. 50. № 5. P. 568.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X24600543>]
10. Li J., Wang S.X., Liu H.Q. et al. J. Instrum. 2020. V. 15. № 02. P. C02048.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/C02048>
11. Сергеев Д.С., Неруш М.Н. Вопросы атомной науки и техники. Серия: термоядерный синтез. 2020. Т. 43. № 2. С. 49.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=43176867>
[Sergeev D.S., Nerush M.N. Phys. At. Nucl. 2021. V. 84. № 7. P. 1351.
<https://doi.org/10.1134/S1063778821070127>]
12. Krat S., Prishvitsyn A., Alieva A. et al. Fusion Sci. Technol. 2023. V. 79. № 4. P. 446.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2022.2149033>
13. Shelukhin D.A., Vershkov V.A., Subbotin G.F., Sarychev D. V., Petrov A.A., Petrov V.G., Sokolov M.M., Igonkina G.B. Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. № 9.
<https://doi.org/10.1063/1.5039151>
14. Hossack A.C., Morgan K.D., Hansen C.J., Sutherland D.A. Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. № 9.
<https://doi.org/10.1063/5.0097459>
15. Drozd A., Sergeev D. Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. № 6.
<https://doi.org/10.1063/5.0087847>
16. Efimov N., Podolyako F., Prishvitsyn A., Krat S. Fusion Eng. Des. 2023. V. 196.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2023.113990>
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. § 68. Москва: Гостехиздат, 1957.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 533.9.07

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ПЛАЗМА-СТИМУЛИРОВАННОЙ МОДИФИКАЦИИ БИОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2026 г. В. В. Андреев^а, А. В. Артемьев^а, И. А. Барыков^{а, *}, Е. И. Грудиев^а,
С. А. Двинин^{а, б}, А. В. Калашников^а, Л. В. Коновальцева^а,
А. С. Критченков^а, Д. В. Чупров^а

^аРоссийский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы
Российская Федерация, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6

^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

*E-mail: barykov@list.ru

Поступила в редакцию 17.09.2025

После доработки 26.02.2026

Принята к публикации 20.03.2026

Представлено описание экспериментальной установки, позволяющей генерировать высокочастотный и сверхвысокочастотный разряды для создания плазменных потоков в широком диапазоне рабочих параметров. Описаны эксперименты по генерации ВЧ- и СВЧ-разрядов. Проведено численное моделирование пространственного распределения электромагнитных полей, обеспечивающих поддержание разряда для условий, соответствующих реальным параметрам существующей конструкции и схемы установки. Расчеты коэффициентов поглощения волн рабочих частот позволили определить области локализации зон поглощения разрядов и оценить эффективность вводимой в разряд мощности при заданных способах возбуждения разрядов. Экспериментально получены параметры плазмы (электронная температура и концентрация), приводятся их зависимости от начальных значений давления и мощности вводимого в разряд излучения. В области размещения биополимерных образцов определены параметры ионной компоненты плазменного потока. Приведены результаты пилотных исследований влияния плазмы на физико-химические свойства биополимерных образцов.

DOI: 10.7868/S3034564226030079

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы широкое применение находят газовые разряды низкого давления как источники плазменных потоков для модификации свойств биоорганических материалов. Природные полимеры и материалы на их основе в настоящее время интенсивно исследуются из-за возможности применения в биомедицине [1]. Большой интерес к ним вызван в первую очередь выраженной биосовместимостью, биodeградруемостью и отсутствием токсичности благодаря сходству с внутриклеточными биомолекулами и компонентами внеклеточного матрикса. Многие работы в этой области были ориентированы

на изучение объемных свойств материалов на основе природных полимеров [2]. В работах [3, 4] было показано, что биологическая реакция на материалы в значительной степени регулируется их поверхностными свойствами, включая химию и топографию поверхности. Наибольшая часть работ по изменению свойств поверхности материалов связана с ее химической обработкой, которая предполагает использование достаточно агрессивных и токсичных реагентов [5].

Ранее было продемонстрировано, что плазменная обработка биоматериалов при низких давлениях рабочего газа представляет собой альтернативный щадящий и экологически чистый метод модификации их поверхности [6, 7]. Кро-

ме того, воздействие между химически активными частицами в плазме зачастую приводит к улучшению их биосовместимости, биофункциональности и гидрофильности. В настоящее время интенсивно исследуется использование газоразрядной плазмы для достижения упомянутых свойств материалов. Источниками плазмы могут быть разные типы газовых разрядов в различных газах и их смесях. Динамично развивается применение безэлектродных высокочастотных (ВЧ, 13.56 МГц) и микроволновых (СВЧ, 2.45 ГГц) разрядов, отличающихся чистотой плазмы и эффективной генерацией плотной низкотемпературной плазмы с варьируемыми составом и параметрами.

На экспериментально-исследовательской базе института физических исследований и технологий РУДН была создана линейная магнитно-плазменная установка RAPIRA (Resonant Accelerated Plasma Installation Research & Application) – гибридный генератор низкотемпературной плазмы ВЧ- и СВЧ-газовых разрядов для обработки плазменными компонентами биополимерных материалов. Отличительная особенность установки – возможность генерации плазмы с помощью геликонного источника ВЧ-разряда или резонансного СВЧ-разряда, как по отдельности, так и совместно, а также возможность использования различных газов (аргон, кислород, водород, азот и другие) и их смесей с варьируемыми парциальными давлениями. Для облегчения генерации плазмы, формирования структуры и направления транспортировки плазменного потока, обеспечивающего обработку органических материалов при низких давлениях, плазма помещается в магнитное поле, создаваемое системой катушек. В работе описываются параметры установки RAPIRA и результаты экспериментов по генерации плазменных потоков, исследованию их параметров и обработке биополимерных пленок. Приведены методика обработки поверхности пленок модельных биополимеров плазменным потоком и описание методов химико-физической диагностики, применяемых для качественной и количественной оценок их модификаций. Представлены результаты, характеризующие уровень плазменного воздействия и изменения поверхностных и структурных параметров образцов модельных полимеров.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка RAPIRA – исследовательская машина, предназначенная для обработки поверхностей материалов плазменным потоком в широком диапазоне параметров плазмы. Исследовательская установка RAPIRA предназначена для обработки поверхностей материалов плазменным потоком в широком диапазоне параметров плазмы. Фотография установки в режиме генерации ВЧ-разряда в аргоне (вводимая ВЧ-мощность 600 Вт, давление в кварцевой трубе $5 \cdot 10^{-3}$ торр) представлена на рис. 1. На переднем плане фотографии – блок подачи газа с пьезоэлектрическим одноканальным натекателем СНА-1 и измерителями давления. Газовый поток направлен в приемную вакуумную камеру на заднем плане.

В состав установки RAPIRA входят системы откачки и газонапуска, создания магнитного поля, а также генерации ВЧ- и СВЧ-разрядов. Параметры установки следующие:

- полная длина установки ≈ 4 м;
- диаметр канала плазмопровода – 0.06 м;
- диаметр приемной вакуумной камеры ≈ 0.82 м;
- остаточное давление $\approx 1.6 \cdot 10^{-6}$ торр;
- диапазон рабочих давлений 10^{-4} – 10^{-2} торр;
- максимальная напряженность магнитного поля в пробках – 2800 Гс;
- максимальная мощность ВЧ-генератора (13.56 МГц) – 750 Вт;
- максимальная мощность СВЧ-генератора (2.45 ГГц) – 3000 Вт.

Принципиальная схема расположения основных систем установки представлена на рис. 2. Базовый элемент установки – приемная вакуумная камера 1 объемом около 1 м^3 , оснащенная портами для установки диагностических, вспомогательных систем и элементов. Плазмопровод 2, изготовленный из кварцевой трубы диаметром 0.06 м и длиной 1.5 м, герметично соединен с камерой. В нем генерируется газовый разряд и формируется плазменный поток. Между камерой и плазмопроводом установлен шибер для разъединения вакуумных объемов установки при проведении различных операций.

Предварительная откачка газа в рабочем объеме до низкого вакуума осуществляется вакуумным агрегатом АВД-150/25 в составе соединенных последовательно двуххотторного насоса

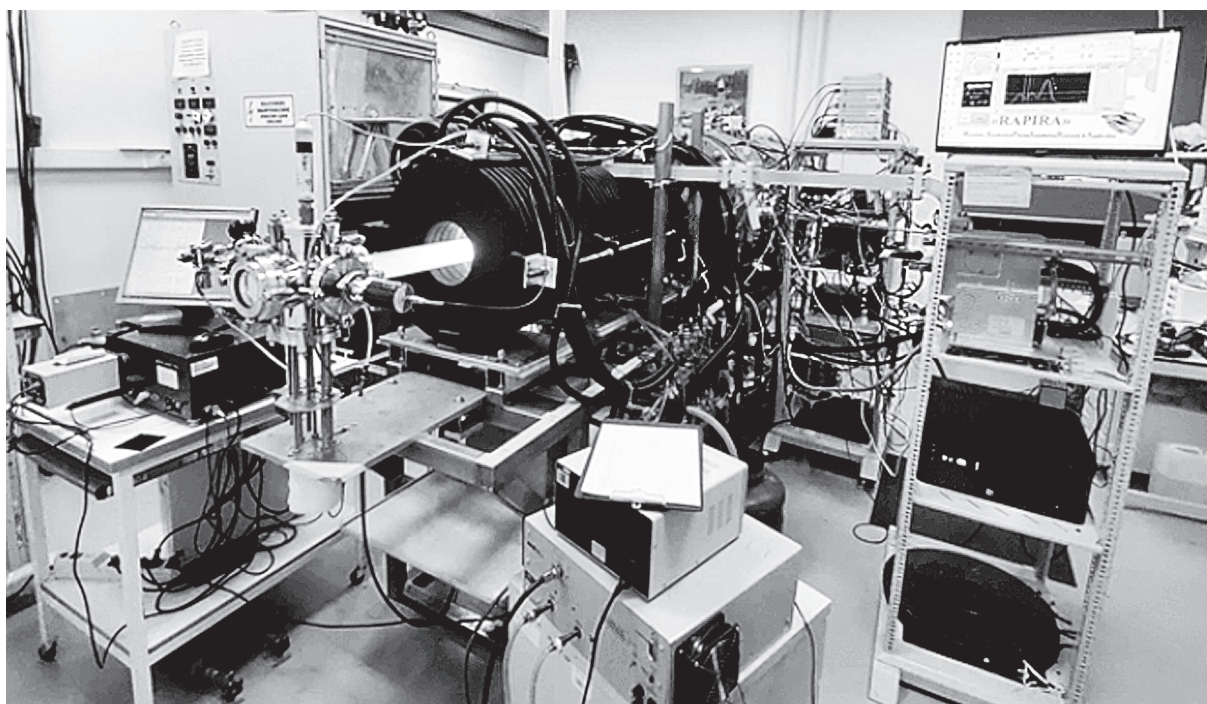


Рис. 1. Установка RAPIRA

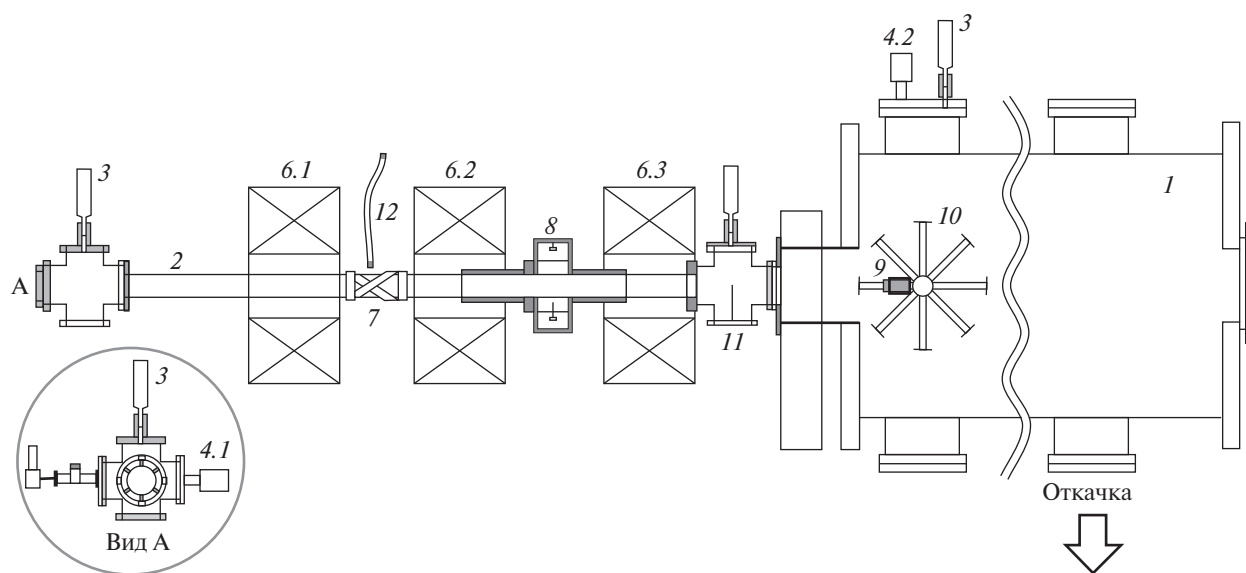


Рис. 2. Схема установки: 1 – приемная вакуумная камера, 2 – кварцевая труба (плазموпровод), 3 – вакуумметр ПМТ-2, 4.1 – вакуумметр АВ3276, 4.2 – вакуумметр ПММ-32-1, 5 – СНА-1, 6.1–6.3 – магнитные катушки, 7 – геликонная антенна, 8 – СВЧ-резонатор, 9 – многосеточный анализатор, 10 – карусель с образцами, 11 – зонд Ленгмюра, 12 – оптоволокно ОЭС

«Рутса НВД-600» и пластинчато-роторного насоса 2НВР-90Д. Откачка установки до высокого вакуума осуществляется системой из двух турбомолекулярных насосов MAG Integra W1300 (Германия) и агрегата АВД-50/16 (НВД-200 и 2НВР-60Д).

Контроль давления в кварцевом трубопроводе и приемной камере осуществляется манометрическими термопарными преобразователями

ПМТ-2 (3), инверсно-магнетронным манометрическим преобразователем с холодным катодом АВ3276 (4.1) и инверсно-магнетронным манометрическим преобразователем с холодным катодом ПММ-32-1 (4.2), расположенными в контрольных точках согласно схеме на рис. 2.

Рабочие газы и их смеси подводятся из газового баллона, подключенного к одноканальному пьезонатекателю СНА-1 (5). Натекатель обес-

печивает плавно изменяемый газовый поток в кварцевой трубе в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-2} торр при расходе газа не менее $7 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{Па/с}$.

Магнитная система предназначена для обеспечения эффективной генерации плазмы разрядов и транспортировки плазменного потока в область обработки исследуемых материалов и образцов в приемной камере 1. Стационарное осесимметричное магнитное поле вдоль кварцевого трубопровода создается тремя катушками 6.1–6.3 с жидкостным охлаждением. Для независимого питания катушек используются три стабилизированных источника тока ГОРН-К-360В/20 А с выходным напряжением до 360 В при силе тока до 20 а, что позволяет в имеющейся конфигурации системы получать значения индукции магнитного поля до 2800 Гс. На рис. 3 представлены типичные рабочие профили аксиального распределения магнитного поля вдоль плазмопровода. Приведенные в работе экспериментальные результаты получены для этих распределений индукции магнитного поля, если другое не оговорено дополнительно.

Катушки 6.1 и 6.2 (рис. 2, 3) создают поле, необходимое для генерации геликонного ВЧ-разряда. Катушки 6.2 и 6.3 создают магнитное поле, обеспечивающее генерацию резонансного СВЧ-разряда. Кроме того, катушка 6.3 создает убывающее в сторону приемной камеры магнитное поле с градиентом около 100 Гс/см. Этот спад обеспечивает направленное ускоренное движение замагниченных электронов за счет диамагнитной силы

$$F = -e_z (\mu_e \nabla |B|) = -e_z \frac{E_{\perp e}}{B_z(z)} \frac{dB_z}{dz},$$

где e_z — единичный вектор, направленный вдоль вектора магнитной индукции $B(z)$; μ_e — магнитный момент электрона, $E_{\perp e}$ — кинетическая энергия электрона, соответствующая его поперечному движению относительно силовой линии магнитного поля. Ионы увлекаются пространственным зарядом электронов в том же направлении.

В генераторах плазмы, включенных в состав стенда, применены источники с резонансными методами ее создания и поддержания с внешними источниками электромагнитного излучения ВЧ- и СВЧ-диапазонов. Изменяемые индукция и профиль магнитного поля предусмотрены в ВЧ- и СВЧ-генераторах плазмы для поддержания режимов, обеспечивающих высокие значения плотности в широком диапазоне значений давления применяемого плазмообразующего газа или смеси, а также осуществления динамического управления параметрами формируемого плазменного потока.

Индукционный ВЧ-разряд в магнитном поле с высокой плотностью плазмы (не более 10^{13} см^{-3}) при рабочих давлениях около 10^{-3} торр на сегодня является одним из наиболее перспективных и востребованных в современных плазменных технологиях [8–11]. Система генерации высокочастотного (ВЧ) геликонного разряда в составе стенда предназначена для возбуждения и поддержания разряда в диапазоне давлений от 10^{-3} до 10^{-2} торр. В установке используется разряд,

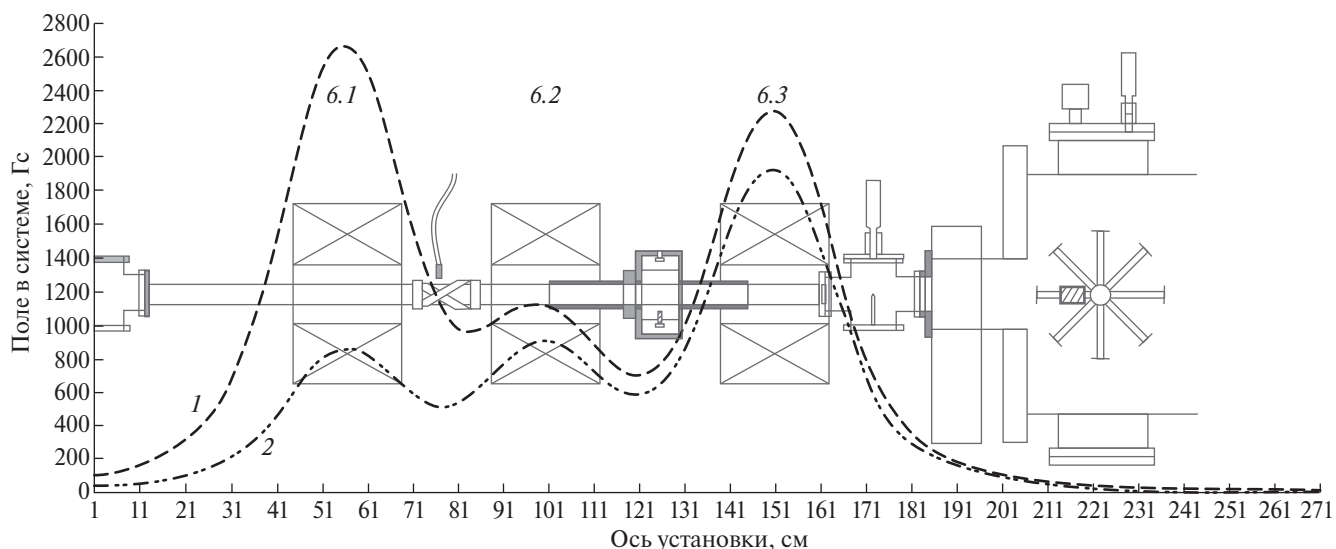


Рис. 3. Зависимость распределения индукции магнитного поля вдоль кварцевой трубы: кривая 1 — СВЧ-разряд, кривая 2 — ВЧ-разряд

в котором азимутальный ток в антенне возбуждает геликонную волну в замагниченной плазме. Источник высокочастотного излучения — генератор Eni OEM-6 (MKS Instruments, США) — работает на частоте 13.56 МГц с изменяемой выходной мощностью от 100 до 750 Вт и возможностью измерения мощностей падающей и отраженной волн с точностью 20 Вт. К выходу генератора через согласующее устройство подключена геликонная полуволновая (Н–Н) антенна 7 (рис. 2). Для эффективного ввода ВЧ-мощности в плазменную нагрузку была использована стандартная схема Г-образного емкостного согласователя, обеспечивающая расширенный диапазон подстройки параметров [12].

Источники на основе ЭЦР в настоящее время наиболее востребованы в широком спектре фундаментальных (например, источники многозарядных ионов различного применения [13]) и прикладных исследований, включая материаловедение. Для наиболее широко распространенного частотного диапазона (2.45 ГГц) [14–16] достигаемая плотность электронов генерируемой плазмы ограничена критической плотностью, значение которой составляет $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Этот верхний предел обусловлен тем, что электромагнитная волна в области плазменного объема проникает только на глубину скин-слоя. Эти ограничения могут быть сняты в режиме генерации поверхностных волн, что обеспечивает генерацию плазмы сверхкритической плотности [14].

Генерация резонансного СВЧ-разряда осуществляется в диапазоне давлений от 10^{-4} до 10^{-3} торр с помощью магнетронного генератора MN010KS-215BZ (Muegge, Германия), работающего на частоте 2.45 ГГц, с изменяемой выходной мощностью от 1000 до 3000 Вт. Магнетрон интегрирован в единый корпус с ферритовым циркулятором и жидкостной согласованной нагрузкой, предусмотрено также измерение мощности падающей и отраженной электромагнитных волн с точностью 1 %. По системе прямоугольных волноводов и коаксиально-волноводных переходов (КВП) излучение от генератора поступает в кольцевой волновод сечением $43 \times 87 \text{ мм}^2$, широкая стенка которого охватывает цилиндрический резонатор и является частью его боковой стенки 8 (рис. 2). В кольцевом волноводе диаметрально противоположно запитываемому КВП установлена жидкостная согласованная нагрузка, чем обеспечивается режим двух синфазных бегущих от КВП волн. Резонатор,

настроенный на моду H_{111} , путем изменения его высоты возбуждается посредством двух штыревых антенн, связанных с кольцевым волноводом и разнесенных в резонаторе по азимуту на 90° . Изменение взаимного расположения КВП и антенн позволяет управлять поляризацией колебаний в резонаторе. Кварцевая труба (плазмопровод) пронизывает резонатор осесимметрично через отверстия в его торцевых стенках. Для предотвращения потерь СВЧ-излучения через эти отверстия два цилиндрических запердельных волновода посредством резьбового соединения примыкают к торцевым стенкам резонатора.

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПРИМЕНЯЕМЫЕ СПОСОБЫ ДИАГНОСТИКИ

Задача эффективного введения мощности генераторов электромагнитного излучения в плазму является критической для широкого спектра технологических устройств, использующих газовый разряд микроволнового и радиочастотного диапазонов.

Основной целью проведенных модельных расчетов являлся поиск условий, обеспечивающих наилучшее согласование и наиболее полную передачу энергии электромагнитного излучения используемых источников ВЧ- и СВЧ-диапазонов в плазму и, как следствие, расширение технологических возможностей стенда. Расчеты проведены для условий, соответствующих реальным параметрам существующей конструкции систем и схемы установки. Такой подход позволяет с высокой точностью определять области возникновения разрядов при высокой входной мощности и пониженном давлении.

Программный пакет Comsol Multiphysics [17] использовался для получения распределения электрического поля вдоль всех систем стенда. Для СВЧ-разряда область расчета включала плазмопровод в виде кварцевой трубы, запердельные волноводы, резонатор. Поле в резонаторе создавалось с помощью емкостных стержней связи, энергия к которым подводилась коаксиальными линиями передачи. Амплитуда волны, подводимой к резонатору по коаксиальному волноводу, считалась заданной. Для электрического поля на металлических границах ставились условия идеального проводника. В области, где плазмопровод выходит за края запердельных волноводов, необходимо включить в расчет также некоторую

область окружающего пространства. На границе этого пространства необходимо поставить граничные условия, обеспечивающие отсутствие отражения СВЧ-волны. В силу ограниченности возможностей математических алгоритмов такое условие выполнялось приближенно, что, однако, мало влияло на результаты расчетов вследствие малости энергии, проникающей через заперделные волноводы. При расчетах использовались два вида геометрии внешней области в виде цилиндра радиусом 30 см с длиной больше длины плазмопровода, или в виде полусферы.

Для ВЧ-разряда область расчета включала плазмопровод, окруженный металлическим цилиндром радиусом от 10 до 30 см. Поле в плазме возбуждалось с помощью антенны специальной формы [18], находившейся внутри расчетной области. В расчетах антенна возбуждалась с помощью двух коаксиальных линий передачи, к концам которых подводилось внешнее напряжение. Поскольку поле геликона сосредоточено внутри плазмы (что подтвердили проведенные расчеты), размер внешней области и граничные условия не существенны, поэтому для упрощения задачи на внешней границе ставились граничные условия идеального проводника.

При расчетах использовалось приближение холодной плазмы, для которого Comsol позволяет проводить вычисления для произвольных пространственных распределений плотности электронов и конфигураций постоянного магнитного поля. В рамках предварительных расчетов пространственные распределения плотности электронов и постоянного магнитного поля в поперечном сечении считались однородными.

Кроме расчета пространственных распределений электромагнитного поля рассчитывался коэффициент поглощения волны в плазме, и таким образом была получена оценка эффективности вложения мощности. Отдельные компоненты пакета Comsol Multiphysics позволяют рассчитывать параметры разряда с учетом сложного химического состава и протекающих химических реакций в дрейфово-диффузионном приближении, что является предметом дальнейших исследований.

Величина вводимой в разряд ВЧ/СВЧ-мощности, магнитное поле и давление рабочего газа значительным образом влияют на состав, плотность и температуру компонент генерируемой плазмы. При их изменении изменяется и плазменная нагрузка, в этой связи эксперимен-

тальные исследования были преимущественно посвящены изучению поведения плотности и температуры электронной компоненты в областях генерации плазмы, а также ионной компоненты в области обработки образцов от указанных рабочих параметров.

Определение и контроль параметров плазмы осуществляются по данным оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС), зондов и многосеточного анализатора. В области генерации газовых разрядов и интенсивных магнитных полей применяются методы ОЭС 12 (рис. 2). В зоне формирования направленного плазменного потока и малых магнитных полей применяется зонд Ленгмюра 11, вводимый в центральную область формируемого плазменного потока. В области размещения обрабатываемых органических пленок исследование параметров плазменного потока осуществлялось многосеточным анализатором 9.

Для спектроскопических измерений использовался спектрограф-монокроматор MS3504i (СОЛАР ТИИ, Белоруссия, Япония). Характеристики используемых дифракционных решеток таковы: 2400 штр/мм (300–650 нм), 1800 штр/мм (300–900 нм). Ширина входной щели 20 мкм. Спектральные линии регистрировались цифровой камерой Proscan HS-102H с ПЗС-матрицей Hamamatsu и сохранялись на ПК в виде панорамного спектра. Время экспозиции составляло 3 с.

Излучение разряда вводилось в спектрограф через оптоволоконный световод Optran UV-200 (Германия), вход которого размещался вблизи области излучения плазмы СВЧ- или ВЧ-разряда 12 (рис. 2) на расстоянии 2 см от стенки плазмопровода. Размер входного и выходного окон световода прямоугольного сечения равен $1.86 \times 5.05 \text{ мм}^2$, коэффициент пропускания 99 % в спектральном диапазоне 200–2000 нм. Числовая апертура световода 0.22 ± 0.02 . Положение входа световода было фиксированным (рис. 2) и не изменялось в ходе экспериментов.

Калибровка спектральной чувствительности системы проводилась при помощи светоизмерительной лампы СИРШ 6-40 с известной кривой распределения спектральной плотности мощности, измеренной во ВНИИОФИ в диапазоне длин волн 300–800 нм. Для питания лампы использовался специализированный источник PS-40 PU (ВНИИОФИ, РФ) с точностью установки тока/напряжения $\pm 1 \text{ мА}/1 \text{ мВ}$ и дрейфом

выходного тока/напряжения ± 5 мА/2 мВ за 4 ч работы. Систематическая ошибка измерений интенсивности составила около 6 %.

Для измерения концентрации и температуры электронов плазмы ВЧ/СВЧ-разряда использовались методы относительных интенсивностей [19, 20], в основе которых лежат результаты расчета столкновительно-излучательных моделей заселенности атомов Ag I с n_e и T_e в качестве параметров модели. При построении симуляционных спектров аргона в диапазоне 600–900 нм возможен выбор множества значений (n_e , T_e), при которых отношение расчетных интенсивностей излучения определенных пар линий аргона остается неизменным. Для любых отношений интенсивностей линий Ag I могут быть рассчитаны и построены такие характеристические кривые (n_e , T_e). При рассмотрении двух пар линий пересечение характеристик (n_e , T_e) дает оценку реальных значений n_e , T_e плазмы. По известным характеристикам (n_e , T_e), рассчитанным в работе [20] для пар линий 696.6/750.4 нм и 801.5/794.8 нм, определялись оценочные значения n_e , T_e .

Для определения зависимости температуры электронов в ВЧ- и СВЧ-разрядах дополнительно исследовалось отношение линий 811.5 и 750.4 нм. Заселенность верхнего уровня перехода 811.5 нм чувствительна к холодным электронам с энергиями около 1–3 эВ ввиду двухступенчатого заселения, обусловленного наличием атомов в метастабильном состоянии. При этом влияние температуры электронов на заселение верхнего уровня перехода 750.4 нм с другого метастабильного уровня менее значительно при $T_e < 3$ эВ.

Эти же параметры в области формирования плазменного потока и малых значений индукции магнитных полей измерялись с помощью лэнгмюровских зондов. Молибденовый цилиндрический зонд, ориентированный поперек плазменного потока, имел длину 4 мм и диаметр 0.3 мм. На зонд подавалось синусоидальное напряжение частотой 50 Гц и амплитудой 140 В. Регистрация напряжения и тока в цепи зонда (падение напряжения на нагрузочном сопротивлении 3 кОм) осуществлялась осциллографом TDS2024B (Tektronix, США) с последующим сохранением цифровых данных. Анализ ионной и электронной ветвей вольт-амперной характеристики зонда, а также определение искомых параметров проводились классическим методом [21].

Для анализа параметров ионной компоненты плазменного потока использовался четырех-

сеточный энергоанализатор. Сетки и коллектор анализатора помещены в корпус из нержавеющей стали, который не дает внешним полям проникать внутрь анализатора, а плазме попадать непосредственно на коллектор, минуя сетки. Для снижения паразитных наводок в цепях анализатора кабельная сборка помещалась в экранирующую трубку из нержавеющей стали. Графитовая входная диафрагма диаметром 8 мм ограничивает сечение плазменного потока, попадающего в анализатор. Сетки анализатора изготовлены из нержавеющей стали. Изоляция сеток между собой и корпусом анализатора выполнена из керамики, расстояние между сетками 2 мм. Первая экранирующая сетка была заземлена и имела квадратные ячейки размером 300 мкм из проволоки диаметром 120 мкм. Ячейки других трех сеток имеют размер 500 мкм при толщине проволоки 90 мкм [22]. Суммарная прозрачность составила около 20 %. Ток коллектора анализатора определялся по падению напряжения на нагрузочном резисторе (в зависимости от режимов его номинал составлял 1, 10 или 50 кОм) при помощи цифрового осциллографа. Анализирующее напряжение подавалось на третью сетку. Последующая обработка полученных результатов с применением программного кода в среде LabView позволила получить энергетический спектр анализируемой плазменной компоненты. Измерения кривых запирания проводились с усреднением по шестнадцати осциллограммам, полное время измерений составляло 0.16 с. Функция, полученная после дифференцирования кривой запирания по потенциалу анализирующей сетки, представляет собой энергетическое распределение ионов плазменного потока, под средней энергией ионов понималась энергия, соответствующая максимуму этого распределения.

Обработка биоорганических пленок в потоке плазмы газового разряда осуществлялась с помощью специально разработанной карусели 10 (рис. 2). Образцы крепились на стеклянных подложках из минерального стекла, расположенных на концах телескопических направляющих. Поворотный механизм позволяет обращать поверхность пленки к плазменному потоку. Одновременно в вакуумной камере может быть размещено до 12 обрабатываемых образцов, при этом карусель позволяет в одном эксперименте облучать поверхность только одной пленки, не подвергая воздействию остальные.

4. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

В качестве полимерной матрицы для изготовления пленок в работе был использован высокомолекулярный хитозан (300 кДа) со степенью деацетилирования 90 %. Средневязкостная молекулярная масса хитозана определялась вискозиметрически по уравнению Марка—Куна—Хаувинка—Сакурады. Степень деацетилирования устанавливалась по данным элементного (CHN) анализа. Хитозановые пленки были получены методом отлива. Для изготовления одного образца порция порошка хитозана массой 0.50 г растворялась в 1-процентной уксусной кислоте объемом 30.00 мл и глицерина массой 0.15 г в течение 24 ч. Формовочный раствор дегазировали, выливали на пластиковую подложку и сушили при комнатной температуре до постоянной массы.

ИК-спектры регистрировались на спектрометре Shimadzu IRSpirit (Япония) с приставкой НПВО в диапазоне $4700\text{--}350\text{ см}^{-1}$ (10 мг образца без какой-либо специальной подготовки).

Механические свойства полученных пленок — относительное удлинение при разрыве ϵ [%] и предел прочности σ [Мпа] — изучались в режиме одноосного растяжения на разрывной машине РЭМ.1-А (Россия) при температуре $20 \pm 1^\circ\text{C}$. Линейные размеры образцов составляли $5 \times 2\text{ см}^2$ при толщине 0.1 мм, а скорость одноосного растяжения равнялась 50 мм/мин.

Набухание пленок в течение 4 мин изучали гравиметрически в очищенной воде. Образцы размерами $1 \times 1\text{ см}^2$ взвешивали и помещали в очищенную воду при температуре 25°C . Через 0.5, 1, 2, 4 мин образцы вынимали из воды, промокали фильтровальной бумагой и взвешивали на аналитических весах.

Растворимость пленок исследовалась также гравиметрическим методом. Предварительно взвешенные образцы размерами $1 \times 1\text{ см}^2$ помещались в очищенную воду. Через 60 мин раствор фильтровался через стеклянный фильтр с использованием вакуумного водоструйного насоса. Полученный раствор помещался во взвешенные виалы и сушился лиофильно. Масса растворенной части пленки рассчитывалась как разница масс исходного образца и лиофилизата.

5. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В ЭЦР-разряде при малых плотностях плазмы вращающиеся с циклотронной частотой электроны находятся в резонансе с возбуждающим разряд полем, что позволяет ускорять их до высоких энергий [13]. Кроме того, изменение профиля магнитного поля дает возможность преобразовывать вращательную энергию электронов в поступательную, формируя ускоренные потоки плазмы [23]. При более высоких расходах газа циклотронный разряд используется как способ поджига разряда, а плотность плазмы может превышать критическую, и в этом случае с помощью подстроечного поршня, изменяющего высоту резонатора, можно добиться, чтобы резонатор с плазмой обеспечивал высокую долю передачи энергии СВЧ-волны в плазму.

Структура поля сильно зависит от глубины погружения в резонатор штыревых антенн. При небольшой глубине (1 см и менее), если плотность электронов много меньше критической, а антенны удалены от плазмы, то возбуждаемая мода близка к собственной моде резонатора. При высоких плотностях плазма существенно возмущает исходное поле. В силу того, что штыревые антенны имеют малые размеры, могут реализовываться режимы, когда возбуждается стоячая поверхностная волна, периодическая как в осевом, так и в азимутальном направлениях.

При большой глубине погружения антенн, когда расстояние между ними и стенкой плазмопровода менее 5 мм, ток протекает между антеннами и плазмой, а резонансные свойства выражены гораздо слабее, так как возбуждается большое количество нераспространяющихся мод. Из расчета также следует, что в некоторых режимах при наличии плазмы в плазмопроводе электромагнитная волна может распространяться по заперделному волноводу и излучаться в окружающее пространство.

Пример численного расчета приведен на рис. 4, где показано распределение напряженности электрического поля в резонаторе и заперделных волноводах при плотности электронов $7 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$ и магнитном поле в окрестности резонатора 650 Гс. Распределение поля во внешнем пространстве, окружающем плазмопровод, не отображено. Отношение эффективной частоты столкновений электронов (феноменологически учитывавшей также бесстолкновительный

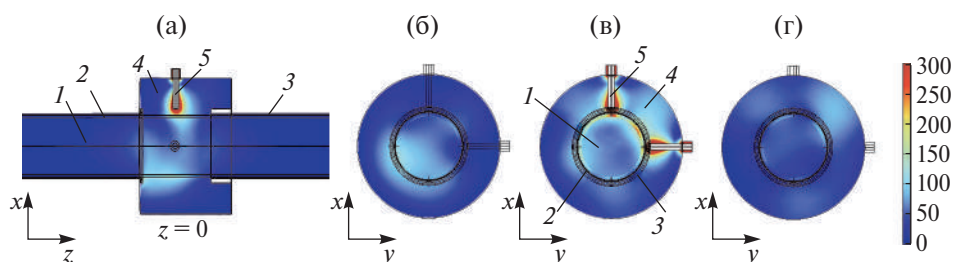


Рис. 4. Распределение модуля напряженности электрического поля в резонаторе СВЧ-разряда и прилегающей области плазмопровода: **а** — осевое сечение в плоскости xz ; **б, в** — сечения перпендикулярны оси z и расположены на 3 см левее и правее плоскости возбуждения соответственно, **г** — плоскость возбуждения. Цифрами обозначены: 1 — плазма, 2 — плазмопровод, 3 — область пространства между кварцевой трубой и трубой запредельного волновода, 4 — резонатор; 5, 6 — штыревые антенны. Цветовая палитра рисунка соответствует напряженности электрического поля, определяемой по шкале справа (В/см)

нагрев электронов) к частоте поля при расчете считалось равным 0.1. Возбуждающие стержни придвинуты близко к границе плазмы. Максимальное значение поля наблюдается в плоскости стержневых возбуждителей. Следует отметить несимметричность распределения поля вдоль оси резонатора, что связано с различными положениями левой и правой стенок резонатора относительно запредельных волноводов (правая стенка может перемещаться, что дает возможность подстройки резонатора).

В целом расчеты свидетельствуют о достаточно эффективном возбуждении, однако критерии оптимальной работы установки (размер резонатора, длина элементов связи) различны в разных режимах работы установки — требуемой плотности электронов, давления, рода газа и других параметров, зависящих от реализуемых технологий. Поиск оптимальных критериев работы установки — предмет отдельного исследования.

Геликонный разряд (или разряд, поддерживаемый волной Трайвелписа—Гоулда) используется при более высоких давлениях газа (до сотых долей торр), но также позволяет получить плазму с высокой плотностью электронов [23–26]. Для возбуждения электромагнитной волны с азиму-

тальным числом $m = 1$ использована биспиральная антенна, описанная в работах [9, 25]. Достоинством этого способа возбуждения можно считать формирование волны, распространяющейся вдоль всего плазмопровода и поддерживающей нагрев электронов на всем его протяжении. Недостатком является большой ток через антенну, что вызывает существенные омические потери, влекущие ее нагрев и малую индуктивность, вследствие встречного включения спиралей. Это приводит к сложностям в согласовании антенны с генератором, что подтверждается численным расчетом.

Пример расчета напряженности электрического поля, возбуждаемого этой антенной при постоянном магнитном поле 650 Гс, плотности электронов 10^{10} см^{-3} и отношении частоты столкновений к частоте поля, равного 0.1, представлен на рис. 5.

На рис. 5а приведено распределение модуля напряженности электрического поля в плоскости xz (z — направление оси плазмопровода). Вне трубки поле близко к нулю, исключая окрестность проводников антенны. Коаксиальные кабели, подводящие напряжение к антенне, направлены вдоль оси y и расположены за плоско-

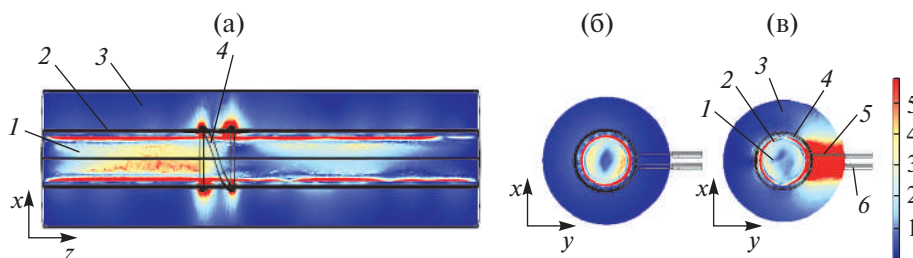


Рис. 5. Распределение модуля напряженности электрического поля в области антенны геликонного разряда и прилегающей области плазмопровода: 1 — плазма, 2 — кварцевая труба, 3 — область пространства, окружающая плазмопровод, 4 — антенна, 5, 6 — подводящие ВЧ-мощность к антенне провода и коаксиальные кабели. Цветовая палитра рисунка соответствует напряженности электрического поля, определяемой по шкале справа (В/см)

стью рисунка. На рис. 5б показано распределение поля в плоскости, перпендикулярной оси трубки. В целом распределение электрического поля качественно соответствует геликонной волне. Рис. 5в представляет распределение поля вблизи антенны.

Следует отметить, что аналитический расчет возбуждения поля в разряде обычно учитывает только ток, протекающий по антенне. В реальной антенне существует также ток смещения между концами проводников антенны, к которым подводится возбуждающее напряжение. Поскольку, в отличие от обычной цилиндрической катушки, эти точки расположены близко друг к другу, в этой области возбуждаются сильные поля, приводящие к локальному вложению энергии и нарушающие однородность плазмы. Эта особенность ставит задачу оптимизации формы антенны в области подвода энергии.

Тем не менее из расчетов следует, что антенна действительно позволяет возбудить электромагнитную волну, распространяющуюся по плазменному каналу и способную поддерживать существование плазмы. Один из дополнительных результатов — это изменение структуры поля вдоль плазменного канала, что может быть как результатом недостаточной точности расчетов на данном этапе, так и следствием одновременного возбуждения нескольких мод с разными амплитудами.

В целом предварительные расчеты и проведенные эксперименты показывают достаточную эффективность функционирования установки во всех заявленных режимах.

Кроме предварительного математического моделирования были проведены эксперимен-

тальные исследования свойств плазмы в режимах генерации как ВЧ-, так и СВЧ-разряда. Рабочим газом для генерации разрядов выбран аргон.

СВЧ-разряд инициировался в диапазоне давлений от 10^{-4} до 10^{-3} торр. Мощность генератора СВЧ-излучения менялась от 0.5 до 2.4 кВт, при этом отношение мощности падающей волны к мощности отраженной в волноводе волны составило 4:1. Изменения индукции магнитного поля на осях катушек 6.2 и 6.3 (рис. 2, 3) позволяют определить область резонансных значений, обеспечивающих эффективную передачу энергии падающей волны в плазму. Профиль поля, обеспечивающий данный режим, представлен на рис. 3.

ВЧ-разряд инициировался в диапазоне давлений от 10^{-3} до 10^{-2} торр. Мощность генератора ВЧ-излучения менялась от 0.3 до 0.7 кВт, система согласования позволяет вводить практически всю мощность в плазму разряда. Магнитное поле на оси катушек 6.1 и 6.2 (рис. 2, 3) в области локализации антенны, обеспечивающее режим эффективной генерации разряда, составляло 700 Гс.

Спектральный состав плазмы ВЧ-разряда включает спектральные линии атомов (Ar I , H_α , H_β , N I , O I) и низкоинтенсивные полосы второй положительной и первой отрицательной систем азота. В диапазоне 690–850 нм доминируют спектральные линии Ar I (рис. 6а). При фиксированных рабочих режимах эксперимента наблюдается удовлетворительная повторяемость спектров излучения разряда.

В плазме СВЧ-разряда кроме линий атомов (Ar I , H_α , H_β , N I , O I) наблюдаются линии однозарядных ионов (Ar II , N II), а также низко-

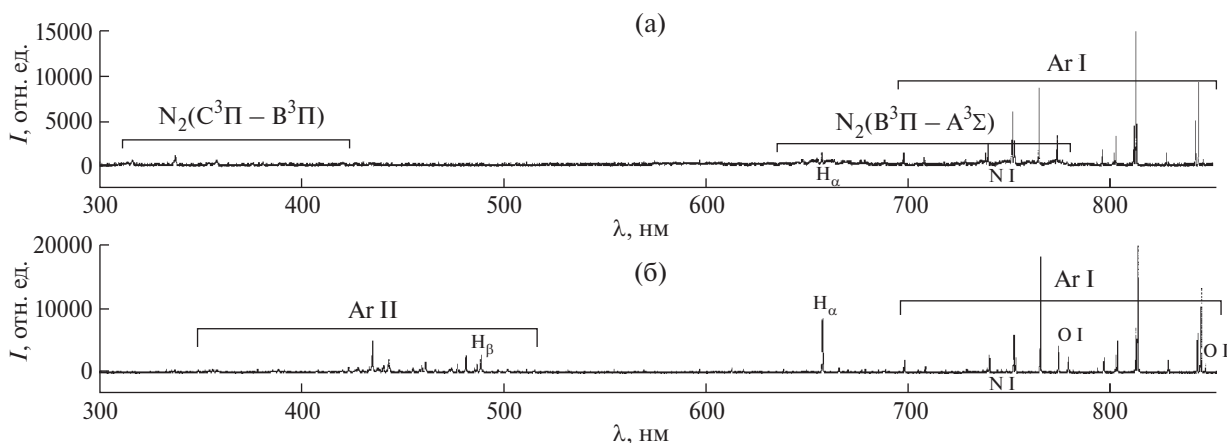


Рис. 6. Качественный спектральный состав плазмы: а — ВЧ-разряд, $P = 4 \cdot 10^{-3}$ торр, $W = 200$ Вт; б — СВЧ-разряд, $P = 4 \cdot 10^{-4}$ торр, $W = 1200$ Вт

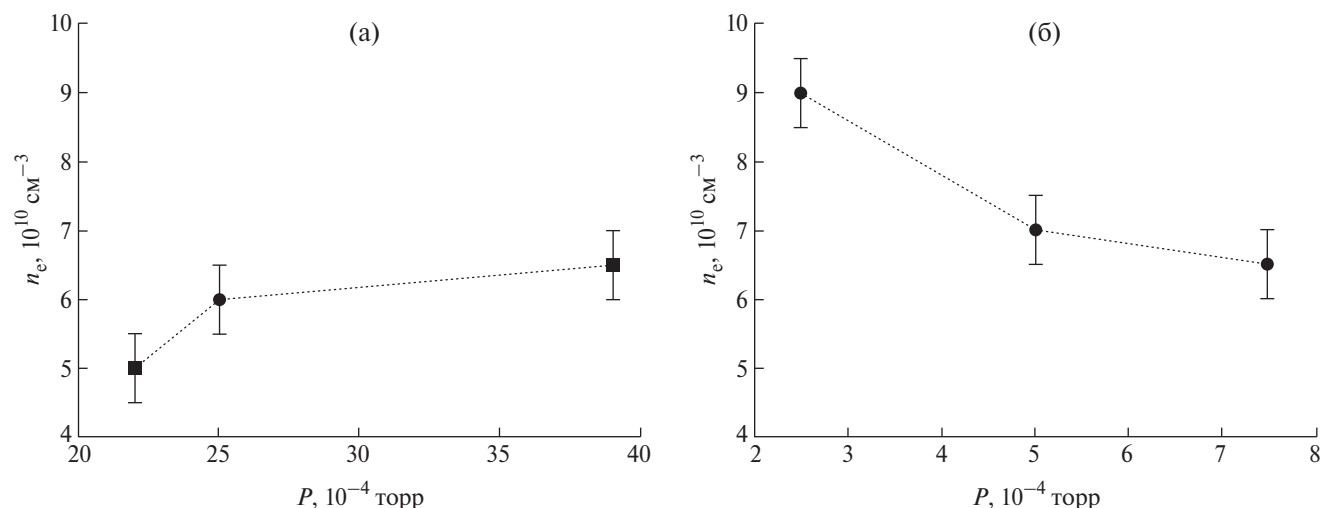


Рис. 7. Зависимость концентрации электронов от давления аргона: а – ВЧ-разряд, $W = 600 \text{ Вт}$; б – СВЧ-разряд, $W = 200 \text{ Вт}$

интенсивные полосы второй положительной и первой отрицательной систем азота. В диапазоне 350–520 нм преобладают преимущественно линии Ag II , в диапазоне 690–850 нм доминируют линии Ag I (рис. 6б).

Помимо линий аргона, в спектре присутствуют компоненты, характерные для остаточных газов – воздуха и H_2O . Полоса гидроксильного радикала (OH) шириной 308–315 нм наблюдается в спектре СВЧ-разряда при раскрытии входной щели монохроматора до 100 мкм. Измерения, проведенные масс-спектрометром MKS Microvision plus (США), также подтверждают наличие остаточных газов в откачанной системе.

В ВЧ-разряде при увеличении давления аргона интенсивность всех регистрируемых линий аргона увеличивается, что связано с ростом

плотности плазмы. На рис. 7а представлена полученная в расчетах зависимость концентрации электронов от давления аргона при фиксированном значении вводимой ВЧ-мощности, равном 600 Вт. Аналогичное поведение наблюдается при увеличении вводимой мощности. Зависимости концентрации и температуры электронной компоненты при изменении вводимой в разряд ВЧ-мощности приведены на рис. 8а, 9а. Значения указанных параметров и тенденции их изменений при варьировании разрядных условий типичны для индуктивного ВЧ-разряда.

В СВЧ-разряде при увеличении давления аргона в пределах от $2 \cdot 10^{-4}$ до $8 \cdot 10^{-4}$ торр при фиксированной вводимой мощности интенсивность всех линий аргона значительно возрастает – это напрямую связано с увеличением концентрации

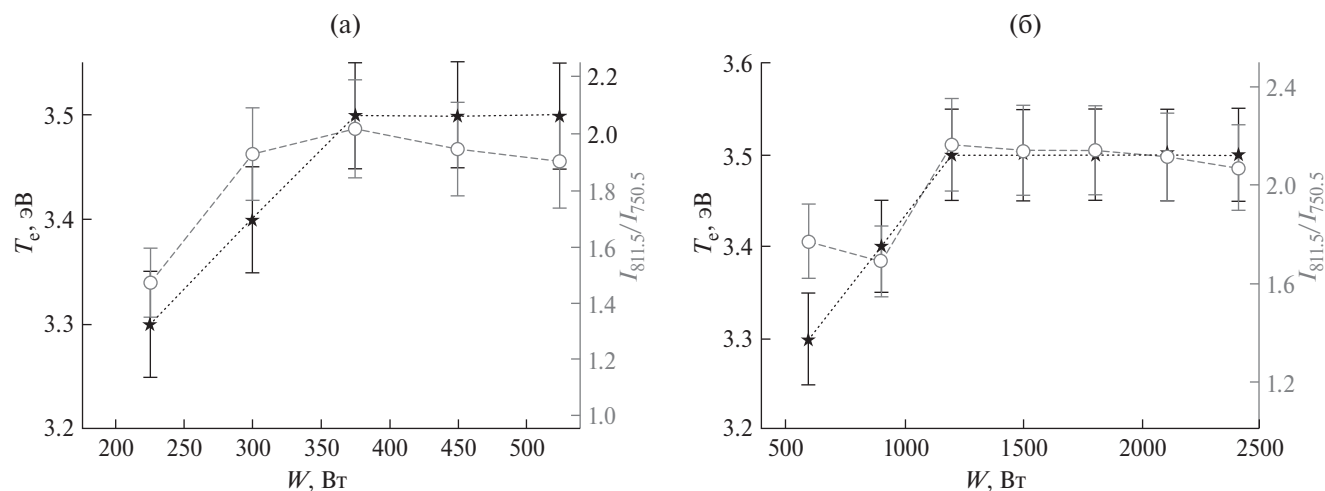


Рис. 8. Зависимость температуры электронов от вводимой мощности: а – ВЧ-разряд, $P = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ торр}$, б – СВЧ-разряд, $P = 8 \cdot 10^{-4} \text{ торр}$ (звездочки – вычисление по методу [20], точки – отношение спектральных линий 811.5 нм и 750.4 нм)

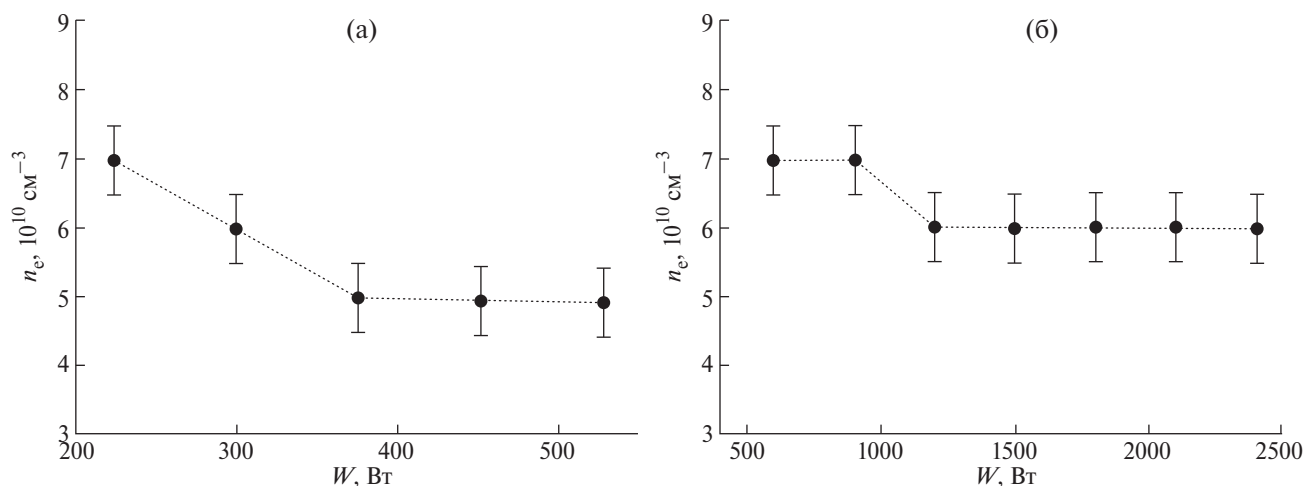


Рис. 9. Зависимость концентрации электронов от вводимой мощности: а – ВЧ-разряд, $P = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ torr}$, б – СВЧ-разряд, $P = 8 \cdot 10^{-4} \text{ torr}$

нейтральной компоненты, при этом отмечается спад концентрации электронов.

С ростом вводимой мощности увеличивается интенсивность линий Ag II и уменьшается интенсивность линий Ag I. Интенсивность линий Ag I достигает насыщения при мощности выше 600 Вт, при дальнейшем ее увеличении до 2400 Вт интенсивность претерпевает незначительный спад. Ионизация метастабильных атомов приводит к уменьшению числа заселенных состояний Ag I. Выраженная нестабильность заселенности метастабильных состояний Ag I не позволяет ограничиваться лишь замкнутой моделью заселения уровней Ag I и требует дополнительного учета ионизационных процессов и заселения состояний однозарядных ионов Ag II. Полученные значения температуры электронов и концентрации электронов (рис 8б, 9б) практически не зависят от вводимой СВЧ-мощности.

Параметры плазмы в плазменном потоке на выходе из магнитной ловушки (кривые 1, 2 на рис. 3) измерялись зондом Ленгмюра. В экспериментах с максимальным током в катушке 6.3 (рис. 2, 3) магнитное поле в области размещения зонда Ленгмюра 11 (рис. 2) достигает величины 600 Гс. Применение классической методики восстановления параметров плазмы из вольт-амперной характеристики одиночного зонда Ленгмюра [21] сопряжено с рядом трудностей. В работах [28, 29] показано, что ионная ветвь вольт-амперной характеристики зонда применима для определения концентрации ионов плазмы. Концентрация электронов в силу квазинейтральности может быть принята равной той же величине. Полученные результаты (по ионной

части) приведены на зависимостях, представленных на рис. 10.

Генерируемый плазменный поток используется для облучения поверхности органических пленок, установленных в приемной камере. На данном этапе работ обработка образцов осуществлялась в плазменном потоке, сформированном с помощью СВЧ-разряда, со следующими параметрами: давление газа на входе в кварцевую трубу $5 \cdot 10^{-4} \text{ torr}$, вводимая СВЧ-мощность 1200 Вт, мощность отраженной волны составила 300 Вт.

Программа исследований подразумевала серийную обработку идентичных образцов пленок (серия из 6 образцов по времени экспозиции от 0 до 140 с). Типичные значения экспозиций указанных образцов представлены в табл. 1.

Таблица 1. Значения экспозиций образцов пленок

№ образца	1	2	3	4	5	6
Время обработки, с	10	35	70	105	140	0

Тип воздействия (активация, субимплантация, имплантация) и ее степень существенным образом зависят от энергии ионов и плотности тока. Известно, что активация поверхностных свойств пленок при их обработке низкотемпературной плазмой происходит, когда энергия ионов в плазменном потоке не превышает 100 эВ. В этой связи были проведены измерения энергетического распределения ионов в области размещения образцов. На рис. 11 представлено энергетическое распределение ионов аргона, полученное по кривым запирающего тока коллектора многосеточного анализатора при работе СВЧ-генератора плазмы в указанном режиме.

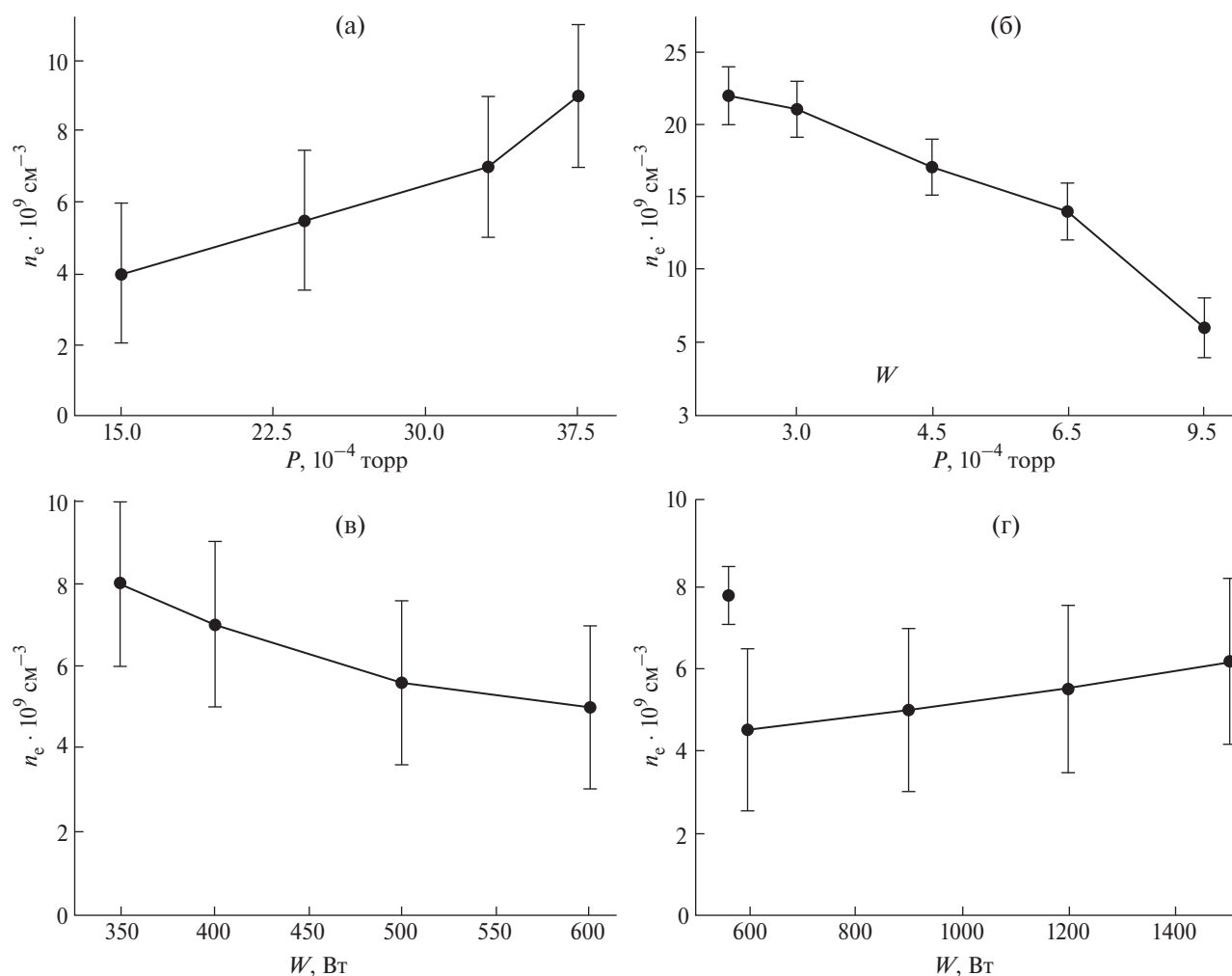


Рис. 10. Зависимость электронной концентрации от рабочего давления газа (Ar) в канале плазмопровода при фиксированных значениях вводимой мощности: **а** – ВЧ-разряд, $W = 600 \text{ Вт}$, **б** – СВЧ-разряд, $W = 1200 \text{ Вт}$. Поведение электронной концентрации от вводимой мощности при фиксированном давлении плазмообразующего газа: **в** – ВЧ-разряд, $P = 3 \cdot 10^{-3} \text{ торр}$; **г** – СВЧ-разряд, $P = 7.5 \cdot 10^{-4} \text{ торр}$

Определено, что средняя энергия ионов в данном режиме составила 77 эВ при плотности ионного тока в 65 мкА/см².

Обработанные согласно временам экспозиции (табл. 1) образцы были подвергнуты физико-химическому анализу. На рис. 12 приведены ИК-спектры образцов 1–5 в соответствии с ранее указанной экспозицией облучения плазмой. В спектрах всех облученных пленок появляются полосы поглощения 1260 и 800 см⁻¹, которые характерны для оксианового цикла. Кроме того, наблюдаются полосы в области 1100–1000 см⁻¹, соответствующие образованию простых эфирных связей. Наличие новых полос вызвано, как минимум, химическими изменениями на поверхности пленок, т.е. химической модификацией поверхности. Подобные изменения обычно приводят к выраженной трансформации фи-

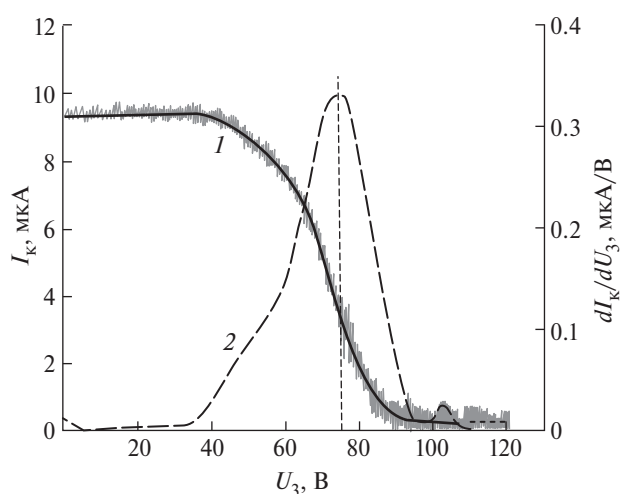


Рис. 11. Типичная кривая запираения ионного тока коллектора для СВЧ-разряда при $W = 1200 \text{ Вт}$ и $P = 5 \cdot 10^{-4} \text{ торр}$: 1 – измеренные значения с восстановленной огибающей (левая шкала), 2 – восстановленное энергетическое распределение ионов (правая шкала)

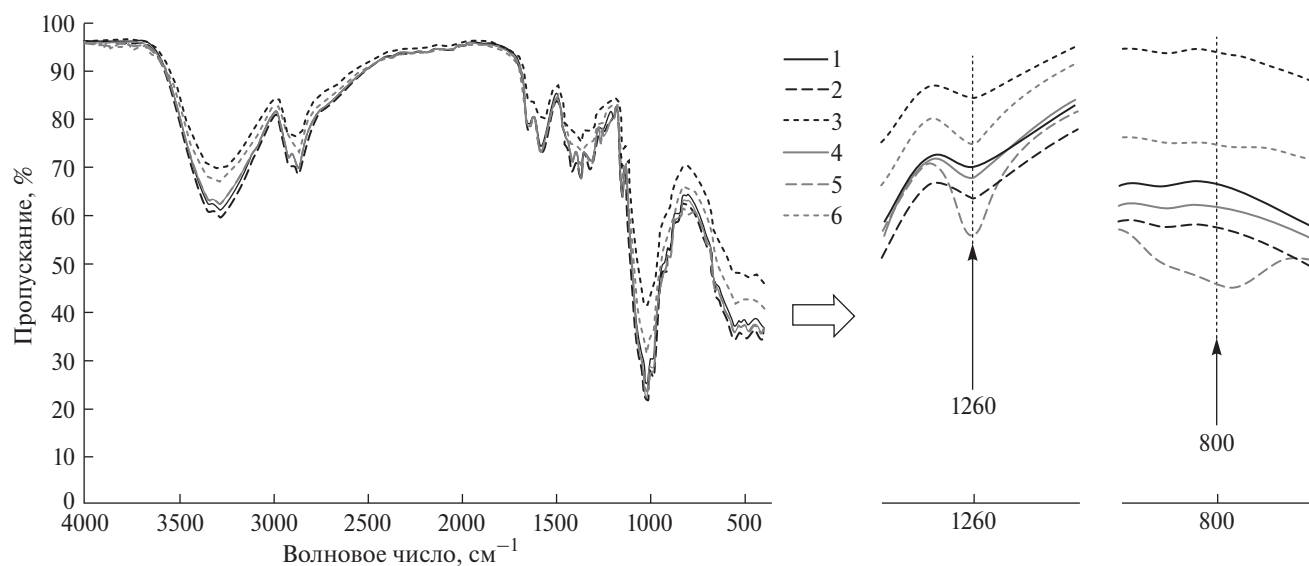


Рис. 12. ИК-спектры поглощения исследуемых пленок

зико-химических свойств поверхности, гидрофильно-гидрофобного баланса, смачиваемости, адгезионной способности и, как следствие, биологической активности.

Обработка плазмой сказывается на растворимости (рис. 13а) хитозановых пленок. Десяти-секундная обработка хитозановой пленки № 1 плазмой не сказывается на растворимости в сравнении с необлученной пленкой № 6 (растворимость обеих пленок составляет 67 %). Дальнейшее увеличение времени обработки плазмой ведет к падению растворимости (43 % для пленки № 2), при этом растворимость постепенно достигает наиболее низкого значения (15 % в случае пленки № 3). При более длительной обработке (105 и 140 с для пленок № 4, 5) растворимость снова резко возрастает — приблизительно до 60 %. Согласно результатам ИК-спектроскопического анализа,

поверхность всех облученных пленок претерпевает аналогичные химические изменения. Вероятно, повышенная растворимость некоторых пленок обусловлена физическими процессами. Таковыми могут быть физическая модификация поверхности, облегчающая процесс растворения, или изменение конформации поверхностных макромолекул, способствующее их переходу в растворитель. Результаты исследования набухания пленок приведены на рис. 13б.

Все пленки демонстрируют ограниченное набухание. Динамика набухания необлученной пленки № 6 и облученной за минимальное время 10 с пленки № 1 практически идентична и характеризуется ограниченным набуханием до 50–70 %, достигающим насыщения за 1 мин после начала эксперимента. Пленка № 2 набухает больше всего (более чем в 3 раза). Представленные результаты

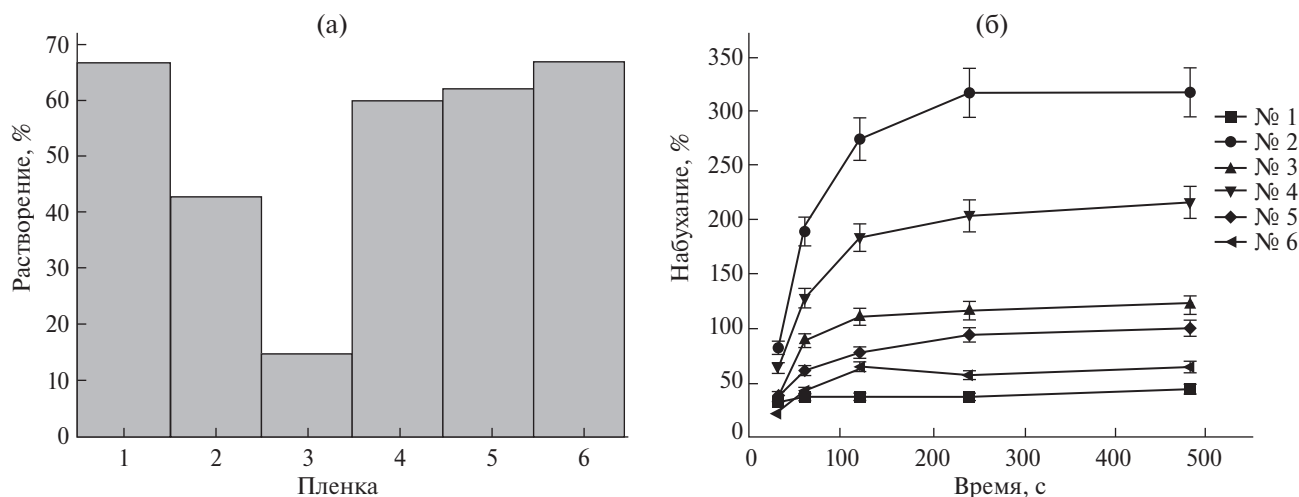


Рис. 13. Результаты исследования растворимости (а) и набухания (б) пленок

набухания пленок согласуются с результатами, полученными в ходе исследований их растворимости (частичная растворимость характерна для пленок с ограниченным набуханием).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан, изготовлен и протестирован экспериментальный стенд для моделирования и исследования воздействия плазменных потоков, генерируемых ВЧ- и СВЧ-разрядами, на биополимерные материалы. Описаны основные системы стенда, функционирующего в широких диапазонах давлений рабочих газов и их смесей, вводимой в разряд мощности ВЧ- и СВЧ-диапазонов, а также изменяемого профиля магнитостатического поля. Приведено описание диагностических средств для измерения параметров разрядов и генерируемого плазменного потока, а также методик обработки экспериментальных данных. Кратко представлена информация о подготовке образцов и способах диагностики поверхностных физико-химических изменений, возникающих в результате воздействий на хитозановые пленки.

Полученные в модельных расчетах результаты показали, что существующие системы генерации разрядов обладают возможностью тщательной настройки ввода мощности в разряд для конкретных рабочих режимов, что было экспериментально верифицировано.

Получены пространственные распределения концентрации и температуры плазмы в области генерации разрядов и в области плазменного потока при различных давлениях газа и мощностях вводимого в плазму излучения. В области размещения обрабатываемых плазмой образцов проведены измерения средней энергии ионов плазменного пучка, отмечена возможность ее варьирования.

Представлены результаты исследований изменения свойств органических образцов на примере хитозановых пленок под воздействием плазменных потоков СВЧ-разряда. При всех экспозиционных дозах воздействия были отмечены повышение энергии поверхности и изменение гидрофобности, что свидетельствует об эффективности активации поверхности пленок аргонной плазмой. Анализ ИК-спектров также показал, что при выбранном режиме СВЧ-разряда наблюдается значительная активация поверхности пленок, что, в свою очередь, свидетельствует о перспективности предлагаемого подхода.

В настоящее время продолжают работы по модернизации диагностического комплекса стенда путем его дооснащения методами диодной лазерной спектроскопии и микроволновой интерферометрии. Текущие исследования направлены на поиск режимов, обеспечивающих оптимальные параметры плазменных потоков в различных газах и газовых смесях для достижения целевых параметров модификации поверхностей хитозановых пленок. Разработанная конструкция стенда позволяет провести автоматизацию процесса поддержания рабочих режимов при оптимизации процессов обработки, что также является предметом выполняемых на стенде работ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (ГЗ FSSF-2026-0043) в рамках федерального проекта “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Puertas-Bartolomé M., Mora-Boza A., García-Fernández L.* Polymers. 2021. V. 13. № 8. P. 1209. <https://doi.org/10.3390/polym13081209>
2. *Volova T.G., Vinnik Yu.S., Shishatskaya E.I., Markelova N.M., Zaikov G.E.* Natural-Based Polymers for Biomedical Applications. Apple Academic Press, 2021. ISBN 9781774636329
3. *Andreeva T.D., Dér A., Kelemen L., Krastev R.* Polym. Adv. Technol. 2020. V. 3. № 7. P. 1562. <https://doi.org/10.1002/pat.4885>
4. *Satchanska G., Davidova S., Petrov P.D.* Polymers. 2024. V. 16. № 8. P. 1159. <https://doi.org/10.3390/polym16081159>
5. *Коршак В.В.* Успехи химии. 1980. Т. 49. № 12. С. 2286.
6. *Ясуда Х.* Полимеризация в плазме. М.: Мир, 1988.
7. *Ricard A.* Reactive Plasmas. Paris: Société française du vide, 1996.
8. *Popov O.A.* High Density Plasma Sources. Park Ridge, NJ: Noyes Publications, 1995.
9. *Chen F.F.* Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 014001. <http://doi.org/10.1088/0963-0252/24/1/014001>
10. *Черкез Д.И., Бобырь Н.П., Спицын А.В., Ананьев С.С.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. № 3. С. 101. <https://elibrary.ru/item.asp?id=44089878>

11. Кузьмин Е.И., Шиховцев И.В. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 6. С. 507.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121060111>
12. Miljak D., Chen F. Plasma Sources Sci. Technol. 1999. V. 7. P. 61.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/7/1/009>
13. Geller R. Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas. New York: Routledge, 1996.
<https://doi.org/10.1201/9780203758663>
14. Sakudo N. Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. № 2. P. 1016.
<https://doi.org/10.1063/1.1150376>
15. Seong Bong Kim, Dae Chul Kim, Won Namkung, Mo-hyun Cho, Suk Jae Yoo Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 083301.
<http://doi.org/10.1063/1.3477998>
16. Gammino S., Celona L., Ciavola G., Maimone F., Mascali D. Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 02B313.
<https://doi.org/10.1063/1.3266145>
17. Comsol Multiphysics. Version 6.2. 2023. Reference Manual.
<https://www.comsol.com>
18. Miliak J., Chen F.F. Plasma Sources Sci. Technol. 1998. V. 7. P. 61.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/7/1/009>
19. Siepa S., Danko S., Tsankov T.V., Mussenbrock T., Czarnetzki U.J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 44520.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/44/445201>
20. Iordanova S., Koleva I. Spectrochim. Acta, Part B. 2007. V. 62. № 4. P. 344.
21. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. Москва: Энергоатомиздат, 1996.
22. Baloniak T., Reuter R., Flötgen C., Keudell A.J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 5. P. 55203.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/5/055203>
23. Bardet R., Consoli T., Geller R. Nuclear Fusion. 1965. V. 5. P. 7.
24. Boswell R.W. Plasma Phys. Control. Fusion 1984. V. 26. P. 1147.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/26/10/001>
25. Chen F.F. J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. P. 1389.
<https://doi.org/10.1116/1.578256>
26. Chen F.F., Sudit I.D., Light M. Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 173.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/2/009>
27. Shinohara Sh. High Density helicon plasma science. From Basics to Applications. Springer Series in Plasma Science and Technology. Springer, 2022.
<https://doi.org/10.1007/978-981-19-2900-7>
28. Rynn N., D'Angelo N. Rev. Sci. Instr. 1960. V. 31. № 12. P. 1326.
<https://doi.org/10.1063/1.1716884>
29. Рябый В.А., Обухов В.А. // Прикладная физика. 2012. № 5. С. 46.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=18037429>

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 533.95

АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКИ СИГНАЛОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ПОТОКА ПЛАЗМЫ

© 2026 г. А. А. Мамонов*, К. М. Гуторов, В. С. Чернышев, В. Л. Подковыров

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований (ТРИНИТИ)
Российская Федерация, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12*

* E-mail: aanmamonov@triniti.ru

Поступила в редакцию 23.12.2025

После доработки 29.03.2026

Принята к публикации 06.04.2026

В АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” на базе квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) создается прототип плазменного ракетного двигателя. Согласно техническому заданию, ускоритель должен работать в импульсно-периодическом режиме с частотой 10 Гц. Скорость плазменного потока необходимо регистрировать после каждого пуска, так как она является важной характеристикой работы ускорителя. Для этого был разработан алгоритм автоматизированной обработки времяпролетной диагностики скорости плазменного потока, которая является традиционной на КСПУ. Предложенный алгоритм позволяет определять временную зависимость времени задержки между сигналами в течение разрядного импульса. Оцененная погрешность результатов расчета составляет менее 30 %. Алгоритм реализован с использованием параллельных вычислений на видеокарте, что позволило достичь времени обработки одного пуска менее 20 мс. Таким образом, предложенный алгоритм обработки данных времяпролетной диагностики позволяет рассчитывать скорость плазменного потока после каждого пуска при работе ускорителя в импульсно-периодическом режиме с частотой 10 Гц.

DOI: 10.7868/S3034564226030087

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] А.И. Морозов сформулировал теоретические основы функционирования квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ). В наши дни на основе КСПУ разрабатывается прототип плазменного ракетного двигателя. Согласно техническим требованиям, необходимо обеспечить работу ускорителя в импульсно-периодическом режиме с частотой 10 Гц. Система управления и сбора данных прототипа должна после каждого импульса проверять ключевые характеристики ускорителя, в том числе и скорость плазменного потока. К подсистеме регистрации скорости предъявляются два ключевых требования:

- получение зависимости скорости плазменного потока от времени в течение разрядного импульса ускорителя;

- обработка диагностических данных одного разрядного импульса ускорителя менее чем за 100 мс.

Существует несколько подходов к измерению скорости плазменного потока. Поскольку типичная скорость потока КСПУ составляет 100 км/с, можно регистрировать доплеровское смещение в спектрах свечения плазмы [2]. Однако для реализации этой методики необходимо использовать высокоскоростную камеру. Она создает большие объемы данных, обработка которых в ограниченное время (менее 100 мс) может потребовать мощного вычислительного оборудования.

Помимо этого, скорость потока можно оценить путем регистрации осциллографических сигналов электрических зондов [3]. Если установить зонды на определенном расстоянии друг от друга вдоль направления распространения пото-

ка, то можно оценить скорость времяпролетным методом. Однако авторы работы [3] не показали возможность получения временной зависимости скорости потока в течение разрядного импульса.

Известно, что в плазменном потоке КСПУ присутствуют сгустки с интенсивностью свечения большей, чем в менее плотной части потока [4]. На основе этого явления в работе [5] была представлена методика регистрации скорости потока путем измерения угла наклона полос на фотопленке, образованных свечением движущихся сгустков. Однако данную методику также затруднительно адаптировать для частотного режима.

В работе [2] приводятся результаты измерения скорости с помощью времяпролетной методики на основе сигналов свечения сгустков, зарегистрированных с помощью ФЭУ. Форма этих сигналов имеет сходство с формой тех сигналов, которые используются для измерения скорости потока жидкости с помощью взаимно корреляционного анализа [6, 7]. Это позволяет предположить, что данный анализ может быть

применен и для сигналов свечения плазменных сгустков в потоке КСПУ.

Цель нашей работы — создание метода автоматизированной обработки осциллографических сигналов времяпролетной диагностики скорости плазменного потока КСПУ с помощью взаимно корреляционного анализа. Обработка каждого пуска должна выполняться менее чем за 100 мс, чтобы обеспечить измерение скорости в реальном времени при работе КСПУ в импульсно-периодическом режиме с частотой 10 Гц.

2. ДАННЫЕ ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ ДИАГНОСТИКИ

Свечение плазменного потока КСПУ может быть зарегистрировано с помощью ФЭУ (рис. 1). Сигнал ФЭУ (рис. 2) можно представить в виде суммы сигналов свечения плазменных сгустков и фонового свечения плазмы. Фоновый сигнал имеет колоколообразную форму и длительность, сопоставимую с длительностью тока разряда ускорителя (1–2 мс). Сигнал плазмен-

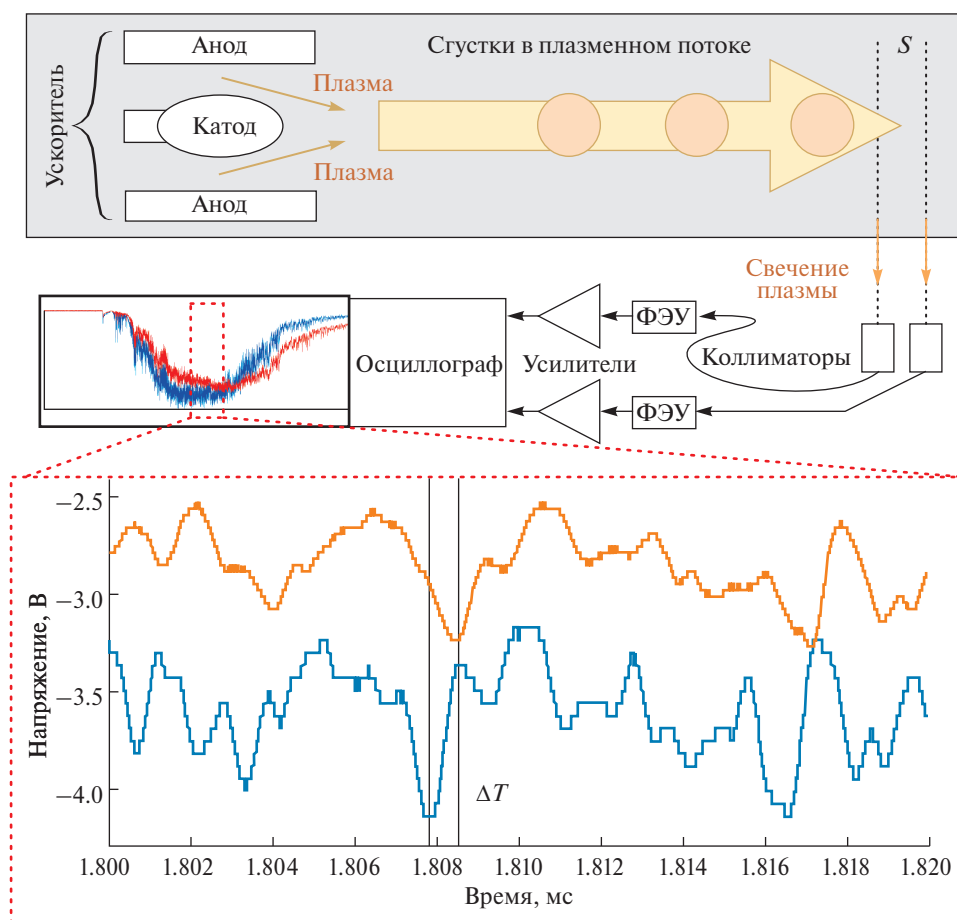


Рис. 1. Схема измерения скорости плазменного потока КСПУ времяпролетным методом по свечению плазменных сгустков

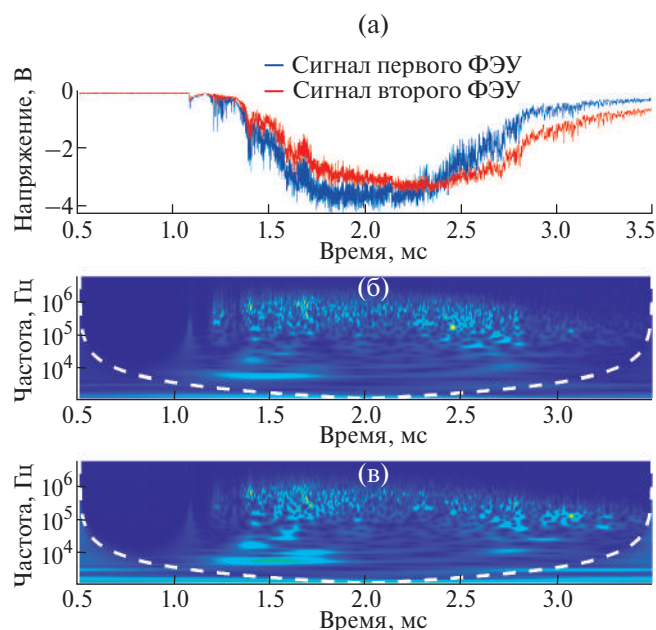


Рис. 2. Сигналы ФЭУ времяпролетной диагностики скорости потока водородной плазмы: **а** – осциллограммы сигналов ФЭУ, **б** – вейвлет-преобразование первого (опережающего) сигнала ФЭУ, **в** – вейвлет-преобразование второго (запаздывающего) сигнала ФЭУ

ных сгустков представляет собой последовательность случайных пульсаций, возникающих при пролете сгустка мимо коллиматора. У типичных для КСПУ газов (водород, гелий) амплитуда пульсаций в разы меньше амплитуды фонового сигнала, она составляет 0.5–1.5 В. Сигнал сгустков лежит в полосе частот от 50 кГц до 1 МГц.

По временному сдвигу пульсаций на осциллограммах сигналов сгустков можно определить время пролета сгустка между коллиматорами. Скорость плазменного потока определяется по формуле

$$v = \frac{S}{\Delta T}, \quad (1)$$

где v – скорость плазменного потока, S – расстояние между коллиматорами, ΔT – время задержки между сигналами сгустков.

Для расчета зависимости скорости плазменного потока от времени в течение разрядного импульса необходимо определять ΔT на протяжении всей осциллограммы ФЭУ. Для этого можно разбить сигналы ФЭУ на множество участков фиксированной ширины – на сегменты. Далее в каждом сегменте необходимо определить ΔT путем нахождения похожих фрагментов на осциллограммах.

3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ ДИАГНОСТИКИ

3.1. Разбиение на сегменты

Разбиение осциллограмм сигналов ФЭУ на сегменты выполняется с заданным шагом (рис. 3). Длина сегмента – это количество отсчетов в сегменте. Длина шага – это количество отсчетов между границами двух соседних сегментов. Количество сегментов определяется длинами осциллограммы, сегмента и шага (формула (2)). Важно, чтобы длина шага была кратна длинам осциллограммы и сегмента.

Внутри сегмента на осциллограмме запаздывающего сигнала выделяется фрагмент, который при обработке будет сравниваться с осциллограммой опережающего сигнала. Между начальными границами сегмента и фрагмента остается область – смещение. Длительность смещения (произведение длины смещения на период дискретизации осциллограммы) должна быть больше ожидаемого максимального времени задержки, которое определяется из ожидаемой минимальной скорости плазменного потока (3):

$$N_{\text{seg}} = 1 + \frac{\text{len}_{\text{osc}} - \text{len}_{\text{seg}}}{\text{len}_{\text{step}}}, \quad (2)$$

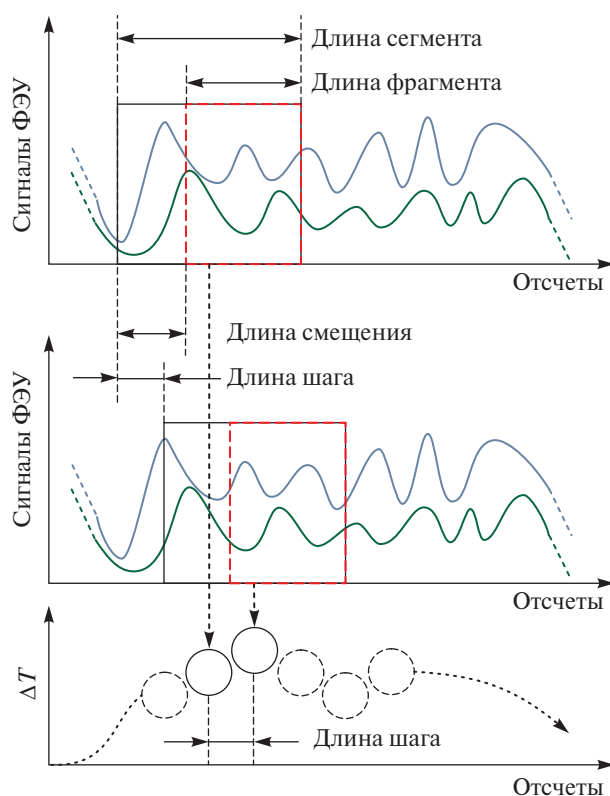


Рис. 3. Схема разбиения осциллограмм на сегменты

где N_{seg} — количество сегментов, len_{osc} — количество отсчетов в осциллограмме, len_{seg} — длина сегмента, len_{step} — длина шага;

$$T_{\text{shift}} = \text{len}_{\text{shift}} T_{\text{sample}} > \Delta T_{\text{max}} = S/v_{\text{min}}, \quad (3)$$

где T_{shift} — длительность смещения, $\text{len}_{\text{shift}}$ — длина смещения, T_{sample} — период дискретизации осциллограммы, ΔT_{max} — ожидаемое максимальное время задержки между осциллограммами, v_{min} — ожидаемая минимальная скорость плазменного потока.

3.2. Выделение сигнала сгустков

Для определения времени задержки ΔT необходимо из измеренного сигнала ФЭУ выделить сигнал, связанный со свечением сгустков. Известно, что сигнал сгустков лежит в полосе больших частот (50 кГц — 1 МГц), чем сигнал фонового свечения плазмы (менее 50 кГц). Тогда для выделения сигнала сгустков можно вычислить обратное вейвлет-преобразование сигнала ФЭУ в интересующей полосе частот (4). Альтернативным способом выделения сигнала сгустков может быть устранение сигнала фонового свечения внутри каждого сегмента сигнала ФЭУ. Для этого в каждом сегменте сигнал фонового свечения вычисляется в виде линейной аппроксимации исходного сигнала ФЭУ (5). Далее полученный линейный сигнал вычитается из исходного сигнала:

$$s_{\text{bunches}}(t) = WT^{-1} \left[S(w_{w_H}^{w_H}, t) \right], \quad (4)$$

где $s_{\text{bunches}}(t)$ — сигнал свечения сгустков, WT^{-1} — обратное вейвлет-преобразование, $S(w, t)$ — вейвлет-представление сигнала ФЭУ, w_H и w_L — верхняя и нижняя граничные частоты, по которым выполняется обратное вейвлет-преобразование;

$$k = \frac{\text{len}_{\text{seg}} \left(\sum_i \text{osc}_i t_i \right) - \left(\sum_i t_i \right) \left(\sum_i \text{osc}_i \right)}{\text{len}_{\text{seg}} \left(\sum_i t_i^2 \right) - \left(\sum_i t_i \right) \left(\sum_i t_i \right)}, \quad (5)$$

$$b = \frac{\left(\sum_i \text{osc}_i \right) - k \left(\sum_i t_i \right)}{\text{len}_{\text{seg}}},$$

где k и b — коэффициенты линейной аппроксимации, osc_i — i -е значение напряжения осциллограммы, t_i — i -е значение времени осциллограммы.

Результаты вычисления сигнала свечения сгустков обоими методами оказываются схожими (рис. 4).

Различие заключается в том, что для метода вычитания линейной аппроксимации важно, чтобы длительность сегмента была больше периода пульсаций сигнала сгустков, и чтобы сигнал фонового свечения не имел перегибов в течение длительности сегмента (6). При нарушении второго условия получаемый сигнал обладает низкочастотными колебаниями, не связанными со свечением сгустков. Метод обратного вейвлет-преобразования не зависит от длительности сегмента, однако обладает большей вычислительной сложностью:

$$T_{\text{bunches}} < T_{\text{seg}} < \frac{1}{f_{\text{background}}}, \quad (6)$$

где T_{bunches} — период пульсаций сигнала сгустков, T_{seg} — длительность сегмента, равная произведению длины сегмента на период дискретизации, $f_{\text{background}}$ — граничная частота спектра сигнала фонового свечения плазмы.

3.3. Определение ΔT по фазе комплексной функции взаимной корреляции

В работе [8] предлагается алгоритм определения ΔT , основанный на анализе комплексной функции взаимной корреляции сигналов c_{S1S2} . Эта функция вычисляется путем суммирования фурье-образов сигналов по положительным частотам (7). В результате получается комплексное число, которое может быть представлено в экспоненциальной форме. Зависимость c_{S1S2} от временного сдвига между сигналами τ получается путем сдвига границ фрагмента для расчета фурье-образа опережающего сигнала $s1$ на величину τ (рис. 5).

При этом границы фрагмента для расчета фурье-образа запаздывающего сигнала $s2$ остаются неизменными:

$$c_{S1S2}(\tau) = \frac{2}{\text{len}_{\text{frag}}^2} \sum_{k=1}^{\text{len}_{\text{frag}}-1} S1(\tau)_k S2_k^* = |c_{S1S2}(\tau)| e^{i\varphi(\tau)}, \quad (7)$$

где $c_{S1S2}(\tau)$ — зависимость комплексной функции взаимной корреляции от временного сдвига τ , len_{frag} — длина фрагмента, $S1(\tau)$ — фурье-образ опережающего сигнала $s1$, рассчитанный в границах сегмента со сдвигом на величину τ , $S2$ — фурье-образ запаздывающего сигнала $s2$, $\varphi(\tau)$ — зависимость фазы комплексной функции взаимной корреляции от временного сдвига τ .

После определения комплексной функции взаимной корреляции сигналов в работе [8] предлагается определять ΔT как такое значе-

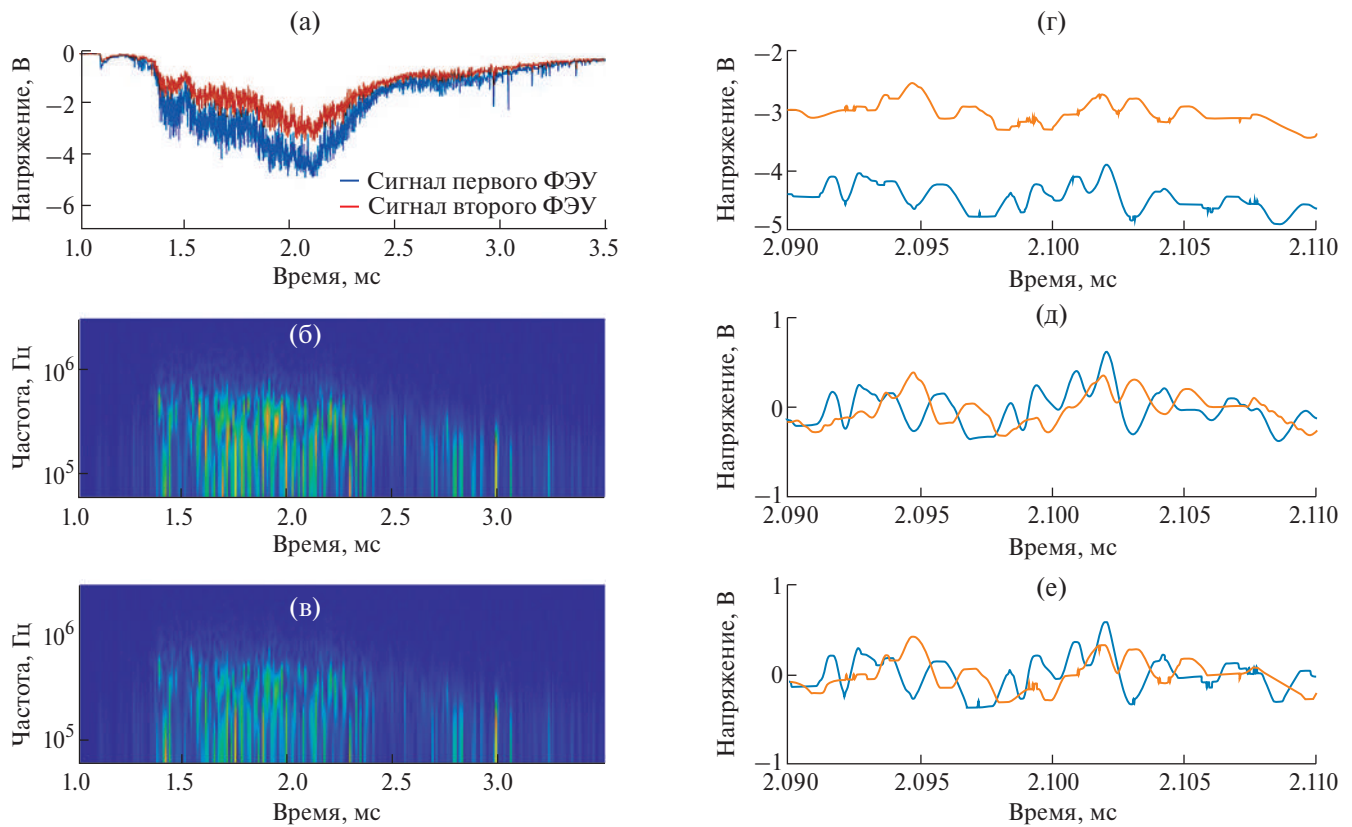


Рис. 4. Результаты выделения сигнала плазменных сгустков методами обратного вейвлет-преобразования и вычитания линейной аппроксимации: **а** — исходные сигналы ФЭУ; **б** — фурье-спектрограмма сигнала сгустков, полученного с помощью обратного вейвлет-преобразования; **в** — фурье-спектрограмма сигнала сгустков, полученного с помощью вычитания линейной аппроксимации; **г** — исходные сигналы ФЭУ в сегменте; **д** — сигналы сгустков в сегменте, полученные с помощью обратного вейвлет-преобразования, **е** — сигналы сгустков в сегменте, полученные с помощью вычитания линейной аппроксимации

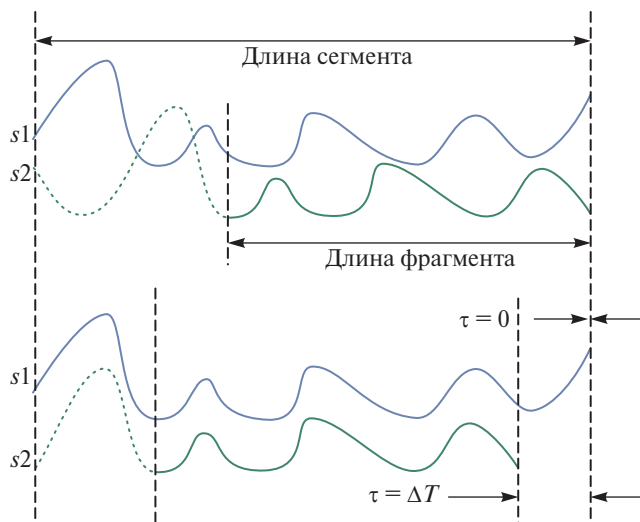


Рис. 5. Схема сдвига границ фрагмента опережающего сигнала s_1 для вычисления зависимости взаимной корреляции сигналов от величины временного сдвига τ

ние τ , при котором фаза комплексной функции взаимной корреляции (8) равна нулю. Границы погрешности определения искомого време-

ни задержки $\delta(\Delta T)$ устанавливаются из условия равенства нулю фазы с учетом ее погрешности: $\varphi(\tau) \pm \delta(\varphi(\tau)) = 0$. Погрешность определения фазы $\delta(\varphi(\tau))$ (9) вычисляется через нормированную комплексную функцию взаимной корреляции и среднееквадратичное значение модуля (10) комплексной функции взаимной корреляции. Нормированная комплексная функция взаимной корреляции (11) получается путем деления ненормированной функции на интегральные суммы анализируемых сигналов (12), (13). Необходимым критерием расчета является выполнение критерия значимости (14) на границах погрешности $\delta(\Delta T)$ [8]. Пример определения ΔT в произвольном сегменте осциллограммы сигналов время-пролетной диагностики приведен на рис. 6.

Сигналы плазменных сгустков, используемые в примере, получены методом обратного вейвлет-преобразования:

$$\varphi(\tau) = \arcsin \left(\frac{\operatorname{Im}(C_{s_1 s_2}(\tau))}{|C_{s_1 s_2}(\tau)|} \right), \quad (8)$$

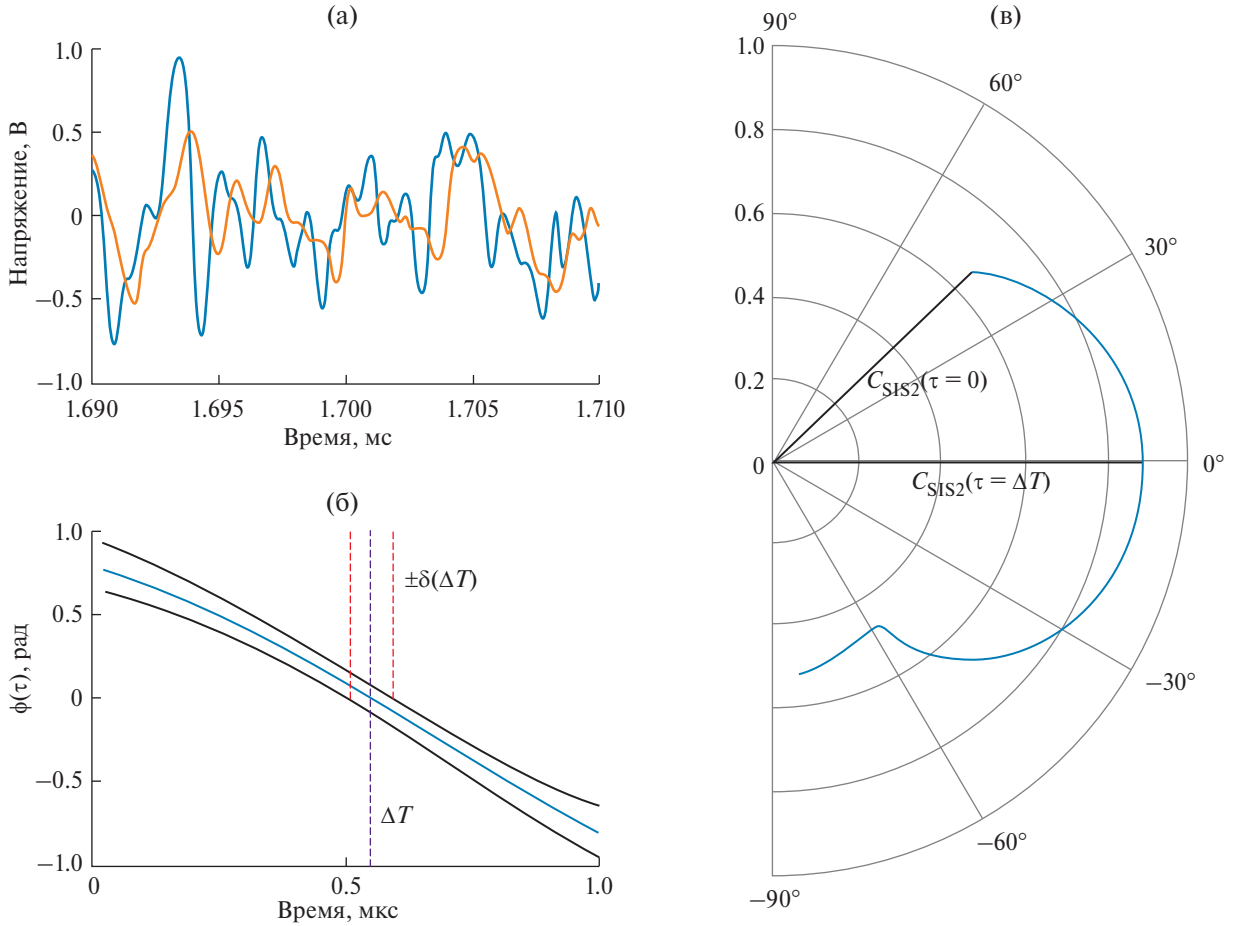


Рис. 6. Определение величины ΔT в сегменте по фазе C_{S1S2} : **а** – сигналы ФЭУ в сегменте, **б** – зависимость фазы C_{S1S2} от временного сдвига τ (синяя линия) и ее коридор погрешности (черные линии), **в** – полярное представление зависимости C_{S1S2} от τ

$$\delta(\varphi(\tau)) = \frac{\text{rms}(C_{S1S2}(\tau))}{|C_{S1S2}(\tau)|} \sqrt{1 - |C_{S1S2}(\tau)|^2}, \quad (9)$$

где $\delta(\varphi(\tau))$ – погрешность определения фазы комплексной функции взаимной корреляции, $\text{rms}(C_{S1S2}(\tau))$ – среднеквадратичное значение модуля комплексной функции взаимной корреляции, $C_{S1S2}(\tau)$ – нормированная комплексная функция взаимной корреляции,

$$\text{rms}(c_{S1S2}(\tau)) = \frac{1}{\text{len}_{\text{frag}}^2} \sqrt{\sum_{k=-\frac{\text{len}_{\text{frag}}}{2}}^{\frac{\text{len}_{\text{frag}}}{2}-1} |S1(\tau)_k|^2 |S2_k|^2}, \quad (10)$$

$$C_{S1S2}(\tau) = \frac{c_{S1S2}(\tau)}{\sqrt{\sigma_{S1}(\tau)^2 \sigma_{S2}^2}}, \quad (11)$$

$$\sigma_{S1}(\tau)^2 = \frac{1}{\text{len}_{\text{frag}}^2} \sum_{k=-\frac{\text{len}_{\text{frag}}}{2}}^{\frac{\text{len}_{\text{frag}}}{2}-1} |S1(\tau)_k|^2, \quad (12)$$

$$\sigma_{S2}^2 = \frac{1}{\text{len}_{\text{frag}}^2} \sum_{k=-\frac{\text{len}_{\text{frag}}}{2}}^{\frac{\text{len}_{\text{frag}}}{2}-1} |S2_k|^2, \quad (13)$$

$$f_{\text{sign}} = \frac{|C_{S1S2}(\tau)|}{\text{rms}(C_{S1S2}(\tau))} > 3, \quad (14)$$

где f_{sign} – критерий значимости, определяющий возможность анализа корреляции между сигналами.

3.4. Определение ΔT по пику нормированной функции взаимной корреляции

Время задержки между опережающим и запаздывающим сигналами ΔT также можно определить по положению максимума зависимости нормализованной функции их взаимной корреляции ρ от временного сдвига между сигналами τ . Данный метод широко описан в литературе [6, 7]. Зависимость $\rho(\tau)$ (15) вычисляется аналогично подсчетам в предыдущем методе – на запаздывающем сигнале границы фрагмента неподвижны, на опережающем сигнале границы фрагмента сдвигаются на величину τ (рис. 5). На рис. 7 представлен пример определения ΔT в произвольном сегменте осциллограммы сиг-

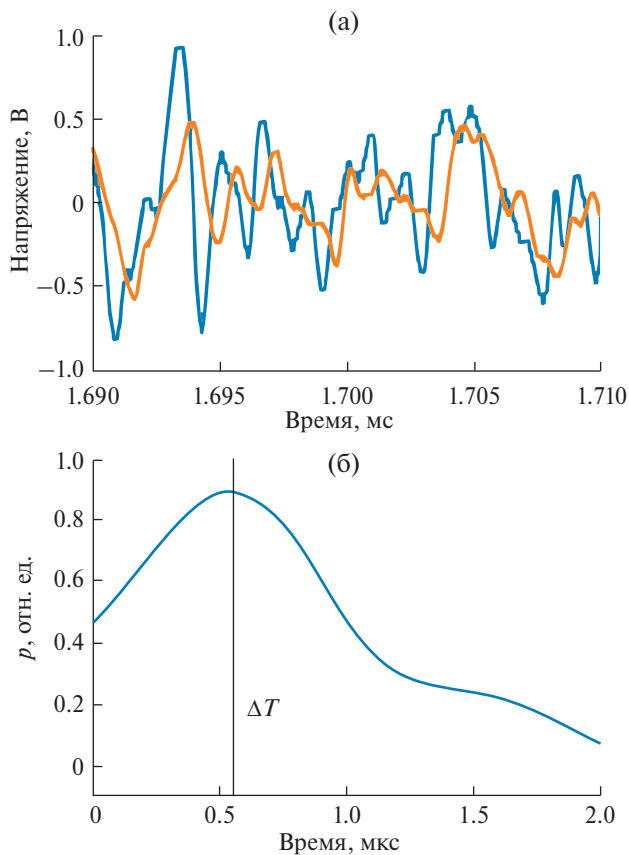


Рис. 7. Определение значения ΔT в сегменте по положению пика ρ : **а** – сигналы ФЭУ в сегменте, **б** – зависимость нормализованной функции взаимной корреляции ρ от временного сдвига τ

налов времяпролетной диагностики описанным методом.

В данном случае для выделения сигналов плазменных сгустков использовался метод вычитания линейной аппроксимации:

$$\rho(\tau) = \frac{\sum_{j=1}^{\text{len}_{\text{frag}}} s1_{\text{len}_{\text{shift}} - \tau + j} s2_j}{\sqrt{\sum_{j=1}^{\text{len}_{\text{frag}}} s1_{\text{len}_{\text{shift}} - \tau + j}^2} \sqrt{\sum_{j=1}^{\text{len}_{\text{frag}}} s2_j^2}}, \quad (15)$$

где $\rho(\tau)$ – зависимость нормированной функции взаимной корреляции от временного сдвига τ , $s1$ – опережающий сигнал ФЭУ, $s2$ – запаздывающий сигнал ФЭУ.

3.5. Влияние длительности сегмента на результат расчета

Обработка экспериментальных данных при разных значениях длительности сегмента (рис. 8) показывает, что длительность сегмента определяет временное разрешение результата расчета. Значение ΔT , рассчитанное внутри

сегмента, является результатом усреднения по множеству пульсаций, входящих в границы этого сегмента. Таким образом, если необходимо проанализировать связь скорости плазменного потока с другой характеристикой ускорителя (например, с осциллограммой разрядного тока), то длительность сегмента нужно выбирать не больше, чем характерное время изменения анализируемой характеристики.

С одной стороны, уменьшение длительности сегмента позволяет выявлять кратковременные изменения ΔT . С другой стороны, с уменьшением длительности увеличивается количество сегментов, в которых не выполняется условие значимости (14). Доля таких сегментов достигает 50 %, когда длительность сегмента составляет менее 2–3 периодов пульсаций сигнала плазменных сгустков. Определено, что для обработки экспериментальных данных, полученных на КСПУ, оптимальная длительность сегмента составляет 20–50 мкс.

3.6. Сравнение результатов расчетов двумя методами

Описанные методы расчета ΔT были проверены на экспериментальных данных при работе ускорителя на водороде (рис. 9) и на гелии (рис. 10). У первого метода расчета (выделение сигналов сгустков обратным вейвлет-преобразованием, определение ΔT по фазе комплексной функции взаимной корреляции) погрешность для большинства пусков КСПУ составляет менее 30 %. В пределах этой погрешности лежит относительная разность результатов расчета первого и второго методов (выделение сигналов сгустков вычитанием линейной аппроксимации, определение ΔT по пику нормализованной функции взаимной корреляции). Таким образом, можно сделать вывод о том, что эти два метода дают схожие результаты.

4. РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ДЛЯ ЧАСТОТНОГО РЕЖИМА

Первый метод определения ΔT отличается высокой вычислительной сложностью. Вейвлет-преобразование требует вычисления множества интегралов для всего интересующего спектра частот. Для определения ΔT по фазе комплексной функции взаимной корреляции необходимо выполнять преобразование Фурье для каждого значения временного сдвига τ , поскольку для разных

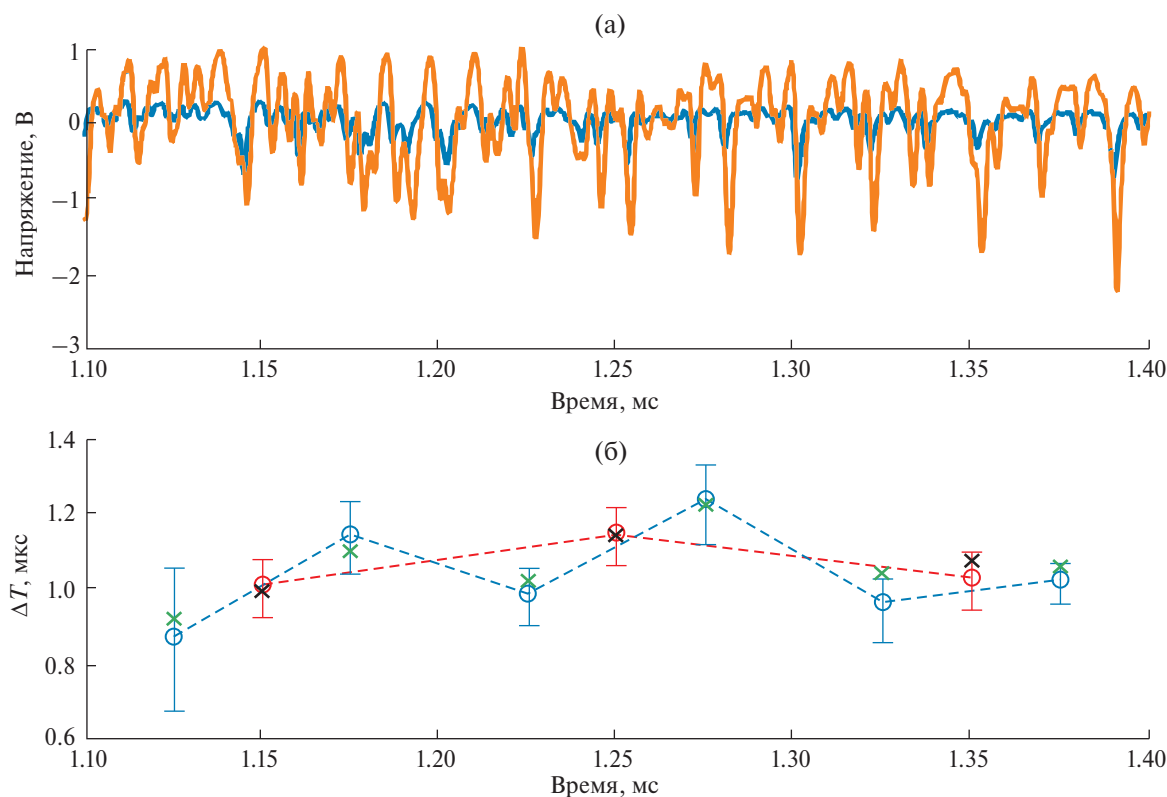


Рис. 8. Определение величины ΔT двумя методами: сигналы сгустков выделены методом вычитания линейной аппроксимации, значение ΔT определено по пику нормированной функции взаимной корреляции (крестики); сигналы сгустков выделены методом обратного вейвлет-преобразования, значение ΔT определено по фазе комплексной функции взаимной корреляции (кружки); **а** — сигналы плазменных сгустков при экспериментах на гелии, **б** — рассчитанные значения ΔT при длине сегментов 5000 отсчетов (черный, красный) и 2500 отсчетов (зеленый, синий). Длина шага равна длине сегмента, частота дискретизации составляет 50 МГц

значений сдвига границы фрагмента опережающего сигнала ФЭУ различны.

Второй метод, напротив, имеет меньшую вычислительную сложность. Для выделения сигнала плазменных сгустков вычитанием линейной аппроксимации требуется выполнение простых арифметических операций. Вычисление нормализованной функции взаимной корреляции при сдвигающихся границах фрагмента с помощью множества арифметических сумм проще, чем вычисление множества преобразований Фурье, как в первом методе.

Поскольку представленные выше данные демонстрируют схожесть результатов расчета обоими методами, для реализации алгоритма определения ΔT в частотном режиме был выбран второй метод. Поскольку проектная частота работы ускорителя составляет 10 Гц, обработка экспериментальных данных времяпролетной диагностики должна выполняться менее чем за 100 мс. Есть ограничения и на временные параметры осциллограмм. Время записи осцилло-

граммы определяется требованиями к эксперименту, оно составляет 1 мс. Экспериментально определено, что осциллографическое оборудование времяпролетной диагностики (осциллографы TiePie) при опросе с частотой 10 Гц позволяет выполнять запись осциллограмм размером до 100 000 отсчетов. Таким образом, частота дискретизации осциллограмм может достигать 100 МГц. Поскольку оптимальная длительность сегмента составляет 20–50 мкс, для данной частоты дискретизации длина сегмента должна быть 2000–5000 отсчетов.

В целях увеличения скорости обработки данных выбранный метод был адаптирован к параллельным вычислениям на видеокарте. Разработанный алгоритм состоит из нескольких этапов. После получения осциллограмм сигналов ФЭУ от диагностического оборудования они загружаются в глобальную память видеокарты. Из глобальной памяти в локальную память рабочей группы видеокарты загружается сегмент осциллограмм. В рабочей группе выполняется расчет

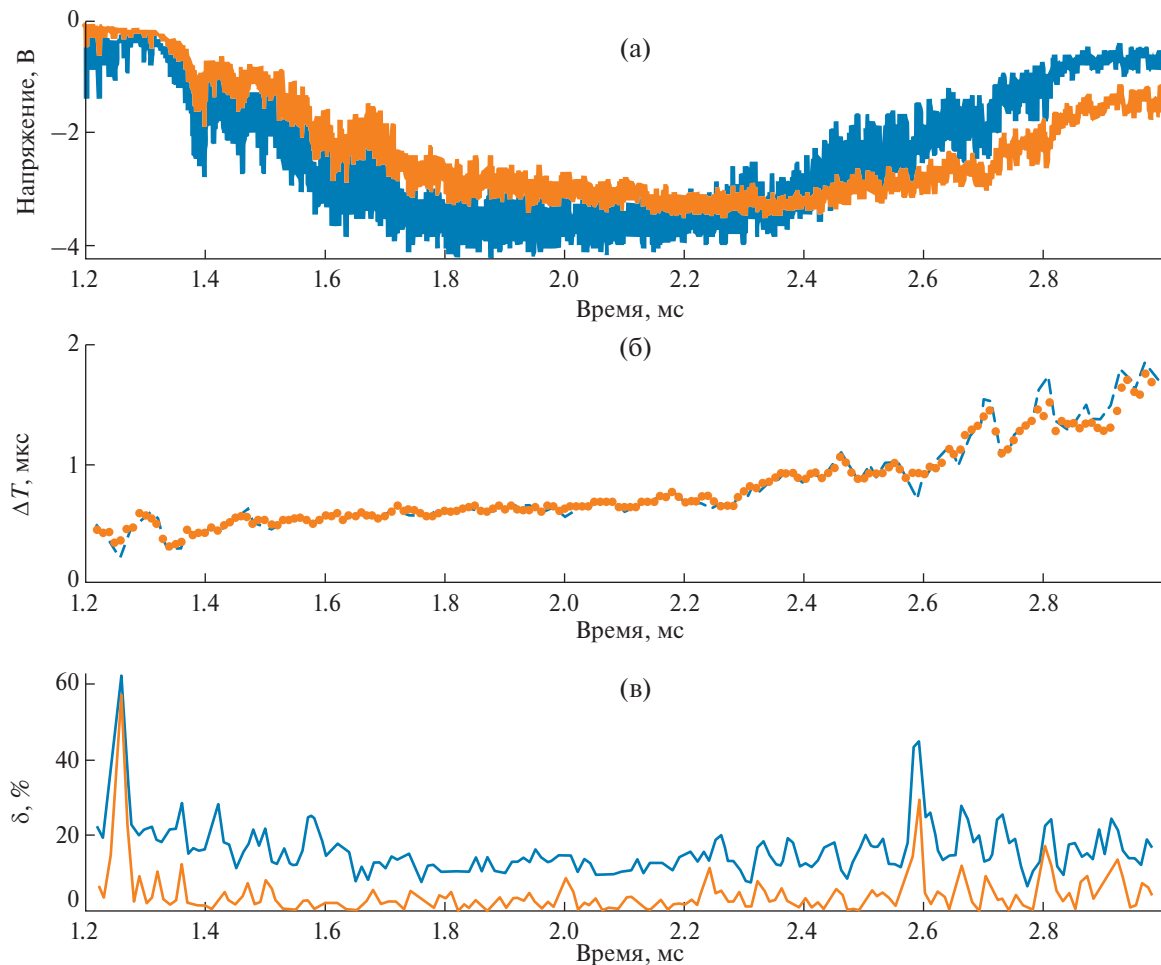


Рис. 9. Результаты обработки экспериментальных данных времяпролетной диагностики при экспериментах на водороде при длине сегмента 2000 отсчетов, длине шага 500 отсчетов и частоте дискретизации 50 МГц: **а** — осциллограммы сигналов ФЭУ; **б** — временная зависимость ΔT в течение разрядного импульса. Сигналы сгустков выделены методом обратного вейвлет-преобразования, значение ΔT определено по фазе комплексной функции взаимной корреляции (синий). Сигналы сгустков выделены методом вычитания линейной аппроксимации, значение ΔT определено по пику нормированной функции взаимной корреляции (оранжевый); **в** — рассчитанные по фазе комплексной функции взаимной корреляции относительная погрешность определения ΔT (синий) и относительная разность определения ΔT двумя разными методами (оранжевый)

ΔT данного сегмента. Результат обработки записывается в глобальную память видеокарты. Далее в локальную память рабочей группы загружается следующий сегмент осциллограмм, и выполняется его обработка. Обработка сегментов может выполняться параллельно несколькими рабочими группами.

Расчет ΔT данного сегмента распараллеливается между исполнителями рабочей группы. Выделение сигнала плазменных сгустков включает в себя вычисление сумм элементов напряжения и времени осциллограмм (5). Суммы, включающие только временную компоненту, могут быть рассчитаны заранее (16). Суммы, включающие компоненту напряжения, вычисляются только во время эксперимента. Эти вычисления могут

быть выполнены в параллельном режиме по схеме, изображенной на рис. 11.

Если *threads* — это количество потоков, то на первой итерации каждый поток вычисляет частичные суммы из $\text{integer}(\text{len}_{\text{seg}}/\text{threads})$ элементов (*integer* — целочисленное деление). В результате получается массив элементов длиной *threads*, который после цепочки попарных сложений сводится к одному элементу, равному сумме элементов исходного массива. Таким образом, асимптотическое количество операций для вычисления линейной аппроксимации сокращается с величины длины сегмента len_{seg} (для однопоточного режима) до $\text{integer}(\text{len}_{\text{seg}}/\text{threads}) + \log_2(\text{threads})$ (для параллельного режима). После вычисления сумм,

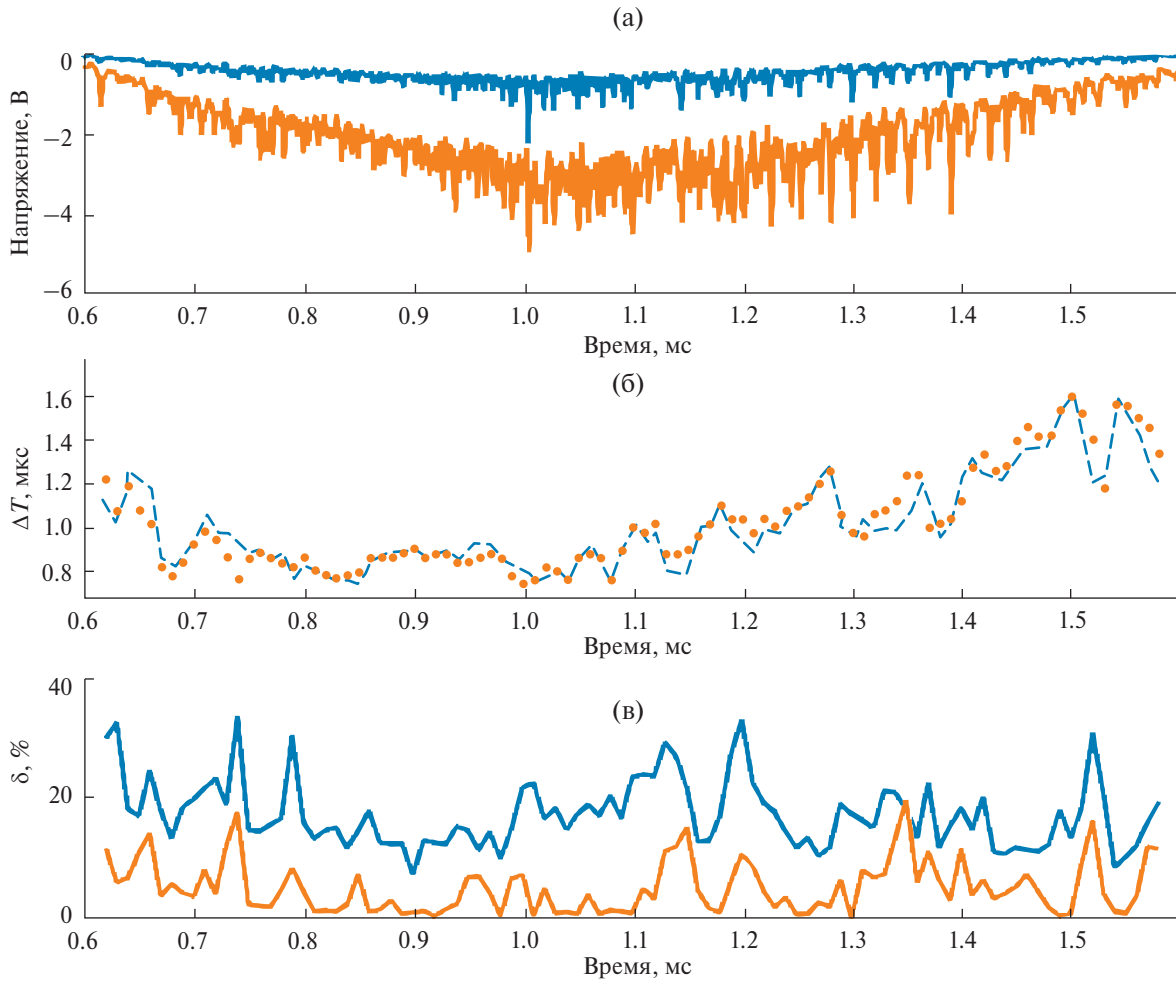


Рис. 10. Результаты обработки экспериментальных данных времяпролетной диагностики при экспериментах на гелии при длине сегмента 2000 отсчетов, длине шага 500 отсчетов и частоте дискретизации 50 МГц: **а** – осциллограммы сигналов ФЭУ; **б** – временная зависимость ΔT в течение разрядного импульса. Сигналы сгустков выделены методом обратного вейвлет-преобразования, значение ΔT определено по фазе комплексной функции взаимной корреляции (синий). Сигналы сгустков выделены методом вычитания линейной аппроксимации, значение ΔT определено по пику нормированной функции взаимной корреляции (оранжевый); **в** – рассчитанные по фазе комплексной функции взаимной корреляции относительная погрешность определения ΔT (синий) и относительная разность определения ΔT двумя разными методами (оранжевый)

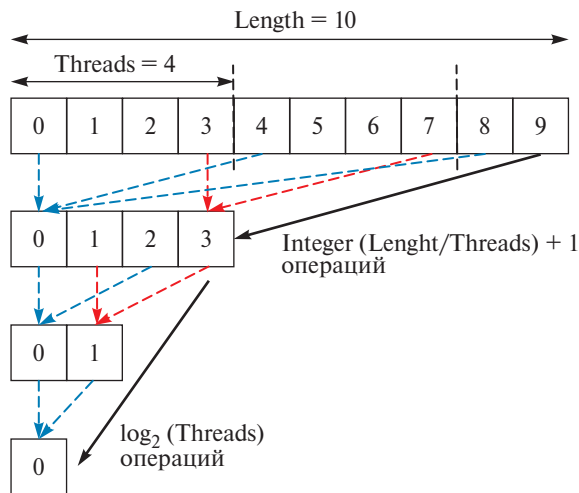


Рис. 11. Схема распараллеливания операции суммирования массива на несколько потоков

входящих в формулу (5), на одном из потоков рассчитываются коэффициенты линейной аппроксимации,

$$\sum_i t_i = 0.5 \text{len}_{\text{seg}} (\text{len}_{\text{seg}} + 1),$$

$$\sum_i t_i^2 = \frac{\text{len}_{\text{seg}}^3}{3} + \frac{\text{len}_{\text{seg}}^2}{2} + \frac{\text{len}_{\text{seg}}}{6}. \quad (16)$$

Дальнейшая обработка может быть распараллелена схожим образом. Вычитание линейной аппроксимации может быть выполнено в параллельном режиме, если каждый поток с номером k будет выполнять вычитание линейной аппроксимации из элементов окна с номерами $k + \text{threads}$. Тогда этот этап можно выполнить за $\text{integer}(\text{len}_{\text{seg}}/\text{threads}) + 1$ операций.

Расчет нормированной функции взаимной корреляции распараллеливается аналогично. Каждый поток k выполняет вычисление для $(k + \text{threads})$ -го значения временного сдвига τ . Количество операций при расчете корреляции для определенной величины τ пропорционально длине фрагмента len_{frag} . Таким образом, вычисления в параллельном режиме на третьем этапе требуют $\text{len}_{\text{frag}}(\text{integer}(\text{lags}/\text{threads}) + 1)$ операций, где lags – количество значений сдвига τ , для которых проводятся вычисления. Величина lags определяется ожидаемым диапазоном скорости.

Параллельная реализация поиска положения максимума взаимной корреляции аналогична суммированию элементов массива. Вначале массив значений взаимной корреляции (его размер равен lags) сводится к массиву размером threads за $\text{integer}(\text{lags}/\text{threads})$ операций сравнения. Далее выполняется цепочка попарных сравнений ($\log_2(\text{threads})$ операций), в результате чего определяется положение пика нормированной функции взаимной корреляции. Асимптотическое количество операций для определения ΔT в сег-

менте в однопоточном и параллельном режимах приведено в табл. 1.

Предложенный параллельный алгоритм обработки осциллографических сигналов времяпролетной диагностики был реализован на языке C++ с использованием фреймворка OpenCL. Время выполнения обработки включает в себя запись экспериментальных данных на видеокарту, расчет на видеокarte, чтение результатов расчета из видеокарты. Измерение времени выполнения обработки проводилось средствами библиотеки <chrono>. В качестве аппаратной платформы использовалась видеокарта Nvidia GeForce 1050 Ti, имеющая 6 рабочих групп по 128 ядер (256 потоков). Испытания проводились на осциллограммах размером 100 000 отсчетов. Для каждого набора параметров расчета (len_{seg} , lags range и т.д.) проводилось 1000 испытаний на тестовых данных. Результаты испытаний показывают (табл. 2), что для всех рассмотренных случаев время выполнения составляет менее 20 мс, что укладывается в ограничения на работу в частотном режиме (10 Гц).

Таблица 1. Асимптотическое количество операций этапов определения ΔT

Этап определения ΔT	Асимптотическое количество операций	
	Однопоточный режим	Параллельный режим
Поиск линейной аппроксимации	len_{seg}	$\text{integer}(\text{len}_{\text{seg}}/\text{threads}) + \log_2(\text{threads})$
Вычитание линейной аппроксимации	len_{seg}	$\text{integer}(\text{len}_{\text{seg}}/\text{threads}) + 1$
Вычисление нормированной функции взаимной корреляции	$\text{len}_{\text{frag}} \cdot \text{lags}$	$\text{len}_{\text{frag}}(\text{integer}(\text{lags}/\text{threads}) + 1)$
Поиск пика нормированной функции взаимной корреляции	lags	$\text{integer}(\text{lags}/\text{threads}) + \log_2(\text{threads})$

Таблица 2. Время выполнения обработки осциллографических данных времяпролетной диагностики для различных параметров расчета

Длина сегмента len_{seg}	Длина шага len_{step}	Размер множества значений lags	Длина фрагмента len_{frag}	Количество сегментов	Среднее время выполнения, мс	Максимальное время выполнения, мс
4000	500	500	3000	193	12.741	13.938
4000	500	1000	3000	193	18.376	19.866
4000	1000	1000	3000	97	10.254	11.695
5000	500	500	4000	191	15.493	17.519
5000	1000	500	4000	96	8.748	9.831

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложено два метода автоматизированной обработки осциллографических сигналов времяпролетной диагностики. Каждый метод включает в себя выполнение трех ключевых операций — разделение осциллографических сигналов на сегменты, выделение полезной составляющей сигнала (сигнал плазменных сгустков) и нахождение времени задержки между сигналами ΔT в каждом сегменте.

Разделение осциллографических сигналов на сегменты позволяет рассчитать временную зависимость ΔT в течение разрядного импульса. Длительность сегмента (произведение длины сегмента на период дискретизации осциллограммы) определяет временное разрешение результата расчета. С одной стороны, уменьшение длительности сегмента приводит к улучшению временного разрешения, с другой — длительность следует выбирать на порядок больше периода пульсаций сигнала плазменных сгустков.

В первом предложенном методе обработки экспериментальных данных времяпролетной диагностики для выделения сигнала плазменных сгустков из сигнала ФЭУ используется вейвлет-преобразование. Сначала выполняется вейвлет-преобразование сигнала ФЭУ, а потом обратное вейвлет-преобразование по той области частот, которой принадлежит спектр сигнала плазменных сгустков. Во втором методе для выделения сигнала плазменных сгустков внутри каждого сегмента из сигнала вычитается его линейная аппроксимация. Если выбирать длительность сегмента такой, чтобы в него попадало несколько периодов пульсации сигнала плазменных сгустков и сигнал фонового свечения не имел перегибов, то оба способа дают схожие результаты. В противном случае результат выделения сигнала с помощью вычитания линейной аппроксимации содержит компоненты, не относящиеся к сигналу плазменных сгустков.

Определение величины ΔT в сегменте у первого метода выполняется по фазе комплексной функции взаимной корреляции, у второго — по пику нормированной функции взаимной корреляции. Рассчитанная погрешность результатов расчета первым методом для испытанных газов (водород и гелий) составляет менее 30 %. Различие результатов расчета первым и вторым методами составляет около 10 %. Из этого делается вывод, что их результаты можно считать схожими.

Для реализации алгоритма автоматизированной обработки сигналов времяпролетной диагностики в частотном режиме был выбран

второй метод, поскольку он имеет меньшую вычислительную сложность. В целях ускорения расчета алгоритм был реализован с использованием параллельных вычислений на видеокарте. Время выполнения алгоритма при необходимых параметрах расчета (длина осциллограммы 100 000 отсчетов, длина сегмента до 5 000 отсчетов, размер множества значений временного сдвига до 1000) составляет менее 20 мс.

Таким образом, разработан метод автоматизированной обработки осциллографических сигналов времяпролетной диагностики для работы КСПУ в импульсно-периодическом режиме с частотой 10 Гц. Метод позволяет определять временную зависимость времени задержки между сигналами в течение разрядного импульса. Погрешность результата обработки менее 30 %. Время обработки каждого пуска менее 20 мс.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена по государственному контракту № Н.4к.241.09.25.1064 от 19.05.2025.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 131.
2. Ярошевская А.Д., Гуторов К.М., Подковыров В.Л., Литвиненко Ю.И. // Физика плазмы. 2024. Т. 50. № 6. С. 653.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=80252604>
[Yaroshevskaya A.D., Gutorov K.M., Podkovyrov V.L., Litvinenko Yu.I. Plasma Phys. Rep. 2024. V. 50. P. 689.]
3. Talukdar N., Ahmed A., Borthakur S., Neog N.K., Borthakur T.K., Ghosh J. Phys. Plasmas. 2019. V. 26 (6). P. 062711.
<https://doi.org/10.1063/1.5092267>
4. Kartasheva A.A., Gutorov K.M., Podkovyrov V.L., Muravyeva E.A., Lukyanov K.S., Klimov N.S. Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 043107.
<https://doi.org/10.1063/5.0198341>
5. Коваленко Д.В., Климов Н.С., Житлухин А.М. и др. // ВАНТ. Серия: термоядерный синтез. 2014. Т. 37. № 4. С. 39.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=22619817>
6. Sheng B., Huang J., Ji H., Huang Z. Sensors. 2023. V. 23. P. 4886.
<https://doi.org/10.3390/s23104886>
7. Fernandes C.W., Bellar M.D., Werneck M.M. IEEE Trans. Instrum. Meas. 2010. V. 59. № 4. P. 840.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2009.2025990>
8. Misra R., Bora A., Dewangan G. Astron. Comput. 2018. V. 23. P. 83.
<https://doi.org/10.1016/j.ascom.2018.03.002>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 681.787.22

**ПРИМЕНЕНИЕ SDR-ПРИЕМНИКОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ
СИГНАЛОВ ОПТОВОЛОКОННЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ
ДАТЧИКОВ С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ
ЛАЗЕРНОГО ДИОДА**

© 2026 г. М. П. Калаев, А. М. Телегин*

*Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королёва
Российская Федерация, 443086, Самара, Московское ш., 34*

**E-mail: talex85@mail.ru*

Поступила в редакцию 14.01.2026

После доработки 16.02.2026

Принята к публикации 19.02.2026

Экспериментально продемонстрирована новая методика построения измерительной системы для опроса оптоволоконных интерферометрических датчиков, основанная на применении программно-определяемого радиоприемника (SDR, аналог PlutoSDR). В качестве исследуемого объекта выступает интерферометр Маха–Цендера, подверженный акустическому воздействию от маломощной динамической головки и шагового двигателя. Ключевая особенность предложенного подхода заключается в использовании одного SDR-устройства в двух функциях: в качестве генератора высокочастотного (ВЧ) модулирующего сигнала для лазерного источника и в качестве приемника-демодулятора сигнала с фотодетектора интерферометра. Экспериментально показана принципиальная работоспособность метода регистрации акустических колебаний путем приема и обработки ВЧ-сигнала.

DOI: 10.7868/S3034564226030095

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптоволоконные датчики широко применяются на практике. Они отличаются устойчивостью к электромагнитным помехам, а также возможностью создания распределенных и мультиплексированных сенсорных сетей [1–4]. Оптоволоконные интерферометрические датчики (ОИД), в частности интерферометры Маха–Цендера, нашли широкое применение в задачах высокоточной регистрации физических величин: акустических колебаний, вибраций, температуры и деформаций [5–9].

Однако традиционные схемы регистрации сигналов от ОИД, основанные на прямом детектировании низкочастотного (НЧ) сигнала от фотоприемника, сталкиваются с фундаментальной проблемой — высоким уровнем низкочастотного шума (шум $1/f$). Данный шум гене-

рируется как самим лазерным источником, так и усилительной электроникой, что существенно ограничивает динамический диапазон и пороговую чувствительность системы, особенно при регистрации сигналов в области частот ниже 10–100 Гц.

Целями данной работы являются разработка и исследование метода, позволяющего перенести информационный сигнал из шумной низкочастотной области в менее зашумленную область высоких частот (ВЧ) с последующей его регистрацией и обработкой с помощью SDR-платформы (Software-Defined Radio, программно-конфигурируемое радио). Такой подход позволяет эффективно подавить низкочастотные шумы и задействовать мощный арсенал алгоритмов цифровой обработки сигналов (ЦОС), доступный в SDR [10–12].

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

2.1. Оптоволоконный интерферометр Маха–Цендера

Интерферометр Маха–Цендера состоит из лазера, первого оптического сплиттера, разделяющего свет на два плеча (измерительного и опорного), и второго оптического сплиттера, объединяющего световые потоки для формирования интерференционной картины (рис. 1, 2). Акустическое воздействие на измерительное плечо вызывает изменение его длины и, соответственно, фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ между световыми волнами. Этот фазовый сдвиг преобразуется в изменение интенсивности на выходе интерферометра согласно выражению

$$I = I_0 [1 + V \cos(\Delta\varphi)],$$

где I_0 – средняя интенсивность, V – видность интерференционной картины.

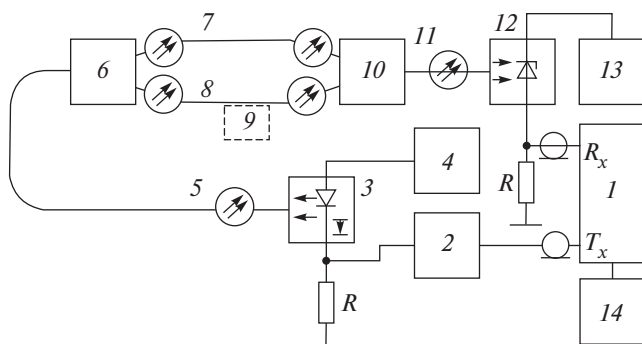


Рис. 1. Структурная схема измерительной системы: 1 – PlutoSDR, 2 – ВЧ-усилитель мощности; 3 – оптоволоконный лазер; 4 – источник питания лазера; 5, 11 – ВОЛС; 6, 10 – оптоволоконные сплиттеры 1×2; 7 – опорное плечо интерферометра; 8 – модулируемое плечо интерферометра; 9 – источник акустического сигнала; 12 – оптоволоконный фотоприемник; 13 – источник питания фотоприемника; 14 – ЭВМ

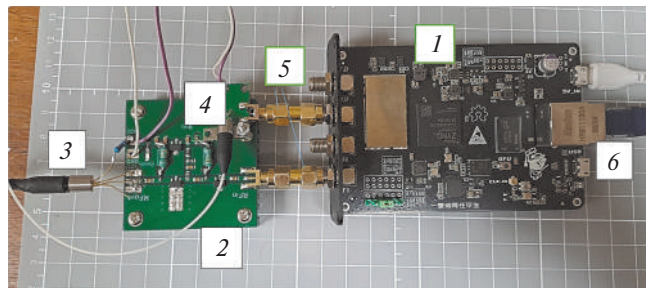


Рис. 2. Система регистрации: 1 – PlutoSDR; 2 – ВЧ-усилитель мощности; 3 – оптоволоконный лазер; 4 – оптоволоконный фотоприемник; 5 – кабельные соединители SMA; 6 – интерфейс Ethernet

Система регистрации работает следующим образом. PlutoSDR 1 на выходе T_x непрерывно генерирует ВЧ-сигнал с несущей частотой 100 МГц и мощностью 20 дБм. Сигнал подается на вход ВЧ-усилителя 2, реализованного на предусилителе SBB0589 (на основе InGaP) и усилителе SHF0589 (AsGa). Максимальная выходная мощность усилителя составляет 34 дБм, что при необходимости позволяет применить более мощный лазер без изменения схемы. Лазер 3 подключен к выходу источника питания 4, обеспечивающего постоянное смещение лазера в середину линейного участка его ватт-амперной характеристики (для используемого лазера это соответствует току 35 мА). Катод лазера подключен к отрицательному полюсу источника питания через резистор величиной 50 Ом, при этом резистор является также нагрузкой для ВЧ-генератора. Оптическое излучение лазера через оптоволоконно 5 поступает на оптоволоконный интерферометр Маха–Цендера, образованный оптическими сплиттерами 6 и 10, а также волоконно-оптическими линиями связи (ВОЛС) 7 и 8, формирующими опорный и измерительный каналы. Измерительное волокно 8 приклеено к контролируемому объекту (электродвигатель, пьезоизлучатель или другой источник акустических колебаний).

В качестве приемника излучения использован лавинный фотодиод (APD) марки BAPD-50P05X-FA с волоконным входом. Быстродействие фотодиода составляет порядка 2 ГГц, рабочий диапазон частот равен 1000–1680 нм, чувствительность 10 А/Вт, коэффициент лавинного умножения не менее 10.

В качестве источника излучения используется полупроводниковый DFB-лазер (с распределенной обратной связью) с оптоволоконным выходом (LSDLD155-4-S-0-2-SMFA). Этот лазер имеет высокое быстродействие и может применяться в ВОЛС с частотой передачи данных до 1.25 Гб/с. Указанная характеристика позволяет использовать его в радиочастотном диапазоне (табл. 1).

При модуляции тока накачки лазера наблюдаются два процесса.

1. Тепловой нагрев p – n -перехода, вызванный увеличением тока. Данный эффект проявляется на низких частотах модуляции (10 кГц и ниже). На более высоких частотах этот эффект ослабляется из-за собственной теплоемкости p – n -перехода.

2. Эффект плазменной дисперсии, вызванный изменением концентрации носителей заря-

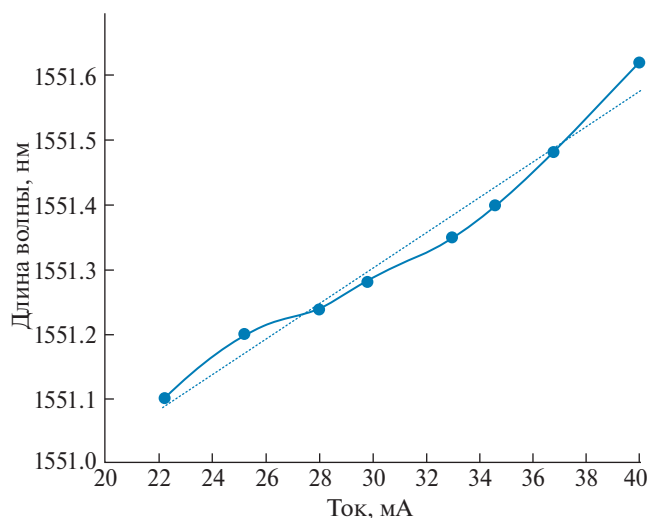


Рис. 3. Зависимость длины волны лазера от тока накачки. Пунктиром обозначена линейная аппроксимация

да. Он проявляется при высоких частотах модуляции (более 1 МГц) [13].

Теоретически эти механизмы могут приводить к возникновению сопутствующей частотной модуляции на выходе лазера, имеющей негативное влияние на работу интерферометра. Для оценки указанного явления проведены дополнительные исследования с использованием оптоволоконного спектрометра I-MON 512 USB. На рис. 3 приведена зависимость смещения длины волны от постоянного тока накачки. Определено, что коэффициент перестройки лазера по току составляет 0.028 нм/мА. Для среднего тока накачки, равного 30 мА, измерен оптический спектр лазера с использованием модуляции тока накачки 3 мА с частотой 100 МГц (рис. 4). При имеющейся глубине модуляции и чувствительности спектрометра изменение спектра лазера не выявлено, таким образом, сопутствующую

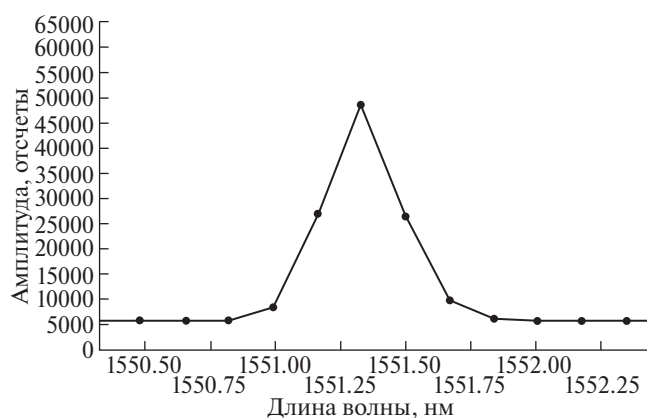


Рис. 4. Спектр лазера с модуляцией

оптическую частотную модуляцию можно считать несущественной.

Разрешающая способность спектрометра не позволила выявить смещение либо расширение спектра при включении модуляции; таким образом, при малых значениях коэффициента модуляции M ($M = 0.1$ в данном эксперименте) сопутствующую частотную модуляцию оптического сигнала на выходе лазера можно считать несущественной.

Предлагаемая методика регистрации заключается в следующем. PlutoSDR на выходе T_X генерирует сигнал с частотой 100 МГц, который подается через внешний усилитель на схему модуляции тока накачки лазера. Лазерное излучение поступает на вход интерферометра Маха—Цендера, где модулируется по амплитуде внешним акустическим воздействием, таким образом, происходит перенос низкочастотного колебания в высокочастотную область. С выхода интерферометра оптический сигнал поступает на вход фотодетектора, подключенного к входу R_X PlutoSDR, который выполняет роль высокочувствительного ВЧ-приемника с последующей цифровой обработкой.

Перенос спектра в ВЧ-область дает несколько преимуществ.

1. Подавление $1/f$ -шума: электронные компоненты (усилители, АЦП) и сам лазер имеют спектр шума, убывающий с ростом частоты. Работа в ВЧ-диапазоне (единицы—десятки мегагерц) позволяет избежать наиболее шумной области спектра.

2. Упрощение аппаратной части: отпадает необходимость в сложных низкочастотных НЧ-усилителях и фильтрах.

3. Гибкость обработки: в PlutoSDR можно программировать различные алгоритмы демодуляции (амплитудную, фазовую, квадратурную), легко менять полосу пропускания и несущую частоту.

После переноса в ВЧ-область спектр сигнала представляет собой несущую частоту f_c (100 МГц) с двумя боковыми полосами, вызванными акустическим воздействием на оптоволокно.

Если акустическое воздействие имеет частоту f_m в области от 1 до 20 Гц, то выделить столь близко расположенные к несущей частоте спектральные компоненты традиционными методами затруднительно из-за конечной ширины линии лазера и фазового шума генератора PlutoSDR, который «размывает» несущую частоту.

ту. Детектирование акустическое воздействия с помощью амплитудного детектора будет неэффективно, так как низкочастотная информация будет «загнана» обратно в шумовую область. В этом случае удобно использовать квадратурное (I/Q) демодулирование.

Алгоритм измерения выглядит следующим образом.

1. Гетеродинное преобразование. В цифровом тракте PlutoSDR входной сигнал

2. $S(t) = A(t) \cos [2\pi f_c t + \varphi(t)]$ умножается на опорные сигналы $\cos(2\pi f_c t)$ и $\sin(2\pi f_c t)$.

3. Выделение I -компоненты и Q -компоненты.

I -компонента: $I(t) = S(t) \cos(2\pi f_c t) = (A(t)/2) \cos(\varphi(t)) + \text{ВЧ-компонента}$.

Q -компонента: $Q(t) = S(t) \sin(2\pi f_c t) = (A(t)/2) \sin(\varphi(t)) + \text{ВЧ-компонента}$.

3. Фильтрация. После умножения сигнал пропускается через цифровой фильтр низких частот (ФНЧ), который подавляет ВЧ-компоненты (на удвоенной несущей частоте) и оставляет только низкочастотные компоненты $I(t)$ и $Q(t)$.

4. Восстановление фазового сигнала: фазовая модуляция $\varphi(t)$, несущая информацию об аку-

стическом воздействии, восстанавливается из квадратурных компонент:

$$\varphi(t) = \arctg(Q(t)/I(t)).$$

Этот метод позволяет извлечь фазовую информацию, которая изначально была «спрятана» в боковых полосах, расположенных вблизи несущей частоты (разница всего 1 Гц). Поскольку информация содержится в фазе, а не в амплитуде сигнала, проблема низкочастотного шума решается при последующей обработке.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для оценки динамического диапазона системы проведено измерение радиочастотного спектра на выходе фотоприемника с помощью PlutoSDR в диапазоне частот 80–420 МГц без акустического воздействия на измерительное плечо интерферометра. В первом случае использована глубина амплитудной модуляции лазера $M = 0.1$ (рис. 5а). Динамический диапазон системы, рассчитанный по отношению сигнал/шум для несущей частоты 100 МГц, составил 30 дБ. Несмот-

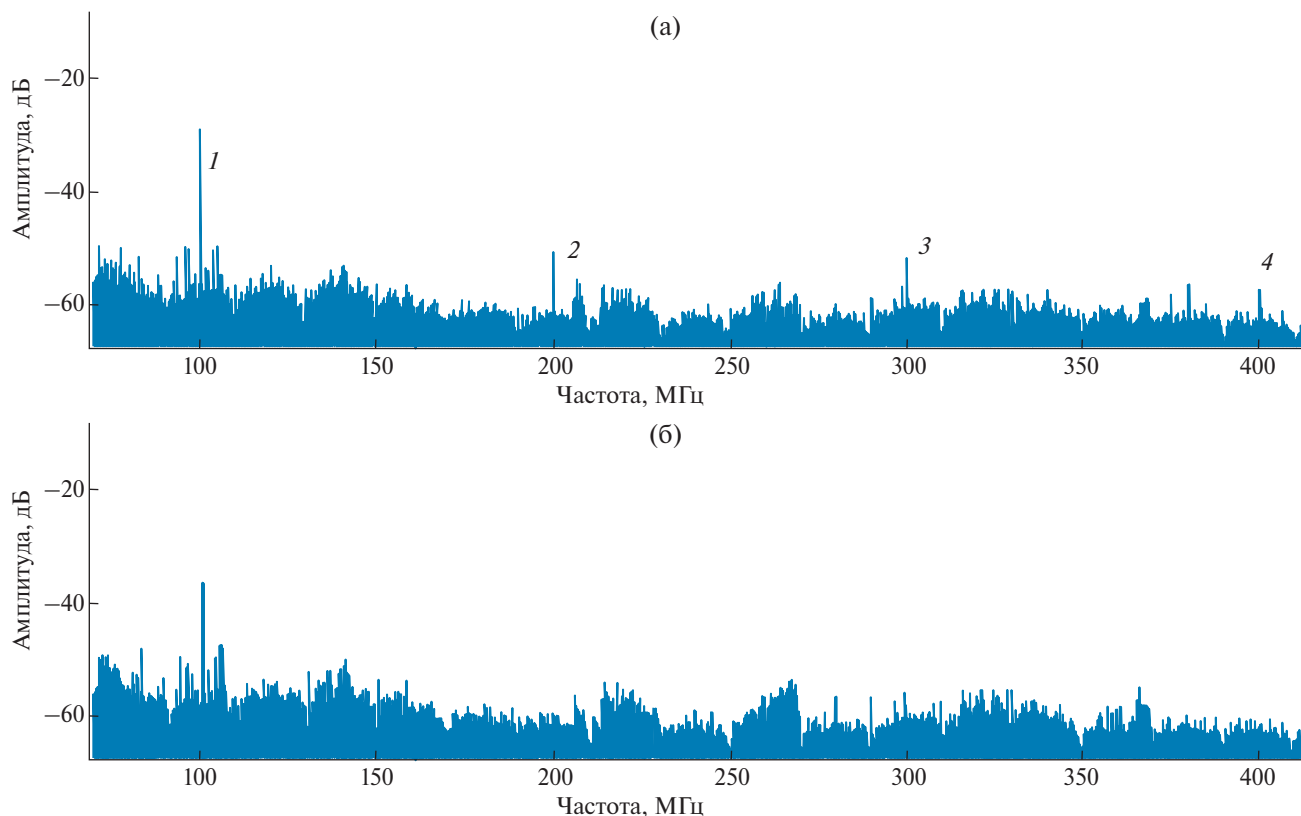


Рис. 5. Радиочастотный спектр на выходе фотоприемника при глубине модуляции лазера $M = 0.1$ (а) и $M = 0.02$ (б)

ря на относительно малую глубину модуляции, нелинейная ВАХ лазера приводит к появлению в радиочастотном спектре высших гармоник (2–4 на рис. 5а). Далее аналогичные измерения были выполнены для глубины амплитудной модуляции лазера $M = 0.02$ (рис. 5б). Уменьшение глубины модуляции пропорционально сокращает уровень полезного сигнала на входе PlutoSDR и, как следствие, отношение сигнал/шум, однако оно также приводит к уменьшению гармонических искажений (высшие гармоники на графике не видны).

Можно отметить, что существующие на данный момент профессиональные системы [14, 15] имеют более высокие метрологические характеристики, однако они проигрывают в стоимости и не имеют такой гибкости обработки данных, которая есть у SDR-систем.

Верхняя граница измеряемого сигнала ограничена линейностью фотоприемника и глубиной модуляции лазера. При используемой глубине модуляции около 10 % и наблюдаемом уровне шума динамический диапазон системы в текущей реализации составил приблизительно 30 дБ.

Для работы системы измерения была написана программа на языке Python, блок-схема алгоритма программы обработки сигнала PlutoSDR представлена далее.

1. Инициализация системы:

- настройка параметров PlutoSDR, т.е. частоты дискретизации (1 МГц), полосы пропускания и несущей частоты (100 МГц);
- конфигурация усиления передатчика (–20 дБ) и приемника (30 дБ);
- установка размера буфера приема (8192 отсчетов).

2. Формирование сигнала:

- формирование немодулированной несущей частоты для работы с акустическим воздействием;
- циклическая передача сигнала через $T_{\text{Х}}$ – выход PlutoSDR.

3. Обработка принятого сигнала:

- децимация с коэффициентом 8 для снижения частоты дискретизации до 125 кГц;
- синхронная квадратурная демодуляция: генерация синфазного (I) и квадратурного (Q) опорных сигналов, умножение принятого сигнала на опорные колебания, фильтрация I - и Q -компонент фильтром Баттерворта четвертого порядка, выделение низкочастотной составляющей, соответствующей акустическому

воздействию, применение фильтра Баттерворта шестого порядка с частотой среза 20 кГц.

4. Спектральный анализ:

- расчет спектра радиочастотного сигнала с применением окна Ханна;
- анализ спектра демодулированного акустического сигнала;
- автоматическое обнаружение доминирующих частот в диапазоне 1–20 000 Гц.

5. Визуализация и управление:

- отображение спектра радиочастотного сигнала в линейном масштабе;
- создание временных графиков исходного и отфильтрованного акустического сигналов;
- получение спектральных характеристик акустических колебаний,
- интерактивные элементы управления – пауза, масштабирование, переключение отображения сырых данных.

Исследование воздействия тонального сигнала (акустического воздействия) на оптоволоконно (измерительное плечо интерферометра Маха–Цендера) происходило с использованием динамика. Мощность, подводимая к динамической головке, равна 2 мВт, частота 500 Гц (рис. 6).

На рис. 7 показаны сигнал от PlutoSDR (спектр), демодулированный акустический сигнал и его спектр.

Также был проведен эксперимент по исследованию акустических колебаний во время работы шагового двигателя FL42, входящего в состав 3D-принтера. Волокно измерительного плеча двигателя было приклеено к корпусу двигателя (рис. 8). Результаты эксперимента приведены на рис. 9.

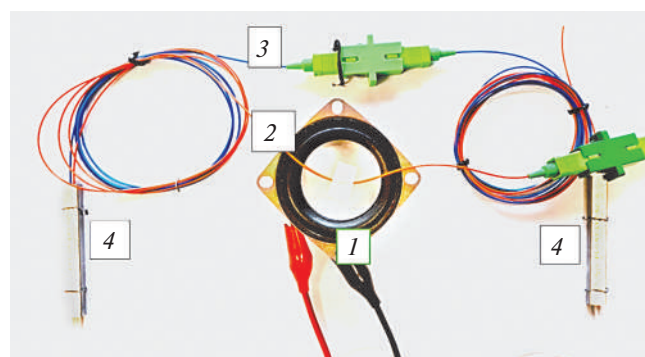


Рис. 6. Регистрация акустических колебаний с использованием динамика: 1 – маломощная электро-динамическая головка; 2 – волокно измерительного канала; 3 – волокно опорного канала; 4 – оптические сплиттеры

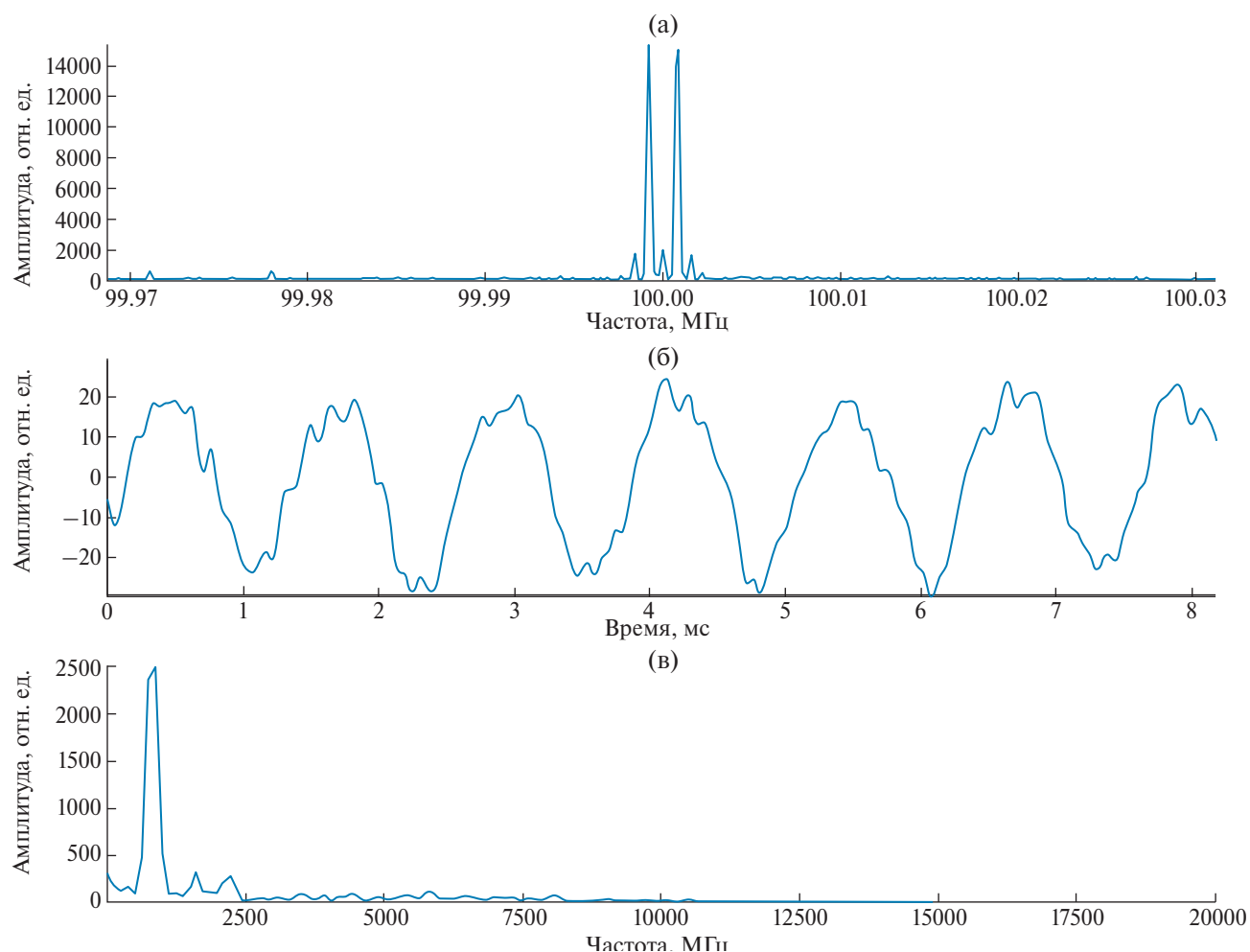


Рис. 7. Радиочастотный спектр, принятый PlutoSDR (а), демодулированный акустический сигнал (б), и спектр акустического сигнала (в)

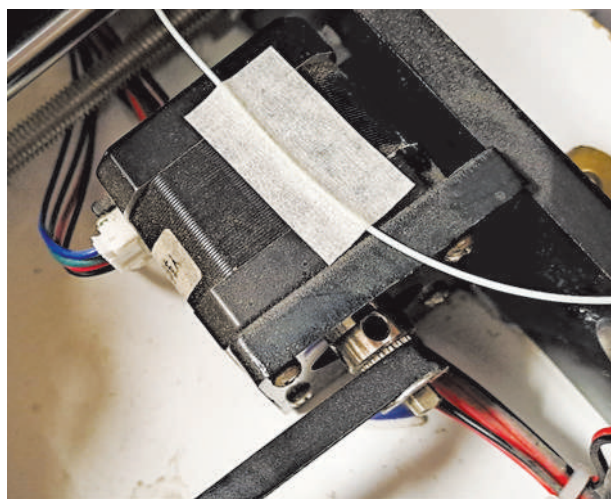


Рис. 8. Шаговый двигатель с наклеенным оптоволоконном

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально доказана принципиальная возможность применения SDR-платформы в качестве базового элемента системы опроса интерферометрического оптоволоконного датчика. Продемонстрирована ее универсальность: генерация ВЧ-сигнала для модуляции источника и прием/обработка сигнала от фотоприемника.

Предложенная схема измерения позволила зарегистрировать низкочастотное (500 Гц) акустическое воздействие от динамической головки, а также от вибрации шагового двигателя на оптоволоконный интерферометр Маха–Цендера путем амплитудной модуляции лазерного излучения приема и демодуляции сигнала в радиочастотном диапазоне. Проведен эксперимент по определению влияния глубины модуляции лазера на радиочастотный спектр, принимаемый

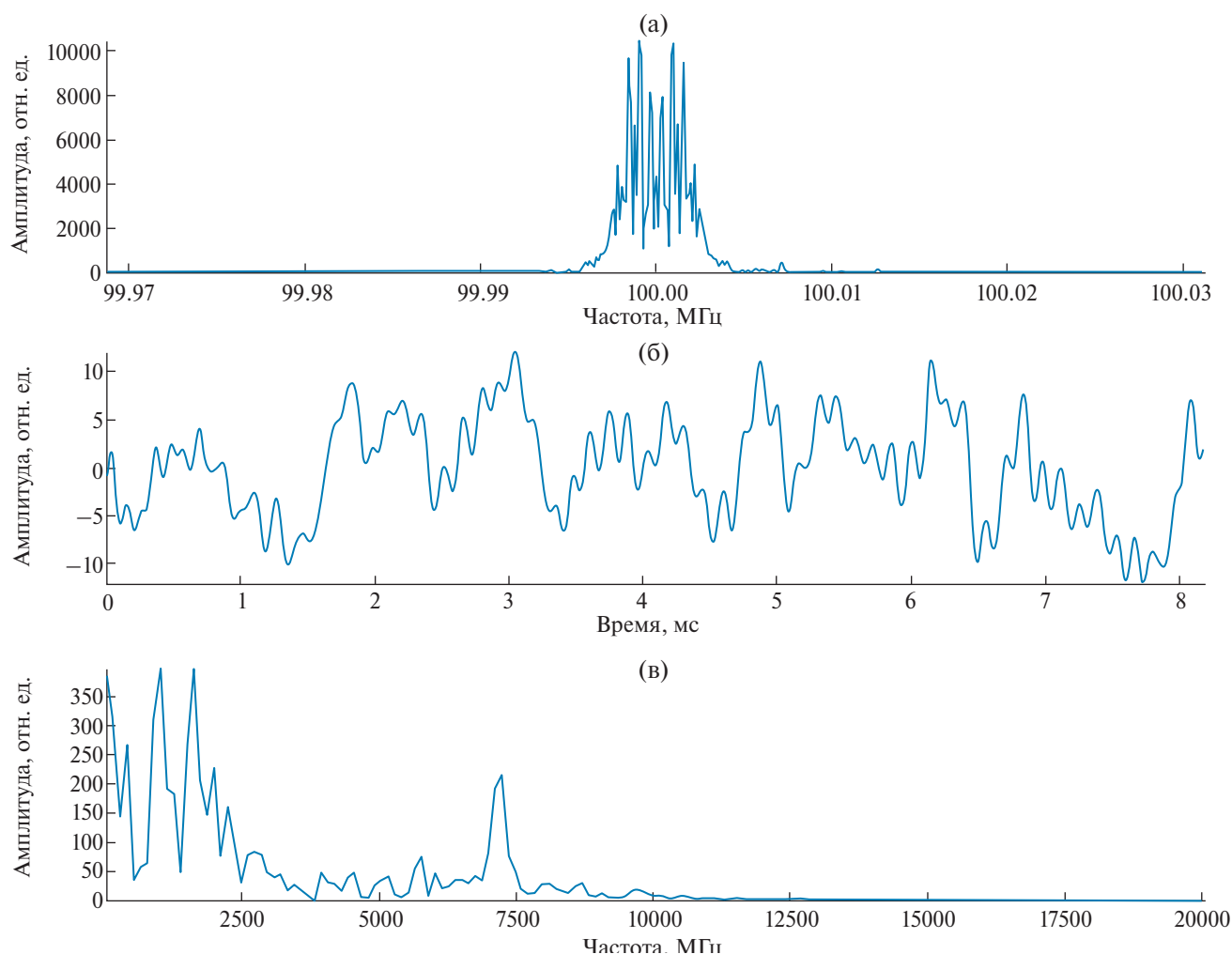


Рис. 9. Радиочастотный спектр, принятый PlutoSDR (а), демодулированный акустический сигнал (б), и спектр акустического сигнала (в)

PlutoSDR с фотоприемником на входе. Сформулированы возможные направления дальнейшего развития системы.

Предложенный подход открывает перспективы для создания компактных, низкобюджетных и высокочувствительных систем мониторинга на основе оптоволоконных сенсоров.

Предлагаемый SDR-метод превосходит прямое детектирование по потенциалу борьбы с низкочастотными шумами и особенно по возможностям мультиплексирования. Предлагаемый SDR-метод лучше прямого детектирования по возможностям мультиплексирования, кроме этого, имеется потенциал по борьбе с низкочастотными шумами, который предполагается подтвердить в ходе дальнейших исследований.

В то же время на сегодня SDR-метод уступает по чувствительности оптимизированным схемам с фазовой модуляцией, но выигрывает

у них в простоте, стоимости и гибкости архитектуры. Таким образом, его основная ниша — это создание многоканальных, распределенных или встраиваемых систем, где критически важны умеренная стоимость, конфигурируемость и возможность работы с массивами датчиков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Качура С.М., Постнов В.И. Труды ВИАМ. 2019. № 5. С. 52.
<https://doi.org/10.18577/2307-6046-2019-0-5-52-61>
2. Парфенов Н.М., Чемоданов В.Б., Ермилина О.В. Авиакосмическое приборостроение. 2022. № 4. С. 44.
<https://doi.org/10.25791/aviakosmos.4.2022.1276>
3. Борисенков И.Л., Воронов К.Е., Леонович Г.И., Калаев М.П., Телегин А.М. Нано- и микросистемная техника. 2021. Т. 23. № 5. С. 247.
<https://doi.org/10.17587/nmst.23.247-254>

4. Борисенков И.Л., Леонович Г.И., Крутов А.Ф., Воронов К.Е., Телегин А.М. РФ Патент 2842157 С2, 2025.
5. Беловолов М.И., Парамонов В.М., Беловолов М.М. Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 12. С. 1128. <https://elibrary.ru/item.asp?id=32785095>
6. Мехтиев А.Д., Юрченко А.В., Калытка В.А., Нешина Е.Г., Алькина А.Д., Мади П.Ш. Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 15. С. 30. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2022.15.53129.19200>
7. Казанский Н.Л., Бутт М.А., Дегтярев С.А., Хонина С.Н. Компьютерная оптика. 2020. Т. 44. № 3. С. 295. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-743>
8. Бурдусен Х., Ал-Лавати А. ПТЭ. 2006. № 3. С. 115. <https://elibrary.ru/item.asp?id=9210863> [Bourdousen H., Al-Lawati A. Inst. Exp. Tech. 2006. V. 49. № 3. P. 408.]
9. Каменев О.Т., Кульчин Ю.Н., Петров Ю.С., Хижняк Р.В. Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 3. С. 49. <https://elibrary.ru/item.asp?id=21311080>
10. Азаров А.В., Данилов Д.Ю., Зябриков С.Ю. Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2025. Т. 28. № 3. С. 37. <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2025.28.3.37-48>
11. Лащенко И.В., Залисский Д.А. Современные проблемы радиоэлектроники и телекоммуникаций. 2021. № 4. С. 36. <https://elibrary.ru/item.asp?id=48301649>
12. Телегин А.М., Калаев М.П., Воронов К.Е., Николаев Л.В. Инженерная физика. 2025. № 12. С. 33. <https://doi.org/10.25791/infizik.12.2025.1521>
13. Савицкий И.В., Глек П.Б., Алиев Р.М. и др. Вестник МГУ. Серия 3: Физика, астрономия. 2024. Т. 79. № 5. С. 2450403. <https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2450403>
14. Горбачев О.В., Самохвалов С.Я., Артюхов Д.И. Евразийский союз ученых. 2016. № 30-2. С. 43. <https://elibrary.ru/item.asp?id=27316070>
15. Кислицын В.О., Оленев В.А., Миронов О.В. и др. ПРОНЕФТЬ. 2025. Т. 10. С. 108. <https://elibrary.ru/item.asp?id=80564595>

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 681.2.084

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ
ФИЗИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ВОЛОКОННЫЙ СЕНСОР
ПРИ ПОМОЩИ ОПТИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА
ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ С МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕМ
РЕФЕРЕНСНЫХ КАНАЛОВ**

© 2026 г. Д. А. Камбур^{а, б, *}, Ю. А. Константинов^а, Д. Клод^а,
М. Е. Белокрылов^{а, с}, Е. Е. Тотмина^{а, б}, Ф. Л. Барков^а

^а*Пермский федеральный исследовательский центр
Уральского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а*

^б*Пермский национальный исследовательский политехнический университет
Российская Федерация, 614990, Пермь, Комсомольский проспект, 29*

^с*ООО “ОРМС Лаб”
Российская Федерация, 614039, Пермь, Комсомольский проспект, 69*

**E-mail: kambur.dima@gmail.com*

Поступила в редакцию 23.07.2025

После доработки 29.09.2025

Принята к публикации 15.01.2026

Описан подход к модификации конфигурации оптического частотного рефлектометра путем замены двух специальных сервисных каналов, включающих вспомогательный интерферометр и газовую ячейку, на один канал. В такой конфигурации были изучены сенсорные характеристики системы. Для извлечения полезной информации использовались методы цифровой фильтрации. Показано, что представленный метод позволяет избежать использования лишнего канала аналого-цифрового преобразователя и фотодетектора, при этом рефлектограмма и корреляционные функции восстанавливаются алгоритмом равночастотной передискретизации без потери информации.

DOI: 10.7868/S3034564226030103

1. ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические датчики (РВОД) используются для измерения различных физических параметров, таких как температура, давление, вибрация, деформация, влажность и т. п. [1–4]. Они представляют собой систему, состоящую из волоконно-оптического кабеля (иногда на базе специальных волокон [5]), воспринимающего внешние воздействия, а также источника излучения, различных активных и пассивных оптических компонентов, включая фильтры и приемно-передающие устройства. Применение РВОД возможно в раз-

личных областях: РВОД используются для контроля температуры, давления, вибрации и других параметров, которые могут повлиять на производственные процессы [6–9]. Например, в нефтедобывающей промышленности РВОД могут использоваться для измерения температуры и давления в скважинах, что позволяет контролировать процесс добычи нефти; кроме того, РВОД используются для мониторинга дорог, мостов, тоннелей и ответственных инженерных сооружений [10, 11]. Распределенные волоконно-оптические датчики также используются для обнаружения угроз и предотвращения террори-

стических актов, для обнаружения проникновения злоумышленников и беспилотных устройств на охраняемые территории [12, 13] В целом РВОД являются эффективным инструментом для измерения физических параметров и контроля технологических процессов в различных отраслях промышленности, конструкторских работах, при изучении новых материалов и их свойств.

Одной из ключевых характеристик распределенных волоконно-оптических датчиков является их пространственное разрешение. Системы, которые демонстрируют наилучшее пространственное разрешение по длине оптического сенсора, основаны на принципах оптической рефлектометрии частотной области (OFDR). В таких системах сенсорная линия зондируется при помощи узкополосного лазера, длина волны которого меняется во времени по линейному закону. Основной интерферометр подобных рефлектометрических инструментов устроен таким образом, что частота интерференционных биений обратно-рассеянного излучения пропорциональна пространственной координате в оптическом волокне, а информация о физических воздействиях, например температурах и деформациях, содержится и в амплитудном, и в фазовом спектрах. Для корректировки линейности частотной перестройки и мониторинга стартовой длины волны в оптической рефлектометрии частотной области используются два референсных канала: один содержит вспомогательный интерферометр, другой — газовую ячейку. Наши предыдущие исследования показали, что среди прочих удешевляющих аппаратных модификаций OFDR [14] объединение каналов вспомогательного интерферометра и газовой ячейки в один канал вполне работоспособно и обеспечивает визуализацию рефлектограмм без потери пространственного разрешения [15]. Сначала сигналы объединялись путем физического слияния каналов, потом сигнал обрабатывался методом частотной фильтрации или при помощи эмпирической модовой декомпозиции; данные методы позволили восстановить амплитудный спектр двух искоемых сигналов. Тем не менее на вопрос, влияют ли подобные преобразования на возможность восстановления сенсорной информации, по нашей информации, нет ответа. В нашем исследовании мы постараемся на него ответить, сравнивая две схемы оптического рефлектометра (традиционную и модифицирован-

ную) и нагружая оптический сенсор с помощью продольного растяжения заданной силы.

Стратегия на уменьшение количества вспомогательных оптоэлектронных каналов, детекторов и каналов аналого-цифрового преобразования несет существенную экономическую выгоду, когда речь идет о рефлектометре частотной области, не имеющем в своей конструкции перестраиваемого лазера и работающем с внешним источником излучения. Такой принцип успешно реализует компания Santec [16]. В этом случае основную стоимость устройства составляют детекторы и аналого-цифровые преобразователи, поэтому эффект от внедрения предложенного авторами в настоящей работе подхода может в итоге быть выражен в снижении общей себестоимости использованных компонентов на четверть или даже на треть. В нашей предыдущей работе [15] была проведена та же самая модификация аппаратной части рефлектометра с совмещением каналов газовой ячейки и вспомогательного интерферометра. Разница заключается в том, что в предыдущей работе исследовалась точность определения позиции события по длине волокна, в то время как в нынешней статье проводится сравнение точности получения физического воздействия на примере контролируемой продольной деформации оптического волокна.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Первая (классическая) модификация установки выглядела следующим образом: излучение перестраиваемого лазерного источника Santec TSL-570-P-480640-P-F-AP-00-1 с помощью волоконных каплеров (все каплеры, поляризационные делители и циркуляторы произведены компанией AFR) делилось на три направления таким образом, как показано на рис. 1.

Часть излучения (95 % от его интенсивности) отправлялась на основной интерферометр, который состоял из двух делителей и циркулятора. Последний направлял излучение в волоконный сенсор, где, рассеиваясь на мелких неоднородностях в каждой пространственной координате, оно возвращалось назад и интерферировало в одном из делителей с порцией исходного сигнала. После этого излучение отправлялось на поляризационный делитель, где две его поляризационные компоненты выделялись и отправлялись на два фотодетектора (все фотодетекторы

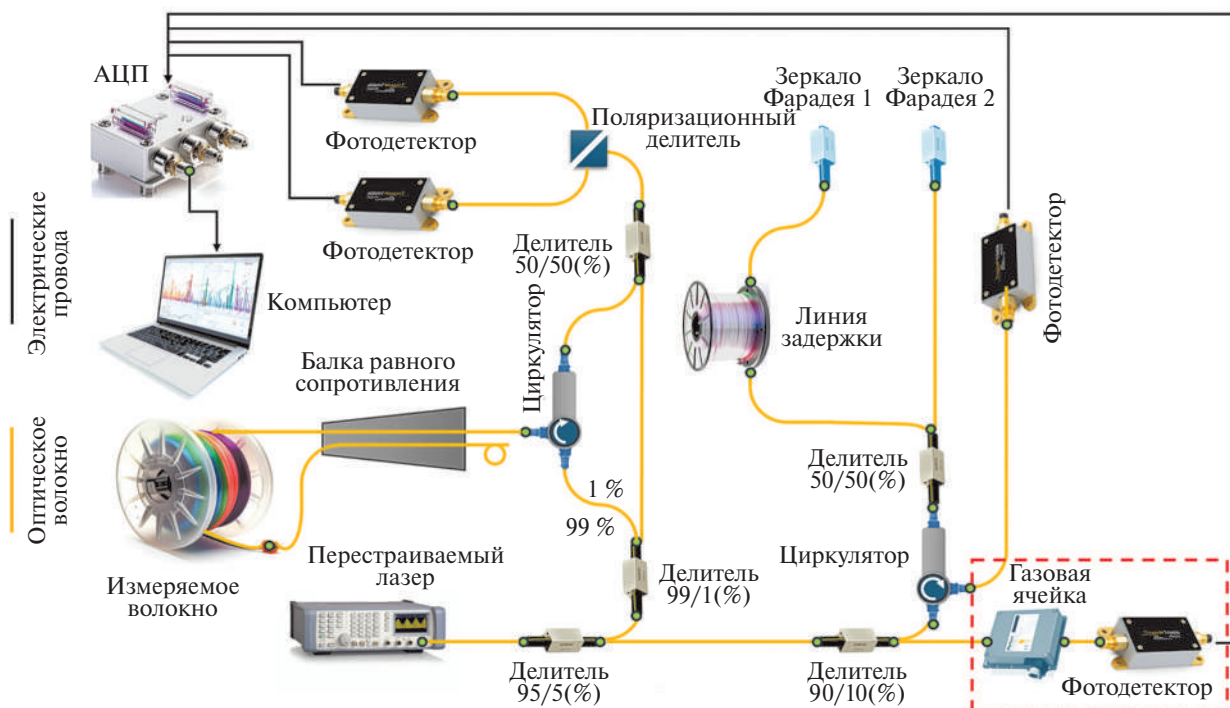


Рис. 1. Первая вариация экспериментальной установки

в схеме — компании Femto, марки HCA-S-200M). Еще одна порция излучения после прохождения через циркулятор отправлялась на ацетиленовую газовую ячейку Wavelength References (50 мторп), после которой поступала на фотодетектор. Третья порция зондирующего излучения отправлялась на вспомогательный интерферометр, в одно из плеч которого было встроено стандартное одномодовое оптическое волокно SMF-28 длиной 50 м. Для эффективной работы метода равночастотной передискретизации, необходимого для восстановления рефлектограммы с высоким разрешением, длина линии задержки должна превышать длину исследуемой линии. Поскольку эталоном для метрологических измерений в данной схеме выступает газовая ячейка (расстояние на рефлектограмме вычисляется, исходя из точных значений длины волны излучения в начале и конце перестройки), прецизионный контроль длины линии задержки вспомогательного интерферометра не требуется. Отражаясь от двух зеркал FOFM-15-L-1-2 компании AFW, излучение из плеч вспомогательного интерферометра интерферирует и поступает также на фотодетектор. Сбор данных из всех каналов осуществлялся платой Advantech 12 bit с частотой дискретизации 25 МГц.

Вторая вариация установки (рис. 2) отличалась тем, что ацетиленовая газовая ячейка не была подключена к отдельному детектору, а располагалась сразу на выходе циркулятора вспомогательного интерферометра.

В качестве исследуемой линии использовался образец из стандартного одномодового оптического волокна SMF-28 длиной 30 м. На двух участках длиной 15 см исследуемой линии (в начале и конце) создавалась деформация растяжения с помощью балки равного сопротивления, у которой во всех сечениях наибольшее нормальное напряжение одинаково. Участки были зафиксированы цианокрилатным клеем, балка последовательно нагружалась 13 калиброванными грузами (рис. 3). Параметры используемой балки: $l = 0.375$ м, $h = 0.003$ м, $b_0 = 0.239$ м, $E = 1.93 \cdot 10^{11}$ Па.

Изгибающий момент балки линейно зависит от приложенной силы F , потому деформации на поверхности консоли постоянны по длине и могут быть вычислены по формуле

$$\varepsilon_z = \frac{6l}{Eb_0h^2} F, \quad (1)$$

где F [Н] — значение приложенной силы, l [м] — длина балки, b_0 [м] — ширина балки, h [м] — толщина балки, E [Па] — модуль упругости материала балки.

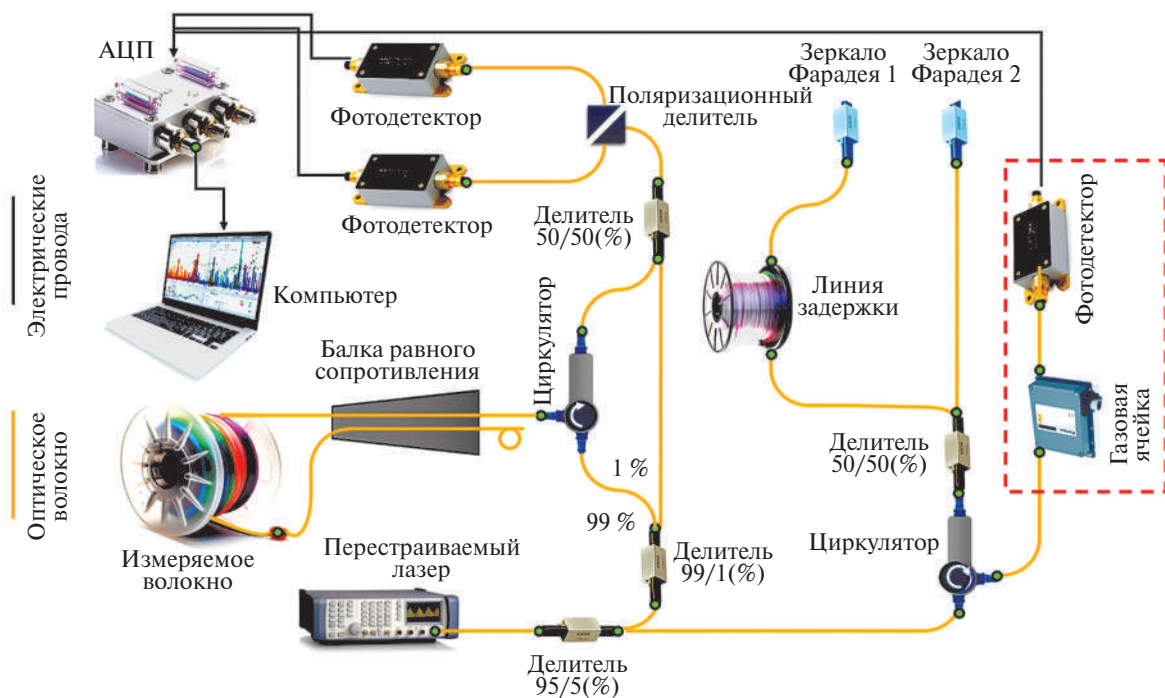


Рис. 2. Вторая вариация экспериментальной установки

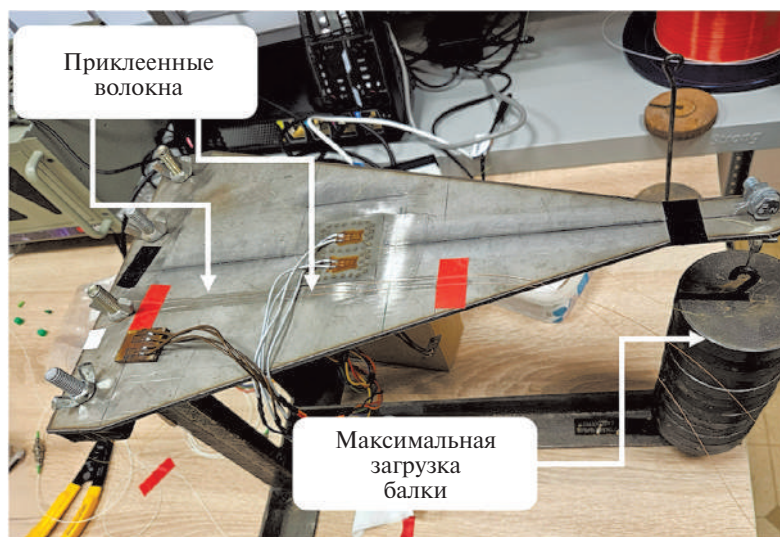
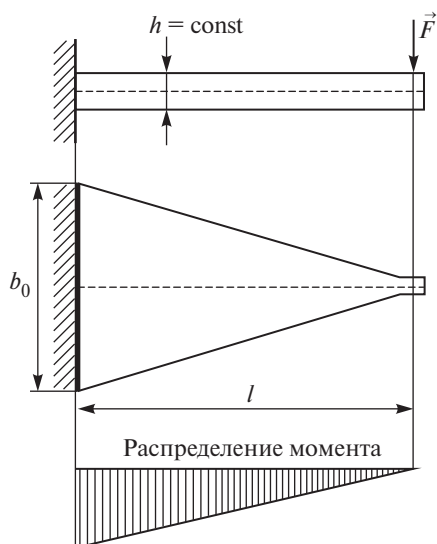


Рис. 3. Балка равного сопротивления

3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Перед тем, как получить спектры и их взаимно корреляционные функции (ВКФ), необходимо подготовить данные, полученные в ходе эксперимента на второй вариации установки, поскольку на ней два референсных канала были объединены в один, а для дальнейших расчетов они необходимы отдельно друг от друга. В предыдущей работе [15] мы использовали эмпирическую модовую декомпозицию и частотную фильтрацию.

Оба метода продемонстрировали схожую эффективность, при этом параметры частотной фильтрации устанавливались, исходя из разумных предположений о наборах частот, присутствующих в сигналах обоих каналов, в то время как при использовании эмпирической модовой декомпозиции не было найдено оптимальных критериев для мод, необходимых для восстановления исходного сигнала. Кроме этого, оптимизированная частотная фильтрация продемонстрировала гораздо меньшие требования к вычислительным ресурсам и была выполнена за меньший времен-

ной промежуток [15]. Исходя из этих критериев, в нынешнем исследовании мы использовали только частотную фильтрацию.

Для извлечения сигнала вспомогательного интерферометра применялись фильтры верхних частот (ФВЧ) с конечной импульсной характеристикой, каждый с собственным значением частоты среза. Такой подход обусловлен необходимостью обеспечить линейность фазочастотной характеристики и сохранить корреляцию между фазовыми помехами в полезном сигнале и сигнале, поступающем от вспомогательного интерферометра.

Чтобы оценить точность выделения сигнала вспомогательного интерферометра, мы провели серию испытаний с применением цифровой фильтрации на разных частотах среза. Качество выделения сигнала оценивалось по возможности определения фазы с помощью преобразования Гильберта, которое дополняет сигнал мнимой компонентой той же частоты и амплитуды, но смещенной по фазе на четверть периода. Фазу однокомпонентного сигнала можно получить, вычислив арктангенс отношения мнимой и действительной частей сигнала. Для многокомпонентного сигнала результат преобразова-

ния не несет однозначной информации о фазе, поэтому критерием качественного разделения служило отсутствие фазовых замираний в моменты времени, когда амплитуда сигнала снижалась из-за соответствия длины волны излучения пику поглощения газовой ячейки. В ходе эксперимента частота дискретизации аналого-цифрового преобразователя была установлена на уровне 25 МГц. Иллюстративным примером амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) и фазочастотной характеристики (ФЧХ) фильтров, использованных в эксперименте, служит изображение на рис. 4. Как видно, ФЧХ фильтра в полосе пропускания является линейной.

Частота среза используемого фильтра высоких частот (ФВЧ) была выбрана на один порядок ниже средней частоты интерференционных биений вспомогательного интерферометра, она составляла 100 кГц, ослабление в полосе подавления было выбрано равным 60 дБ, исходя из разрядности АЦП 16 бит. Фильтр применялся к сигналу объединенного канала, после чего выделенный сигнал вспомогательного интерферометра поступал на вход функции равночастотной дискретизации (рис. 5).

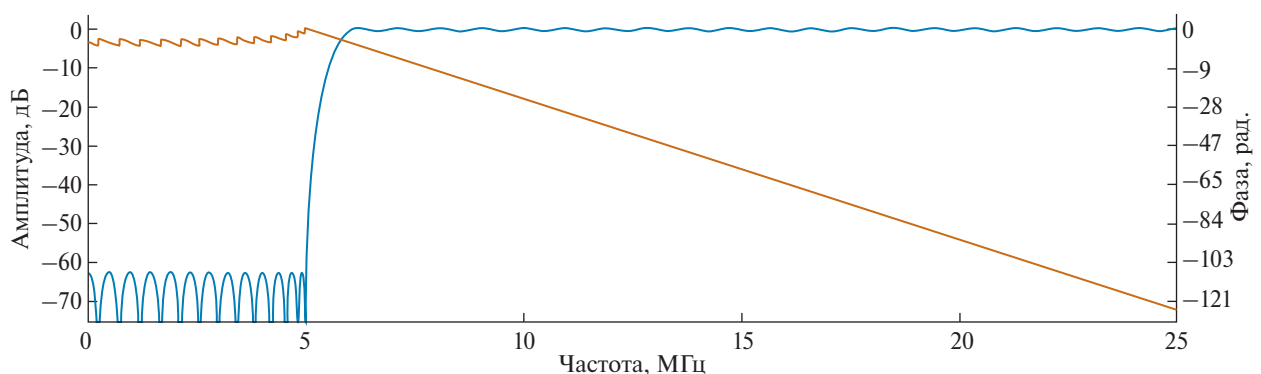


Рис. 4. Пример АЧХ и ФЧХ рассматриваемого фильтра для частоты среза 5 МГц

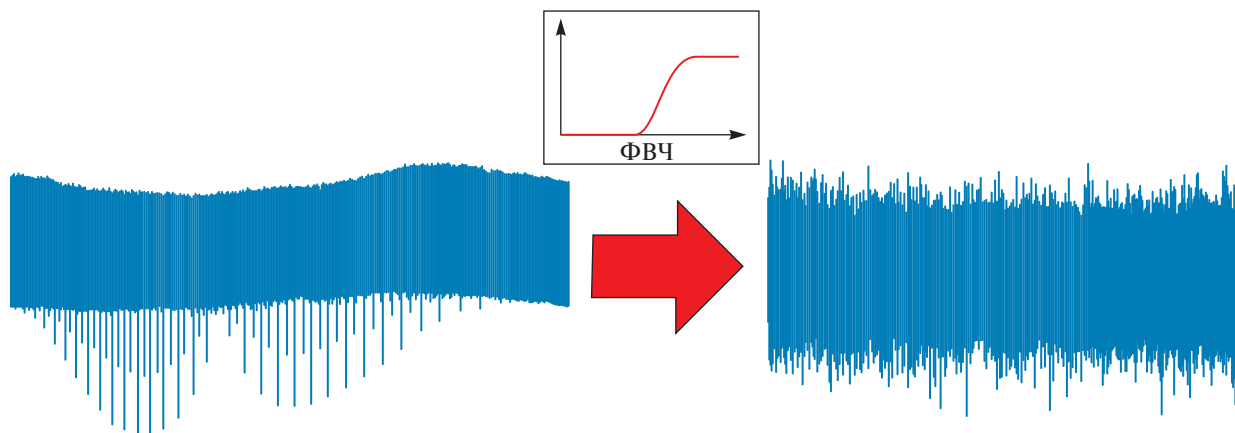


Рис. 5. Схематичное изображение процесса выделения сигнала вспомогательного интерферометра с помощью фильтра высоких частот (ФВЧ)

После равночастотной передискретизации сигнала с основного интерферометра вычисляется прямое преобразование Фурье. Далее вычисляются обратные преобразования Фурье в скользящем окне без перекрытий для растянутого и неподвижного волокон:

$$I_z(t, \nu) = \Phi_\nu^{-1} \left\{ [R(t, x)]_z \right\}, \quad (2)$$

где z – размер окна сканирования в отсчетах; R – значение интенсивности в точке спектра с координатой x в момент t ; ν – оптическая частота; Φ_ν^{-1} – обратное преобразование Фурье. Эти данные поступают на вход нормализованной ВКФ для опорного и измерительного спектров, которая имеет характерный пик,

$$\Psi_z(t_d, t_r) = \frac{I'_z(t_d, \nu)}{S(I'_z(t_d, \nu))} \otimes \frac{I'_z(t_r, \nu)}{S(I'_z(t_r, \nu))}, \quad (3)$$

где $\otimes$ обозначает свертку; индексы d и r обозначают “возмущение” и “покой” соответственно; S – стандартное отклонение;

$$I'_z(t_d, \nu) = I_z(t_d, \nu) - \bar{I}_z(t_d, \nu),$$

где $\bar{I}_z(t_d, \nu)$ – среднее значение массива данных $I_z(t_d, \nu)$;

$$I'_z(t_r, \nu) = I_z(t_r, \nu) - \bar{I}_z(t_r, \nu),$$

где $\bar{I}_z(t_r, \nu)$ – среднее значение массива данных $I_z(t_r, \nu)$. Частотная координата этого пика выражается следующим образом:

$$\Omega_r^d = \text{find max}(\Psi_z(t_d, t_r)), \quad (4)$$

где find max возвращает аргумент максимального значения функции $\Psi_z(t_d, t_r)$. Величина Ω_r^d пропорциональна разности фаз сигнала $\Delta\phi$, а также температурам и деформациям, действующим на оптическое волокно в определенной локации:

$$\Omega_r^d = K_\epsilon \Delta\epsilon_r^d + K_T \Delta T_r^d, \quad (5)$$

где K_ϵ и K_T – коэффициенты пропорциональности для деформаций и температур соответственно. Весь процесс обработки сигнала представлен на рис. 6.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

После описанной выше обработки полученные в экспериментах данные представляют собой одномерные массивы, характеризующие сдвиг взаимно корреляционной функции между спектрами обратного рассеяния для нагруженного и свободного состояний в каждой точке оптического волокна. На каждой рефлектограмме выделяются две зоны воздействия, поскольку два фрагмента волоконного сенсора были при-

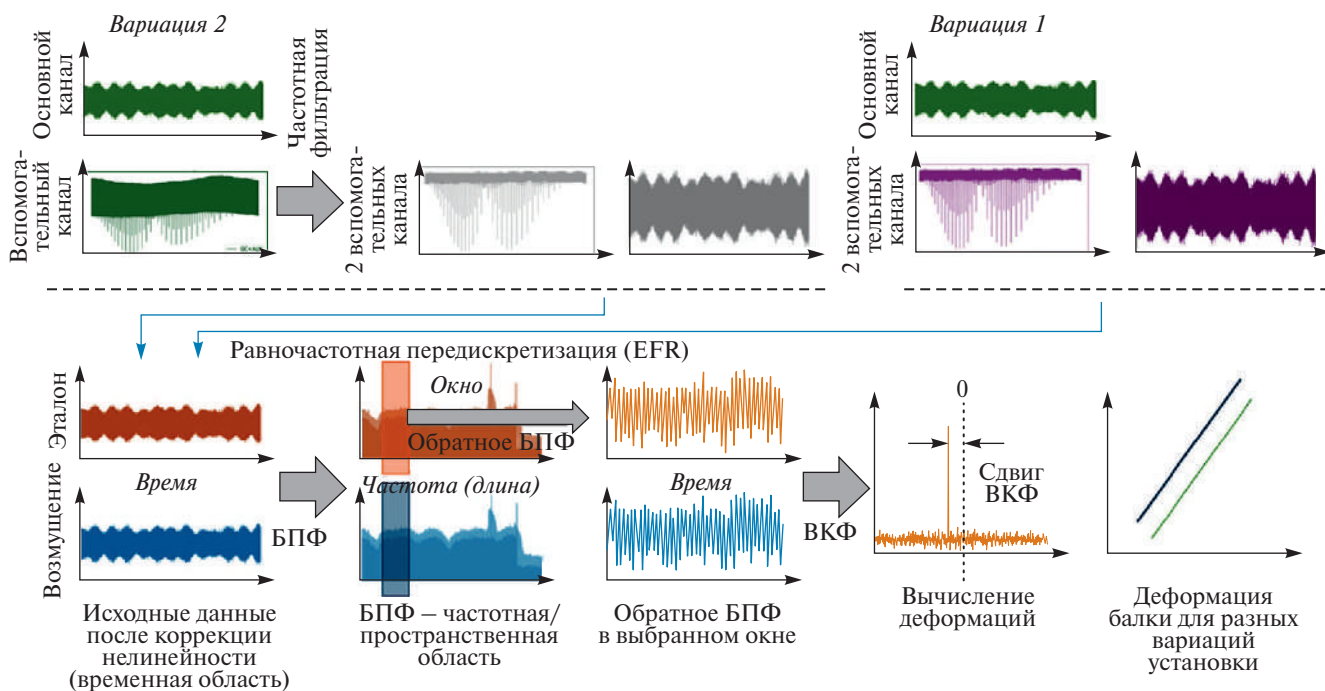


Рис. 6. Алгоритм обработки данных с двух установок (БПФ – быстрое преобразование Фурье, ВКФ – взаимно-корреляционная функция)

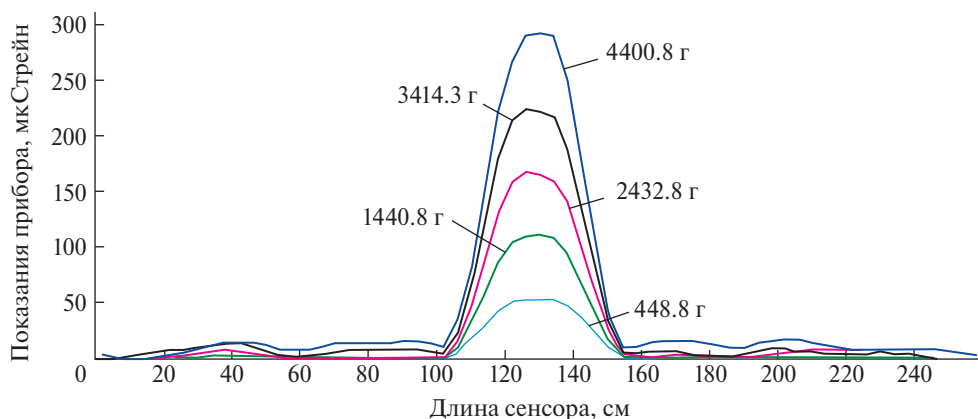


Рис. 7. Воздействие на сенсор (с пространственным усреднением по четырем отсчетам)

клеены к балке равного сопротивления. Кроме этого, каждая рефлектограмма была получена для двух состояний поляризации — S и P . Таким образом, в экспериментах с обеими вариациями установок для каждого нагруженного состояния в нашем распоряжении было четыре набора данных. Один из таких наборов данных представлен на рис. 7. Размер окна вычисления корреляции составляет 1500 отсчетов (4 см). Необходимо отметить, что в данных экспериментах мы не исследуем точность локализации воздействий, поскольку возможная погрешность не будет превышать размера окна вычисления корреляции, а вот корректность определения самой величины воздействия необходимо еще доказать.

Поскольку во время эксперимента в лабораторном помещении могла варьироваться температура, также оказывающая влияние на сдвиг корреляционной функции спектров обратного рассеяния, сдвиги ВКФ на фрагментах волокна слева и справа от приклеенного на балку отрезка использовались для температурной компенсации. Для того чтобы получить более точное значение сдвига ВКФ в зоне воздействия, мы использовали окно, размер которого был близок к длине зоны воздействия (7500 отсчетов — 20 см). В данном случае размер окна подобран таким образом, чтобы в него укладывался исследуемый фрагмент. Допустить то, что механические напряжения на исследуемом фрагменте равны, позволяет использование балки равного сопротивления. На рис. 8 точками показаны четыре различные зависимости сдвига корреляционной функции от приложенной силы (для первой вариации установки).

Сплошной линией изображен усредненный линейный тренд по этим четырем измерениям. Поскольку мы считаем первую вариацию уста-

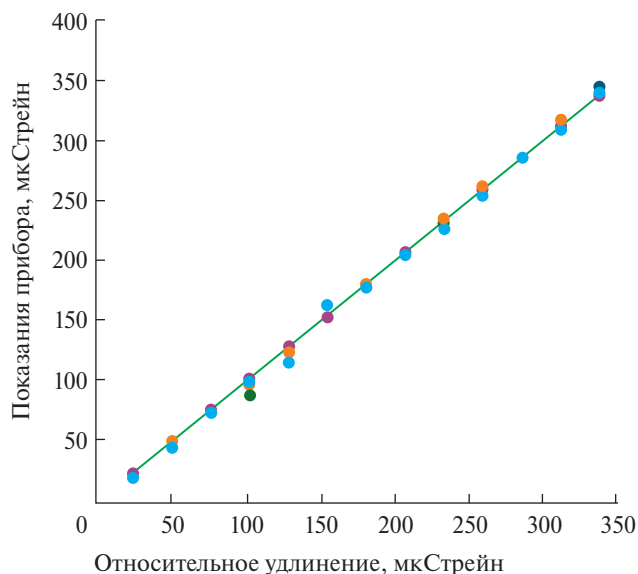


Рис. 8. Зависимость показаний установки (схема 1) от приложенной к измерительному участку световода деформации

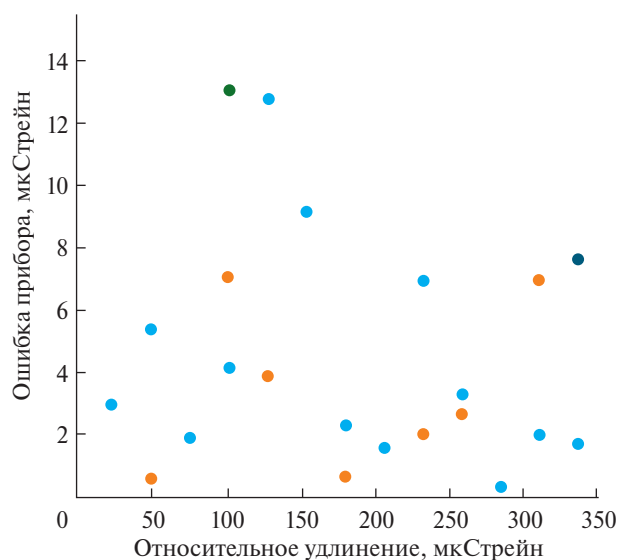


Рис. 9. Отклонение от эталонного значения для первой вариации установки

новки “классической” (своего рода золотым сечением для распределенной волоконной сенсорики методом OFDR), данный усредненный тренд мы будем считать эталонным и будем сравнивать с ним отдельные измерения. Так, внутри самой этой выборки максимальное отклонение от тренда составляет 13 мкСтрейн (рис. 9).

После проведения данного эксперимента установка была переконфигурирована: газовая ячейка была подключена к каналу вспомогательного интерферометра, а ее собственный канал с фотодетектором был упразднен. На графике (рис. 10) точками представлены те же четыре измерения, полученные на второй вариации установки.

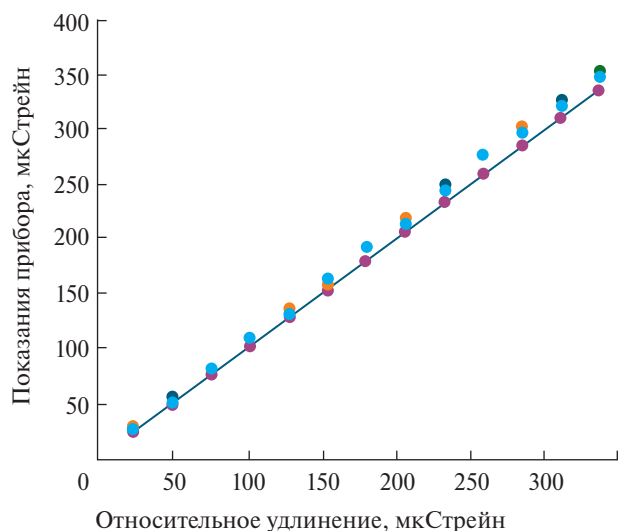


Рис. 10. Зависимость показаний установки (схема 2) от приложенной к измерительному участку световода деформации

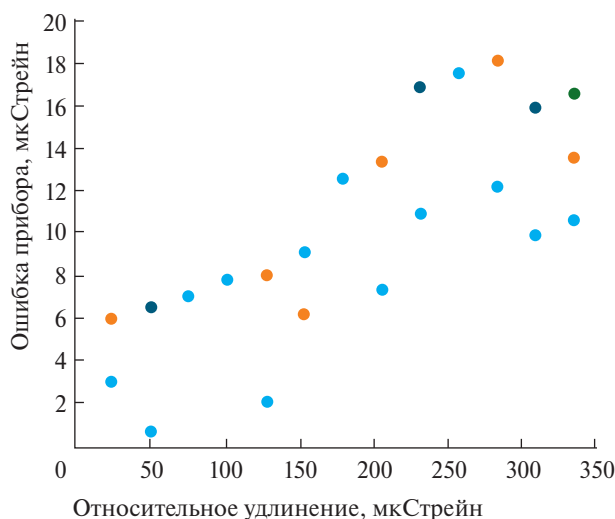


Рис. 11. Отклонение от эталонного значения для второй вариации установки

Линией показан тренд, полученный на первой вариации установки, принимаемой за эталон, отклонения от этого тренда представлены на рис. 11. Максимальная погрешность составляет 18 мкСтрейн (5.1 %), что немногим больше погрешности данных, полученных на первой вариации установки, — 13 мкСтрейн (3.8 %). Стоит, однако, отметить, что обе погрешности не превышают 18 мкСтрейн удлинения оптоволоконного сенсора, они являются характерными погрешностями для экспериментов, в которых волоконный сенсор приклеивается к балке равного сопротивления именно такой конструкции [17, 18].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен эксперимент по модификации конфигурации оптического частотного рефлектометра путем замены двух специальных сервисных каналов, включающих вспомогательный интерферометр и газовую ячейку, на один канал. Целью данного исследования была оценка возможности использования схемы с объединенным каналом для сенсорных применений. Мы показали, что погрешность измерений, полученных на модифицированной установке, незначительно отличается от характерного для данного эксперимента разброса данных, полученных на классической вариации оптического рефлектометра частотной области. Работа демонстрирует работоспособность модифицированной установки для сенсорных применений, она должна стать отправной точкой для проведения новых работ в данном направлении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karapanagiotis C., Schukar M., Breithaupt M. et al. eJNDT. 2024. V. 29. № 7. <https://doi.org/10.58286/29701>
2. Stepanov K.V., Zhirnov A.A., Koshelev K.I. et al. Sensors. 2021. V. 21. № 21. P. 7077. <https://doi.org/10.3390/s21217077>
3. Hartog A.H., Liokumovich L.B., Ushakov N.A. et al. Geophys. Prospect. 2018. V. 66. № S1. P. 192. <https://doi.org/10.1111/1365-2478.12612>
4. Ghazali M.F., Mohamad H., Nasir M.Y. et al. Opt. Fiber Technol. 2024. V. 87. P. 103911. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2024.103911>
5. Konstantinov Y.A., Kryukov I.I., Pervadchuk V.P., Toroshin A.Yu. Quantum Electron. 2009. V. 39. № 11. P. 1068. <https://doi.org/10.1070/QE2009V039N11ABEH014171>

6. *Stepanov K.V., Zhirnov A.A., Sazonkin S.G. et al.* Sensors. 2022. V. 22. № 13. P. 4781.
<https://doi.org/10.3390/s22134781>
7. *Matveenko V., Kosheleva N., Serovaev G., Fedorov A.* Sensors. 2022. V. 23. № 1. P. 410.
<https://doi.org/10.3390/s23010410>
8. *Кривошеев А.И., Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е.* ПТЭ. 2022. № 5. С. 5.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222050275>
[*Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Yu.A., Belokrylov M.E.* Instrum. Exp. Tech. 2022. V. 65. № 5. P. 687.
<https://doi.org/10.1134/S0020441222050268>].
9. *Matveenko V., Serovaev G., Kosheleva N., Gusev G.* Procedia Struct. Integr. 2021. V. 33. P. 925–932.
<https://doi.org/10.1016/j.prostr.2021.10.103>
10. *Rui Min, Yunfeng Chen, Hang Wang, Yangkang Chen.* IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2024. V. 62. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/TGRS.2024.3371052>
11. *Song Jiayi, Sui Weibo, He Jinbao et al.* Combining DAS and DTS Measurements for Oil-Water Two-Phase Flow Profiling in Sucker Rod Pump Wells. Paper presented at the ADIPEC, Abu Dhabi, UAE, 2023.
<https://doi.org/10.2118/216018-MS>
12. *Li D., Yi D., Zhou X., Chen X., Geng Y., Li X.* IEEE Sens. J. 2024. V. 24. № 20. P. 32185.
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2024.3449440>
13. *Pierau R.-E., Katsifolis J., Meehan A., Rezatofighi H., Stuckey P.J.* Opt. Express. 2025. V. 33. № 3. P. 4109.
<https://doi.org/10.1364/OE.542663>
14. *Lobach I.A., Fotiadi A.A., Yatseev V.A. et al.* Sensors. 2024. V. 24. № 16. P. 5432.
<https://doi.org/10.3390/s24165432>
15. *Belokrylov M.E., Kambur D.A., Konstantinov Yu.A., Claude D., Barkov F.L.* Sensors. 2024. V. 24. № 4. P. 1253.
<https://doi.org/10.3390/s24041253>
16. Swept Photonics Analyzer (SPA-100) Santec. Электрон. дан.
<https://inst.santec.com/products/componenttesting/spa-100>
17. *Matveenko V., Kosheleva N., Serovaev G.* Procedia Struct. Integr. 2023. V. 50. P. 184.
<https://doi.org/10.1016/j.prostr.2023.10.040>
18. *Matveenko V.P., Serovaev G.S., Galkina E.B., Konikhov V.A.* Procedia Struct. Integrity. 2025. V. 72. P. 229.
<https://doi.org/10.1016/j.prostr.2025.08.097>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 621.317.4

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КЛАССИЧЕСКИХ ХОЛЛОВСКИХ МАГНИТОМЕТРОВ

© 2026 г. Х. Р. Ростами*, И. П. Никитин

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
Российской академии наук*

Российская Федерация, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

**E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru*

Поступила в редакцию 15.01.2026

После доработки 19.02.2026

Принята к публикации 05.03.2026

Для исследования степени влияния собственного поля H_H тока смещения I_H преобразователя Холла (ПХ) на исследуемые объекты и точности измерения холловского магнитометра изучено пространственное распределение поля H_H на поверхности и вокруг гетероэпитаксиального ПХ со структурой n -InSb- i -GaAs. Разработана установка, позволяющая перемещать исследуемый ПХ2 по оси z на расстояние до 25 мм с точностью примерно 1 мкм, вращать его вокруг своей оси на $\varphi = 360^\circ$ с точностью 2° , а также перемещать вдоль оси x на расстояние до 5 мм по отношению к измерительному ПХ1 с точностью примерно 1 мкм. Обнаружено, что на краях тонкой эпитаксиальной пленки n -InSb происходит резкое изменение направления силовых линий индукции поля H_H , которое приводит к появлению сигнала разбаланса вблизи холловских контактов ПХ. Показано, что точная компенсация H_H полем тока, противофазного I_H , не только позволяет исключить влияние H_H на исследуемые объекты, но и приводит к существенному повышению пространственного разрешения и чувствительности магнитометра.

DOI: 10.7868/S3034564226030111

1. ВВЕДЕНИЕ

Достигнутый за несколько десятилетий прогресс в микро- и нанотехнологиях сделал возможной разработку высокочувствительных датчиков магнитного поля с повышенным пространственным разрешением для измерения слабых локальных магнитных полей на поверхности и вокруг объектов малых размеров. В частности, были разработаны полупроводниковые магнитометры, основанные на эффекте Холла [1, 2], которые просты в использовании, имеют высокую чувствительность и могут иметь различные размеры и геометрические формы.

Холловские магнитометры на основе гетероэпитаксиальной пленки n -InSb- i -GaAs могут работать в широком диапазоне магнитных полей (свыше 10 Тл), частот (приблизительно

до 10 кГц) и температур (примерно 1.3–373 К) и позволяют проводить непрерывные измерения векторной составляющей постоянных, переменных и импульсных магнитных полей с высоким пространственным разрешением. Такие магнитометры просты в эксплуатации и имеют невысокую стоимость [3–7]. В холловских зондовых сканерах также используются “крестовые” преобразователи Холла (ПХ), созданные на основе металлических золотых пленок и проволок [8, 9], полуметаллические графеновые и висмутовые пленки [10–13], полупроводниковые тонкие эпитаксиальные пленки на основе кремния [14], двумерные электронно-газовые сенсоры AlSb/InAs [1] и т.д. В зависимости от поставленных задач указанные ПХ различаются размерами рабочей поверхности, чувствительностью, величинами токов смещения, линей-

ностью, остаточным напряжением смещения, температурным коэффициентом, а также частотным, магнитным и температурным диапазонами работы.

В настоящее время чувствительность ПХ на основе InSb сравнима с чувствительностью двумерных электронно-газовых сенсоров AlSb/InAs (2DEG), составляющей около $(0.27-2.5) \cdot 10^{-7}$ Тл [1]. Преобразователи Холла на основе графена с высокой производительностью и чувствительностью к магнитному полю имеют большие перспективы для разработки сверхчувствительных магнитометров с очень низким энергопотреблением, превосходя лучшие датчики на основе кремния и узкощелевых полупроводников [15]. Однако, в отличие от ПХ, рассмотренных в работах [3–7], преобразователи, указанные в [8–15], могут обеспечить высокое магнитопро пространственное разрешение только в узких диапазонах магнитных и температурных полей и не позволяют зондировать поверхности объектов на больших пространственных масштабах.

В некоторых работах (см. [16] и приведенные там ссылки) авторы отмечали влияние собственного поля H_H тока смещения I_H через ПХ на исследуемые объекты, однако детальный анализ этой проблемы не проводился; поэтому оценка влияния собственного поля H_H на магнитопро пространственное разрешение, линейность и точность ПХ по-прежнему остается актуальной проблемой.

Обычно для повышения пространственного разрешения магнитометра ПХ располагаются максимально близко к поверхности исследуемого объекта и размер рабочей поверхности ПХ уменьшается, а для минимизации поля H_H величина тока I_H снижается. Однако это приводит к потере чувствительности и снижению производительности, высокому температурному дрейфу и низкой стабильности работы таких ПХ, а отношение H_H/I_H имеет такой же порядок, как у ПХ с высокими I_H и H_H . Следовательно, для повышения магнитопро пространственного разрешения ПХ и исключения влияния ПХ на распределение локальных полей вокруг и на поверхности объекта необходимо сначала скомпенсировать поле H_H используемого ПХ, а затем поместить преобразователь максимально близко к поверхности исследуемого объекта.

В настоящей работе демонстрируется способ одновременного повышения пространственного разрешения и чувствительности холловского

магнитометра на основе InSb путем компенсации H_H противофазным ему полем. Благодаря исключению влияния H_H на исследуемый объект и точность магнитометра достигнута чувствительность приблизительно $5.75 \cdot 10^{-9}$ Тл. Это сравнимо с теоретически оцененной чувствительностью (примерно $1.5 \cdot 10^{-9}$ Тл), которая до сих пор остается экспериментально неподтвержденной из-за высокого уровня шума $1/f$ в области низких частот [2].

2. ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННОГО ПОЛЯ ХОЛЛОВСКОГО ЗОНДА НА ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ И МАГНИТОМЕТРА

Известно [16, 17], что в идеальном преобразователе Холла (симметричная конструкция, однородный материал, отсутствие побочных эффектов и т.д.) при пропускании тока смещения I_H через тонкую прямоугольную пластину из высокоомного полупроводникового материала шириной a , длиной l и толщиной d в магнитном поле с индукцией $B_{\perp}$, перпендикулярной поверхности пластины, на поперечных холловских контактах, расположенных по центру боковых сторон, возникает напряжение Холла V_H :

$$V_H = a/E_H = a/J_H R_H B_{\perp} = R_H B_{\perp} I_H / d, \quad (1)$$

где E_H — напряженность поля Холла, R_H — коэффициент Холла (который в слабых магнитных полях не зависит от $B_{\perp}$ и определяется только свойствами полупроводника), а $J_H = I_H/ad$ — плотность тока смещения через ПХ. В полупроводниковой пластине с преобладающей концентрацией электронов $R_H = (en)^{-1}$, где n и e — концентрация и заряд электрона соответственно. Магнитная чувствительность ПХ определяется выражением

$$\gamma = |V_H|(B_{\perp})^{-1} = |R_H|I_H d^{-1} = I_H (end)^{-1} = [Pa\mu_e(dlen)^{-1}]^{1/2}, \quad (2)$$

где P — мощность, рассеиваемая на ПХ, а μ_e — подвижность электронов. Как следует из формулы (2), в случае широких, коротких и тонких пластин чем выше подвижность и чем меньше концентрация электронов, тем выше магнитная чувствительность γ . Согласно многочисленным литературным данным (см. [16] и приведенные там ссылки), наиболее высокую μ_e и наименьшую n среди всех известных полупроводников имеет антимонид индия, и ПХ на их основе демонстрируют более стабильные характеристики

в широком диапазоне температурных и магнитных полей.

Ток I_H идеального ПХ на широкой и тонкой пластине можно мысленно представить в виде суммарного тока через параллельные токовые нити с диаметром, равным толщине пленки: $I_H = \sum I_{H_i}$. Токи I_{H_i} создают вокруг себя соленоидальные или вихревые поля B_{H_i} , при этом поля между нитями компенсируют друг друга; в итоге для токовых нитей поля $B_H = \sum B_{H_i}$ с обеих сторон ПХ являются однородными, параллельными к поверхности пленки и равными друг другу.

На рис. 1 приведено распределение силовых линий B_H поля $H_H = B_H/\mu_0$ вокруг токовой полосы ПХ. Видно, что силовые линии B_H образуют контур вокруг токовой полосы ПХ. Разнонаправленные силовые линии B_H перпендикулярны току через ПХ и параллельны поверхности ПХ с обеих сторон: $B_{H3} = B_H(-a/2, 0, -d/2)$ и $B_{H4} = B_H(a/2, 0, d/2)$. При этом, поскольку толщина пленки существенно меньше ее ширины, разнонаправленные силовые линии на краях пленки резко меняются: $B_{H1} = B_H(-a/2, 0, 0)$ и $B_{H2} = B_H(a/2, 0, 0)$, так как, исходя из граничных условий на краях пленки, $B_{H3}/B_{H2} = \mu_3/\mu_2$. Здесь μ_3 и μ_2 — магнитные проницаемости внутри и на краю пленки соответственно [18, 19]. Складывается картина, аналогичная картине сгущения силовых линий поля внутри отверстия соленоида и их расхождения на торцах соленоида.

Компенсирующее поле не только прижимает силовые линии поля H_H к поверхности ПХ, но и отодвигает его к середине токовой полосы, так как поле H_H создает силу Лоренца, которая при-

жимает силовые линии к поверхности и к середине пленки в случае одинакового направления токов и, наоборот, отодвигает их в случае противоположного направления токов. Поскольку сила взаимодействия между двумя токовыми полосами обусловлена компонентами B_{H_i} и перпендикулярными им E_{H_i} [19], создается возможность регулировать распределение силовых линий B_H путем изменения E_{H_i} . Поскольку поле внутри цилиндрической проволоки растет от центра к поверхности по линейному закону пропорционально радиусу цилиндра R , а вне цилиндра уменьшается пропорционально $1/R$ [18–20], регулируя амплитуду и фазу компенсирующего поля, можно исключить влияние поля H_H на исследуемые объекты. Полученный результат очень важен для одновременного повышения как пространственного, так и магнитного разрешения холловского зонда.

В реальных ПХ из-за возможной асимметрии в расположении холловских контактов, неоднородностей и анизотропии материала пленки, ростовых дефектов пленки, неоднородного распределения плотности тока J_H возле холловских контактов и т.п. происходит нарушение уравнения (1), связанное с изменением величины тока $I_H = dJ_H$ на краях пленки. Как следствие, величины B_{H1} и B_{H2} различаются. Это вызывает неодинаковое смещение токовых и эквипотенциальных линий возле холловских контактов, в результате чего концентрация силовых линий индукции B_H вблизи контактов будет разной, и интегральное по площади пленки поле B_H становится отличным от нуля. Таким образом, в нулевом внешнем магнитном поле средняя по площади пленки индукция B_H разнонаправленного неоднородного асимметричного собственного поля H_H создает на холловских контактах дополнительное напряжение

$$V_H \sim R_H B_H I_H / d \sim R_H I_H^2 / d. \quad (3)$$

В случае переменного тока через ПХ $I_H = I_0 \cos(\omega t)$,

$$V_H \sim (R_H/d) I_0^2 \cos^2(\omega t). \quad (4)$$

Как следует из формул (3) и (4), значение V_H не зависит от направления тока I_H . Для определения величины B_H можно пользоваться теоремой о циркуляции вектора B :

$$2Bl = \mu_0 i l. \quad (5)$$

Здесь l — длина стороны контура, параллельной плоскости с током [19], i — линейная плотность тока, представляющая собой ток, приходя-

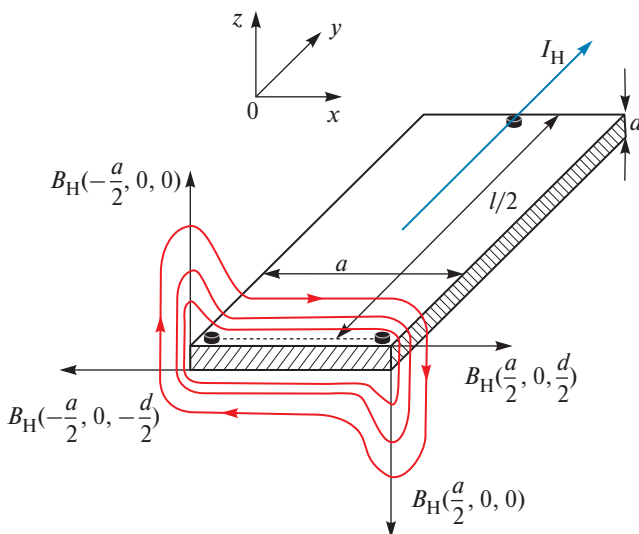


Рис. 1. Распределение силовых линий B_H вокруг токовой полосы ПХ

щийся на единицу длины поперечного сечения пленки. Для точек вблизи поверхности пленки и вдали от ее краев

$$B = \mu_0 i / 2 = \mu_0 I / 2a. \quad (6)$$

Согласно формуле (6), для стандартного ПХ типа ПХЭ603118Б на основе антимолида индия (НПФ “Сенсор”, Санкт-Петербург), используемого в данной работе, с номинальным током $I_H = 100$ мА и размером рабочей области 50×100 мкм² [6] имеем

$$B_H = \mu_0 i_H / 2 = \mu_0 I_H / 2a \approx 10^{-4} \text{ Тл}. \quad (7)$$

Ток I_H на холловских контактах создает напряжение

$$V = V_{HV} + V_{res} + V_H + \sum V_i. \quad (8)$$

В этом выражении V_{res} — остаточное напряжение неэквивипотенциальности, возникающее на холловских контактах ПХ при нулевом внешнем магнитном поле; $\sum V_i$ — суммарное напряжение систематических ошибок (термомагнитное напряжение, вызванное температурными эффектами и зависимостью коэффициента Холла от температуры) [16]. Согласно паспортным данным [6], коэффициент преобразования γ ПХ типа ПХ Э603118Б составляет более 50 мкВ/10⁻³ Тл, $V_{res} < 50$ мкВ, температурный коэффициент остаточного напряжения менее 0.01 мкВ/°С, и температурный коэффициент чувствительности лучше, чем 2%/°С. Согласно формуле (4),

$$V_H \sim (R_H / d) I_0^2 (1 + \cos(2\omega t)) / 2, \quad (9)$$

Напряжение на холловских контактах, созданное собственным полем H_H , содержит постоянную и переменную составляющие с частотой второй гармоники. Следовательно, согласно формуле (7), при $B_H \approx 10^{-4}$ Тл выходной сигнал магнитометра в нулевом внешнем поле создает напряжение $V_H \approx 10$ мкВ на холловских контактах; поэтому, как показано в работах [3, 7], магнитная чувствительность магнитометра без компенсации ПХ не выше $2.5 \cdot 10^{-7}$ Тл. Тепловые шумы $\sum V_i$ удастся существенно снизить за счет работы в изотермическом режиме: ПХ находился в жидком азоте или в газопотоке микрокриостате при заданной температуре с точностью 0.01 К. Таким образом, в нулевом внешнем магнитном поле основной вклад в формулу (8) вносят V_{res} и V_H .

С целью уменьшения погрешности измерений, связанной с влиянием поля H_H на показания ПХ и физические параметры исследуемого объекта, поле H_H тщательно компенсировалось.

Для этого использовались два одинаковых ПХ с близкими техническими параметрами. Вспомогательный ПХ, используемый для компенсации поля H_H , располагался на обратной стороне подложки основного ПХ. Оба ПХ располагались строго параллельно друг другу в углублении в неподвижном медном диске, установленном на нижней несущей части камеры датчика магнитного поля. Затем через вспомогательный ПХ пропусклся ток в противофазе с током смещения I_H основного ПХ, и путем регулировки амплитуды и фазы с помощью фазовращателя и применения синхронного детектирования нам удалось повысить чувствительность магнитометра от уровня приблизительно $2.5 \cdot 10^{-7}$ Тл до примерно $5.75 \cdot 10^{-9}$ Тл на частоте 19 Гц. На более высоких частотах увеличивается разность фаз между током I_H и $V_{HV}(B)$, изменяется форма $V_{HV}(B)$ и усложняется предварительная компенсация как первой, так и второй гармоник $V_{HV}(B)$. Все это очень сильно сказывается в случае регистрации слабых магнитных полей. Кроме того, исключение второй гармоники очень важно в случае спектроскопии измеряемого сигнала по гармоникам.

3. КОНСТРУКТИВНАЯ СХЕМА ЯЧЕЙКИ ДАТЧИКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На рис. 2а приведены конструктивная схема внешней управляющей части вставки камеры датчика магнитного поля, содержащей механизм вертикального перемещения исследуемого ПХ2 вдоль оси z относительно поверхности измерительного ПХ1, механизм вращения ПХ2 вокруг своей оси в плоскости xy и механизм управления столиком горизонтального перемещения ПХ2 вдоль оси x .

На рис. 2б приведена нижняя часть вставки камеры датчика магнитного поля, содержащая медный диск с ПХ2, закрепленным на головке столика для перемещения по оси x , медный диск с ПХ1, ввинченный в латунную направляющую, жестко фиксированную на конце центральной штанги, нагреватель, систему подвода проводов к ПХ, нагревателю и термометру.

Система работает следующим образом: микрометрический винт через систему преобразователя вращательного движения в линейное соединен с нержавеющей стержнем, он обеспечивает движение по оси z на расстояние до 25 мм с точностью примерно 1 мкм. Стержень,

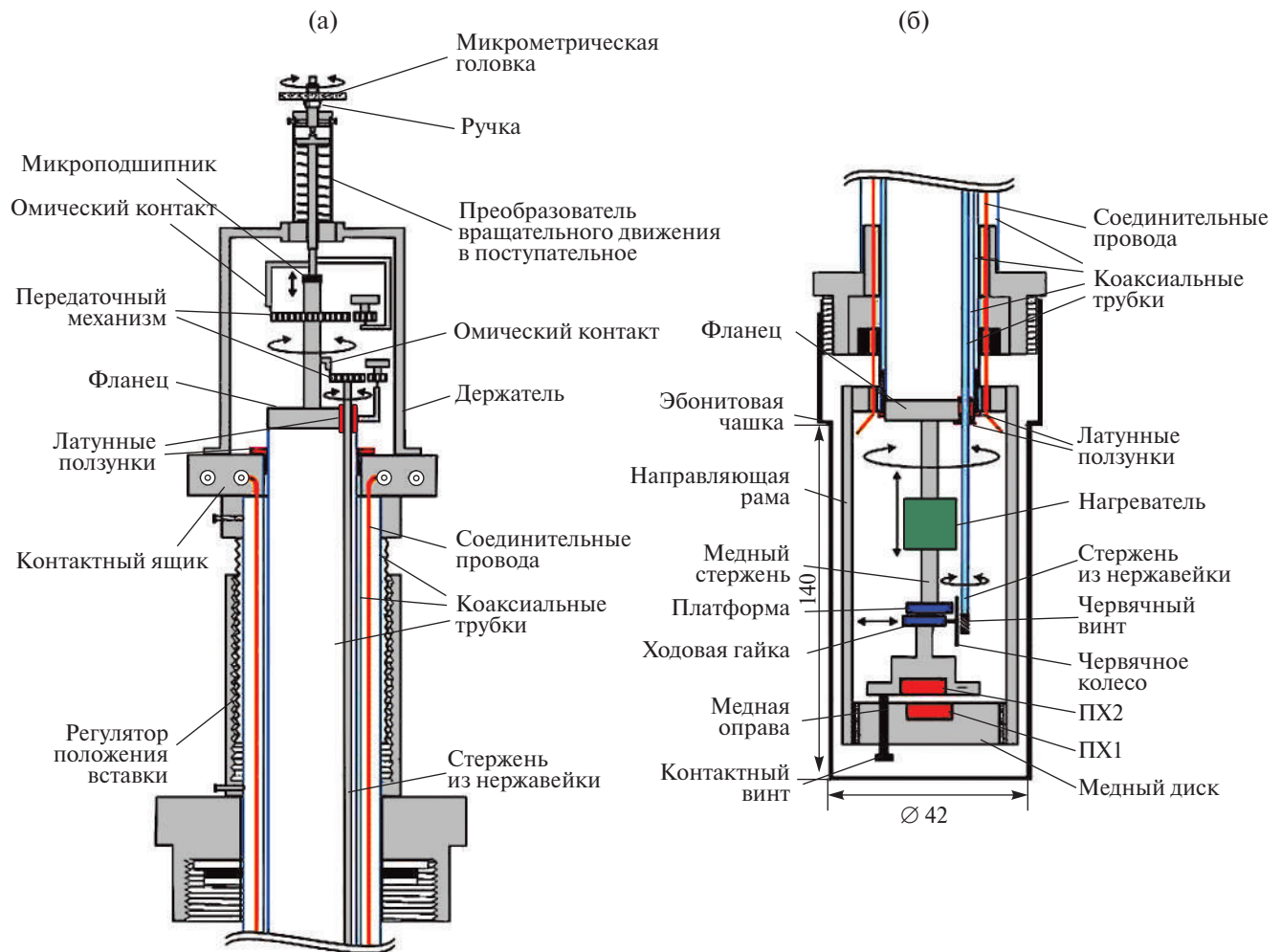


Рис. 2. Измерительная установка

в свою очередь, через систему преобразования линейного движения во вращательное соединен с фланцем тонкостенной нержавеющей трубкой, проходящей через латунные направляющие ползунки, фиксированные на концах тонкостенной нержавеющей трубки. Столик x перемещения через червячную передачу управляется снаружи при помощи нержавеющей стержня, проходящего через латунные направляющие ползунки, фиксированные на фланцах вращающейся тонкостенной нержавеющей трубки. Таким образом, система обеспечивает независимое управление столиком. В центрах дисков для установки ПХ1 и ПХ2 сделаны углубления, высота которых равна их толщине, а диаметр углублений соответствует диагоналям ПХ. Диск с основным измерительным ПХ1 закрепляется на неподвижной несущей части вставки, а второй диск с исследуемым ПХ2 устанавливается в центре координатного столика x перемещения. Измерительные провода проходят между соосными

тонкими нержавеющими трубками центральной штанги. Минимальное расстояние между строго параллельными тщательно отполированными поверхностями медных дисков, в которых находятся ПХ1 и ПХ2, устанавливается с помощью пленки толщиной около 10 мкм. Для этого с помощью микровинта медный диск с ПХ2 по оси z приближается к медному диску с ПХ1 до возникновения омического контакта, после чего медный диск с ПХ2 от порога фиксации омметром обрыва омического контакта сдвигается в обратном направлении на 10 мкм [3, 7].

После установки заданных значений z и x положение ПХ2 фиксируется в горизонтальной плоскости. Далее осуществляется вращение ПХ2 относительно ПХ1 от $\varphi = 0$ до $\varphi = 360^\circ$ с шагом 10° , и для каждого φ измеряются значения B_{H1} и B_{H2} . При этом в случае $x = 0$ ось вращения проходит через геометрические центры ПХ1 и ПХ2. После перемещения ПХ2 по осям x или z снова повторяются измерения при вращении ПХ2 для

достижения максимальных значений B_{H1} и B_{H2} . Для компенсации люфтов резьбы микровинтов начало и конец перемещения ПХ2 по осям x и z и на угол φ контролируются с помощью омических контактов [3, 7].

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ И ОБРАЗЦЫ

Исследования проводились в режимах FC (field cooling) и ZFC (zero field cooling) [3, 21] на образцах из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) разных размеров с разной структурой, критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние T_c , шириной перехода в сверхпроводящее состояние ΔT_c , плотностью критических токов J_c , первым критическим магнитным полем H_{c1} , а также максимальной плотностью $B_{3МП}^{\max}(0)$ захваченного магнитного потока (ЗМП) в центре на поверхности образцов. Это были монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) (образец № 1), монокристаллы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (BSCCO) (№ 2), массивные текстурированные (ось c перпендикулярна плоскости образца) квазимонокристаллические YBCO-образцы (№ 3), поликристаллические текстурированные по оси c образцы (№ 4), нетекстурированные керамические образцы ВТСП YBCO (№ 5) и эпитаксиальные пленки YBCO с осью c , перпендикулярной плоскости подложки $NdGaO_3$ (110) (№ 6).

Для оценки степени компенсации напряжения V_H , возникающего в собственном поле H_H , проводились следующие эксперименты.

Сначала без компенсации H_H YBCO образец подводился к ПХ1 вдоль оси z в режиме ZFC и было обнаружено, что за счет диамагнитного экранирования увеличение J_c и H_{c1} приводило к уменьшению сигнала разбаланса на выходе магнитометра. При отводе образца от ПХ1 сигнал разбаланса возвращался к своему первоначальному значению, а повторное приближение образца к поверхности ПХ1 приводило к росту сигнала разбаланса. Далее YBCO-образец вблизи ПХ1 нагревался до температуры выше T_c и снова охлаждался до температуры жидкого азота $T = 77.4$ К в режиме FC. В данном режиме, по сравнению с режимом ZFC, когда к поверхности ПХ1 приближался находящийся в сверхпроводящем состоянии образец с низкими J_c и H_{c1} , был обнаружен еще больший

рост сигнала разбаланса на выходе магнитометра. При отводе YBCO-образца от поверхности ПХ1, как и в первом опыте, сигнал разбаланса уменьшался и принимал свое первоначальное значение. В режиме ZFC изменение выходного сигнала магнитометра вызвано полями размагничивания YBCO-образца, индуцированными полем H_H [21].

В режиме FC, когда находящийся вблизи поверхности ПХ1 YBCO-образец охлаждался от температуры выше T_c до температуры 77.4 К, происходило проникновение H_H внутрь образца через джозефсоновские слабые связи. При отводе образца от поверхности ПХ1 в образце происходил ЗМП полем H_H , который при повторном приближении образца к поверхности преобразователя приводил к увеличению сигнала разбаланса на выходе магнитометра. В табл. 1 приведены параметры образцов и результаты измерений. Аналогичные результаты были получены и при замене образца № 1 на образцы № 2–6. Однако для образца № 2 из-за низкого первого критического магнитного поля H_{c1} и более высокой плотности ЗМП $B_{3МП}^{\max}(0)$ (по сравнению с образцом № 1) сигнал разбаланса на выходе магнитометра увеличивался. Для образцов № 3–5 из-за более низкого H_{c1} и существенно более высокого $B_{3МП}^{\max}(0)$ (по сравнению с образцами № 1, 2, 6) сигнал разбаланса на выходе магнитометра увеличивался еще больше. Как видно в табл. 1, из-за малых размеров образца № 1 результаты сильно искажаются, и это необходимо иметь в виду при исследовании объектов малых размеров.

При приближении к поверхности ПХ1 ферромагнитной пленки происходило существенное усиление H_H (из-за высокой магнитной проницаемости пленки), в результате чего сигнал разбаланса увеличивался более чем на порядок. Следовательно, необходимо иметь в виду, что использование магнитных концентраторов с большой магнитной проницаемостью для усиления и фокусировки силовых линий индукции магнитного поля на поверхности ПХ [2] приводит как к усилению магнитной чувствительности, так и к ухудшению пространственного разрешения ПХ.

Для режимов FC и ZFC повторение эксперимента с компенсированным H_H выявило, что в случае приближения к поверхности ПХ1 как сверхпроводящей, так и магнитной пленок выходное напряжение магнитометра $V_{\text{вых}}$ не изменялось.

Таблица 1. Параметры образцов и результаты измерений

№ образ-ца	Размеры, мм	T_c , К	ΔT_c , К	J_c , А/см ²	H_{c1} , 10 ⁻⁴ Тл	$B_{змп}^{\max}(0) \cdot 10^{-5}$, Тл; ZFC ($z = 0.01 - 1$ мм)	$B_{змп}^{\max}(0) \cdot 10^{-5}$, Тл; FC ($z = 0.01 - 1$ мм)	$V_{вых}$, мкВ; ZFC ($z = 0.01 - 1$ мм)	$V_{вых}$, мкВ; FC ($z = 0.01 - 1$ мм)
1	1×1×0.05	91	0.6	5.3·10 ⁵	50	0; 1.2	0; 2.2	1; 3.2	1; 2.2
2	4×4×0.1	90.2	0.6	7.9·10 ⁴	5.2	1; 3.2	1; 3.5	2; 2.6	3.5; 5.1
3	(6–8)×0.7	92	1	2.4·10 ³	3.3	0; 0	2; 4.6	3.5; 3.1	6.5; 11
4	(6–8)×2.1	92	1	1.3·10 ³	0.8	0; 0.5	3.5; 6.1	3.9; 4.6	9.4; 15
5	(6–8)×4.3	92	1	1.4·10 ²	0.1	1; 0.8	5.9; 12.8	5.6; 6.3	12.7; 18
6	10×(0.0004–0.001)	92	0.6	6.8·10 ⁵	35	0; 0	3.5; 5.1	3.8; 4.2	2.5; 8.1

Примечание. Первые числа в последних четырех столбцах соответствуют значениям соответствующих параметров до приложения поля, вторые – после приложения поля.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунках 3–7 приведены измеренные зависимости $B_H(\varphi, x, z)$. Как видно на рис. 3, значения B_{H1} и B_{H2} различаются, они максимальны возле холловских контактов ПХ2. B_{H1} и B_{H2} возле холловских контактов (см. рис. 1) создают напряжение Холла,

$$V_H = \sim R_H(B_{H1} - B_{H2})I_H/d, \quad (10)$$

которое накладывается на полезный сигнал Холла, вызывая ошибку. В идеальных ПХ

$$B_{H1} = B_{H2}, B_{H3} = B_{H4}, \quad (11)$$

а H_H не влияет на результаты измерений. Однако, как видно на рис. 3, для реальных ПХ соотношения (2) нарушаются. Согласно рис. 3, 4, зависимость $B_H(\varphi)$ имеет вид, близкий к косинусоидальному закону, B_{H1} и B_{H2} достигают своих максимальных значений при $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 180^\circ$, $x = 0$ и $z \approx 10$ мм. Как видно на рис. 5, 6, с ростом x , z , φ различие между B_{H1} и B_{H2} увеличивается. Это отчетливо демонстрирует зависимость $B_H(x)$ при $\varphi = 0$ и $z = 10$ мкм, приведенная на рис. 7.

Видно, что измеренные значения тангенциальной и перпендикулярной компонент B_H на холловских контактах составляют при-

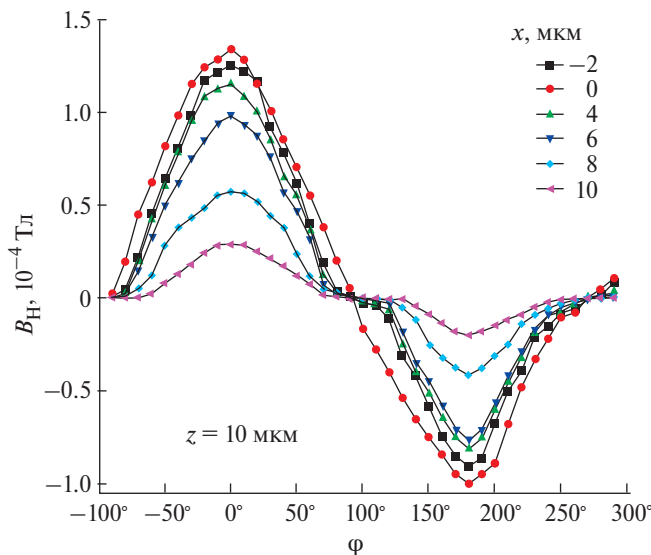


Рис. 3. Зависимость $B_H(\varphi)$ при заданной величине z и разных значениях x

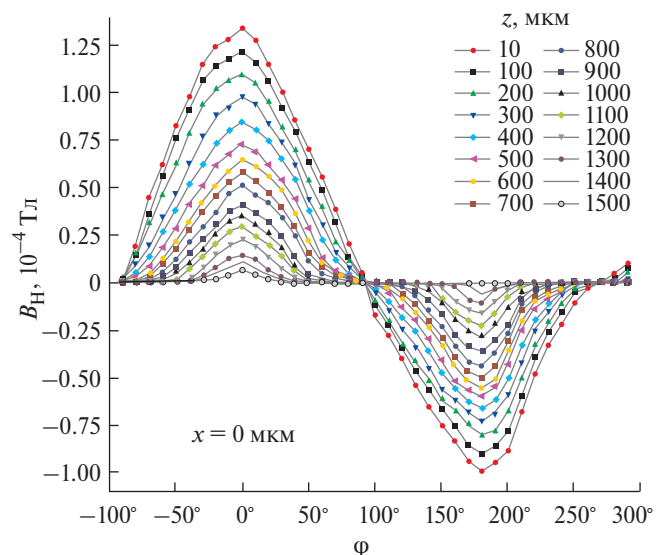


Рис. 4. Зависимость $B_H(\varphi)$ при заданной величине x и разных значениях z

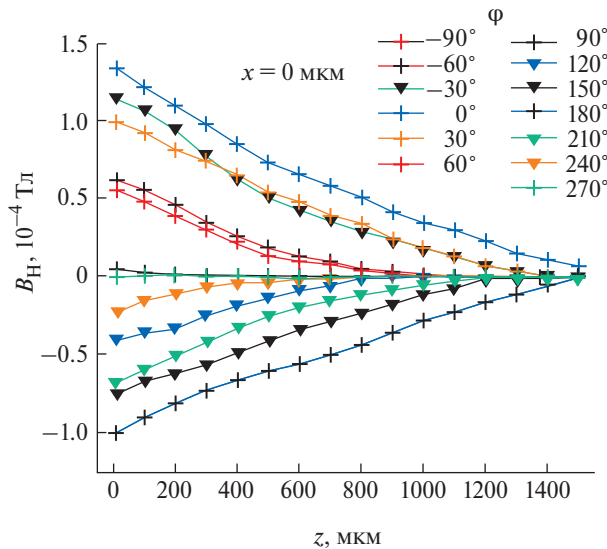


Рис. 5. Зависимость $B_H(z)$ при заданной величине x и разных значениях φ

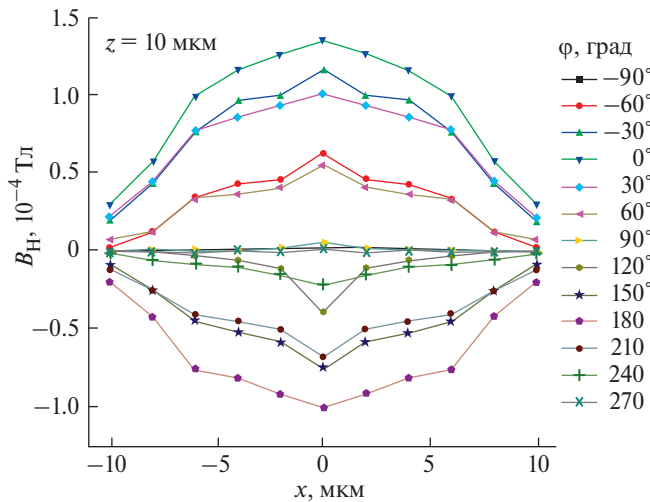


Рис. 6. Зависимость $B_H(x)$ при заданной величине z и разных значениях φ

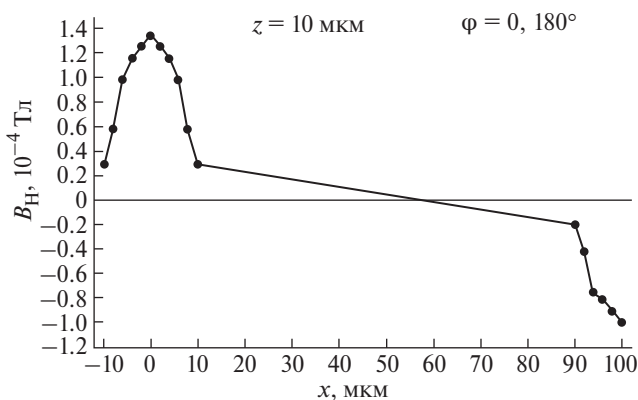


Рис. 7. Зависимость $B_H(x)$ при $z = 10$ мкм и $\varphi = 0$, $\varphi = 180^\circ$

мерно $1.34 \cdot 10^{-4}$ и $-1 \cdot 10^{-4}$ Тл соответственно, эти величины по модулю неплохо согласуются с оцененным по формуле (7) значением (около 10^{-4} Тл). Таким образом, как следует из рисунков, топология распределения поля H_H по поверхности и вокруг ПХ сильно неоднородна. Следовательно, необходимо иметь в виду, что взаимодействие поля H_H с локальными полями на поверхности образцов будет приводить к существенному искажению трехмерного распределения таких величин, как, например, плотность ЗМП [21] на поверхности ВТСП-образцов и намагниченность магнитных материалов [5].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из полученных результатов вытекает, что для достижения более высокой точности и упрощения процедуры компенсации H_H при изготовлении ПХ необходимо выращивать одинаковые (близкие по техническим параметрам a , l , d и входным сопротивлениям) тонкие эпитаксиальные пленки n -InSb с обеих сторон монокристаллической полуизолирующей подложки i -GaAs в едином технологическом цикле. Кроме того, при исследовании локальных полей объектов малых размеров необходимо соблюдать баланс размеров ПХ и объектов из-за усиления влияния H_H .

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00395-25-00 Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

У авторов нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Han R., Wei Q., Wang H., Gu G., Wei D., Xiong P., Zhao J. IEEE Sens. J. 2025. V. 25. № 2. P. 2487. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2024.3507799>
2. Popovic R.S. Proceeding of the International Conference on Microelectronics (MIEL–2014), 2014. P. 69. <https://doi.org/10.1109/MIEL.2014.6842087>
3. Rostami Kh.R., Nikitin I.P. Next Research. 2025. V. 2. P. 100331. <https://doi.org/10.1016/j.nexres.2025.100331>

4. *Rokeakh A.I., Artyomov M.Yu.*, Rev. Sci. Instrum. 2023. V. 94. P. 034702.
<https://doi.org/10.1063/5.0131896>
5. *Игнатьев В.К., Орлов А.А., Перченко С.В., Станкевич Д.А.* Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 15. С. 3.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2017.15.44864.16434>
6. Преобразователи Холла (ГОСТ 7.82-2001, 01.01.2021).
<http://sensorspb.ru/price5.doc>
7. *Ростами Х.Р.* ПТЭ. 2019. № 3. С. 150.
<https://doi.org/10.1134/S003281621903025X>
[*Rostami Kh.R.* Instrum. Exp. Tech. 2019. V. 62. P. 450.
<https://doi.org/10.1134/S0020441219030230>]
8. *Gerken M., Solignac A., Momeni Pakdehi D. et al.* J. Sens. Sens. Syst. 2020. V. 9. P. 391.
<https://doi.org/10.5194/JSSS-9-391-2020>
9. *Sandhu A., Okamoto A., Shibasaki I., Oral A.* Microelectron. Eng. 2004. V. 73–74. P. 524.
[https://doi.org/10.1016/S0167-9317\(04\)00205-9](https://doi.org/10.1016/S0167-9317(04)00205-9)
10. *Shaw G., Kramer R.B.G., Dempsey N.M., Hasselbach K.* Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 113702.
<https://doi.org/10.1063/1.4967235>
11. *Dede M., Akram R., Oral A.* Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 182407.
<https://doi.org/10.1063/1.4966896>
12. *Li P., Collomb D., Jieh Lim Z., Dale S., Shepley Ph., Burnell G., Bending S.J.* Appl. Phys. Lett. 2022. V. 121. P. 043502.
<https://doi.org/10.1063/5.0097936>
13. *Collomb D., Li P., Bending S.J.* Phys.: Condens. Matter. 2022. V. 33. P. 243002.
<https://doi.org/10.1088/1361-648x/abf7e2>
14. *Vervaeke K., Simoen E., Borghs G., Moshchalkov V.V.* Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 074701.
<https://doi.org/10.1063/1.3160105>
15. *Petit L., Fournier T., Ballon G. et al.* Phys. Rev. Appl. 2024. V. 22. P. 014071.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.22.014071>
16. *Кучис Е.В.* Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. Москва: Радио и связь, 1990.
17. *Baltes H.B., Popović R.S.* Proc. IEEE. 1986. V. 74. № 8. P. 1107.
18. *Астахов А.В., Широков Ю.М.* Курс физики. Т. 2. Москва: Наука, 1980.
19. *Калашников С.Г.* Электричество. Москва: Наука, 1985.
20. *Иродов И.Е.* Электромагнетизм. Основные законы. Москва: Лаборатория базовых знаний, 2002.
21. *Rostami Kh.R.* Supercond. Sci. Technol. 2023. V. 36. № 9. P. 095012.
<https://doi.org/10.1088/1361-6668/ace8c9>

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 520.272.22

НОВЫЙ РАДИОТЕЛЕСКОП ПЕРЕДВИЖНОЙ РСДБ-СТАНЦИИ КОМПЛЕКСА “КВАЗАР-КВО”

© 2026 г. М. Б. Зотов*, Д. В. Иванов**, Е. Ю. Хвостов

*Институт прикладной астрономии Российской академии наук
Российская Федерация, 191187, Санкт-Петербург, наб. Кутузова, 10*

*E-mail: zmb@iaaras.ru

**E-mail: dvi@iaaras.ru

Поступила в редакцию 01.12.2025

После доработки 18.12.2025

Принята к публикации 12.01.2026

Сформулированы основные требования к новому радиотелескопу передвижной станции для радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). Представлено несколько вариантов реализации антенной системы радиотелескопа. Рассмотрены основные принципы работы и особенности конструкций двухдиапазонной и широкополосной приемных систем для передвижной РСДБ-станции. Приведены расчетные характеристики приемной системы и нового радиотелескопа передвижной РСДБ-станции.

DOI: 10.7868/S3034564226030129

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами обеспечивает максимально доступное угловое разрешение, но для построения изображения радиоисточников, повышения эффективности наблюдений и решения астрометрических задач необходимы наблюдения на базах различных длин и взаимного расположения. Эта задача может быть решена применением передвижных РСДБ-станций (ПС-РСДБ).

Применение ПС-РСДБ позволит дополнительно расширить возможности существующей РСДБ-сети в решении задач астрофизики и космической геодезии. Кроме того, в настоящее время актуальной проблемой совершенствования наземной поддержки отечественной навигационной системы ГЛОНАСС является уточнение опорной системы геоцентрических координат, опирающейся на пункты космической геодезической сети. Одним из наиболее эффективных способов решения этой задачи является определение координат пунктов этой сети относительно пунктов РСДБ-комплекса

“Квазар-КВО” (являющихся опорными пунктами Международной системы отсчета ITRF) с помощью передвижных РСДБ-станций.

В первую очередь передвижная РСДБ-станция предназначена для совместной работы со стационарными РСДБ-радиотелескопами радиоинтерферометрического комплекса “Квазар-КВО”, в состав которого входят радиотелескопы РТ-13 и РТ-32 [1]. При разработке нового радиотелескопа для ПС-РСДБ целесообразно ориентироваться на скоростные характеристики имеющихся радиотелескопов.

Анализ, проведенный ранее [2], а также накопленный опыт показывают, что радиотелескоп ПС-РСДБ должен быть оснащен антенной системой с основным зеркалом диаметром около 4 м. С одной стороны, мы ограничены чувствительностью радиотелескопа, а с другой — радиотелескоп должен быть транспортабельным. Кроме того, он должен включать в себя антенно-фидерное устройство, способное обеспечить значение эквивалентной плотности потока системы (SEFD) радиотелескопа ПС-РСДБ менее 20 000 Ян.

2. ПРОТОТИП ПЕРЕДВИЖНОЙ РСДБ-СТАНЦИИ

В 2018 году в ИПА РАН был разработан прототип передвижной РСДБ-станции на базе антенной системы наземной спутниковой станции (НСС) TESLA с диаметром основного зеркала 4.3 м. Конструктивные особенности данной антенной системы позволяли ей работать только в X-диапазоне частот. Кроме того, существенным ограничением для ее использования были малая скорость и, как следствие, длительное время переброса от одного источника к другому (3'/с), а также ограниченный диапазон перемещения по азимуту ($\pm 40^\circ$).

Несмотря на перечисленные ограничения, на разработанном прототипе радиотелескопа с четырехметровым зеркалом были проведены успешные наблюдения, в том числе в режиме РСДБ. Характеристики прототипа, полученные при испытаниях в обсерватории “Светлое”, представлены в табл. 1. Структура приемной системы прототипа и ее характеристики подробно изложены в работе [3].

Таблица 1. Результаты радиометрических измерений прототипа радиотелескопа РТ-4

Характеристика	RCP	LCP
T_k	5.5 К	5.1 К
$T_{\text{сис}}$	59 К	57 К
SEFD	17 000 Ян	16 000 Ян
КИП	0.65	0.65
Ширина ДН по уровню –3 дБ	УМ – 0.56° АЗ – 0.58°	УМ – 0.56° АЗ – 0.58°

Обозначения: T_k – значение амплитудной калибровки, $T_{\text{сис}}$ – шумовая температура системы, SEFD – эквивалентная плотность потока системы, КИП – коэффициент использования поверхности, ДН – диаграмма направленности, RCP и LCP – правая и левая круговые поляризации, АЗ – азимут, УМ – угол места.

В рамках первых РСДБ-наблюдений с участием радиотелескопа РТ-4 – прототипа ПС-РСДБ – были задействованы радиотелескопы РТ-13 и РТ-32 комплекса “Квазар-КВО” [1].

Одной из целей наблюдений было уточнение координат прототипа. Полученные по геодезическим измерениям и уточненные в результате совместного уравнивания по РСДБ-сеансам координаты (с формальными ошибками) приведены в табл. 2. Следует учесть, что длительность проведенных РСДБ-наблюдений составляла

единицы часов, а сам прототип имел ограниченный сектор вращения антенны и низкую скорость движения антенны. Это значительно ограничило список источников и сильно сократило количество наблюдаемых источников за сеанс. Таким образом, при выборе антенных систем следует избегать монтажных с ограниченным сектором наведения. Стоит также отметить, что для учета вклада ионосферы на новом радиотелескопе следует принимать сигналы в двух разнесенных по частоте диапазонах, например в S-и X-диапазонах частот, при этом требования к шумовой температуре системы в S-диапазоне могут быть ниже.

Таблица 2. Координаты прототипа РТ-4, определенные по РСДБ-наблюдениям

Координата	Значение, м	Формальная ошибка, м
X	2730 187.56	0.08
Y	1 562 518.72	0.03
Z	5 529 916.09	0.06

Полученные результаты позволили говорить об успешном применении передвижных РСДБ-станций и о возможности их применения в ограниченных и труднодоступных регионах совместно с только одной фундаментальной станцией комплекса “Квазар-КВО”. Таким образом, мы выявили основные ограничения прототипа, связанные с характеристиками антенной и приемной систем. Далее будут рассмотрены возможности улучшения этих характеристик для нового радиотелескопа ПС-РСДБ.

3. АНТЕННАЯ СИСТЕМА НОВОГО РАДИОТЕЛЕСКОПА ПС-РСДБ

С учетом изложенных выше рассуждений и описанных свойств при выборе антенной системы (АС) нового радиотелескопа ПС-РСДБ стоит обратить внимание на следующие характеристики:

- скорость привода радиотелескопа должна обеспечивать проведение непрерывных наблюдений с интенсивностью до 1000 перестановок в сутки;

- точность поверхности должна обеспечивать прием сигналов в диапазоне 2–18 ГГц, чтобы охватить наиболее распространенные на данный момент в мировой и отечественной практиках РСДБ-диапазоны частот;

– жесткость конструкции должна позволить разместить в фокусе радиотелескопа фокальный модуль с криогенным приемным блоком массой до 200 кг с выносом центра масс на расстояние не менее 700 мм от центра основания основного рефлектора;

– размер основного зеркала должен быть в пределах 4–6 м;

– пределы поворота по азимуту не менее $\pm 270^\circ$, по углу места не менее $0-90^\circ$ позволят принимать участие во всех РСДБ-сеансах.

Полная разработка нового радиотелескопа с перечисленными характеристиками весьма дорогая и займет много времени. Поэтому мы рассмотрели несколько готовых проектов систем спутниковой связи, подходящих под требуемые геометрические характеристики. Основные недостатки готовых проектов – цена и ограниченные характеристики для радиоастрономических целей. В итоге оптимальным сочетанием является разработка новой антенной системы под заявленные требования при использовании готовых опорно-поворотных устройств.

Были рассмотрены два варианта геометрии антенной системы, наиболее подходящие под поставленные требования.

1. АС с параболическим главным зеркалом со смещением оси параболы относительно фокальной оси. Данная АС использует кольцевое облучение и конструктивно аналогична радиотелескопу РТ-13 РСДБ-комплекса “Квазар-КВО”. Данная АС моделировалась с главным зеркалом диаметром 4.8 м, диаметр контррефлектора, равный 750 мм, обеспечит возможность рабо-

ты на частотах от 2 ГГц. Геометрия данной АС представлена на рис. 1. Основным преимуществом данной АС является кольцевое облучение, устраняющее затенение от надзеркальной конструкции и позволяющее разместить всю приемную систему в фокальной области без потери эффективной площади АС. Использование кольцевого облучения приводит к усложнению геометрии всей антенной системы и поддерживающей конструкции контррефлектора. К тому же такая АС короткофокусная, а это накладывает значительные ограничения на размеры, форму и частотные характеристики облучателя.

2. Классическая антенная система с параболическим главным зеркалом, построенная по схеме Кассегрена с гиперболическим вторичным зеркалом, представлена на рис. 2. Данная АС имеет главное зеркало диаметром 4.23 м и вторичное зеркало диаметром 0.8 м. Размеры вторичного зеркала позволяют работать на частотах от 2 ГГц при угле облучения 90° . Главное преимущество данной АС – простота конструкции. В качестве главного зеркала данной АС предлагается главный рефlector НСС TESLA. Конструкция рефлектора была разработана с учетом возможности разборки для обеспечения транспортировки. В данном случае необходимо только доработать конструкцию АС для установки вторичного гиперболического зеркала и приемной системы. Единственный недостаток такой антенной системы – затенение от вторичного зеркала, но для данной АС затенение главного зеркала от опор и вторичного зеркала составит менее 4 %.

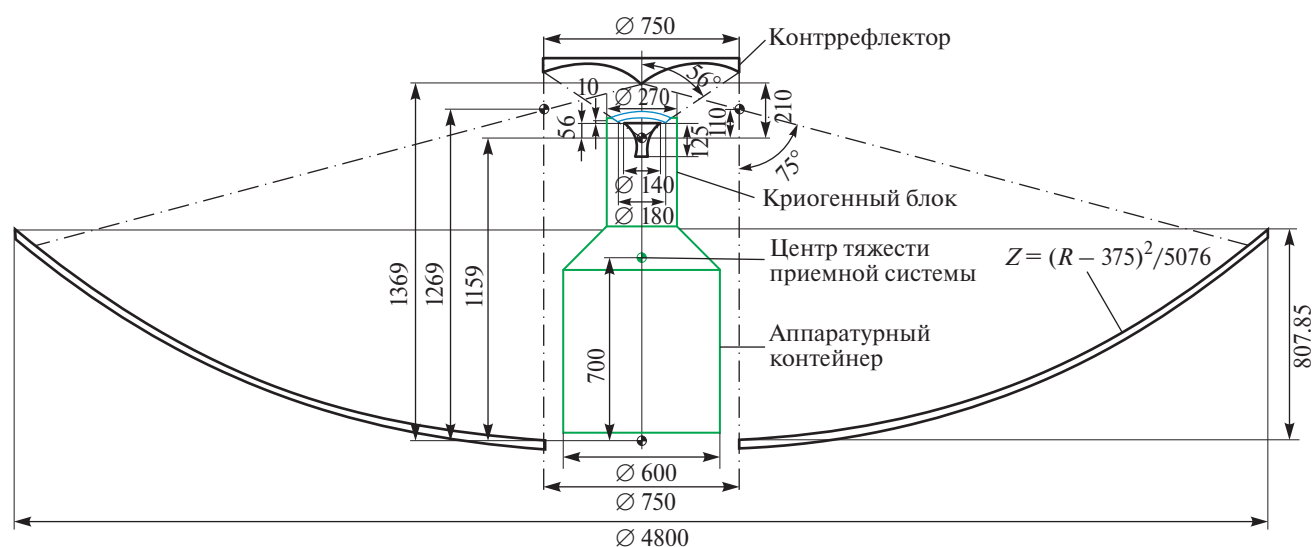


Рис. 1. Геометрия антенной системы с кольцевым облучением для ПС-РСДБ

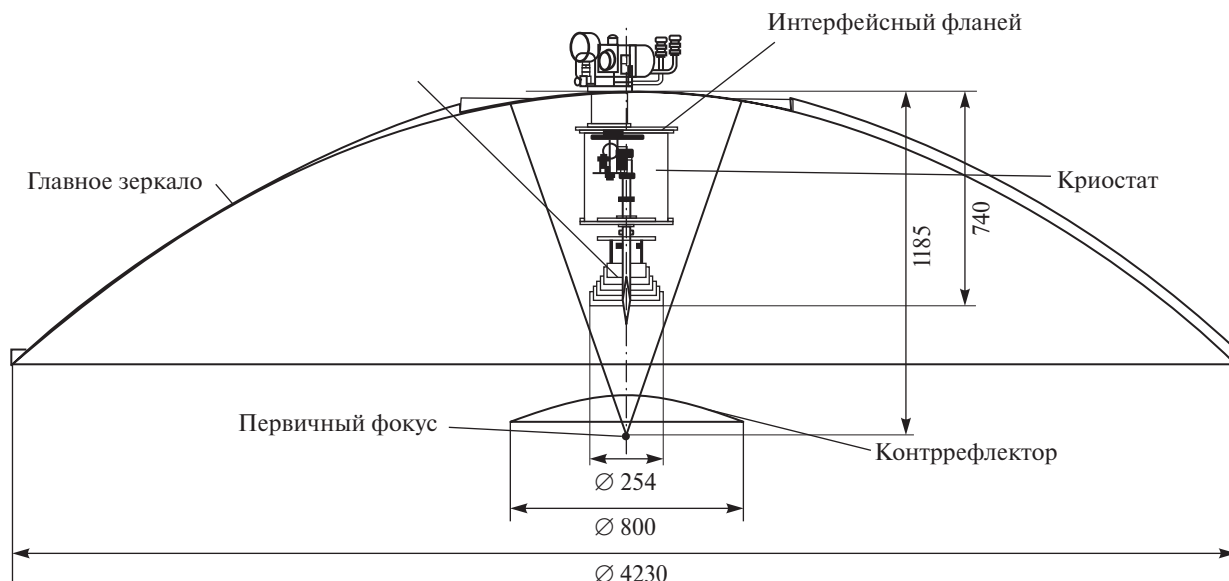


Рис. 2. Геометрия антенной системы Кассегрена для ПС-РСДБ

Точность поверхности главного зеркала НСС TESLA позволяет работать на частотах до 18 ГГц, а размеры укладываются в заложенные технические характеристики. Ограничения по скорости и диапазонам углов наведения обходятся модернизацией опорно-поворотного устройства. Таким образом, вариант доработки существующих АС НСС выглядит предпочтительнее с учетом стоимости доработок, времени и получаемых характеристик. Мы можем перейти к рассмотрению приемной системы и системы облучения, опираясь на геометрию данной антенной системы.

4. ПРИЕМНАЯ СИСТЕМА

При разработке приемной системы для нового радиотелескопа ПС-РСДБ в первую очередь нужно ориентироваться на совместную работу в радиоинтерферометрическом режиме со станциями РСДБ-комплекса “Квазар-КВО”. Соответственно, приемная система должна быть совместима по частотным диапазонам с приемными системами других радиотелескопов, работающих в РСДБ-сети [4–6].

Компактные размеры антенной системы ограничивают пространство для приемных систем. Необходимо разместить аппаратуру приемной системы в небольшом объеме фокальной области или максимально близко к ней. При этом чувствительность приемной системы должна обеспечивать возможность наблюдения эталонных радиоисточников в радиометрическом режиме для фокусировки и измерения парамет-

ров радиотелескопа ПС-РСДБ. Применение криогенного охлаждения позволит значительно уменьшить шумовую температуру системы. Ширину полосы промежуточных частот для разрабатываемой приемной системы для обеспечения необходимой чувствительности следует выбрать не менее 1 ГГц. Кроме того, в приемной системе должны быть предусмотрены возможности амплитудной и фазовой калибровок приемного тракта и обеспечение когерентности частотных преобразований сигналов. С целью уменьшения потерь и увеличения чувствительности приемной системы в фокальном пространстве радиотелескопа в первую очередь необходимо разместить фокальный модуль с облучателем и основными усилительными и преобразовательными блоками.

На данный момент в ходе развития технологий в мировом РСДБ-сообществе сформировалось два основных вида приемных систем, обеспечивающих многодиапазонный или широкополосный прием сигналов. Рассмотрим возможность реализации таких приемных систем для передвижной РСДБ-станции.

Принцип работы широкополосной приемной системы был подробно описан в работе [7]. Выбор рабочего частотного диапазона широкополосного облучателя для ПС-РСДБ – это компромисс требуемой рабочей полосы и возможности его размещения на компактном радиотелескопе.

Для компактного радиотелескопа был рассмотрен вариант четырехгребневого рупора [8], пересчитанный на работу в диапазоне

4–16 ГГц, что обеспечит совместимость с РТ-13 в режиме работы с широкополосной приемной системой [7]. Его геометрические размеры оптимальны для компактного радиотелескопа. Данный облучатель работает на двух линейных поляризациях. Вместе с тем для работы с радиотелескопом РТ-32 комплекса “Квазар-КВО” в двухчастотном режиме требуется реализовать частотный диапазон не хуже 2–14 ГГц. Сделать столь широкополосный облучатель под предложенные антенные системы в заданных геометрических размерах практически невозможно.

Основным преимуществом широкополосной приемной системы является ее простота, вытекающая из небольшого количества элементов, входящих в нее: всего один широкополосный криогенный приемный фокальный блок с двумя охлаждаемыми малошумящими усилителями, разделение по поддиапазнам может быть реализовано в блоке делителей по аналогии с широкополосной приемной системой [7]. Из простоты такой системы следует и дешевизна производства. Также широкий частотный диапазон даст большую чувствительность системы при наблюдении в режиме частотного синтеза и расширит диапазон решаемых задач.

При этом широкополосная приемная система обладает рядом недостатков. Первый недостаток — это отсутствие S-диапазона частот, применяемого на других радиотелескопах комплекса “Квазар-КВО” для учета ионосферы. А расширение рабочей полосы до 2 ГГц существенно увеличит раскрыв облучателя, что ухудшает согласование с АС и увеличивает габариты. Сверхширокополосный облучатель работает только с линейными поляризациями. Применение охлаждаемого гибридного моста позволит решить эту проблему, однако это приведет к усложнению конструкции и незначительному увеличению шумов.

Следующий недостаток этой системы — плохое согласование. Эта особенность следует из невозможности использовать согласующие ферритовые вентили в широкой полосе, она не может быть устранена. Кроме того, данная система будет более подвержена воздействию помех, а возникновение интермодуляционных паразитных составляющих может перегрузить всю приемную систему.

Другая ветвь развития приемных РСДБ-систем — многодиапазонная приемная система. Ее главной особенностью является возможность

одновременного приема шумовых сигналов космического происхождения в разнесенных диапазонах частот, к примеру S (2.2–2.6 ГГц) и X (8.0–9.0 ГГц), в обеих круговых поляризациях с помощью охлаждаемого до криогенных температур совмещенного облучателя. Наблюдения в S- и X-диапазонах частот позволяют использовать существующую международную опорную систему небесных координат ICRF и обеспечивают совместимость с существующими РСДБ-сетями.

На рис. 3 представлены схема S/X-приемной системы и предполагаемое размещение блоков на антенной системе. В криогенном приемном блоке (КПБ) размещается совмещенный двухдиапазонный облучатель. В качестве прототипа такого облучателя можно рассматривать облучатель, описанный в работе [9]. Здесь же обеспечиваются преобразование поляризации сигнала, первичное усиление сигнала и ввод сигнала калибровки. Для обеспечения охлаждения основных элементов КПБ до водородного уровня температуры (15 К) используется криогенно-вакуумная система.

Сигналы калибровок формируются в блоке генераторов шума (БГШ) и генераторе пикосекундных импульсов (ГПИ). Источником сигнала амплитудной калибровки в БГШ служит малогабаритный широкополосный полупроводниковый генератор шума на лавинно-пролетном диоде (ЛПД). С выходов КПБ сигналы поступают в двухдиапазонные блоки преобразования частоты (БПЧ), по одному для каждой поляризации. В них высокочастотный сигнал усиливается и переносится в диапазон промежуточных частот. Блоки преобразования частоты включают в себя микросборку широкополосного преобразовательного канала (ШПК), микросборку гетеродина, систему термостабилизации и платы вторичных источников питания. Сигналы с выходов соответствующих БПЧ по радиочастотным кабелям поступают на соответствующие входы широкополосной системы преобразования и регистрации сигналов (ШСПС) [10].

Основным преимуществом предложенной S/X-приемной системы является надежная и относительно недорогая элементная база, зарекомендовавшая себя на других радиотелескопах комплекса “Квазар-КВО”. Конструкция двухдиапазонного облучателя позволяет получить лучшую развязку между портами (уровень кросс-поляризации). Использование относи-

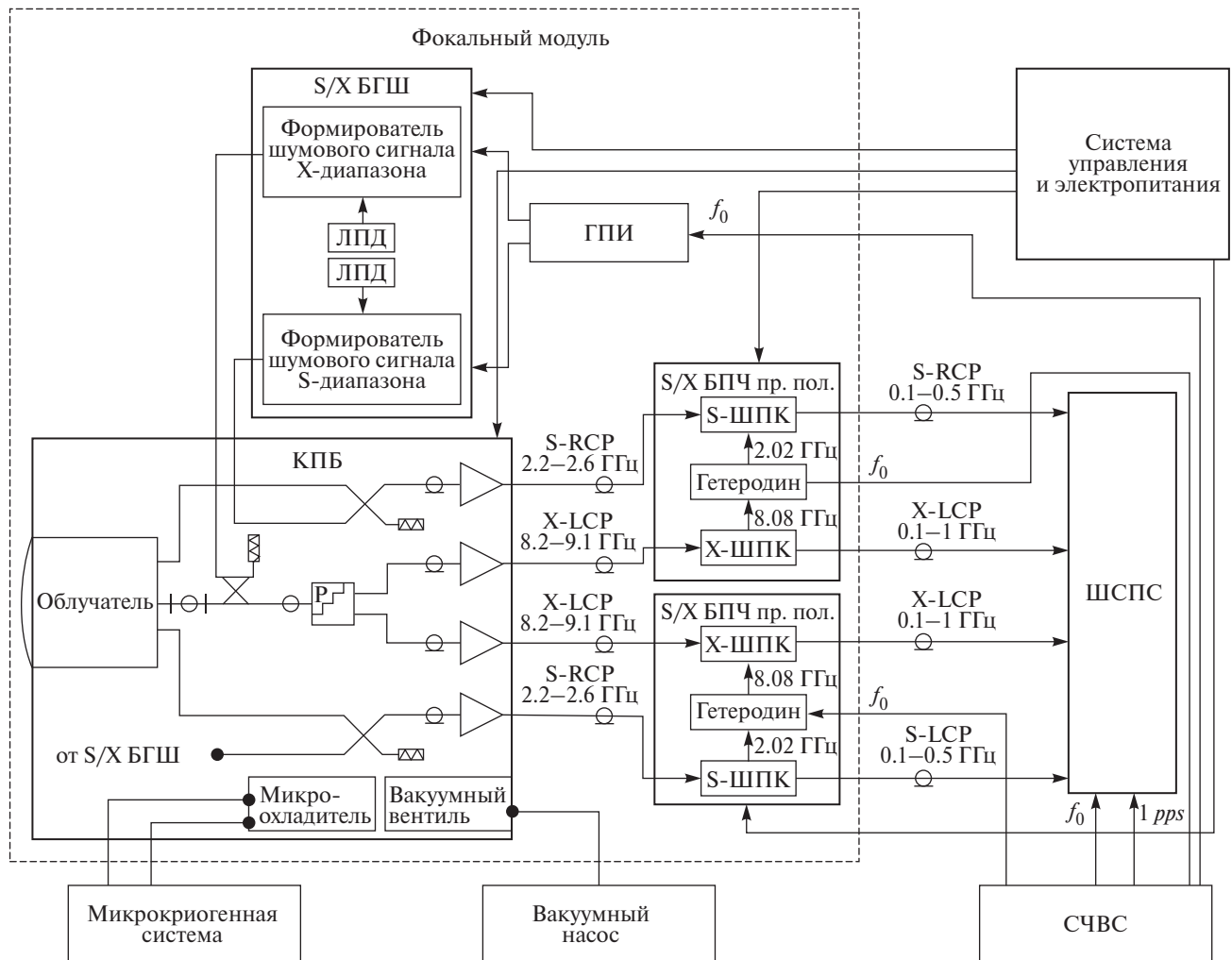


Рис. 3. Функциональная схема S/X-приемной системы ПС-РСДБ: КПБ – криогенный приемный блок, БГШ – блок генераторов шума, БПЧ – блок преобразования частоты, ШСПС – широкополосная система преобразования сигналов, СЧВС – система частотно-временной синхронизации, ШПК – широкополосный преобразовательный канал, ЛПД – лавинно-пролетный диод, ГПИ – генератор пикосекундных импульсов; RCP и LCP – правая и левая круговые поляризации

тельно узких диапазонов позволит применять СВЧ-вентили в криогенном блоке – это улучшит согласование и, следовательно, позволит уменьшить собственные шумы приемной системы.

Другим немаловажными преимуществами S/X-приемной системы будет прием круговых поляризаций. Однако такая приемная система весьма сложна в конструировании, разработке и эксплуатации. Облучатель представляет собой гофрированный конический рупор, весьма массивный и сложный в изготовлении. Наличие двух каналов в двух диапазонах частот повышает надежность, но значительно увеличивает массу приемной системы, а реализация входных каскадов обоих диапазонов в едином блоке делает ее весьма сложной точки зрения изготовления, обеспечения охлаждения, а также дальнейшего

обслуживания. Два диапазона частот потребуют четырех охлаждаемых малошумящих усилителей (по одному для сигнала каждой поляризации) – следовательно, возрастет стоимость.

Если в основе нового радиотелескопа передвижной РСДБ-станции использовать главное зеркало НСС TESLA, то S/X-приемная система выглядит предпочтительнее для реализации. С учетом криогенного охлаждения облучателя и входных усилительных каскадов можно добиться шумовой температуры приемной системы менее 30 К, в таком случае SEFD нового радиотелескопа будет менее 15 000 Ян при коэффициенте использования поверхности (КИП), равном 0.6, в обоих частотных диапазонах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена концепция нового радиотелескопа передвижной РСДБ-станции комплекса “Квазар-КВО”. На основе характеристик первого прототипа ПС-РСДБ сформированы основные требования для антенной системы нового радиотелескопа. Рассмотрены две антенные системы и варианты их облучения.

Представлены два варианта реализации приемной системы нового радиотелескопа: широкополосный и двухдиапазонный. Каждый из рассмотренных вариантов обладает рядом преимуществ. Шумовая температура приемной системы при криогенном охлаждении входных каскадов по оценкам составляет менее 30 К.

Предложенные АС диаметром 4–5 м, оснащенные описанными приемными системами, позволят добиться значения SEFD для нового радиотелескопа ПС-РСДБ менее 15 000 Ян.

Таким образом, для создания ПС-РСДБ в будущем предстоит решить такие задачи, как разработка и создание полноповоротного радиотелескопа с диаметром зеркала не менее 4 м, построенного по схеме Кассегрена с контррефлектором 0.8 м, а также разработка двухдиапазонной приемной системы с облучателем, оптимизированным для работы с предложенной антенной системой. А для увеличения чувствительности предлагается реализовать схему охлаждения данного облучателя с входными усилительными каскадами.

Координатно-временное и навигационное обеспечение играет огромное значение в народном хозяйстве, создавая условия и предпосылки для инновационного развития практически всех отраслей промышленности, транспорта, разведки полезных ископаемых, мониторинга плотин, зданий и крупных сооружений, предотвращения естественных и техногенных катастроф.

Передвижные РСДБ-станции могут с успехом применяться в фундаментальных научных исследованиях сейсмоактивных районов Камчатки и Дальнего Востока, а также для оперативного контроля тектонических движений и обнаружения предвестников землетрясений и цунами. Картографирование внегалактических радиоисточников на базе динамически формируемых РСДБ-сетей станций может стать одним из перспективных методов исследования Вселенной.

Создание ПС-РСДБ с новым радиотелескопом и включение ее в состав комплекса “Квазар-КВО” позволят:

- определять координаты в Международной земной системе координат ITRS с точностью не хуже 10 мм за сутки;

- улучшить точность координат и временную привязку станции наземной поддержки отечественной навигационной системы ГЛОНАСС исключительно национальными средствами без использования конкурирующих навигационных систем (GPS, Galileo и др.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shuygina N., Ivanov D., Ipatov A. et al.* Geod. Geodyn. 2019. V. 10. № 2. P. 150.
<https://doi.org/10.1016/j.geog.2018.09.008>
2. *Зотов М.Б.* Приемная система для компактной антенны передвижной РСДБ-станции. Дис. ... канд. техн. наук. Институт прикладной астрономии Российской академии наук. Санкт-Петербург, 2021. 20 с.
3. *Зотов М.Б., Иванов Д.В., Быков В.Ю.* ПТЭ. 2020. № 6. С. 76.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220060178>
[*Zotov M.B., Ivanov D.V., Bikov V.Yu. et al.* IET. 2020. V. 63. № 6. P. 864.]
4. *Иванов Д.В., Ипатов А.В., Ипатова И.А. и др.* Труды ИПА РАН. 1997. № 2. С. 242.
5. *Ипатов А.В.* УФН. 2013. Т. 183. № 7. С. 769.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0183.201307i.0769>
[*Ipatov A.V.* Phys.-Usp. 2013. V. 56. № 7. P. 729.]
6. *Ipatov A., Ipatova I., Mardyshkin V. et al.* Tri-band system for the Russian interferometer. VGOS: IVS 2014 General Meeting Proceedings. Science Press, Beijing, China, 2014. P. 118.
7. *Векшин Ю.В., Зотов М.Б., Лавров А.С., Поздняков И.А., Хвостов Е.Ю., Чернов В.К.* ПТЭ. 2023. № 3. С. 98.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223020283>
8. *Akgiray A.* New Technologies Driving Decade-Bandwidth Radio Astronomy: Quad-Ridged Flared Horn & Compound-Semiconductor LNAs. Ph.D. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2013.
9. *Иванов Д.В., Мардышкин В.В., Лавров А.С., Евстигнеев А.А.* Труды ИПА РАН. 2013. № 27. С. 197.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=21511723>
10. *Носов Е.В., Федотов Л.В.* Труды ИПА РАН. 2018. № 45. С. 72.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=36479842>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.272.5:520.274

ПРИЕМНАЯ СИСТЕМА ПЕРЕДВИЖНОЙ РСДБ-СТАНЦИИ

© 2026 г. М. Б. Зотов*, Ю. В. Векшин, А. С. Лавров,
М. А. Маслов, И. А. Поздняков, Е. Ю. Хвостов

*Институт прикладной астрономии Российской академии наук
Российская Федерация, 191187, Санкт-Петербург, наб. Кутузова, 10*

** E-mail: zmb@iaaras.ru*

Поступила в редакцию 13.01.2026

После доработки 03.03.2026

Принята к публикации 20.03.2026

Представлена двухдиапазонная ($S + X$) приемная система для передвижной РСДБ-станции. Входной диапазон частот в S -диапазоне составляет 2.2–2.6 ГГц, в X -диапазоне равен 8.2–9.1 ГГц. Диапазон частот на выходе приемной системы составляет 0.1–1 ГГц. В работе представлены функциональная схема приемной системы и компоновка криогенного приемного фокального блока (КПФБ). Рассмотрены структура и принцип работы КПФБ. Приведены расчетные и измеренные характеристики приемной системы и КПФБ. Рассмотрены структура, состав и принцип работы системы электропитания, управления и телеметрии приемной системы.

DOI: 10.7868/S3034564226030137

1. ВВЕДЕНИЕ

Для оснащения компактного радиотелескопа с диаметром зеркала 4 м передвижной станции, работающей в режиме радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), была создана двухдиапазонная ($S + X$) приемная система, которая обеспечивает совместную работу с радиотелескопами сети “Квазар-КВО” [1]. Приемная система состоит из двухдиапазонного криогенного приемного фокального блока (КПФБ), криогенно-вакуумной системы, блоков преобразования частоты (БПЧ), блока генераторов шума (БГШ) и системы управления, электропитания и телеметрии (СУЭТ). Схема приемной системы представлена на рис. 1.

Разработанная приемная система выполняет прием, усиление сигналов правой и левой круговых поляризаций S -диапазона (2.2–2.6 ГГц) и X -диапазона (8.2–9.1 ГГц) частот и их преобразование в полосу промежуточных частот (0.1–1 ГГц).

В разработанной конструкции применяются два $S + X$ -БПЧ, по одному для каждой поляризации принимаемого сигнала, обеспечивающие усиление сигнала и преобразование в полосу промежуточных частот (0.1–1 ГГц) [2]. Блок генераторов шума с генератором пикосекундных

импульсов (ГПИ) формируют сигналы амплитудной и фазовой калибровок (T_{cal} , P_{cal}). Конструктивно БГШ и БПЧ аналогичны используемым на радиотелескопах РТ-32 [3, 4], поэтому в данной работе они не будут рассмотрены.

С выхода приемной системы сигналы поступают на модули сопряжения [5], а затем на широкополосную систему преобразования сигналов (ШСПС) [6]. ШСПС выполняет преобразование сигналов промежуточных частот в цифровые потоки данных для их передачи по волоконно-оптической линии связи в систему буферизации данных и далее в центр корреляционной обработки. Когерентность частотных преобразований и синхронизацию элементов приемной системы обеспечивает система частотно-временной синхронизации.

Для электропитания, дистанционного управления приемной системой и контроля за параметрами работы ее узлов была разработана система управления, электропитания и телеметрии.

2. КРИОГЕННЫЙ ПРИЕМНЫЙ ФОКАЛЬНЫЙ БЛОК

Криогенный приемный фокальный блок является основным блоком приемной системы,

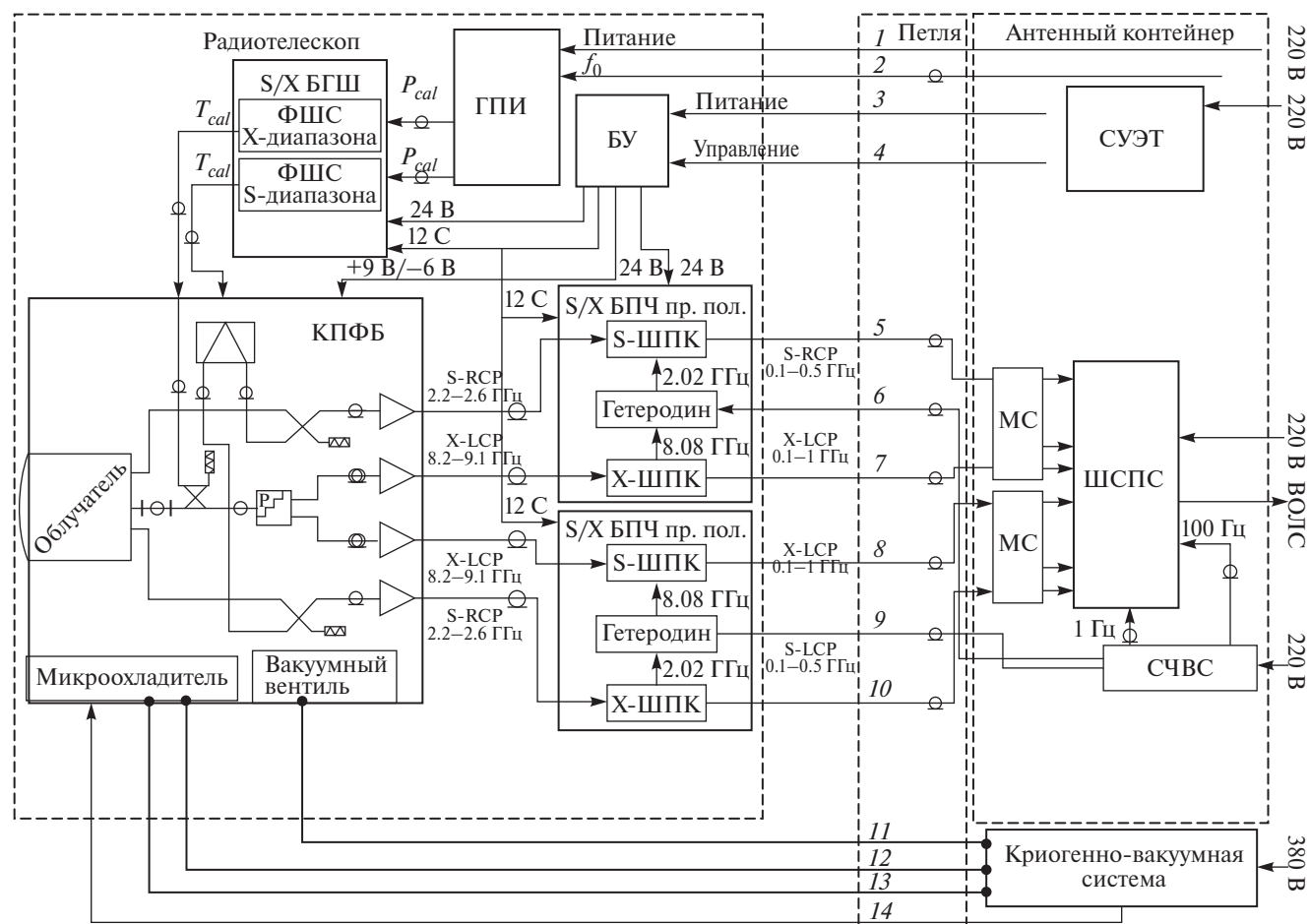


Рис. 1. Функциональная схема приемной системы передвижной РСДБ-станции: КПФБ – криогенный приемный фокальный блок, БГШ – блок генераторов шума, БПЧ – блок преобразования частоты, ШСПС – широкополосная система преобразования сигналов, СЧВС – система частотно-временной синхронизации, ШПК – широкополосный преобразовательный канал, ФШС – формирователь шумового сигнала, ГПИ – генератор пикосекундных импульсов, RCP и LCP – правая и левая круговые поляризации, СУЭТ – система электропитания, управления и телеметрии, БУ – блок управления, ВОЛС – волоконно-оптическая линия связи, МС – модуль сопряжения

обеспечивающим прием и первоначальное усиление принимаемого сигнала. Он главным образом влияет на шумовые характеристики всей приемной системы и в совокупности с временем накопления и шириной рабочей полосы частот определяет чувствительность радиотелескопа. На рис. 2 представлена функциональная схема КПФБ. Он размещается в фокальной области радиотелескопа РТ-4 передвижной РСДБ-станции и конструктивно обеспечивает совпадение фазового центра облучателя с фокусом антенной системы. Двухдиапазонный S + X-облучатель размещается внутри полости криостата и охлаждается до температуры 80 К.

В S-диапазоне диаграмма направленности (ДН) облучателя формируется коническим рупором с пятью продольными дроссельными канавками. В X-диапазоне ДН облучателя формируется круглым волноводом диаметром 26.4 мм

с конической диэлектрической вставкой. Длина внешней части вставки 70 мм.

В S-диапазоне формирование круговых поляризаций обеспечивается 90-градусным и двумя 180-градусными мостами, охлаждаемыми до температуры порядка 20 К (аналогичная схема описана в работе [7]). В X-диапазоне сигналы с выхода облучателя подаются на охлаждаемый входной волноводный тракт. Он представляет собой гибридное соединение, в котором разделитель поляризаций и коаксиальные волноводные переходы конструктивно объединены. Соединение входа разделителя поляризаций с облучателем антенны происходит через волноводный переход со встроенным направленным ответвителем (НО). Для обеспечения тепловой развязки между облучателем, охлаждаемым до температуры жидкого азота, и разделителем поляризаций (находящимся при температуре 15 К)

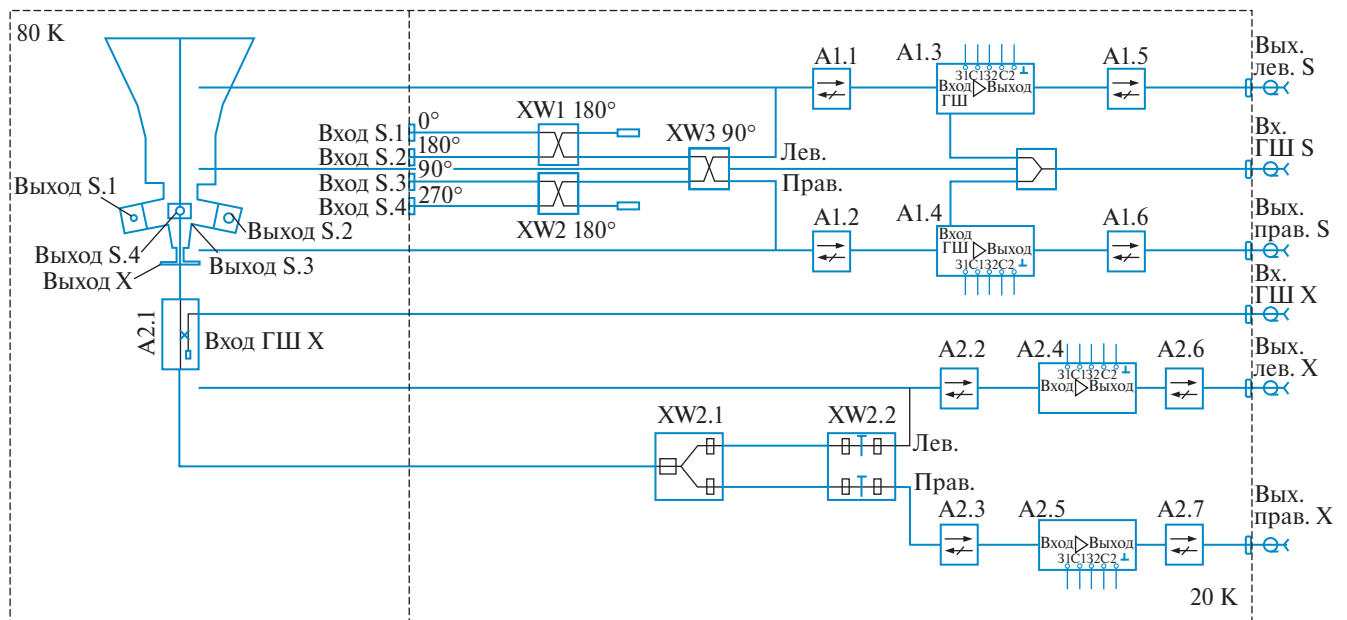


Рис. 2. Функциональная схема КПФБ

волноводный переход выполнен составным из материалов с различными теплопроводностями.

При разработке КПФБ особое внимание было уделено компоновке и его внутреннему устройству. За основу был взят двухступенчатый микроохладитель МСМР-180 отечественного производства (НТК “Криогенная техника”, <http://www.cryontk.ru/>), работающий на замкнутом газовом цикле Гиффорда–Мак-Магона. Были смоделированы несколько конфигураций

КПФБ (рис. 3), главным образом моделировалось размещение облучателя, как наиболее массивного элемента.

В таблице 1 приведено сравнение различных конфигураций КПФБ в зависимости от положения облучателя.

Отметим, что конфигурация с “теплым” облучателем обладает наименьшим временем выхода на криогенный режим, что обусловлено меньшей тепловой нагрузкой и меньшим объе-



Рис. 3. Модели различной конфигурации КПФБ

Таблица 1. Сравнение характеристик различных конфигураций КПФБ

Ожидаемая характеристика	КПФБ с “теплым” облучателем	КПФБ с облучателем на 2-й ступени МО (20 К)	КПФБ с облучателем на 1-й ступени МО (80 К)
$T_{ш}$ в X-диапазоне, К	34	21	23
$T_{ш}$ в S-диапазоне, К	52	20	23
Габариты криостата, мм ²	300×320	300×500	300×500
Габариты КПФБ, мм ²	360×990	360×830	360×830
Масса КПФБ, кг	39	47	46
Нагрузка на 1-ю ступень МО, кг	3.3	3	6
Нагрузка на 2-ю ступень МО, кг	1.2	4.4	1.4
Время выхода на криогенный режим, ч	3–5	10–20	5–10

Примечание. $T_{ш}$ – шумовая температура КПФБ.

мом криостата. При этом такая конфигурация обладает значительно более высокой шумовой температурой и большими габаритными размерами КПФБ из-за наличия дополнительных гермовводов между облучателем и охлаждаемым приемным трактом. Поэтому наибольший интерес представляют конфигурации с охлаждаемым облучателем. Однако здесь авторы столкнулись со сложностью охлаждения столь массивного элемента в ограниченных условиях передвижной станции.

Были смоделированы несколько вариантов КПФБ. Их можно разделить на две группы по ступеням, на которую нагружен облучатель, при этом габариты таких КПФБ будут меньше, чем таковые в конфигурациях с “теплым” облучателем, благодаря возможности установить облучатель в полости криостата. Вариант с облучателем на второй ступени охлаждения дает незначительный выигрыш в шумовой температуре, при этом он требует использования значительно более производительной и дорогой криогенной машины (например, RDK408S/S2 производства SHI Cryogenics, Япония) и увеличивает время выхода на криогенный режим.

Таким образом, конфигурация КПФБ с облучателем на первой ступени МО выглядит оптимальной с точки зрения шумовой температуры, габаритов и времени выхода на режим. Она позволяет наиболее равномерно распределить тепловую нагрузку между ступенями МО.

На рис. 4, 5 представлена выбранная конфигурация КПФБ без корпуса и азотного экрана.

Облучатель X-диапазона 1 совмещается с облучателем S-диапазона 2. Соосность и совпадение фазового центра обеспечиваются флан-

цем 3, который с помощью семи медных стоек 4 прикрепляется к корзине 5. Она имеет тепловое замыкание на первую ступень 6 микроохлаждителя (МО). Корзина крепится к интерфейсному фланцу КПФБ 7 с помощью стальных теплоизолированных стоек 8. Сигналы круговых поляризаций в S-диапазоне формируются согласно схеме на рис. 2 с помощью системы мостов 9–11. Затем сигнал поступает на охлаждаемые малошумящие усилители (ОМШУ) 12, совмещенные с направленными ответвителями (НО) и вентилями, которые размещаются на фланце-хладоводе второй ступени микроохлаждителя 13. Здесь же размещаются узлы X-диапазона: разделитель поляризаций 14, НО 15, вентили и ОМШУ 16. Сигналы с выхода ОМШУ через теплоперехват 17 поступают на интерфейсный фланец 7. Теплоперехват 17 существенно уменьшает теплопритоки от интерфейсного фланца (находящегося при температуре 300 К) к ОМШУ (температура которого составляет 20 К). На интерфейсном фланце также размещаются вакуумный вентиль, датчик вакуума, фланец с СВЧ-гермовводами и разъемы питания. МО 18 крепится к интерфейсному фланцу.

На первой и второй ступенях МО размещается по одному адсорбционному крионасосу 19. Крионасосы, расположенные на разных ступенях, захватывают молекулы разных остаточных газов: на первой (60–100 К) – молекулы водяного пара и “тяжелых” газов, на второй (10–20 К) – молекулы аргона, азота и кислорода.

Ввод сигналов амплитудной и фазовой калибровок во входной тракт приемной системы в S-диапазоне осуществляется через встроен-

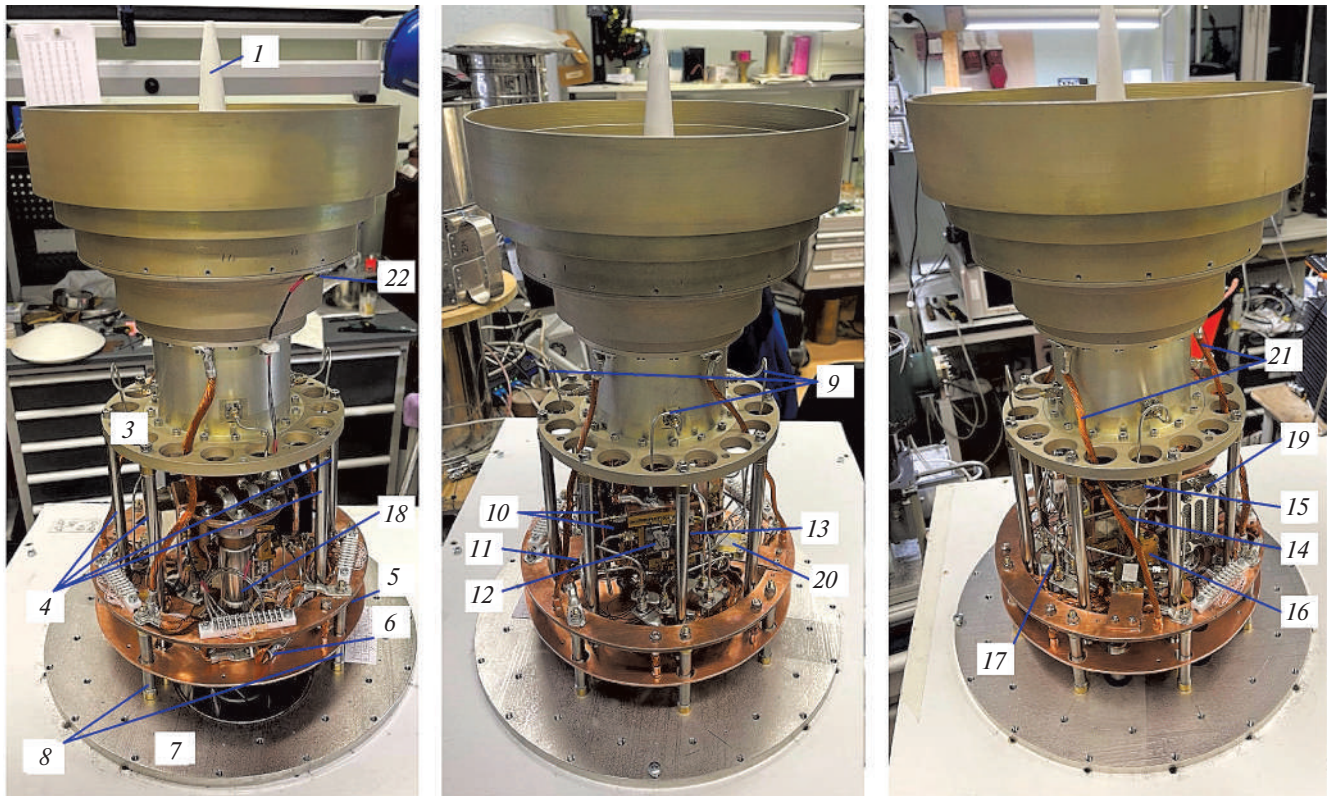


Рис. 4. КПФБ без корпуса и азотного экрана

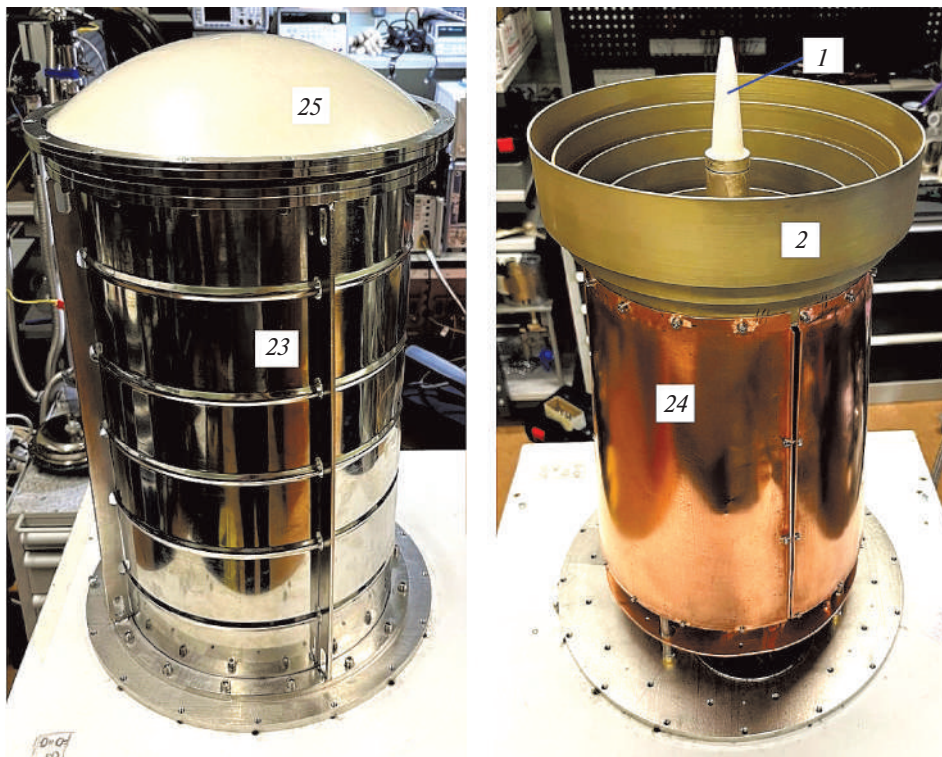


Рис. 5. Корпус и азотный экран КПФБ

ный НО 12, а в X-диапазоне сигнал вводится до разделителя поляризаций через систему зондов 15 в волноводный тракт. НО в S-диапазоне

выполнен в едином корпусе с ОМШУ. В КПФБ для каждого диапазона частот реализован один канал для ввода калибровки. В S-диапазоне для

разделения сигнала калибровки на две поляризации используется СВЧ-делитель 20, размещенный на первой ступени МО (имеющей температуру 80 К). В X-диапазоне такого разделения не требуется благодаря конструкции НО 15.

Облучатель температурно нагружен на первую ступень МО, отвод тепла от облучателя к МО обеспечивается с помощью медных стоек 4, гибких хладоводов 21 и азотного экрана 24. Контроль криогенных температур обеспечивается диодными датчиками температуры с использованием четырехпроводной схемы подключения. Датчики расположены таким образом, чтобы контролировать температуру на облучателе 2 (датчик 22), на ОМШУ (на фланце-хладоводе второй ступени МО 13) и на корзине первой ступени МО 5.

Для уменьшения теплопритока к основным элементам КПФБ за счет ИК-излучения от корпуса 23 элементы укрываются азотным ИК-экраном 24 (рис. 4). Он крепится к корзине первой ступени МО 5 с одной стороны и к облучателю — с другой. Он выполнен из меди толщиной 0.5 мм и выполняет функцию отвода тепла от облучателя; кроме того, он увеличивает жесткость всей конструкции за счет своей конусной формы. Корпус криостата выполнен из нержавеющей стали толщиной 0.8 мм с продольными и поперечными ребрами жесткости.

Поскольку охлаждаемые элементы КПФБ располагаются в полости вакуумной камеры криостата, для ввода и вывода СВЧ-сигналов должен использоваться специальный гермоввод. Был разработан гермоввод, состоящий из двух фланцевых разъемов с цанговым центральным проводником, соединенных навстречу друг

другу на пластине с запаянным герметичным СВЧ-вводом. Проведено электродинамическое моделирование, которое позволило рассчитать оптимальную геометрию такого соединения, уменьшающую вносимые потери в требуемых частотных диапазонах. Это достигается с помощью согласующих выточек определенной формы в местах соединения разъемов.

Для работы КПФБ необходимо иметь по три герметичных разъема для каждого диапазона: один на ввод калибровочного сигнала и два на вывод сигналов, соответствующих правой и левой круговым поляризациям. В результате на одной пластине необходимо расположить 6 герметичных СВЧ-вводов. Для этого была предложена конструкция, изображенная на рис. 6.

Сравнение результатов измерений характеристик разработанного гермоввода и гермоввода фирмы Huber + Suhner 34_SMA-50-0-3 представлено на рис. 7. На графиках видно, что в диапазоне 2–10 ГГц характеристики практически не различаются, а на некоторых участках КСВН разработанного гермоввода лучше, чем КСВН покупного аналога.

3. СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ, ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ И ТЕЛЕМЕТРИИ

Система управления, электропитания и телеметрии (СУЭТ) предназначена для электропитания узлов приемной аппаратуры радиотелескопа РТ-4 и управления режимами работы ее узлов. СУЭТ также имеет возможность выполнять различные измерения рабочих параметров узлов приемной аппаратуры, в том числе дистанционно. Это позволяет проводить различные диагно-

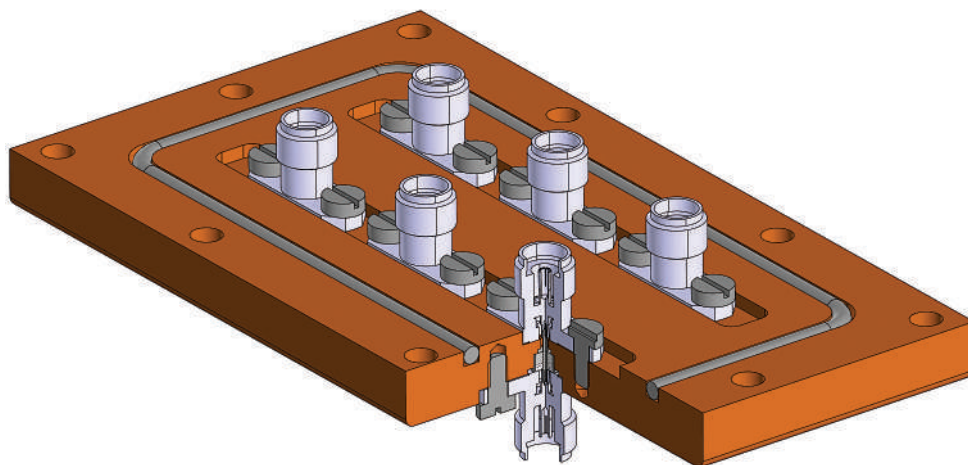


Рис. 6. 6-портовый гермоввод КПФБ. Конструкция показана в разрезе

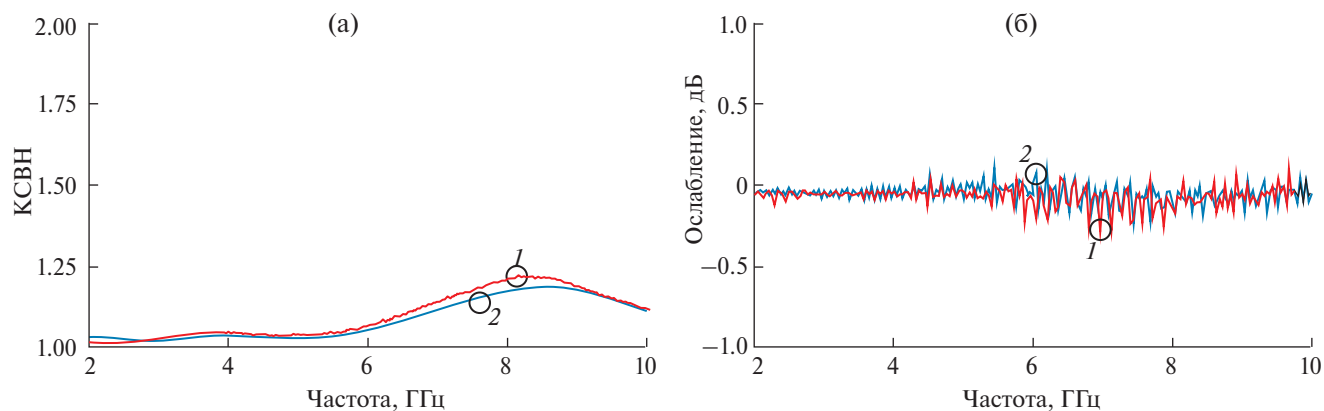


Рис. 7. Результаты сравнения измеренных характеристик фирменного аналога (1) и сборки разработанного гермоввода (2): а – КСВН, б – вносимые потери

стические тесты для обнаружения неисправностей аппаратуры, а также исследовать свойства приемной аппаратуры, влияние на аппаратуру различных факторов окружающей среды и др. без использования измерительной аппаратуры. Глубокий охват управляемых узлов и систем радиотелескопа РТ-4 позволяет организовать проведение различных процедур подготовки к радиоастрономическим наблюдениям в автоматическом режиме. Блок-схема СУЭТ приведена на рис. 8.

Блок питания СУЭТ вырабатывает напряжение +24 В, необходимое для питания блоков приемника, а также их термостатов. С целью предотвращения влияния работы термостатов на приемную аппаратуру термостаты питаются от выделенного AC/DC-преобразователя. Также блок питания обменивается данными с вакуумметром, управляет вакуумным насосом и имеет датчик параметров окружающей среды (температура и влажность воздуха).

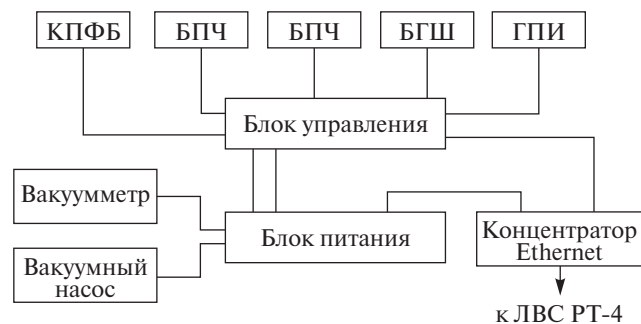


Рис. 8. Блок-схема системы электропитания, управления и телеметрии: КПФБ – криогенный приемный фокальный блок, БГШ – блок генераторов шума, БПЧ – блок преобразования частоты, ГПИ – генератор пикосекундных импульсов, ЛВС – локальная вычислительная сеть

Блок управления осуществляет коммутацию питающих напряжений блоков приемника и их вентиляторов, управляет напряжениями питания ОМШУ КПФБ, осуществляет управление режимами работы БПЧ, БГШ и ГПИ, а также выполняет диагностику состояния их узлов. Блок управления оснащен датчиком параметров окружающей среды.

Концентратор Ethernet объединяет блок питания, блок управления и другие устройства в локальную сеть радиотелескопа РТ-4. Блок питания и блок управления обмениваются сообщениями с программой управления приемником РТ-4, которая выполняется на центральном управляющем компьютере радиотелескопа. Обмен данными между центральным управляющим компьютером радиотелескопа и блоками СУЭТ регулируется протоколом обмена.

Протокол обмена информацией основан на аналогичных протоколах, применяемых на радиотелескопах РТ-32 и РТ-13. Протокол определяет порядок обмена сообщениями, типы сообщений, команды управления устройствами и содержание ответных сообщений. Команда управления представляет собой короткое сообщение, содержащее код команды (1 байт) и информационное поле длиной 4 байта. Таким образом, можно одновременно изменять состояние и режим работы всех узлов управляемого устройства, а также передавать численные значения для управления, например такими узлами, как аттенюаторы. Ответные сообщения устройств представляют собой сообщения о результате выполнения команды: код ошибки или информационное сообщение о состоянии устройства, конфигурации контроллера Ethernet и т.п.

Для управления аппаратурой СУЭТ используется программа управления, написанная на

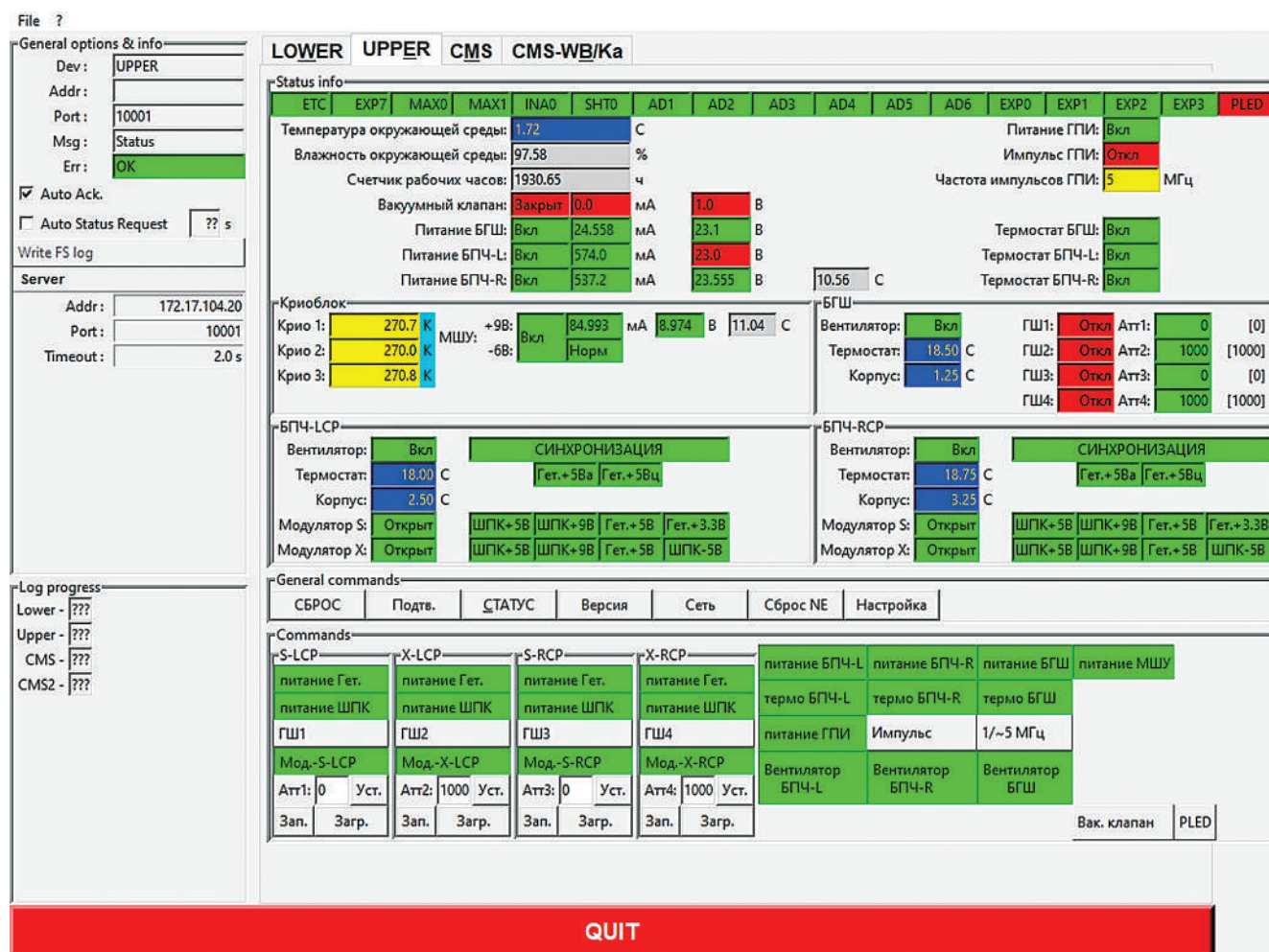


Рис. 9. Вид окна интерфейса блока управления СУЭТ

языке Python с применением библиотеки ttk для создания интуитивно понятного графического интерфейса пользователя (рис. 9).

Для выбранного устройства в верхней половине окна отображаются режимы работы узлов, параметры их работы, значения контролируемых параметров: напряжения, токи потребления, температуры и т. п.

В нижней половине окна расположены элементы управления: кнопки, переключатели и поля ввода.

В программе управления реализованы принципы построения интуитивно понятных интерфейсов: органы управления и элементы индикации сгруппированы в соответствии с их функциональным назначением, а также для отображения различных состояний органов индикации и управления и диапазонов значений измеряемых величин используется цветовая кодировка. Применение интуитивно понятного интерфейса позволяет сократить время обуче-

ния операторов и снижает количество ошибок, допускаемых операторами при проведении наблюдений.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ КПФБ И ПРИЕМНОЙ СИСТЕМЫ

Зная значения усиления и потерь каждого узла, входящего в КПФБ, можно произвести вычисление эквивалентной шумовой температуры входа $T_{ш}$ различных узлов, а также общую шумовую температуру КПФБ $T_{ш \text{ КПФБ}}$ [8]. В табл. 2, 3 приведены расчеты $T_{ш \text{ КПФБ}}$ для разработанной приемной системы.

Оценка показала, что выбранные компоненты и конструкция КПФБ при использовании отечественной микрокриогенной системы МСМР-110Н-3,2/20 позволяют получить хорошие шумовые характеристики КПФБ (менее 20 К) при относительно небольших размерах криостата. При этом выбранная конструкция КПФБ позволила оптимально распределить

Таблица 2. Расклад $T_{ш}$ в X-диапазоне частот

Элемент	ВО	Облучатель	НО + РП	Вентиль	ОМШУ	Кабель	Гермоввод
$T_{\text{физ}}, \text{ К}$	293	80	30	15	15	90	293
Вклад в общую $T_{ш}, \text{ К}$	3.39	1.89	1.46	0.19	10.96	0.01	0.02
$T_{ш \text{ КПФБ}}, \text{ К}$	17.9						
$G_{\text{КПФБ}}, \text{ дБ}$	28.9						

Сокращения: ВО – вакуумное окно, НО – направленный ответвитель, РП – разделитель поляризаций, ОМШУ – охлаждаемый малошумящий усилитель, G – коэффициент передачи, $T_{\text{физ}}$ – физическая температура, $T_{ш}$ – шумовая температура.

Таблица 3. Расклад $T_{ш}$ в S-диапазоне частот

Элемент	ВО	Облучатель	СФКП	Вентиль	МШУ	Кабель	Гермоввод
$T_{\text{физ}}, \text{ К}$	293	80	20	15		90	293
Вклад в общую $T_{\text{ш}}, \text{ К}$	3.39	1.89	8.54	0.25	5.92	0.01	
$T_{\text{ш КПФБ}}, \text{ К}$	20.0						
$G_{\text{КПФБ}}, \text{ дБ}$	29.6						

Примечание. Обозначения те же, что и в табл. 2.

хладопроизводительность и весовые нагрузки по ступеням МО. С учетом коэффициента усиления КПФБ и шумовой температуры БПЧ (около 500 К) расчетная шумовая температура приемной системы не должна превышать 19 и 21 К в X-и S-диапазонах частот соответственно.

Измерения $T_{ш \text{ КПФБ}}$ проводились в составе приемной системы методом двух отсчетов с “холодной” и “теплой” нагрузками [9]. На вход облучателя устанавливалась широкоапертурная согласованная нагрузка, представляющая собой радиопоглощающий материал, помещенный в емкость для заполнения жидким азотом. Результаты измерений характеристик приемной системы передвижной РСДБ-станции представлены в табл. 4.

Завышение расчетных значений $T_{\text{пр}}$ связано с уменьшением потерь входных элементов КПФБ (разделителя поляризаций, вентиля и мостов) при криогенных температурах относительно расчетных значений. При этом общий коэффициент усиления $G_{\text{пр}}$ меньше расчетного из-за потерь в СВЧ-кабелях между КПФБ и БПЧ. Коэффициент усиления приемной системы $G_{\text{пр}}$ (порядка 60 дБ) в совокупности с коэффициентом усиления модуля сопряжения [9] обеспечивают усиление более 80 дБ. Таким образом, достигаются минимальный вклад ШСПС

Таблица 4. Характеристики приемной системы

Канал	$F_{\text{вх}}, \text{ ГГц}$	$F_{\text{вых}}, \text{ ГГц}$	$T_{\text{пр}}, \text{ К}$		$G_{\text{пр}}, \text{ дБ}$	
			Расч.	Изм.	Расч.	Изм.
$S_{\text{пр}}$	2.2–	0.1–	21	16	58.9	58.0
$S_{\text{лев}}$	2.6	0.5				57.0
$X_{\text{пр}}$	8.2–	0.1–	19	17	61.6	59.6
$X_{\text{лев}}$	9.1	1.0		18		60.4

Сокращения: $F_{\text{вх}}$ – входной диапазон частот, $F_{\text{вых}}$ – выходной диапазон частот, $T_{\text{пр}}$ – эквивалентная шумовая температура входа приемной системы, $G_{\text{пр}}$ – коэффициент усиления приемной системы.

в шумовую температуру системы радиотелескопа передвижной РСДБ-станции и достаточный уровень мощности на входе ШСПС.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В 2024 году была завершена разработка приемной системы для передвижной РСДБ-станции комплекса “Квазар-КВО”. Разработан и изготовлен двухдиапазонный криогенный приемный фокальный блок S + X-диапазонов частот. Уникальная конструкция КПФБ позволила осуществить охлаждение входных приемных каскадов и облучателя до криогенного уровня температур

менее чем за 10 ч и обеспечить при этом величину шумовой температуры приемной системы менее 20 К в обоих диапазонах частот.

Для электропитания приемной системы на радиотелескопе передвижной РСДБ-станции, а также управления режимами работы ее узлов была разработана система электропитания и управления с интуитивно понятным программным интерфейсом.

На данный момент все блоки приемной системы, включая систему электропитания, управления и телеметрии, а также криогенно-вакуумную систему успешно смонтированы на радиотелескопе РТ-4 передвижной РСДБ-станции.

После установки приемной системы на радиотелескоп РТ-4 были проведены измерения ее шумовых характеристик. Шумовая температура приемной системы составила менее 18 К в обоих диапазонах частот. Полученные результаты хорошо согласуются с расчетными характеристиками. Данные результаты позволили нам приступить к планированию и реализации тестовых РСДБ-наблюдений с участием радиотелескопов комплекса “Квазар-КВО”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shuygina N., Ivanov D., Ipatov A. et al.* Geod.Geodyn. 2019. V. 10. № 2. P. 150.
<https://doi.org/10.1016/j.geog.2018.09.008>
2. *Кольцов Н.Е., Мардышкин В.В., Маршалов Д.А., Евстигнеев А.А.* Труды ИПА РАН. 2012. № 23. С. 224.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=20193563>
3. *Кольцов Н.Е., Маршалов Д.А., Мардышкин В.В., Федотов Л.В.* ПТЭ. 2011. № 6. С. 41.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=17057136>
4. *Евстигнеев А.А., Лавров А.С., Мардышкин В.В.* Труды ИПА РАН. 2010. № 21. С. 57.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=17071534>
5. *Крохалев А.В.* Труды ИПА РАН. 2015. № 32. С. 21.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=27387325>
6. *Кольцов Н.Е., Федотов Л.В., Маршалов Д.А., Носов Е.В.* Известия вузов. Радиоэлектроника. 2014. № 41. С. 34.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=21600287>
7. *Иванов Д.В., Мардышкин В.В., Лавров А.С., Евстигнеев А.А.* Труды ИПА РАН. 2013. № 27. С. 197.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=21511723>
8. *Noise Figure Measurement Accuracy – the Y-Factor Method.* Application Note 57-2. Agilent Technologies, Inc. 2004.
9. *Алмазов-Долженко К.И.* Коэффициент шума и его измерение на СВЧ. Москва: Научный мир, 2000.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.082

РЕГИСТРАЦИЯ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРНОМ
ОКНЕ ПРОЗРАЧНОСТИ 8–14 мкм ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
ТЕХНИЧЕСКОГО ЗАДЕЛА ПО НАУЧНОЙ АППАРАТУРЕ
“СОЛНЦЕ-ТЕРАГЕРЦ”

© 2026 г. М. В. Филиппов^{а,*}, В. С. Махмутов^а, Г. И. Кропотов^б,
А. А. Шахмин^б, В. К. Ильясов^б, М. В. Разумейко^а, Е. Д. Тульников^а, С. В. Соков^а

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^б ООО “Тидекс”

Российская Федерация, 194292, Санкт-Петербург, Домостроительная ул., 16

*E-mail: mfilippov@frtk.ru, filippovmv@lebedev.ru

Поступила в редакцию 02.12.2025

После доработки 11.12.2025

Принята к публикации 12.01.2026

На борту российского сегмента Международной космической станции (МКС) с 2026 г. готовится к проведению космический эксперимент “Солнце-Терагерц”. Цели эксперимента – получение данных о терагерцевом излучении Солнца, а также изучение солнечных активных областей и солнечных вспышек в диапазоне 0.4–12.0 ТГц. Приведены предварительные экспериментальные результаты по измерению солнечного излучения в атмосферном окне прозрачности 8–14 мкм (примерно 20–40 ТГц) с помощью наземной установки на базе детектора, аналогичного применяемому в научной аппаратуре “Солнце-Терагерц”.

DOI: 10.7868/S3034564226030145

1. ВВЕДЕНИЕ

Наземные и внеатмосферные наблюдения охватывают почти весь солнечный спектр [1–4], за исключением терагерцевого диапазона (около 1–30 ТГц), недоступного наземному наблюдателю из-за сильного атмосферного поглощения, кроме узкого атмосферного окна прозрачности около 30 ТГц [5]. Для регистрации солнечного излучения в диапазоне 0.4–12 ТГц разработан космический эксперимент “Солнце-Терагерц” [6], направленный на получение данных, необходимых для уточнения моделей генерации мощных протонных вспышек и их прогнозирования [7–15].

Многодиапазонные наблюдения солнечных вспышек позволяют исследовать процессы в различных слоях солнечной атмосферы; в частности, субмиллиметровый диапазон информативен для изучения ускорения и переноса

са энергичных электронов в переходной зоне и хромосфере [16]. Для ряда вспышек зарегистрирована дополнительная спектральная компонента – возрастание потоков гиросинхротронного излучения на частотах 212, 405 ГГц и выше вопреки ожидаемому убыванию [7, 12].

Ожидаемые результаты эксперимента включают получение новых данных о спектре солнечного излучения в диапазоне 1–10 ТГц, что позволит выявить природу аномального роста высокочастотной компоненты, а также определить частоты “перегибов”, на которых меняется наклон спектра при различных типах вспышек.

Разработанная научная аппаратура включает восемь детекторов – на частоты 0.4, 0.7, 1.0, 3.0, 5.0, 7.0, 10.0 и 12.0 ТГц. Каждый детектор содержит оптический телескоп для концентрации излучения [17], каскад фильтров, обеспечивающих частотную селективность [18], оптический прерыватель для модуляции входного сигнала [19], а так-

же приемный тракт на основе оптоакустического преобразователя (ОАП) (ячейки Голея) и усилителя [20]. Электронная часть научной аппаратуры описана в статье [21]. Старт космического эксперимента “Солнце-Терагерц” на борту МКС намечен на 2026 г.

Целью настоящей работы является экспериментальное тестирование чувствительности и стабильности приемного тракта научной аппаратуры на базе ОАП и отработка методики регистрации солнечного излучения с использованием наземной установки, работающей в атмосферном окне 8–14 мкм (около 20–40 ТГц). В настоящей работе измерялись лишь фоновые значения излучения Солнца без регистрации вспышечных событий. Соответственно, полученные сигналы отражают не вспышечную активность, а локальные условия прозрачности атмосферы, что ограничивает интерпретацию данных рамками тестирования приемного тракта.

Следует отметить, что наземные наблюдения солнечного излучения на частотах примерно 20–40 ТГц остаются редкостью: в литературе описаны лишь единичные события, например, вспышки на частоте 30 ТГц, выполненные на специализированных установках [22–24]. Таким образом, данная работа направлена на валидацию чувствительности и стабильности приемного тракта в реальных атмосферных условиях, в ней предоставляется полезная информация о порогах регистрации, при этом она не предназначена для количественного мониторинга солнечной активности.

Для проведения наземных измерений использовался одноканальный макет – устройство, внутри которого устанавливаются телескоп, фильтры и приемник. Для ориентации одноканального макета на Солнце изготовлена поворотная платформа. В состав платформы входит датчик облачности на базе инфракрасного (ИК) термометра MLX90614 [25], который используется для определения прозрачности атмосферы. Точность термометра составляет 0.5 °C. Апертура $\omega = 35^\circ$. Для проверки стабильности и корректности регистрации ИК-сигнала выполнено сравнение данных наземной установки с измерениями MLX90614.

2. НАЗЕМНАЯ УСТАНОВКА

В августе 2025 г. на территории ДНС ФИАН проведена серия измерений на одноканальном ма-

кете [26] с использованием германиевого фильтра в оптическом тракте детектора. Цели эксперимента заключались в определении чувствительности детектора для возможного непрерывного мониторинга Солнца в инфракрасном окне прозрачности: детектор на частоту 30 ТГц может использоваться как наземное дополнение к основной научной аппаратуре “Солнце-Терагерц”.

Фильтр (рис. 1) изготовлен в ООО “Тидекс” и представляет собой клиновидное окно из германия *n*-типа с удельным сопротивлением 3.05 Ом·см с нанесенными с двух сторон оптическими покрытиями. Первая (внутренняя, обращенная в сторону входного окна приемника) сторона покрыта спектральным фильтром, блокирующим излучение с длиной волны менее 6 мкм и обеспечивающим высокое пропускание в диапазоне 8–14 мкм. Таким образом, фильтр обеспечивает селективность и уменьшает влияние коротковолновых фоновых сигналов, что критично для повышения чувствительности детектора. Вторая (обращенная наружу из приемника) сторона покрыта широкополосным просветляющим (BBAR, Broadband Anti-Reflective) покрытием, оптимизированным для диапазона 8–14 мкм. Поверхности элемента обладают точностью 5λ на длине волны 633 нм и соответствуют классу чистоты 60/40. Клиновидная геометрия (24°) служит для предотвращения обратных отражений и паразитных интерференционных эффектов, что особенно актуально в высокочувствительных инфракрасных системах. Такое сочетание покрытий обеспечивает высокое пропускание полезного сигнала при минимальных потерях на отражение.

Технические характеристики фильтра следующие.

Материал: германий (Ge) *n*-типа с удельным сопротивлением 3.05 Ом·см.



Рис. 1. Фотография германиевого фильтра Ge D2 5.4×4.8 мм HR Filter BBAR 8–12 мкм с обеих сторон

Геометрические параметры: диаметр 25.3 ± 0.1 мм, толщина 4.8 ± 0.1 мм, клиновидность 24'.

Оптические покрытия.

Сторона А (внутренняя): спектральный фильтр, блокирующий излучение с длиной волны менее 6 мкм, высокое пропускание в диапазоне 8–14 мкм.

Сторона Б (внешняя): широкополосное просветляющее покрытие (BBAR) в диапазоне 8–14 мкм.

Качество поверхности: точность поверхности 5λ на длине волны 633 нм, класс чистоты поверхности 60/40 (scratch/dig).

На рис. 2 приведен график спектрального коэффициента $t_{Ge}(v)$ пропускания германиевого фильтра.

В одноканальный макет были установлены приемник с ОАП GC-1P, входное окно которого изготовлено из HDPE [27], и оптический прерыватель. В телескопе использованы гладкие зеркала. Отрезающий LPF23.1 фильтр не устанавливался. Сигнал приемника поступает на вход USB-осциллографа АКИП-72204 А.

Для данной конфигурации оптического тракта коэффициент пропускания (рис. 3) выражается формулой

$$t_{Ge\text{ рез}}(v, \theta) = t_{атм}(v)^{M(\theta)} \rho_z^2(v) t_{HDPE}(v) t_{Ge}(v) diff(v), \quad (1)$$

где $t_{атм}$ — спектральный коэффициент пропускания атмосферы, M — воздушная масса [26], θ — зенитный угол в градусах, ρ_z — спектральный коэффициент отражения зеркал в телескопе, t_{HDPE} — спектральный коэффициент пропускания входного окна HDPE, t_{Ge} — спектральный коэффициент пропускания германиевого фильтра, $diff$ — спектральный коэффициент, характеризующий дифракционные потери в телескопе (все переменные, за исключением зенитного угла, приведены в относительных единицах).

Результаты пробных измерений показали, что в данной конфигурации детектора плата усилителя в приемнике находится в режиме насы-

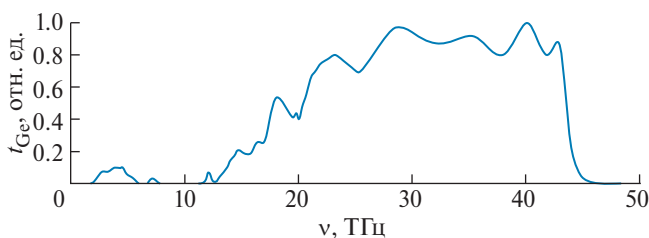


Рис. 2. Спектр пропускания германиевого фильтра в диапазоне 0–50 ТГц

щения. Чтобы не вносить изменения на плате усилителя, для ослабления потока излучения, поступающего в приемник, в оптический тракт детектора дополнительно было установлено входное окно из ТРХ [28] толщиной 2 мм.

Спектральный коэффициент пропускания оптического тракта в данной конфигурации выражается формулой

$$t_{Ge\text{ ТРХ рез}}(v, \theta) = t_{Ge\text{ рез}}(v, \theta) t_{ТРХ}(v), \quad (2)$$

где $t_{Ge\text{ ТРХ рез}}$ [отн. ед.] — результирующий спектральный коэффициент пропускания оптического тракта одноканального макета детектора при установленном входном окне из ТРХ.

На рис. 4 приведен график $t_{Ge\text{ ТРХ рез}}(v)$ в диапазоне частот 0.01–50 ТГц с учетом атмосферного поглощения (при $\theta = 90^\circ$).

На графике видно, что в диапазоне 22–31 ТГц формируются 4–5 окон, в которых детектор регистрирует солнечное излучение. Кроме того, детектор чувствителен к излучению в диапазоне 16–19 ТГц, что коррелирует с результатами, приведенными в работе [26], где при наземных измерениях с использованием полосовых фильтров на 0.4–12 ТГц в приемник в основном поступает излучение в диапазоне частот 14–19 ТГц.

Снижение чувствительности детектора вследствие установки входного окна ТРХ можно оценить как отношение расчетных потоков из-

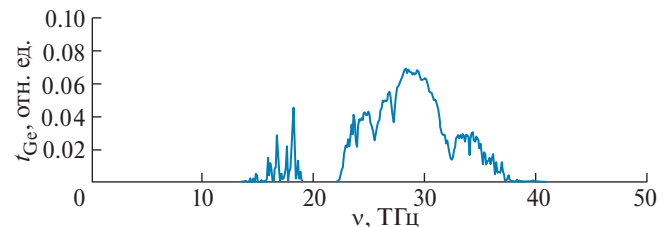


Рис. 3. Спектральный коэффициент пропускания оптического тракта детектора при использовании германиевого фильтра в диапазоне частот 0.01–50 ТГц с учетом атмосферного поглощения (при $\theta = 90^\circ$)

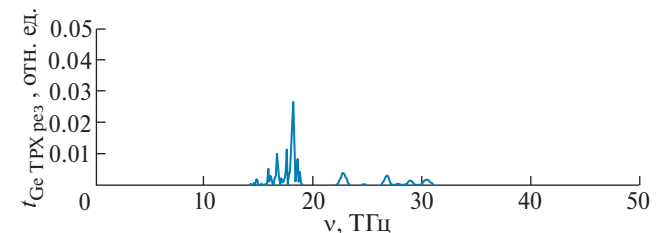


Рис. 4. Спектральный коэффициент пропускания оптического тракта при установленных германиевом фильтре и входном окне из ТРХ в диапазоне частот 0.01–50 ТГц с учетом атмосферного поглощения

лучения от Солнца для обеих конфигураций оптических трактов:

$$\alpha = \frac{\Phi_{\text{Ge рез}}(v, \theta)}{\Phi_{\text{Ge TPX рез}}(v, \theta)} = \frac{S_{\text{тел}} \int_{v_1}^{v_2} r_{\text{E490-22}}(v) t_{\text{Ge рез}}(v, \theta) dv}{S_{\text{тел}} \int_{v_1}^{v_2} r_{\text{E490-22}}(v) t_{\text{Ge TPX рез}}(v, \theta) dv}, \quad (3)$$

где $\Phi_{\text{Ge рез}}$ — поток солнечного излучения, поступающего в приемник детектора; $\Phi_{\text{Ge TPX рез}}$ — поток солнечного излучения, поступающего в приемник детектора при установленном входном окне TPX; $r_{\text{E490-22}}$ [Вт/(м²·Гц)] — энергетическая светимость Солнца, рассчитанная по модели ASTM E490-22 [29]; $S_{\text{тел}} = 3.84 \cdot 10^{-3}$ м² — площадь входного окна телескопа. Согласно данным библиотеки Astropy [30], зенитный угол для данного времени $\theta = 42.60^\circ$, а воздушная масса $M(\theta) = 1.42$. При $v_1 = 0.01$, $v_2 = 2000$ ТГц с шагом интегрирования 0.01 ТГц для данного эксперимента $\alpha = 63.84$ отн. ед.

3. ИЗМЕРЕНИЯ

15 августа 2025 г., начиная с 11:49 по московскому времени, были проведены эксперименты по измерению доли солнечного излучения в полном сигнале приемника. Одноканальный макет был ориентирован на Солнце таким образом, чтобы в некоторый момент солнечный диск оказался полностью в апертуре телескопа, что будет соответствовать максимуму сигнала приемника.

На рис. 5 приведены результаты одного из измерений временного хода сигнала приемника $U_{\text{п}}$.

Апертура телескопа $\psi \approx 1.5^\circ$, следовательно, время нахождения солнечного диска в апертуре телескопа $t_{\text{сол}} = 84600 \text{ с} \times \psi/360^\circ = 360 \text{ с}$.

По данным приемника, максимум сигнала отмечается при $t_{\text{max}} = 449.68 \text{ с}$ и равен $U_{\text{п max}} = 21029.04 \text{ мВ}$. На рис. 5 вертикальными штриховыми линиями показаны два интервала длительностью $t_{\text{сол}} = 360 \text{ с}$. Диапазон в максимуме выбран так, что его середина лежит в точке $t_{\text{сол}}$. Таким образом, данный интервал соответствует времени пребывания солнечного диска в апертуре телескопа. Диапазон справа выбран как спокойный участок, соответствующий измерениям фона (в отсутствие Солнца в апертуре телескопа).

Среднее значение сигнала в интервалах максимума и минимума составляет соответственно $U_{\text{п max cp}} = 20191.59 \text{ мВ}$ и $U_{\text{п min cp}} = 2087.41 \text{ мВ}$. Таким образом, отношение сигнал/шум приемника выражается формулой

$$SNR = \frac{U_{\text{п max cp}} - U_{\text{п min cp}}}{U_{\text{п (шум)}}} \approx 471.33 \text{ отн. ед.}, \quad (4)$$

где $U_{\text{п (шум)}} = 38.42 \text{ мВ}$ — средний шумовой сигнал, измеренный на приемнике при установленной алюминиевой заглушке во входном окне [31].

Поскольку чувствительность приемника была снижена в α раз, вследствие установки в оптический тракт входного окна TPX фактическое отношение сигнал/шум приемника $\alpha \cdot SNR \approx 30089.70$.

Принимая минимально детектируемый приемником сигнал равным $U_{\text{п (шум)}}$, находим, что

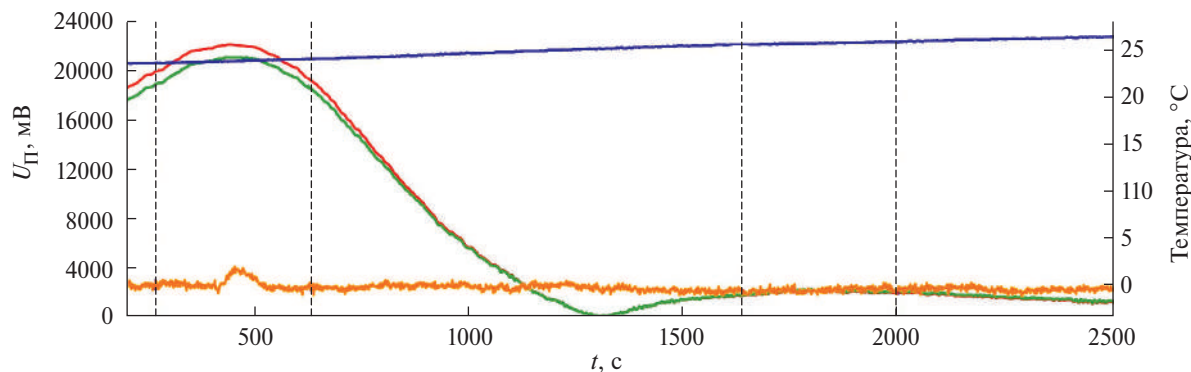


Рис. 5. Временной ход сигнала приемника для измерения солнечного излучения при использовании германиевого фильтра 15 августа 2025 г. Красная кривая — исходные данные $U_{\text{п}}$ с усреднением по методу скользящего среднего для 100 точек; зеленая кривая — данные измерений приемника $U_{\text{п}}$ с учетом температурной коррекции по формуле (3) из статьи [20]; синяя кривая — температура на корпусе ОАП в приемнике с усреднением по методу скользящего среднего для 100 точек; желтая кривая — температура по данным датчика облачности на базе инфракрасного термометра MLX90614, установленного на одноканальном макете, с усреднением по пяти точкам

минимальное регистрируемое приемником возрастание потока солнечного излучения составляет $(\alpha\beta SNF)^{-1} \approx 0.003\%$, что, по данным модели ASTM E490, соответствует потоку солнечного излучения примерно 24 000 SFU.

По данным работ [22–25] наземными установками ранее зарегистрированы возрастания потоков солнечного излучения от 322 SFU до 35 000 SFU во время вспышечной активности. Таким образом, в текущей конфигурации с установленным германиевым фильтром детектор одноканального макета может быть достаточно чувствительным для регистрации некоторых событий классов M и X .

Для повышения чувствительности детектора можно уменьшить апертуру ψ телескопа и использовать сканирующую Солнце систему, либо использовать в приемнике ОАП с большей чувствительностью в целевом диапазоне частот, например, с ОАП GC-1D с алмазным входным окном [27].

На рис. 6 приведен график спектрального коэффициента пропускания $t_{D-Ge\text{ рез}}(\nu)$ оптического тракта детектора при установленном германиевом ТГц-фильтре при использовании ОАП GC-1D с алмазным входным окном. Для оценки чувствительности ОАП GC-1D относительно

исходной GC-1P можно рассчитать следующим образом:

$$\beta = \frac{\Phi_{D-Ge\text{ рез}}(\nu, \theta)}{\Phi_{Ge\text{ рез}}(\nu, \theta)} = \frac{S_{\text{тел}} \int_{\nu_1}^{\nu_2} r_{E490-22}(\nu) t_{D-Ge\text{ рез}}(\nu, \theta) d\nu}{S_{\text{тел}} \int_{\nu_1}^{\nu_2} r_{E490-22}(\nu) t_{Ge\text{ рез}}(\nu, \theta) d\nu}, \quad (5)$$

где $\Phi_{D-Ge\text{ рез}}$ — поток солнечного излучения, поступающего в приемник с алмазным входным окном; $\Phi_{Ge\text{ рез}}$ — поток солнечного излучения, поступающего в приемник с входным окном из HDPE.

При $M(\theta) = 1.42$, $\nu_1 = 0.01$, $\nu_2 = 2000$ ТГц и шаге интегрирования имеем 0.01 ТГц, $\beta = 12.69$ отн. ед.

Таким образом, минимальное регистрируемое приемником с ОАП GC-1D возрастание потока солнечного излучения составляет $(\alpha\beta SNF)^{-1} \cdot 100\% \approx 0.00026\%$, что, по данным модели ASTM E490, соответствует потоку солнечного излучения примерно 1900 SFU.

Рассмотрим другое измерение, сделанное 15 августа 2025 г., но в более раннее время, начиная с 10:49 (рис. 7). Около 200-й секунды наблюдается повышение температуры по данным термометра MLX90614, что можно трактовать как снижение прозрачности атмосферы вследствие появления облачности. Этому событию соответствует снижение уровня сигнала в детекторе, но более короточное, так как отношение апертур $\omega/\psi \approx 23$. Вероятно, также по причине меньшей апертуры (облачность не попала в поле зрения телескопа) повышение сигнала термометра MLX90614, наблюдающегося после 2100-й секунды, не внесло существенного вклада в величину сигнала при-

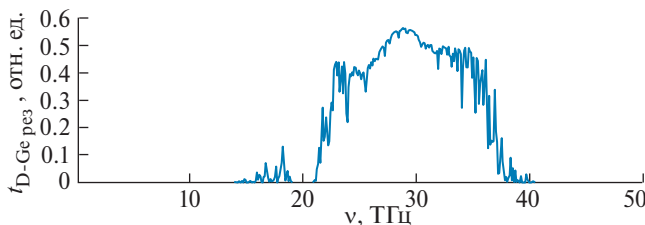


Рис. 6. Спектральный коэффициент пропускания оптического тракта с установленным германиевым фильтром в диапазоне частот 0.01–50 ТГц при использовании ОАП GC-1D с алмазным входным окном

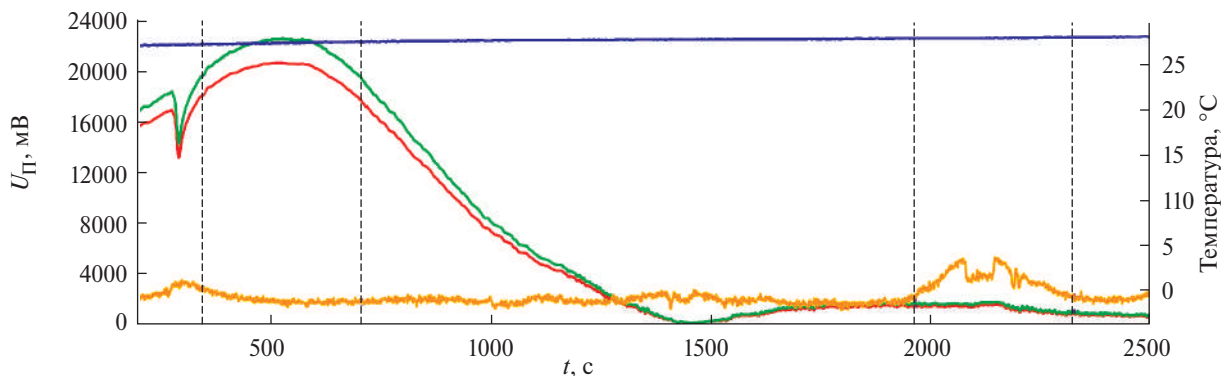


Рис. 7. Временной ход сигнала приемника для второго измерения солнечного излучения при использовании германиевого фильтра 15 августа 2025 г. (обозначения такие же, как на рис. 5)

емника. Аналогичное событие происходило по данным термометра MLX90614 (рис. 7) примерно в интервале от 400 до 500 с.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены описание и конструкция научной аппаратуры “Солнце-Терагерц”, а также наземной измерительной установки, созданной на базе одноканального макета детектора данной аппаратуры с использованием полосового германиевого фильтра.

С помощью наземной установки выполнена серия измерений солнечного излучения на фоне атмосферного рассеяния.

Сопоставление временных рядов сигнала установки с данными ИК-термометра MLX90614 показало согласованную динамику, что подтверждает влияние локальных атмосферных условий на амплитуду регистрируемого излучения и корректность работы установки в наземных условиях.

На основании полученных экспериментальных данных и модели солнечного спектра ASTM E490-22 установлено, что в климатических условиях Московской области установка позволяет регистрировать возрастания потока солнечного излучения порядка 1900 SFU и выше, что соответствует солнечным вспышкам *M*- и *X*-классов.

Для повышения чувствительности системы возможна модернизация оптического тракта, а также внедрение механизма сканирования солнечного диска.

Представленная наземная установка в сочетании с системой автоматического слежения за Солнцем может служить дополнением к экспериментальным данным научной аппаратуры “Солнце-Терагерц” и расширить рабочий диапазон наблюдений в область более высоких терагерцевых частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kinnison J., Vaughan R., Hill P., Raouafi N., Guo Y., Pinkine N. IEEE Aerospace Conference. 2020. P. 1. <https://doi.org/10.1109/AERO47225.2020.9172703>
2. Howard R.A., Vourlidas A., Korendyke C.M. et al. Solar Physics and Space Weather Instrumentation. 2013. V. 8862. <https://doi.org/10.1117/12.2027657>
3. Domingo V., Fleck B., Poland A.I. Space Sci. Rev. 1995. V. 72. P. 81. <https://doi.org/10.1007/BF00768758>
4. Davila J.M., Rust D.M., Pizzo V.J., Liewer P.C. Proc. SPIE. 1996. V. 2804. <https://doi.org/10.1117/12.259724>
5. Kaufmann P., White S.M., Marcon R. et al. J. Geophys. Res.: Space Phys. 2015. V. 120. P. 4155. <https://doi.org/10.1002/2015JA021313>
6. Калинин Е.В., Филиппов М.В., Махмутов В.С. и др. Космические исследования. 2021. Т. 59. № 1. С. 3. <https://doi.org/10.31857/S0023420621010040>
7. Kaufmann P., Raulin J.-P., de Castro C.G.G. et al. Astrophys. J. 2004. V. 603. P. L121. <https://doi.org/10.1086/383186>
8. Kaufmann P., Correia E., Costa J.E.R., Zodi Vaz A.M., Dennis B.R. Nature. 1985. V. 313. P. 380. <https://doi.org/10.1038/313380a0>
9. Kaufmann P. AIP Conf. Proc. 1996. V. 374. P. 379. <https://doi.org/10.1063/1.50945>
10. Kaufmann P., Costa J.E.R., Castro C.G.G. et al. Proc. of the 2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference. 2001. V. 1. P. 439. <https://doi.org/10.1109/SBMOMO.2001.1008800>
11. Kaufmann P., Castro C.G.G., Makhmutov V.S. et al. J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1280. <https://doi.org/10.1029/2002JA009729>
12. Krucker S., Castro C.G.G., Hudson H.S. et al. Astron. Astrophys. Rev. 2013. V. 21. P. 58. <https://doi.org/10.1007/s00159-013-0058-3>
13. Luthi T., Magun A., Miller M. A & A. 2004. V. 415. P. 1123. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034624>
14. Makhmutov V.S., Raulin J.P., Castro C.G.G., Kaufmann P., Correia E. Solar Phys. 2003. V. 218. P. 211. <https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000013047.26419.33>
15. Махмутов В.С., Курт В.Г., Юшков Б.Ю. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 796. <https://www.elibrary.ru/nxqnjp>
16. Wedemeyer S., Bastian T., Brajša R. et al. Space Sci. Rev. 2016. V. 200. P. 1. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0229-9>
17. Квашинин А.А., Логачев В.И., Филиппов М.В. и др. Космическая техника и технологии. 2021. Т. 35. № 4. С. 22. <https://www.elibrary.ru/hgxxgn>
18. Филиппов М.В., Логачев В.И., Махмутов В.С., Разумейко М.В., Гайфутдинова А.Г., Криволапова О.Ю. Космическая техника и технологии. 2024. Т. 45. № 2. С. 68. <https://www.elibrary.ru/xdheun>
19. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С. и др. Космическая техника и технологии. 2023. Т. 40. № 1. С. 8. <https://www.elibrary.ru/wzamjn>
20. Филиппов М.В., Махмутов В.С., Разумейко М.В. Измерительная техника. 2024. № 3. С. 20. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2024-3-20-25>

21. Филиппов М.В., Махматов В.С., Максумов О.С., Квашинин А.А., Квашинин А.Н., Разумейков М.В., Логачев В.И., Мизин С.В., Соков С.В. ПТЭ. 2024. № 3. С. 108.
<https://elibrary.ru/ousxkn>
22. Kaufmann P., White S.M., Marcon R., Kudaka A.S., Cabezas D.P., Cassiano M.M., Francile C., Fernandes L.O.T., Hidalgo Ramirez R.F., Luoni M., Marun A., Pereyra P., de Souza R.V. Bright 30 THz impulsive solar bursts. J. Geophys. Research: Space Physics. 2015. V. 120. P. 4155.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021313>
23. Miteva R., Kaufmann P., Cabezas D.P. et al. A & A. 2016. V. 586. P. A91.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425520>
24. López F.M., Giménez de Castro C.G., Mandrini C.H. et al. A & A. 2022. V. 657. P. A51.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141967>
25. Характеристики инфракрасного термометра MLX90614.
<https://www.melexis.com/en/product/mlx90614/digital-plug-play-infrared-thermometer-to-can>
26. Philippov M.V., Makhmutov V.S., Kropotov G.I., Razumeyko M.V., Tulnikov E.D., Sokov S.V. Sol. Syst. Res. 2025. V. 59. № 7. P. 95.
<https://doi.org/10.1134/S0038094625600635>
27. Документация на оптоакустический преобразователь.
https://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_devices/golay_cell/
28. Документация на терагерцевые окна ТРХ.
https://www.tydexoptics.com/pdf/ru/THz_Windows.pdf
29. Стандартные таблицы спектра солнечного излучения ASTM E490-22.
<https://www.astm.org/e0490-22.html>
30. Astropy — библиотека для астрономических вычислений.
<https://www.astropy.org/>
31. Филиппов М.В., Махматов В.С., Разумейко М.В., Кротов Г.И., Николаев В.А. Астрономический вестник. 2025. Т. 59. № 2. С. 148.
<https://www.elibrary.ru/kxkffe>

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 621.384.62

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММНО-ОПРЕДЕЛЯЕМОЙ РАДИОСИСТЕМЫ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА ОТ МНОГОКАНАЛЬНОГО СЕТОЧНОГО ДЕТЕКТОРА

© 2026 г. **М. П. Калаев, А. М. Телегин***

*Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королёва
Российская Федерация, 443086, Самара, Московское ш., 34*

*E-mail: talex85@mail.ru

Поступила в редакцию 29.01.2026

После доработки 10.03.2026

Принята к публикации 30.03.2026

Представлена методика регистрации и анализа параметров заряженных микрочастиц (микрометеоритов) в диапазоне скоростей 0.5–10 км/с и электрических зарядов 1 фКл–1 пКл. Метод основан на использовании пятиэлектродного сеточного времяпролетного детектора с шагом 10 мм и ячейкой 1 мм. Для оцифровки сигнала применен нестандартный подход с использованием программно-определяемого радиоприемника SDRplay RSP1, функционирующего в режиме прямого преобразования на минимальной частоте с полосой захвата 8 МГц, что позволяет использовать его в качестве широкополосного АЦП. Обработка оцифрованных данных, включая полосовую фильтрацию, детектирование огибающей, пороговое выделение событий и анализ параметров импульсов, реализована в среде GNU Radio. По временному интервалу между импульсами определяется скорость частицы, а по их амплитуде — ее электрический заряд. Экспериментально подтверждено, что предлагаемое аппаратно-программное решение на базе SDR обеспечивает гибкость и снижение стоимости измерительного тракта при сохранении метрологических характеристик, достаточных для заявленных диапазонов измерений.

DOI: 10.7868/S3034564226030152

1. ВВЕДЕНИЕ

Регистрация и анализ параметров высокоскоростных микрочастиц (микрометеоритов, частиц космической пыли, технологических аэрозолей) являются актуальными задачами для экспериментальной физики, астрофизики и материаловедения [1–9]. Ключевыми измеряемыми параметрами являются скорость и электрический заряд микрочастиц. Времяпролетные схемы измерения на основе сеточных детекторов с последующей аналоговой или высокоскоростной цифровой обработкой хорошо известны [9–14], однако они часто требуют применения специализированной и дорогостоящей высокоскоростной оцифровывающей электроники. В работе [11] для регистрации микрочастиц используется высокоскоростной лабораторный осциллограф, что делает невозмож-

ным использование такой системы регистрации на борту космического аппарата ввиду его больших массы, габаритов и энергопотребления. Приемлемыми техническими характеристиками и возможностью бортового применения обладает устройство, описанное в работе [14], однако его стоимость может быть велика для образовательных проектов и спутников формата CubeSat. Кроме этого, алгоритм работы подобных устройств основан на жесткой логике, зашитой в ПЛИС, что делает невозможным быструю оптимизацию системы при изменении условий проведения эксперимента (формы измеряемых импульсов, уровня шумов, формата упаковки данных и т. д.).

Для преодоления указанных недостатков в настоящей работе предлагается подход, использующий доступный широкополосный SDR-приемник (Software Defined Radio — про-

граммно-определяемая радиосистема) в качестве высокочастотного аналого-цифрового преобразователя с последующей программной обработкой [15, 16]. Цель настоящей работы – продемонстрировать работоспособность метода и оценить его возможности для измерения скорости и заряда микрочастиц.

2. ОПИСАНИЕ СХЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

С целью экспериментального подтверждения предложенного метода для регистрации микрометеоритов в вакуумной камере ускорителя была собрана схема, включающая в себя исследуемый сеточный датчик и контрольные средства регистрации скорости и заряда частиц на основе колец Фарадея и цифровой осциллографической приставки (рис. 1) [11, 17]. Сеточный датчик представляет собой систему из пяти идентичных плоских проводящих медных сеток, закрепленных на рамках из ABS-пластика и расположенных параллельно и соосно. Расстояние между соседними сетками $d = 10$ мм. Размер ячейки сетки (1×1 мм²) выбран много меньше расстояния между сетками, что позволяет рассматривать их как эквипотенциальные поверхности и упростить модель расчета наведенного сигнала. Сетки 1, 3, 5 постоянно заземлены и выполняют роль электростатических экранов, формирующих измерительные промежутки фик-

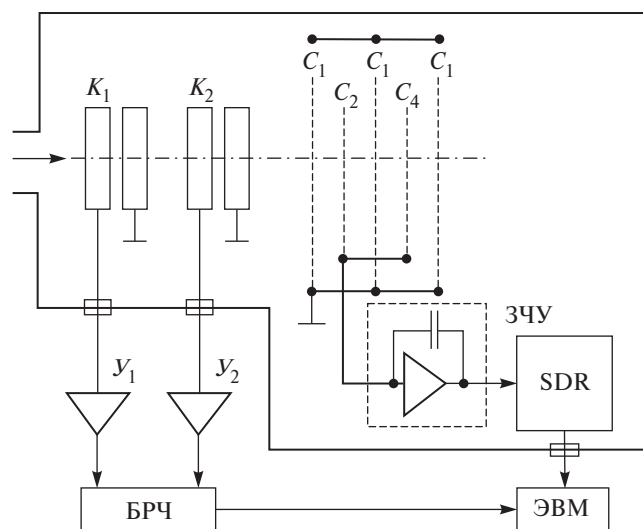


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки: K_1 ; K_2 – контрольные кольца Фарадея для регистрации скорости частицы; Y_1 , Y_2 – усилители колец Фарадея, БРЧ – блок регистрации частиц в составе ускорителя, C_1 – C_5 – сетки исследуемого датчика, ЗЧУ – зарядочувствительный усилитель, SDR – программно-определяемый приемник

сированной длины. Сетки 2, 4 электрически соединены между собой и образуют измерительный электрод, сигнал от которого поступает через зарядочувствительный усилитель на вход SDR-приемника, подключенного к ЭВМ. В качестве SDR использован SDRplay RSP1, основные характеристики которого приведены в табл. 1.

Таблица 1. Основные характеристики SDRplay RSP1

Параметр	Значение/Описание
Ключевая архитектура	Прямое понижающее преобразование
Диапазон частот, кГц	10–2 · 10 ⁶
Максимальная полоса пропускания, МГц	8
Разрядность АЦП, биты	14
Входной импеданс, Ом	50
Коэффициент шума в ВЧ-диапазонах, дБ	Около 4
Диапазон перестройки входного усилителя	0–59 дБ
Потребляемая мощность от порта USB 2.0, Вт	Менее 2.5

Ключевыми особенностями указанного SDR, обеспечивающими возможность его работы для фиксации импульсов от пролета частиц, являются возможность регистрации сигналов с частотой от 10 кГц, большая разрядность АЦП и относительно широкая полоса пропускания. Кроме этого, в ЭВМ поступает информация с контрольного детектора пролета частиц, образованного кольцами Фарадея K_1 , K_2 , усилителями Y_1 , Y_2 и блоком регистрации частиц в составе ускорителя (БРЧ) [11, 17, 18].

На рис. 2 показана фотография датчика в сборе с зарядочувствительным усилителем (ЗЧУ) и SDR-приемником RSP1. Структурная схема RSP1 приведена на рис. 3 [19].

В ходе эксперимента ускоритель формировал поток алюминиевых микрочастиц ПАП-1 с размерами 1–10 мкм, скоростями 2–8 км/с и зарядами 10^{-15} – 10^{-12} Кл, давление в камере для проведения экспериментов было около 10^{-3} Па. Частицы ускорялись по одной со средним периодом следования одна частица в секунду, их скорость регистрировалась с помощью контрольных колец K_1 , K_2 и системы БРЧ с точной привязкой по времени, а затем с помощью ис-

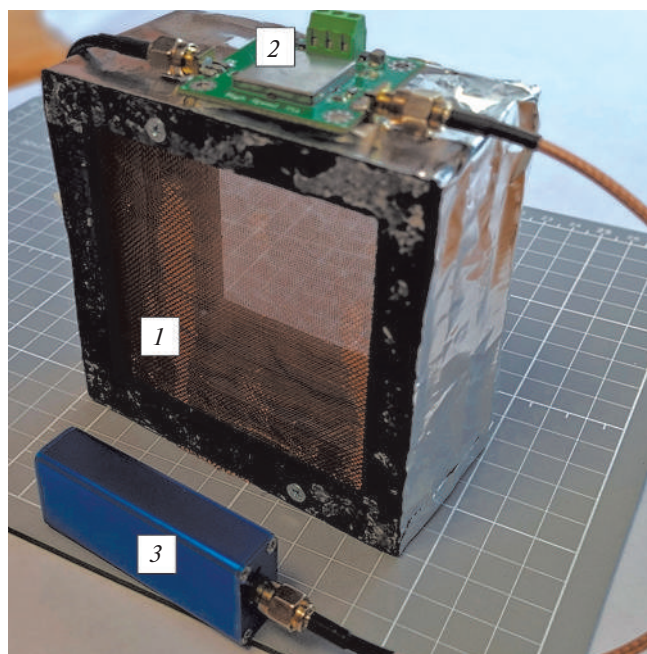


Рис. 2. Датчик в сборе: 1 – сеточный детектор в сборе; 2 – зарядочувствительный усилитель; 3 – SDR RSP1

следуемого сеточного датчика с системой регистрации на основе SDR.

При пролете микрочастицы с зарядом Q и скоростью V через сетки 2 и 4 на них наводится заряд за счет явления электростатической индукции. Прохождение рядом с заземленными сетками (1, 3, 5) не вызывает появления сигнала в измерительной цепи, так как эти сетки имеют нулевой потенциал. В результате на выходе датчика формируются два коротких разнополярных

импульса. Временной интервал Δt между центрами этих импульсов соответствует времени пролета частицы между срединными плоскостями сеток 2 и 4. Осциллограмма сигнала от датчика, записанная с помощью SDR RSP1 и GNU Radio при пролете высокоскоростной заряженной микрочастицы, представлена на рис. 4. Для наглядности над графиком схематично изображена сеточная система датчика (C_1 – C_5).

При пролете частицы в промежутке между сетками C_1 и C_2 формируется импульс тока отрицательной полярности, которая становится положительной при удалении частицы от сигнальной сетки C_2 (промежуток C_2 – C_3) [18, 20, 21]. Аналогично отрицательный и положительный перепады тока формируются для сигнальной сетки C_4 .

Скорость частицы определяется выражением

$$V = d / \Delta t,$$

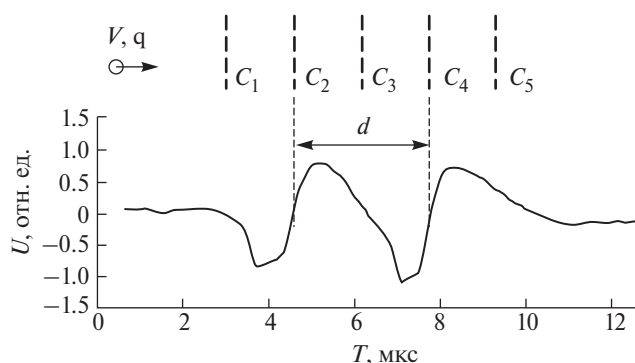


Рис. 4. Сигнал на выходе SDR при пролете частицы

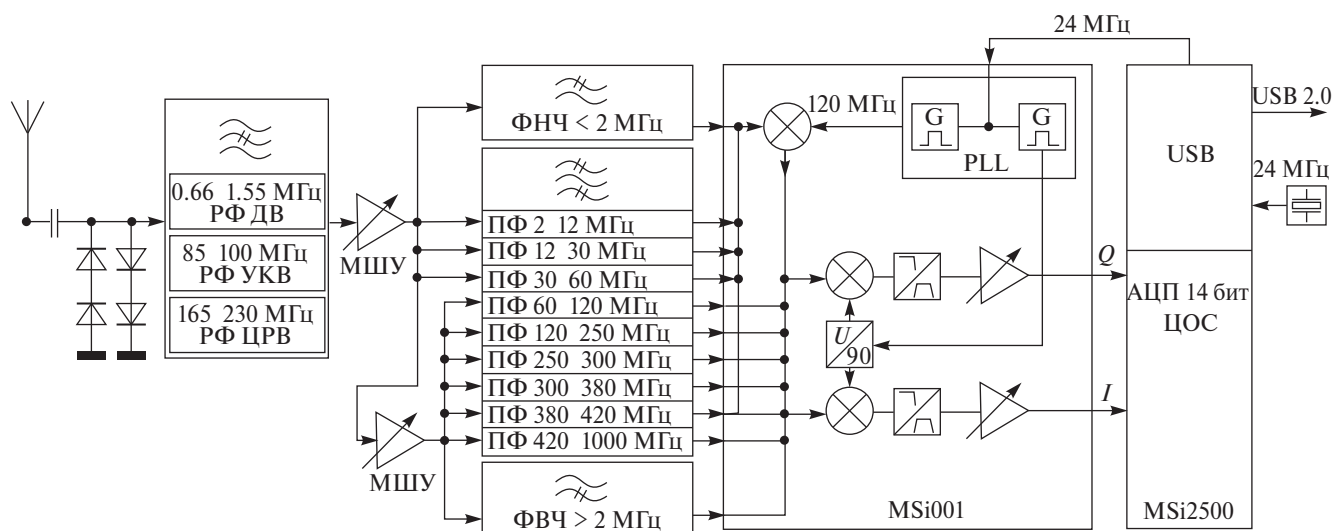


Рис. 3. Структурная схема SDRplay RSP1: ФНЧ – фильтр низких частот, ФВЧ – фильтр высоких частот, ПФ – полосовой фильтр, РФ – режекторный фильтр (СВ – средневолновый, УКВ – ультракотковолновый, ЦРВ – цифровое радиовещание), АЦП – аналогово-цифровой преобразователь, ЦОС – цифровая обработка сигналов

где $d = 20$ мм — расстояние между сетками C_2 и C_4 , подключенными ко входу усилителя, Δt — интервал между пересечениями положительных фронтов импульсов нулевой линии напряжения на выходе SDR.

Значение интеграла от наведенного импульса тока на выходе ЗЧУ пропорционально заряду Q и обратно пропорциональна емкости измерительного электрода относительно земли C_{in} . Тогда заряд микрочастицы можно оценить с помощью выражения

$$Q = kU_{\text{peak}}C_{in},$$

где k — коэффициент, зависящий от геометрии датчика и формы импульса, определяемый калибровкой [18, 19].

Сигнал с соединенных сеток 2 и 4 подается на вход малошумящего ЗЧУ, который преобразует короткий импульс тока в напряжение с амплитудой, пропорциональной интегралу тока (т.е. наведенному заряду). Выходное напряжение ЗЧУ поступает на вход SDR-приемника RSP1 (SDRplay). В отличие от типичного радиочастотного применения, RSP1 настроен на минимально возможную частоту (10 кГц) в режиме пря-

мого преобразования с максимальной полосой пропускания 8 МГц. В этом режиме устройство работает как широкополосный АЦП с частотой дискретизации до 8 МГц, оцифровывая сигнал в полосе от 0 до 8 МГц. Такая полоса достаточна для регистрации импульсов с длительностью фронта порядка 0.1–1 мкс, характерных для данной задачи (время пролета частицы через область влияния сетки составляет примерно 1 мкс при скорости 1 км/с и менее 0.1 мкс при скорости 10 км/с).

Оцифрованный сигнал в виде квадратурных составляющих I и Q передается по USB в ПК, где обрабатывается в графической среде GNU Radio. Разработанный программный алгоритм включает следующие блоки (рис. 5, 6).

1. *Фильтрация.* Для подавления низкочастотных дрейфов и высокочастотных шумов применяется полосовой КИХ-фильтр (с полосой 0.1–4 МГц).
2. *Выделение огибающей.* Для выделения амплитуды радиочастотного сигнала используется блок детектора огибающей: $U_{\text{det, out}} = (I^2 + Q^2)^{1/2}$.
3. *Пороговое обнаружение.* Для выделения событий пролета частицы применяется compara-

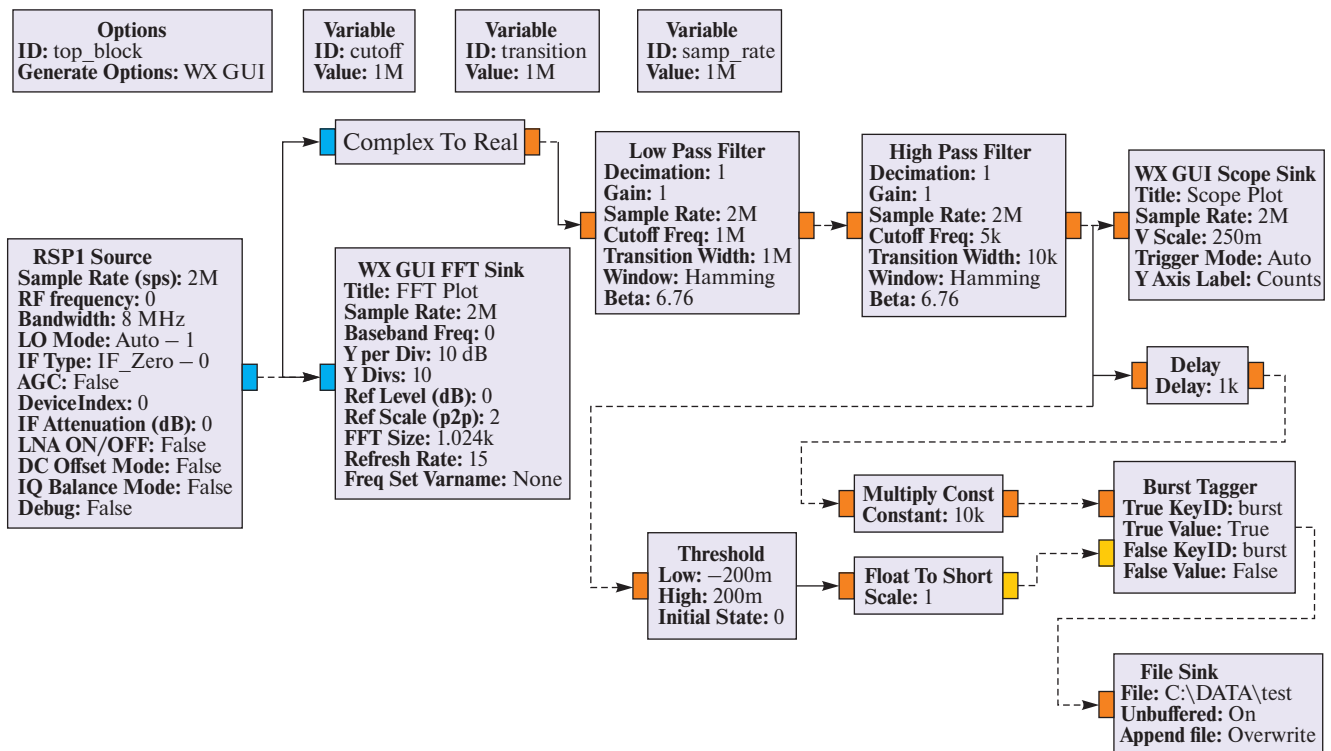


Рис. 5. Схема обработки сигнала в GNU Radio: RSP1 Source — источник сигнала, WX GUI FFT Sink — графический анализатор спектра, Low Pass Filter — фильтр низких частот, High Pass Filter — фильтр высоких частот, WX GUI Scope Sink — блок визуализации осциллограммы, Threshold — пиковый детектор, Multiply Const — блок умножения на константу, Float to Short — блок перевода чисел с плавающей точкой в целые числа, Burst Tagger — блок пакетной передачи данных, File Sink — блок записи в файл на диск

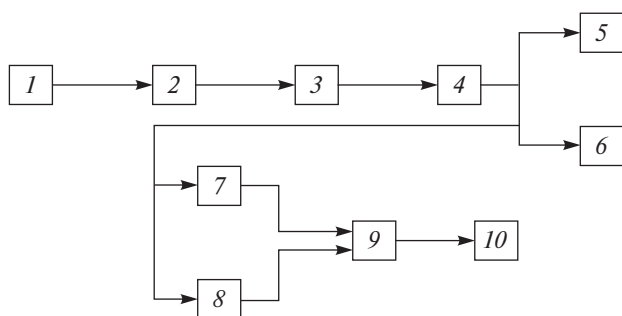


Рис. 6. Упрощенная схема обработки сигнала в GNU Radio: 1 – программно-определяемый приемник (SDR), 2 – преобразователь комплексных значений в действительные (C\R), 3 – фильтр низких частот (LPF), 4 – фильтр высоких частот (HPF), 5 – блок визуализации спектра (HPF), 6 – блок визуализации осциллограммы (HPF), 7 – пиковый детектор (Peak), 8 – блок задержки сигнала (Peak), 9 – блок объединения потоков (Stream MUX), 10 – блок записи в файл на диск (FILE)

тор с регулируемым порогом, превышение которого запускает процедуру записи фрагмента сигнала.

4. *Запись и анализ.* При превышении порога фрагмент сигнала (окно длительностью около 50–100 мкс) записывается в файл для последующей обработки или анализируется в реальном времени. Определяются временные метки фронтов двух импульсов (по пересечению уровня в 50 % от максимума каждого импульса), вычисляется Δt , а затем скорость V . Амплитуды импульсов U_1 и U_2 усредняются для повышения точности оценки заряда.

5. *Калибровка.* Коэффициент пересчета “амплитуда–заряд” определяется экспериментально с помощью генератора калиброванных зарядовых импульсов, подаваемых на тестовый вход усилителя датчика.

3. ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ МЕТОДА

3.1. Определение погрешности измерения скорости

В ходе экспериментального исследования разработанной системы измеренная скорость микрочастиц сравнивалась с результатами штатной системы на основе колец Фарадея. Сравнение носило качественный характер, однако оно продемонстрировало идентичность результатов (с расхождением не более 5 %). Предположительно разработанная система на основе SDR имеет более высокую точность за счет возможности анализа полной формы импульса, в от-

личие от штатной БРЧ, построенной на основе простого порогового устройства (компаратора) и таймера-счетчика.

Относительную погрешность измерения скорости микрочастицы можно оценить из выражения

$$\delta V = \sqrt{(\delta(\Delta t))^2 + (\delta d)^2},$$

где $\delta(\Delta t)$ – относительная погрешность измерения временных интервалов, δd – относительная погрешность измерения расстояния между сетками.

При цифровой обработке доминирующей является временная погрешность $\delta(\Delta t)$, определяемая шагом дискретизации ($\Delta t_s = 0.125$ мкс для частоты дискретизации $F_s = 8$ МГц) и алгоритмом интерполяции фронта сигнала. При скорости 10 км/с время пролета $\Delta t = 2$ мкс, погрешность $\delta(\Delta t)$ может быть снижена примерно до 0.1 мкс, что дает $\delta V \sim 5\%$. При скорости 0.1 км/с $\Delta t = 200$ мкс и погрешность становится пренебрежимо малой (менее 0.1 %).

3.2. Определение заряда

Диапазон измеряемых зарядов (1 фКл–1 пКл) соответствует амплитудам на входе ЗЧУ от единиц микровольт до десятков милливольт (при чувствительности ЗЧУ порядка 1 В/пКл и $C_{\text{input}} \sim 1$ пФ). Основное ограничение накладывается собственными шумами ЗЧУ и входного каскада SDR. Расчеты и эксперименты показывают, что при использовании малошумящего ЗЧУ с эквивалентным шумовым зарядом менее 0.1 фКл с помощью описываемой системы возможна регистрация зарядов на уровне 1 фКл.

3.3. Влияние конструкции измерительной сетки датчика

Конечный размер ячейки сетки (1 мм) может вносить погрешность в измерение скорости для самых быстрых частиц (10 км/с), так как время пролета через одну ячейку сопоставимо с временем нарастания импульса. Однако симметричная конструкция с двумя измерительными промежутками позволяет минимизировать эту систематическую ошибку.

3.4. Оценка предельной чувствительности

Усилительный каскад построен на основе специализированного операционного усилителя LTC6268, используемого в схеме ЗЧУ. Ключевые особенности LTC6268 для данной задачи тако-

вы: сверхмалый входной ток смещения (3 фА) и низкая входная емкость (0.45 пФ), что минимизирует утечку и искажение быстрого тока наводки. Обратная связь ЗЧУ задана параллельной RC-цепью: $C_f = 5$ пФ, $R_f = 100$ МОм.

Коэффициент передачи по напряжению определится из выражения $U_{out}/Q = -1/C_f$. Таким образом, чувствительность усилителя составляет 200 мВ/пКл.

Постоянная времени входной цепи ЗЧУ $\tau = R_f C_f = 100$ [МОм] $\cdot$ 5 [пФ] = 500 мкс определяет длительность экспоненциального “хвоста” выходного импульса, что должно учитываться при обработке для разделения двух близких импульсов [22, 23].

Основным ограничением для регистрации малых зарядов является собственный шум измерительного тракта. Полный шум измерительного тракта определяется среднеквадратичным шумовым зарядом (Equivalent Noise Charge, ENC) на входе ЗЧУ, приведенным ко входу, и шумом последующих каскадов SDR-приемника. Уровень собственных шумов RSP1 в низкочастотном режиме может составлять несколько микровольт. При чувствительности ЗЧУ 200 мВ/пКл шум SDR, равный 5 мкВ, будет эквивалентен шумовому заряду $q_{noise,SDR} = 0.025$ фКл, что практически не увеличивает общего уровня шумов.

Проведенный анализ показал, что значение минимального измеряемого заряда около 1 фКл является достижимым и обеспечивает запас по отношению сигнал/шум (SNR) не менее пяти при использовании связи операционного усилителя LTC6268 и RSP1. Для надежной регистрации одиночных частиц с зарядом менее 0.5 фКл потребуется дополнительная фильтрация сигнала

или сужение полосы пропускания с соответствующей коррекцией формы импульса в GNU Radio.

При этом частота среза АЧХ SDR-приемника при экспериментальном исследовании составила 50 кГц, что превышает значение, указанное в документации на SDR. Исходя из этого, минимальная скорость регистрируемой микрочастицы, которую может зафиксировать предложенная система измерения, составляет 500 м/с при расстоянии между сетками C_2 и C_4 , равном 20 мм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и экспериментально проверен метод регистрации заряженных микрочастиц на основе многоканального сеточного датчика с использованием современной SDR-технологии оцифровки и программной обработкой в GNU Radio. Показано, что использование доступного SDR-приемника RSP1 в качестве высокоскоростного АЦП с полосой 8 МГц позволяет с достаточной точностью измерять скорость микрочастиц в диапазоне от 0.5 до 10 км/с и оценивать их заряд в диапазоне от 1 фКл до 1 пКл. Преимуществами метода являются гибкость настройки, возможность детального программного анализа формы сигнала и низкая стоимость аппаратной части по сравнению со специализированными высокоскоростными системами сбора данных. Предложенный метод перспективен для применения в лабораторных стендах, учебных экспериментах и в качестве резервной или диагностической системы в более сложных установках.

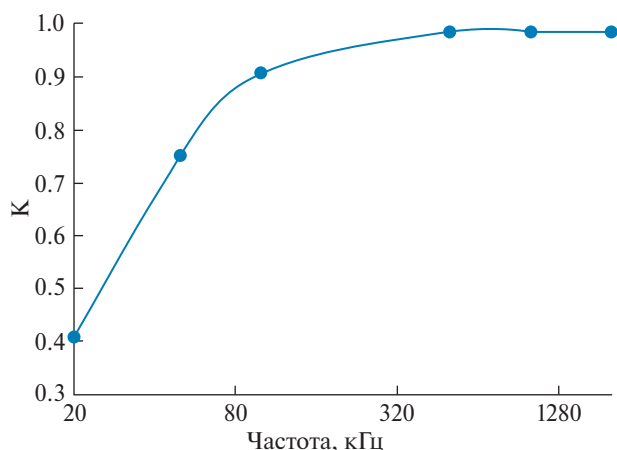


Рис. 7. Амплитудно-частотная характеристика SDR RSP1 в области низких частот

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шубралова Е.В., Пеклевский А.В., Прокопович С.П., Успенский Ф.А., Чикирев В.Н. Космические исследования. 2025. Т. 63. № 2. С. 159.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=82274725>
2. Duncan N., Sternovsky Z., Grun E. et al. Planet. Space Sci. 2011. V. 59. P. 1446.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.06.002>
3. Ипатов А.В., Ведешин Л.А. Труды ИПА РАН. 2022. № 62. С. 10.
<https://doi.org/10.32876/AplAstron.62.10-14>
4. Дмитриук С.В. Воздушно-космическая сфера. 2019. № 2(99). С. 56.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=38240658>

6. Миронов В.В., Толкач М.А. Космическая техника и технологии. 2022. № 1(36). С. 125.
<https://doi.org/10.33950/spacetech-2308-7625-2022-1-125-143>
7. Dikarev V., Grün E., Baggaley J., Galligan D., Landgraf M., Jehn R. Adv. Space Res. 2005. V. 35. No. 7. P. 1282.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.05.014>
8. Wang W., Xue W., Wu S., Mu Z., Yi J., Tang A.J. Materials. 2022. V. 15. P. 3871.
<https://doi.org/10.3390/ma15113871>
9. Воронов К.Е., Пияков И.В., Калаев М.П., Телегин А.М. ПТЭ. 2023. № 6. С. 135.
<https://doi.org/10.31857/s0032816223040183>
10. Сухачев К.И., Телегин А.М., Григорьев Д.П., Шестаков Д.А., Дорофеев А.С. ПТЭ. 2023. № 2. С. 46.
<https://doi.org/10.31857/S003281622301024X>
11. Калаев М.П., Телегин А.М., Воронов К.Е. ПТЭ. 2025. № 1. С. 154.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=82690241>
12. Телегин А.М., Калаев М.П., Воронов К.Е. Прикладная физика. 2025. № 1. С. 5.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=80456146>
13. Телегин А.М., Воронов К.Е., Шестаков Д.А. Инженерная физика. 2024. № 1. С. 49.
<https://doi.org/10.25791/infizik.1.2024.1381>
14. Пияков И.В., Калаев М.П., Сухачев К.И., Воронов К.Е., Телегин А.М. ПТЭ. 2020. № 6. С. 83.
<https://doi.org/10.31857/s0032816220060154>
15. Степаненко И.А. DSPA: Вопросы применения цифровой обработки сигналов. 2016. Т. 6. № 4. С. 751.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=36160255>
16. Азаров А.В., Данилов Д.Ю., Зябриков С.Ю. Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2025. Т. 28. № 3. С. 37.
<https://doi.org/10.18469/1810-3189.2025.28.3.37-48>
17. Пияков А.В., Телегин А.М. ПТЭ. 2017. № 6. С. 101.
<https://doi.org/10.7868/s0032816217060131>
18. Telegin A.M. J. Commun. Technol. Electron. 2024. V. 69. № 4-6. P. 268.
<https://doi.org/10.1134/s1064226924700323>
19. SDR приемник RSP1 A от SDRplay;
https://ra4nal.ontvtime.ru/rsp1a.shtml?utm_medium=organic&utm_source=yandexsmartcamera
20. Пилюгин Н.Н., Тихомиров С.Г. ЖТФ. 1993. Т. 63. № 2. С. 142.
21. Герштейн Г.М. Моделирование полей методом электростатической индукции. М.: Наука, 1970.
22. Li Y., Kempf S., Simolka J., Strack H., Grün E., Sranta R. Adv. Space Res. 2017. V. 59. P. 1636.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.12.037>
23. Иновенков А.Н., Константинов О.В., Пирогов В.И. ЖТФ. 1993. Т. 63. № 9. С. 1.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 617.089

МЕТОД ИНТРАОПЕРАЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОИМПЕДАНСОМЕТРИИ В ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ХИРУРГИИ

© 2026 г. С. В. Белавская^{а, *}, Л. И. Лисицына^а, В. П. Разинкин^а,
И. А. Анохин^а, А. М. Семенов^{а, b}

^аНовосибирский государственный технический университет
Российская Федерация, 630073, Новосибирск, просп. Маркса, 20

^bИнститут ядерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

*E-mail: svbelavskaya@mail.ru

Поступила в редакцию 26.01.2026

После доработки 16.03.2026

Принята к публикации 24.03.2026

Предложен новый подход к проектированию измерительных цепей для контроля за ходом операции радиоволновой хирургии, при котором из процесса измерения исключается контур тестирующего воздействия, а мониторинг проводится с помощью анализа характеристик сигнала генератора, задающего активное воздействие. Описан метод оценки и отслеживания состояния биологической ткани с помощью направленного ответвителя, разработаны конструкция и схема интеграции такого преобразователя в хирургический прибор, проведены математическое моделирование и проверка в эксперименте работоспособности предложенного устройства. Доказано и показано, как контроль динамического активного импеданса позволяет отслеживать результат электромагнитного воздействия на структурные изменения биологической ткани. Предложенный метод оперативного мониторинга позволяет повысить эффективность и безопасность высокочастотной электрохирургии.

DOI: 10.7868/S3034564226030160

1. ВВЕДЕНИЕ

Усовершенствование аппаратуры хирургического назначения является одним из приоритетных направлений современной медицины. Разработка новых приборов и способов проведения хирургических операций позволяет повысить их эффективность, качество выполнения и безопасность. Одной из важных задач этого направления является создание новых устройств интраоперационной диагностики. Мониторинг состояния живой ткани необходим при воздействии внешних факторов, таких как излучение, ультразвук и др. При выполнении операций высокочастотной (ВЧ) электротомии, электрокоагуляции и электромагнитной абляции основным воздействующим фактором является электромагнитная волна. В интраоперационном мониторинге наиболее важен контроль результата

электромагнитного воздействия на структурно-морфологические характеристики состояния биоткани. Одним из критериев оценки состояния исследуемой ткани является ее импеданс [1]. Импеданс биологической ткани — это полное сопротивление тканей переменному току, которое включает активную (R) и реактивную (Z) составляющие. Активное сопротивление характеризует способность тканей к тепловому рассеянию электрического тока, его величина зависит от концентрации ионов в жидкостях организма, их подвижности и содержания белков. По активному сопротивлению оценивается состояние клеточной, внеклеточной и интерстициальной (жидкость межклеточного пространства и лимфа) жидкости. Реактивное сопротивление представлено главным образом емкостной составляющей, оно создается благодаря диэлектрическим свойствам клеточных мембран и ор-

ганелл [2]. Измерение сопротивления биотканей позволяет оценить ряд физиологических и патологических параметров, связанных с их структурой, функциональным состоянием и составом. Анализ этих параметров дает информацию о различных аспектах жизнедеятельности тканей [3–5]. Важнейшими областями применения биоимпедансных измерений являются импедансные хирургические системы (ИХС) — это электрохирургические аппараты, которые измеряют импеданс биологических тканей во время операции [6, 7]. Применение ИХС позволяет повысить точность удаления патологий, снизить термические повреждения здоровых тканей, уменьшить риск перфорации сосудов и органов, сократить время заживления ран.

В настоящее время для оценки импеданса биоткани используются различные методы и схемы. Контактные методы основаны на пропускании через объект контроля переменного тока посредством подсоединения электродов (импедансная плетизмография, биоимпедансные анализаторы, реовазография и т.д.). Известен метод импульсной импедансометрии. Он основан на функциональной идентификации биологических тканей в классе моделей импеданса. Его принцип таков: объект тестируется тестовым сигналом вида единичной функции, вызванная реакция регистрируется и преобразуется в частотную область с помощью цифрового преобразования Фурье. В качестве тест-сигнала часто используется ток ступенчатой формы, прикладываемый к электродам, расположенным на исследуемом участке биологической ткани. Сегодня широкое распространение получили резонансные методы. Они применяются главным образом на высоких частотах. Схема состоит из генератора высокой частоты и измерительного колебательного контура, включающего образцовые индуктивность и емкость. Согласно этой схеме, частоту генератора можно плавно изменять, пока не наступит резонанс. Момент резонанса определяется по величине напряжения, а резонансная частота — по шкале генератора. В зависимости от того, какую составляющую импеданса исследуемого объекта требуется измерить, подключается либо образцовая индуктивность, либо емкость. К бесконтактным методам можно отнести метод динамической импедансной волюмографии. Метод реализуется с помощью системы взаимно ориентированных индуктивностей. Согласно этому методу

биоткань исследуемого объема вносится в измерительное пространство, где формируются резонансные колебательные процессы [8–11].

Основными недостатками, общими для всех известных сегодня методов, являются обязательное условие наличия тестирующего воздействия на биоткань в виде электрического тока или электромагнитной волны и необходимость проектирования специальных схем цепей измерения.

Цель исследования — разработать способ измерения импеданса биоткани, позволяющий повысить безопасность отслеживания в реальном времени динамики процесса ВЧ-электротомии, а также упростить конструкцию и схему измерения исследуемых параметров.

2. МЕТОДОЛОГИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА

2.1. Интеграция направленного ответвителя в схему генерации активного сигнала

Общая схема системы мониторинга импеданса биоткани при проведении операций электрохирургии приведена на рис. 1.

Одним из основных элементов СВЧ- и ВЧ-техники, позволяющих проектировать на их основе системы для медицинской техники, является направленный ответвитель. Направленные ответвители широко применяются в измерительных комплексах, системах радиосвязи, медицинской электронике, радарных системах и генераторах ВЧ-сигналов. В зависимости от реализации и материалов конструкции можно

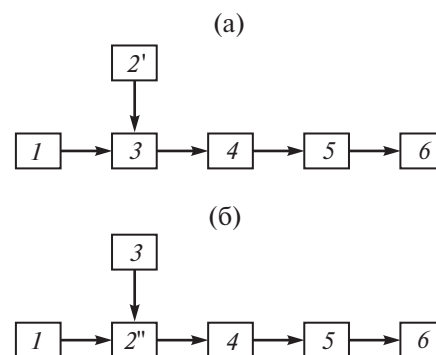


Рис. 1. Блок-схемы систем мониторинга импеданса биоткани при проведении операций электрохирургии: 1 — задающий генератор, 2' — тестирующий генератор, 2'' — направленный ответвитель, 3 — биоткань, 4 — измерительный блок, 5 — блок обработки данных, 6 — индикатор. На схеме б, в отличие от схемы а, нет тестирующего генератора, но присутствует направленный ответвитель

добиться различных характеристик: высокого коэффициента ослабления на ненужном порту, широкой полосы рабочих частот, малых размеров и устойчивости к температурным колебаниям [12].

Направленный ответвитель представляет собой пассивное линейное четырехпортовое устройство, в котором передача сигнала осуществляется от одного порта к другому с частичным направленным ответвлением и высокой степенью подавления в противоположном направлении. Основной принцип работы основан на электромагнитной связи между двумя близко расположенными линиями передачи. Общий вид направленного ответвителя на связанных линиях передачи изображен на рис. 2.

В ВЧ-электрохирургии для воздействия на биоткани используются генераторы мощностью 100 Вт и более и частотой 1–30 МГц. В настоящее время промышленные направленные ответвители на такие частоты обычно реализуются на трансформаторах с ферритовыми сердечниками. Такая конструкция обладает следующими недостатками:

- повышенное излучение ВЧ-сигнала в окружающее пространство;
- при длительной работе на уровне ВЧ-мощности более 40 Вт температура ферритовых сердечников достигает 80–100 °С, что приводит к нестабильности параметров направленного ответвителя, что неприемлемо для медицинского прибора. Известны конструкции промышленных направленных ответвителей, выполненных на микрополосковых линиях передачи с боковой связью, при этом размер области связи дол-

жен быть соизмерим с четвертью длины волны. Но даже при расположении связанных линий передачи в форме меандра габаритные размеры на указанных частотах оказываются чрезмерно большими.

Таким образом, использование готового промышленно изготовленного ответвителя не представляется возможным, так как они рассчитаны на малую мощность (единицы ватт) и имеют большие габаритные размеры, соизмеримые с четвертью длины волны на рабочей частоте. Для отслеживания импеданса биоткани во время проведения операции мы предложили использовать направленный ответвитель на связанных линиях передачи. Для выбора варианта реализации направленного ответвителя, встраиваемого в линию передачи сигнала, воздействующего на биоткань, было проведено экспериментальное сравнение двух вариантов исполнения такого узла: на микрополосковых линиях и на коаксиальном кабеле. Практическое сравнение вариантов реализации направленных ответвителей показало, что для работы в таких условиях наиболее подходят коаксиальные ответвители. Конструкция коаксиального направленного ответвителя, используемого для поставленных целей, изображена на рис. 3.

Коаксиальный направленный ответвитель реализуется на основе двух связанных коаксиальных линий передачи, расположенных параллельно и помещенных в общий металлический экран. Это обеспечивает защиту от внешних электромагнитных помех и минимальных излучений наружу. Каждая коаксиальная линия состоит из центрального проводника, диэлектрической изоляции (например, фторопласт с $\epsilon \approx 2.4$), а также внешнего проводника (экрана), заземленного по всей длине. Связь между линиями реализуется за счет частичного удаления экрана между двумя коаксиальными отрез-

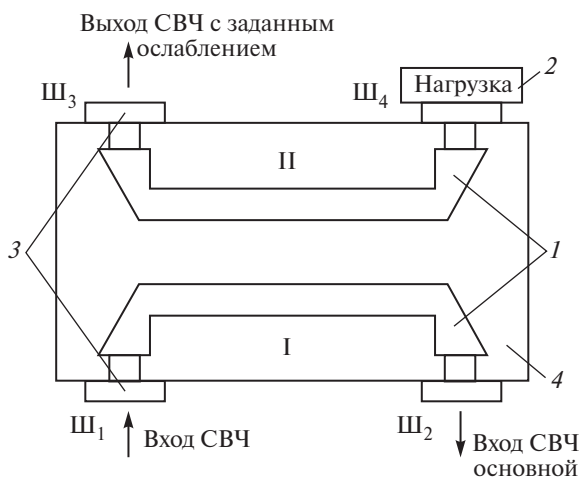


Рис. 2. Общий вид направленного ответвителя: 1 – полоски, 2 – нагрузочный резистор, 3 – ВЧ-разъемы, 4 – корпус

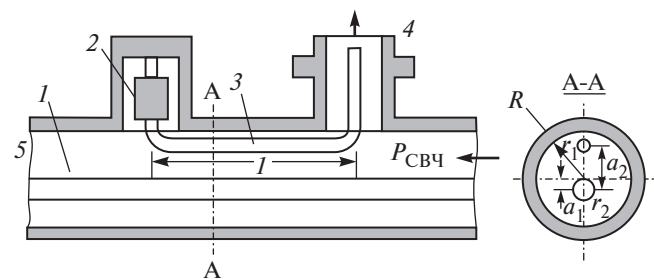


Рис. 3. Коаксиальный направленный ответвитель: 1 – внутренний проводник основной линии, 3 – элемент связи, 2, 4 – выходы вспомогательной линии, 5 – выход основной линии

ками и размещения их на близком расстоянии в общей металлической оболочке. На участке взаимодействия происходит электромагнитная индукция: часть мощности, проходящей по основной линии, индуцирует напряжение в соседней линии.

К основным преимуществам такого преобразователя можно отнести высокий уровень направленности (до 30–40 дБ), низкие потери в основной линии (менее 0.5 дБ), возможность обеспечения эффективной развязки плеч и хорошего экранирования от внешних помех, хорошее согласование при правильной геометрии и стабильную работу в условиях передачи больших мощностей. На высоких частотах становятся важны паразитные элементы, рассеяние на переходах, неидеальности материалов, что требует использования САПР и 3D-эмуляторов. Для корректной работы ответвителя необходимо соблюсти симметрию относительно оси, одинаковую длину взаимодействующих отрезков, согласованные нагрузки на всех портах (обычно 50 Ом), а также качественное экранирование всей конструкции.

Направленный ответвитель встраивается в схему генерации воздействующего сигнала, и тестирование происходит на рабочей частоте генератора, задающего активное воздействие. При таком размещении структурная схема для мониторинга параметров биоткани, собранная на основе направленного ответвителя, принимает вид, приведенный на рис. 16. Основным преимуществом такой схемы является отсутствие тестирующего генератора и, как следствие, дополнительного тестирующего воздействия на живую ткань. Это заметно упрощает схему и процесс мониторинга и повышает безопасность проведения хирургического вмешательства.

2.2. Математическое моделирование и расчет

Как известно из теории линий передачи, для определения коэффициента отражения есть выражение [13]

$$\Gamma = \frac{Z_n - Z_0}{Z_n + Z_0},$$

где Z_n – комплексное сопротивление нагрузки, Z_0 – волновое сопротивление линии. Для выбранной блок-схемы сопротивление нагрузки равно сопротивлению биоткани: $Z_n = Z_6$. Для оценки состояния биоткани рассмотрим эквивалентную схему ее полного сопротивления.

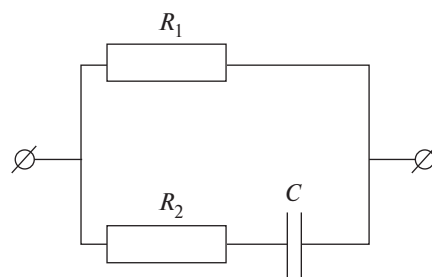


Рис. 4. Эквивалентная живой биологической ткани электрическая схема

В общем случае работу на любой частоте наиболее полно отражает модель в виде электрической схемы, приведенной на рис. 4.

Согласно этой схеме, импеданс биоткани включает в себя активную и емкостную составляющие:

$$Z_{\text{экв}} = \frac{R_1 R_2 - j \frac{R_1}{\omega C}}{R_1 + R_2 - j \frac{1}{\omega C}}.$$

Активное сопротивление обусловлено движением электронов через клеточные мембраны и межклеточное пространство. Емкостная составляющая связана с поляризацией мембран и накоплением зарядов на границах плохо проводящих тканей [2].

Операции ВЧ-хирургии проводят на частотах, превышающих 1 МГц. В работе [14] подробно описаны особенности построения аппаратуры для выполнения операций высокочастотной радиоволновой электрохирургии, рассмотрены схемы генерации для проведения таких воздействий. Показана высокая эффективность операций, выполненных на частотах 13.56 и 27.13 МГц, разрешенных для медицинских и экспериментальных целей.

Оценим составляющие импеданса биоткани на этих частотах. Емкостная составляющая полного сопротивления на частоте 27.13 МГц, как показывает расчет, имеет порядок единиц Ом, что намного меньше составляющих ее активного сопротивления, изменяющегося в пределах от 100 до 10 000 Ом (для мягких мышечных тканей) [12]. Поэтому при расчете ею можно пренебречь. Такое допущение вполне возможно для целей мониторинга при абляции. Тогда

$$Z_6 = R_6 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2},$$

где R_1 – межклеточное сопротивление, R_2 – внутриклеточное сопротивление.

Составляющая R_1 представляет собой электрическое сопротивление биоткани постоянному току. При измерениях на переменном токе появляется составляющая R_2 , учитывающая влияние путей прохождения тока через цитоплазму клеточных структур. При работе на высоких частотах именно эта составляющая имеет особый интерес для отслеживания. Для коэффициента отражения имеем

$$\Gamma = \frac{R_6 - R_0}{R_6 + R_0},$$

где R_6 – активное сопротивление биоткани, $R_0 = Z_0 = 50$ Ом. Если измеряемое сопротивление биоткани более 50 Ом, то $R_6 > R_0$, при этом $0 < \Gamma < 1$.

Принимая эти условия, после алгебраических преобразований можно написать:

$$R_6 = R_0 \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}.$$

Таким образом, для оценки величины импеданса биологической ткани на частоте генератора сигнала активного воздействия (АВЧИ) достаточно определить модуль коэффициента отражения в линии его передачи. Полученное соотношение является рабочей формулой для осуществления метода, оно должно быть заложено во встроенный алгоритм блока обработки данных.

Оценим теоретическую возможность физического удаления аппаратного блока от точки приложения воздействия при помощи коаксиального кабеля. Для этого проанализируем выражение, определяющее комплексный коэффициент отражения. В общем случае коэффициент отражения в линии передачи определяется формулой $\Gamma = |\Gamma| e^{j(\varphi_0 - 2\beta l)}$, где $|\Gamma| = \text{const}$, φ_0 – фазовый угол в начале линии, l – координата (расстояние между точкой измерения и объектом (местом приложения воздействия)). Как следует из этой формулы, величина модуля коэффициента отражения не зависит от места измерения. А поскольку в рабочую формулу измерения импеданса биоткани (R_6) входит только $|\Gamma|$, можно сделать вывод о том, что метод позволяет проводить измерения в любой точке линии передачи и, следовательно, использовать любую длину коаксиального кабеля, соединяющего генератор с активным электродом.

Ограничения и допущения метода:

– способ применим на частотах более 10 МГц, где обеспечивается необходимая точность изменений;

– способ применим при $R_6 > 50$ Ом;
– при расчетах принято, что емкостная составляющая импеданса $Z_c \ll R_6$.

3. АППАРАТУРА ЭКСПЕРИМЕНТА

По определению коэффициент Γ отражения по напряжению (напряженности электрического поля) линии передачи равен [15] U_0/U_n , где U_0 – амплитуда отраженной волны, U_n – амплитуда падающей волны.

Для определения модуля этого параметра и оценки уровней U_0 и U_n была разработана измерительная система "генератор – направленный ответвитель – нагрузка", выходные сигналы которой поступают на блок обработки данных. Полная схема системы мониторинга состояния биоткани во время проведения операций представлена на рис. 5.

Сигнал воздействия на биоткани во время операции от задающего генератора поступает на блок направленный ответвитель, отводящий часть энергии основного сигнала в измерительную цепь мониторинга параметров биоткани. Сигналы с выходов вспомогательной линии направленного ответвителя поступают на ампли-

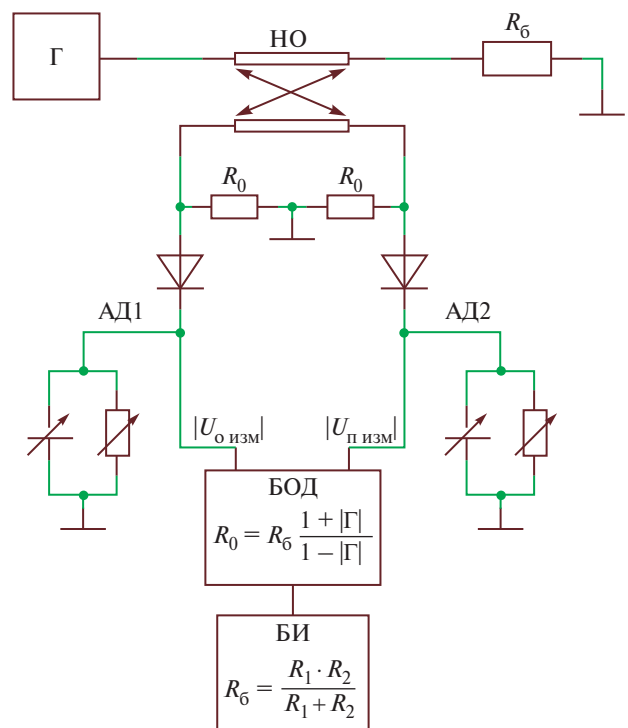


Рис. 5. Схема системы мониторинга: Г – генератор (100 Вт, 27.13 МГц), НО – направленный ответвитель, R_6 – импеданс биоткани, АД1 и АД2 – амплитудные детекторы, БОД – микропроцессор, БИ – блок индикации

тудные детекторы (АД), выделяющие модуль амплитуды падающей и отраженной волн соответственно. Сигналы с выходов АД поступают на блок обработки данных, представляющий собой микропроцессор, где происходят преобразования согласно встроенным алгоритмам. Текущая информация о ходе выполнения операции отображается на индикаторе.

Модуль коэффициента отражения по напряжению для данной схемы измерения определяется формулой

$$|\Gamma| = \frac{|U_{0 \text{ изм}}| K_{\Pi}}{|U_{\Pi \text{ изм}}| K_0} = \frac{|U_{0 \text{ изм}}| \cdot 10^{\frac{S_0}{20}}}{|U_{\Pi \text{ изм}}| \cdot 10^{\frac{S_{\Pi}}{20}}} = \frac{|U_{0 \text{ изм}}| \cdot 10^{\frac{S_{\Pi}}{20}}}{|U_{\Pi \text{ изм}}| \cdot 10^{\frac{S_0}{20}}},$$

где K_{Π} – коэффициент передачи в канал падающей волны, K_0 – коэффициент передачи в канал отраженной волны; S_0 , S_{Π} – переходные ослабления в каналы измерительной цепи (дБ), $|U_{0 \text{ изм}}|$ и $|U_{\Pi \text{ изм}}|$ – сигналы, поступающие на блок обработки данных после амплитудных детекторов измерительной схемы. При условии симметрии каналов падающей и отраженной волн рабочая формула блока обработки данных имеет вид

$$|\Gamma| = \frac{|U_{0 \text{ изм}}|}{|U_{\text{п изм}}|}.$$

Для проведения эксперимента была рассмотрена и рассчитана конструкция коаксиального направленный ответвитель, работающего на частоте 27.13 МГц. Для реализации был использован типовой коаксиальный кабель РК 50-4-21 со следующими параметрами: внешний диаметр – 4 мм, диаметр центрального проводника – 1.37 мм, диэлектрик – фторопласт, экран – медная оплетка.

В качестве дополнительного проводника использовался многожильный провод МГТФ диаметром 1 мм и площадью поперечного сечения 0.1 мм². Для выполнения требования минимизации габаритных размеров была рассчитана физическая длина взаимодействия между проводниками, достаточная для эффективной работы на рабочей частоте. Реализованная длина области связи составляет 14 см. На частоте 27 МГц была получена развязка смежных плеч направленного ответвителя порядка 23 дБ, что является неплохим результатом, приемлемым для проведения эксперимента. За счет более тщательной подстройки резисторов, включенных в качестве нагрузок дополнительного проводника, направленность ответвителя может быть доведена до 30 дБ и более. В данной работе неидеальность

коэффициента развязки учитывалась с помощью калибровки направленного ответвителя, нагруженного на мощную (100 Вт) эталонную нагрузку 50 Ом. Проведенная калибровка позволила обеспечить точность мониторинга импеданса биоткани 3–5 %.

Верификация работы измерительной системы “генератор — направленный ответвитель — нагрузка” была выполнена с помощью моделирования частотных свойств в программе NI AWR Design Environment 12 (рис. 6).

Входные порты P_1 и P_2 предназначены для подключения к источнику сигнала и нагрузке. Волновое сопротивление каждого порта составляет 50 Ом, что является стандартным значением для большинства высокочастотных приложений. Выходные порты P_3 и P_4 используются для подключения к измерительным приборам, они также имеют волновое сопротивление 50 Ом, что обеспечивает согласование со входными портами. Конденсаторы C_1 и C_2 емкостью 7.09 пФ обеспечивают необходимую фильтрацию сигналов. Эти компоненты также способствуют согласованию цепи, что критически важно для точного измерения коэффициента стоячей волны (КСВ). В сочетании с индуктивностями они формируют фильтр нижних частот с граничной частотой выше рабочей частоты 27.13 МГц. Такой подход обеспечивает необходимые условия для точного измерения.

Коаксиальные линии TL1 и TL2 имеют следующие параметры: $Z_E = 75.88 \text{ Ом}$ – волновое сопротивление при четном возбуждении, $Z_0 = 32.63 \text{ Ом}$ – волновое сопротивление при нечетном возбуждении. Физическая длина линии

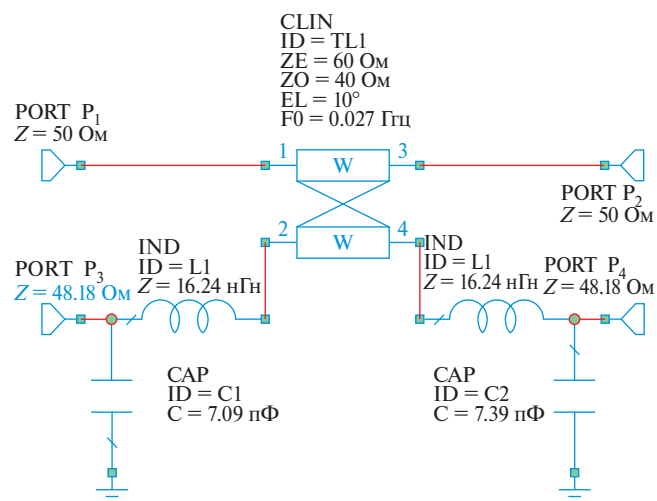


Рис. 6. Схема системы в программе NI AWR Design Environment

соответствует 7° электрической длины на частоте 27.13 МГц. Такие параметры связанных линий обеспечивают фазовый сдвиг и соответствие амплитуд, что необходимо для точного анализа падающих и отраженных волн, также они обеспечивают передачу сигнала с минимальными потерями и искажениями.

Для оценки параметров и качества работы направленный ответвитель при выбранных размерах области связи было проведено исследование частотных характеристик его основных параметров: коэффициент стоячей волны $SWR = (1 + |\Gamma|)/(1 - |\Gamma|)$; S_{21} — переходное ослабление от входного порта к портам измерительной цепи, $S_{12} = 20 \lg(U_{изм}/U_{акт})$. График изменения КСВ приведен на рис. 7. Из графика следует, что на рабочей частоте 27 МГц можно наблюдать $КСВ = 1.039$, что является вполне приемлемым значением для стабильной работы генератора.

Графики частотных зависимостей переходного ослабления S_{21} [дБ] каналов падающей и отраженной волн в измерительном канале при согласованной нагрузке приведены на рис. 8, 9.

Из графиков видно, что на частоте 27 МГц уровень передачи S_{21} составляет примерно -33.5 и -55.9 дБ, что является достаточным для измерения амплитуд падающей и отраженной волн при мощности 100 Вт.

Таким образом, система “генератор — направленный ответвитель — биоткань” позволяет проводить измерения с высокой точностью за счет регулировки развязки направленного ответвителя на связанных линиях, она также подавляет высшие гармоники генератора в измерительном канале, обеспечивает малые потери мощности в рабочем канале за счет высокого качества согласования, подтвержденного эксперимен-

тально, дает возможность точной балансировки направленного ответвителя с помощью переменного резистора и подстроечного конденсатора, при этом она стабильна и надежна в работе за счет компенсации влияния паразитных индуктивностей измерительной линии.

Для проведения экспериментов по замерам импеданса использовались ВЧ-генераторы собственной разработки, изготовленные специально для исследования характеристик выполнения электротомии (рассечения) и абляции (выжигания) при помощи воздействия мощным ВЧ-сигналом частотой 13.56 и 27.12 МГц на базе лаборатории медицинской техники кафедры ЭП РЭФ НГТУ. Данная аппаратура ранее была использована в экспериментах по электротомии *in vivo* с экспериментальной моделью живых объектов в виде мышей инбредной линии С57В1/6 в виварии SPF Института цитологии и генетики СО РАН при исследовании динамики заживления открытой раны после рассечения электромагнитным ВЧ-излучателем. Генераторы были

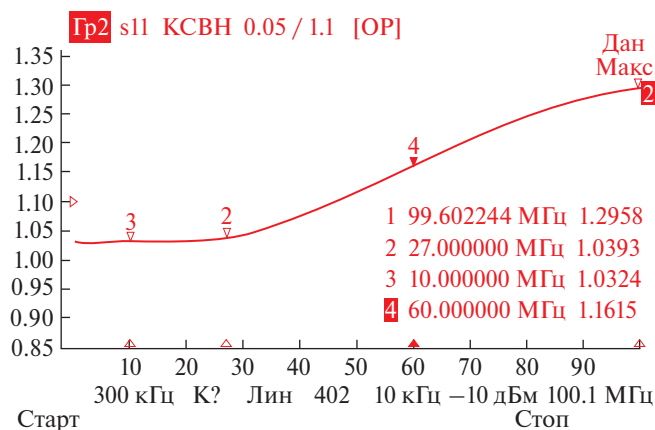


Рис. 7. График коэффициента стоячей волны для рабочего канала

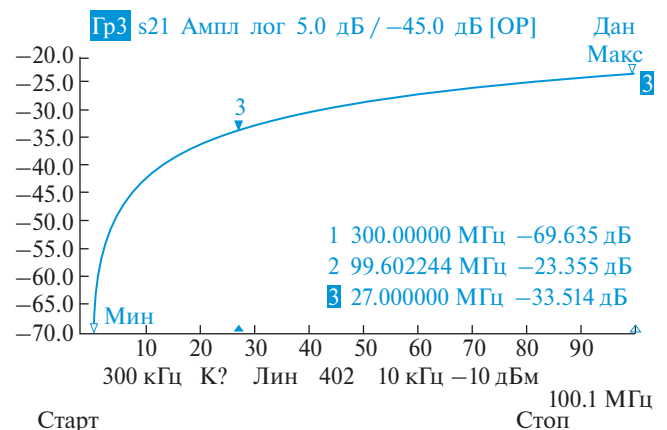


Рис. 8. График переходного ослабления измерительного канала падающей волны

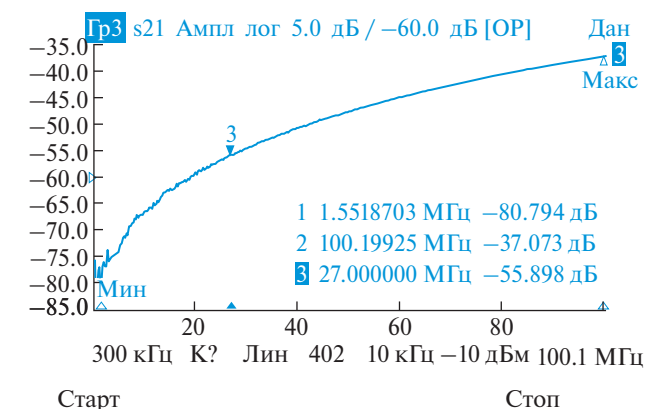


Рис. 9. График переходного ослабления измерительного канала отраженной волны

использованы также в экспериментах *in vitro* при оценке степени травматизации окружающих тканей при выполнении процедур электромагнитной абляции биоткани.

Генератор, используемый в экспериментах с направленным ответвителем, выполнен по двухканальной структуре, изготовлен на современной элементной базе и имеет следующие параметры:

- частота генерируемого электрического излучения без нагрузки – 27.12 МГц, с нагрузкой – 27.12 МГц;
- выходная мощность – 10–100 Вт;
- выходное сопротивление – 50 Ом;
- динамический диапазон регулирования выходной мощности – 26 дБ;
- номинальное значение мощности в рабочей зоне – 30–60 Вт;
- форма выходного сигнала – синусоида;
- ослабление второй гармоники выходного сигнала по отношению к основной – не менее 56 дБ;
- изменение параметров при изменении температуры окружающей среды от 0 до 40 °С и влажности от 0 % до 70 %:
- нестабильность частоты – 0.01 %;
- изменение выходной мощности в рабочей зоне – 5 %.

Уровень радиопомех, создаваемых при работе генератора, не превышает допустимых значений для радиопередающей аппаратуры.

Внешний вид генератора приведен на рис. 10.

В качестве инструмента воздействия использовался металлический электрод площадью поперечного сечения 1 мм², выполненный из медицинской стали марки AISI 316L (03X17H14M2).

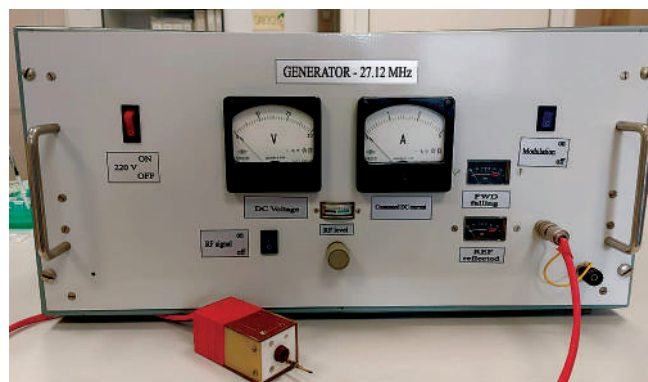


Рис. 10. ВЧ-генератор

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты по измерению импеданса при помощи коаксиального направленного ответвителя проводились с использованием в качестве объекта исследования биоптатов крупного рогатого скота, так как в медико-биологических разработках первичные исследования принято проводить на тканях животных, биохимические и физиологические характеристики которых близки к человеческим, а также с использованием эквивалентных схем замещения. Точность измерения импеданса при помощи разработанного направленного ответвителя после калибровки была оценена путем проведения замеров на эталонном сопротивлении в виде мощного планарного пленочного резистора на 108 Ом. Инструментальная погрешность измерения составила 3.7 %. Результаты исследования процесса ВЧ-абляции биоткани в виде мышечных тканей и сухожилий приведены в табл. 1, 2. Абляция выполнялась путем сканирования со скоростью 2 см/с. Измерения проводились при мощности генератора мощностью 40 Вт.

Динамика процесса термической абляции представлена на рис. 11.

На рис. 12 приведены результаты мониторинга АВЧИ образца мягкой биологической ткани при выполнении электротомии со скоростью перемещения электрода 1 см/с при мощности активного сигнала 60 Вт. Рассечение проводилось с эффектом коагуляции краев разреза.

Таблица 1. Результаты замеров мышечной ткани

Время, с	U_n , мВ	U_0 , мВ	Γ	SWR	R_6 , Ом
0	385	326	0.846	12	600
1	385	340	0.882	16	800
2	380	337	0.886	16.7	834
3	375	334	0.892	17.5	875
4	375	335	0.892	17.58	879
5	370	330	0.892	17.6	880
6	370	331	0.894	17.78	889
7	368	329	0.893	17.8	890
8	365	326	0.894	18	900
9	365	327	0.895	18.1	905
10	364	326	0.895	18.2	910

Таблица 2. Результаты замеров сухожилий

Время, с	U_n , мВ	U_0 , мВ	Γ	SWR	R_0 , Ом
0	385	334	0.867	14	700
1	385	347	0.902	19.4	970
2	380	345	0.909	20.9	1045
3	375	342	0.913	21.86	1093
4	375	344	0.917	23.12	1156
5	370	341	0.923	24.84	1242
6	370	343	0.926	26.2	1310
7	368	342	0.929	27	1350
8	366	340	0.929	27.1	1355
9	365	339	0.928	26.96	1348
10	364	338	0.928	26.6	1330

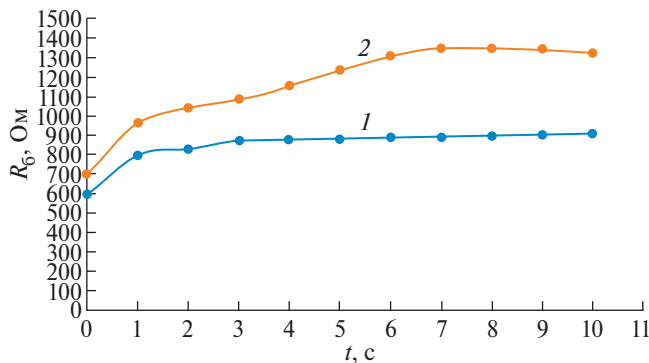


Рис. 11. Динамика ВЧ-абляции: 1 — мышечная ткань, 2 — сухожилие

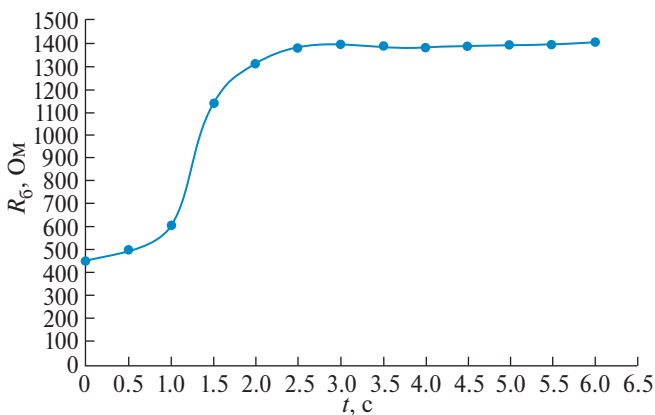


Рис. 12. Электроотомия образца мягкой ткани с эффектом коагуляции

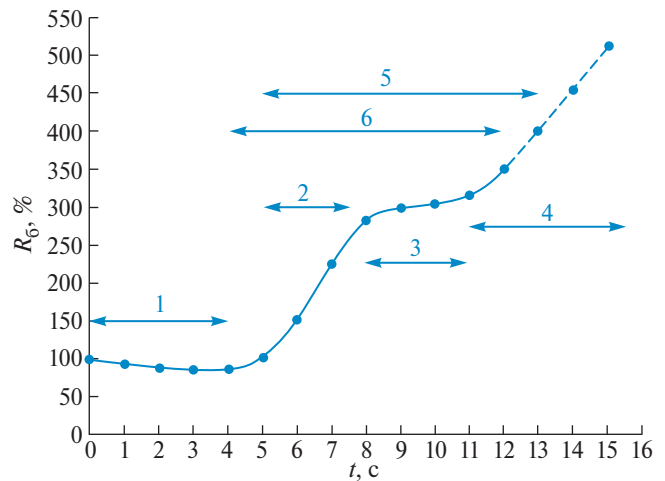


Рис. 13. Зависимость АВЧИ биоткани от временной стадии ее структурных изменений под действием электромагнитного поля

Рисунок 13 демонстрирует результат воздействия сигналом мощностью 20 Вт на одну точку образца мягкой ткани в течение 12 с.

Участки на графике:

- зона 1 соответствует процессу обратимого прогрева ткани;
- зона 2 отражает процессы денатурации белков, коллагена и коагуляции тканей;
- зона 3 соответствует некрозу и перфорации биоткани, образованию струпа и гибели клеток;
- зона 4 указывает на процессы карбонизации, распада клеток до неорганических соединений, обугливания и пиролиза ткани;
- зона 5 отражает деструкцию биоткани;
- зона 6 соответствует процессу испарения и обезвоживания биоткани.

Анализ физико-химического механизма явлений, положенных в основу и являющихся результатами проведенного эксперимента, показывает, что при воздействии на биоткань электромагнитного поля происходят денатурация структуры белков и повреждение клеточных мембран, коагулируют внутриклеточные компоненты. Это нарушает работу ионных каналов и транспортеров, что уменьшает количество свободных ионов, участвующих в проводимости, и, следовательно, повышает активное сопротивление ткани. Кроме того, увеличивается вязкость цитоплазмы и межклеточного пространства, что затрудняет движение ионов. При мощном электромагнитном воздействии (ЭМВ) происходит интенсивное испарение тканевой жидкости, что приводит к сильному обезвоживанию биоткани. Эти процессы во много раз превышают воз-

можное локальное увеличение скорости движения носителей заряда под действием теплового движения частиц. При дальнейшем воздействии структурная деградация тканей увеличивается, приводя к эффектам карбонизации и обугливания тканей. Таким образом, структурные разрушения и обезвоживание становятся доминирующими эффектами, специфическими для воздействия поля на биоткани.

Картина усредненных результатов ЭМВ на биоткани на рис. 13 показывает, что величина активного импеданса испытывает резкие скачки при достижении необратимых изменений структуры биоткани и изменении ее морфологического статуса. Это позволяет контролировать результат электромагнитного воздействия на биоткань. Отслеживание процесса в динамике при выполнении электротомии или ВЧ-абляции дает возможность поддерживать на постоянном уровне необходимый эффект воздействия. Из графиков на рис. 11 и 12, демонстрирующих изменения активного импеданса биоткани во времени, следует, что для достижения результата термического разрушения живой ткани достаточное время воздействия составляет доли—единицы секунды (максимум 6 с), после чего для предотвращения перегрева необходимо прекращение воздействия на данную точку. Это позволяет оптимизировать скорость передвижения активного электрода при сканировании или рассечении. Таким образом, контроль активного импеданса позволяет определить степень необратимых структурных изменений биоткани, а отслеживание этого параметра во времени помогает оптимизировать параметры процедуры (скорость и время воздействия).

Предложенный способ мониторинга состояния биоткани наиболее объективно оценивает эффективность процедуры и является более информативным, чем контроль и/или стабилизация только физических характеристик ткани, таких как текущая температура, а также характеристик самого воздействующего фактора. Так, при достижении системой квазистационарного состояния температура биоткани остается постоянной, тогда как ее структурные изменения продолжают происходить во времени. После прекращения воздействия на биоткань ее температура снижается до начальной (комнатной), но импеданс остается стабильно высоким, что отражает необратимые структурно-морфологические изменения биоткани при коагуляции, не-

крозе, интенсивном испарении тканевой жидкости, карбонизации и пиролизе. При задании же определенных параметров сигнала, таких как ток, напряжение или мощность, также не всегда удается достичь требуемого эффекта.

Интраоперационный мониторинг АВЧИ помогает эффективно управлять ходом операции. Использование метода в ручном режиме позволяет динамически адаптировать технику работы с электродом. Повышение величины подконтрольного сопротивления выше уровня предельно допустимого значения служит сигналом для увеличения скорости сканирования или остановки работы генератора. Понижение сопротивления ниже уровня, рекомендованного для данной конкретной операции, говорит о необходимости уменьшения скорости передвижения активного электрода.

При использовании в цепи обратной связи генератора блока обработки информации о текущем активном импедансе можно оперативно корректировать параметры воздействия (мощность, напряжение активного сигнала) в ответ на его изменения. Так, при использовании предложенного метода можно наиболее точно и корректно проводить процедуры с заданным результатом, не допуская нежелательных эффектов карбонизации и обугливания.

Результаты эксперимента по замерам биоимпеданса показывают высокую степень корреляции с данными тестового оборудования. Коэффициент корреляции Пирсона между исходными данными и результатами замеров в диапазоне измерения 10^2 — 10^4 Ом/м составил ~ 0.92 ($p < 0.01$), что указывает на сильную прямую линейную связь. Это свидетельствует о высокой согласованности измерений с эталонными значениями. Абсолютная методическая погрешность, связанная главным образом с принятыми допущениями, в зависимости от типа биоткани находится в диапазоне 1—5 Ом. Это вполне приемлемо для отслеживания состояния биоткани при проведении операции. Инструментальная погрешность физического удаления аппаратного блока от точки приложения воздействия практически не влияет на точность измерений. Эксперимент показал, что наибольшую точность дают измерения при разрезах мышечных тканей, которые и составляют основную долю операций ВЧ-электрохирургии.

Таким образом, проведенный эксперимент показал, что:

– отслеживание состояния биоткани, находящейся под воздействием мощной электромагнитной волны, может быть проведено путем анализа взаимодействия активного сигнала рабочей частоты с биотканью;

– аппаратура для осуществления эффективной работы метода может быть выполнена на основе направленного ответвителя на связанных линиях передачи;

– метод измерения параметров биоткани на основе направленного ответвителя имеет высокое быстродействие, что позволяет выполнять отслеживание с высокой скоростью и проводить мониторинг операции;

– измерения АВЧИ в режиме непрерывного мониторинга позволяют оптимизировать скорость движения электрода и параметры активного сигнала;

– информативность динамических измерений АВЧИ намного выше таковой при проведении измерений в статике;

– величина АВЧИ претерпевает резкие скачки при изменении структурно-морфологического состояния биоткани.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований был предложен метод оперативного мониторинга состояния биологической ткани во время проведения операции ВЧ-радиоволновой хирургии при помощи коаксиального направленного ответвителя, встраиваемого в основную линию передачи. Для реализации метода была разработана измерительная схема, компенсирующая влияние паразитной индуктивности выводов проводников и соединений за счет использования подстроечного конденсатора и фильтра нижних частот. Работоспособность метода и разработанной аппаратуры проверена в эксперименте с использованием генератора собственной разработки максимальной мощностью 100 Вт и частотой генерации 27.13 МГц. Предложенное решение позволило исключить из процесса проведения хирургического вмешательства воздействие дополнительного тестирующего сигнала и упростило конструкцию и схему цепи измерения. Метод дает возможность улучшить качество и безопасность операций за счет регулирования воздействия. Задача оптимизации оперативного воздействия заключается в поддержании активного импеданса на постоянном уровне, соответ-

ствующем необходимому эффекту, при помощи регулирования времени воздействия, скорости перемещения электрода и/или параметров активного сигнала ($AB\dot{C}H = const$). Кроме того, принцип действия метода может быть использован для построения экспериментальной аппаратуры для дальнейших биомедицинских исследований особенностей корреляционных зависимостей высокочастотного сопротивления биоткани от ее морфофункциональных характеристик, а также патологических изменений ее состояния. Дальнейшие исследования могут быть направлены на расширение диапазона контролируемых параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воронов К.Е., Калаев М.П., Телегин А.М., Рязанов Д.М. // ПТЭ. 2025. № 5. С. 111.
<https://doi.org/10.7868/S3034564225050137>
[Voronov K.E., Kalaev M.P., Telegin A.M., Ryzanov D.M. Instruments and Experimental Techniques. 2025. T. 68. № 5. С. 801.
<https://doi.org/10.1134/S0020441225701064>]
2. Тихомиров А.М. Импеданс биологических тканей и его применение в медицине. Москва: Рос. гос. мед. ун-т, 2006. С. 12.
3. Nazário Leão R., Marques Da Silva P. Int. J. Cardiovasc. Sci. 2019. V. 32. № 1. P. 61.
<https://doi.org/10.5935/2359-4802.20180048>
4. Малахов М.В., Мельникова А.А., Викулов А.Д. Определение гематологических показателей АД методом биоимпедансной спектроскопии: методические указания. Ярославль: Издательство ЯГПУ, 2011.
5. Николаев Д.В., Руднев С.Т. // Спортивная медицина: наука и практика. 2012. С. 29.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=19042461>
6. Федотов А.А., Акулов С.А. Измерительные преобразователи биомедицинских сигналов систем клинического мониторинга. Москва: Радио и связь, 2013.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=20167455>
7. Зуев А.Л., Мишланов В.Ю., Судаков А.И., Шакиров Н.В., Фролов А.В. // Российский журнал биомеханики. 2012. Т. 16. № 1. С. 110.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=17685718>
8. Ясинский И.М. Способ электромагнитно-резонансной импедансометрии живых тканей биологического объекта и устройство для его осуществления. РФ Патент 2295912С2, 2007.
9. Терещенко Н.Ф., Цапенко В.В., Чухраев Н.В. Измерение электропроводимости и проницаемости биологических тканей // 10-я Международная на-

- учно-техническая конференция “Приборостроение — 2017”. Минск, 2017. С. 52.
10. Рухлева Е.А., Глинкин Е.И. Способ определения составляющих импеданса биообъекта. РФ Патент 2624172 С1, 2017.
11. Баньков В.И. // Бюллетень сибирской медицины. 2016. № 3. С. 10.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=26370500>
12. Акулов С.А., Гуржин С.Г., Калакутский Л.И. // Биомедицинская радиоэлектроника. 2007. № 7. С. 38.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=10338211>
13. Ротхаммель К. Антенны: справочное издание / пер. с нем. Репринтное воспроизведение издания 1998 г. Москва: Эколит, 2011. С. 546.
14. Белавская С.В., Лисицына Л.И., Разинкин В.П. Аппаратура и методики электрохирургии на частотах 10–30 МГц. // Наука, образование, технологии в эпоху глобальной трансформации. Монография. Петрозаводск: МЦНП “Новая наука”, 2025. С. 108.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=80581244>
15. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполусников на СВЧ. Москва: Связь, 1971.

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 62-555.621.7

МИКРОПРОЦЕССОРНЫЙ ТЕРМОКОМПЕНСИРОВАННЫЙ ИСТОЧНИК НАПРЯЖЕНИЯ СМЕЩЕНИЯ КРЕМНИЕВОГО ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ

© 2026 г. В. В. Рахманов^{a,*}, С. В. Двойнишников^{a,b,**}, В. Г. Меледин^{a,b},
Г. В. Бакакин^a, К. С. Зубанов^b

^a Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

Российская Федерация, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 1

^b Новосибирский национальный исследовательский государственный университет
Российская Федерация, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

*E-mail: rahmanov@inbox.ru

**E-mail: dv.s@mail.ru

Поступила в редакцию 09.12.2025

После доработки 20.01.2026

Принята к публикации 30.01.2026

Представлен микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения смещения, обеспечивающий стабилизацию коэффициента усиления кремниевого фотоумножителя (Si-ФЭУ) в диапазоне температур 10–60 °С. Компенсация температурной зависимости осуществляется путем динамической коррекции напряжения смещения в соответствии с измеренной температурой и индивидуальными параметрами конкретного фотоумножителя. Экспериментальные исследования, проведенные на двух образцах Si-ФЭУ PM3325-WB-D0, подтвердили эффективность предложенного подхода: разброс коэффициента усиления не превышает $\pm 1.5\%$ для избыточного напряжения, большего или равного 1 В, и $\pm 2.5\%$ для более низких значений избыточного напряжения. Представленный микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения смещения может быть масштабирован для многоканальных систем и адаптирован под различные типы микропиксельных кремниевых фотоумножителей.

DOI: 10.7868/S3034564226030178

1. ВВЕДЕНИЕ

Кремниевые микропиксельные лавинные фотоумножители (Si-ФЭУ) находят широкое применение в медицине, физике высоких энергий и ядерной физике, астрофизике и научно-исследовательском оборудовании [1–4]. Особенностью микропиксельных лавинных фотоприемников является сильная зависимость коэффициента преобразования фототока от температуры кристалла [5]. В спектрометрии, при измерениях энергии частиц, в лидарных системах и других случаях необходимо стабильное усиление фотоприемника. При неконтролируемом измене-

нии сигнала амплитудные или пороговые методы оценки уровня мощности, времени пролета либо энергии импульса дают некомпенсируемые ошибки измерения [6].

Конструктивно Si-ФЭУ представляет собой матрицу лавинных фотодиодов с технологически сформированными гасящими резисторами, поэтому для компенсации температурной зависимости коэффициента усиления могут применяться методы, разработанные для лавинных фотодиодов [7]. Существуют и специализированные методы компенсации, предназначенные непосредственно для Si-ФЭУ [8–10]. Однако они либо недостаточно универсальны для тер-

мокомпенсированных многоканальных систем, либо требуют модификаций кристалла, возможных только на этапе их производства.

Работа посвящена созданию микропроцессорного термокомпенсированного источника напряжения смещения кремниевых фотоумножителей для фотометрии и оптико-электронного приборостроения. Источник обеспечивает компенсацию температурной зависимости коэффициента усиления Si-ФЭУ путем регулирования напряжения смещения в зависимости от температуры, измеряемой внешним миниатюрным термистором, размещенным в непосредственной близости от кристалла фотоприемника. Применение микропроцессорного управления обеспечило независимость коэффициентов термокомпенсации для каждого канала многоканальной системы кремниевых фотоумножителей.

2. КОМПЕНСАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ

Для кремниевых фотоумножителей с ростом температуры пропорционально увеличивается значение напряжения пробоя V_{bd} , что приводит к снижению коэффициента усиления при неизменном напряжении смещения V_b источника питания [11]:

$$V_{bd}(T) = V_{bd}(T_0) [1 + \beta (T - T_0)], \quad (1)$$

где T — текущая температура, T_0 — температура, для которой приводится паспортное значение напряжения пробоя V_{bd} , β — коэффициент температурной зависимости порядка 10^{-3} K^{-1} .

Производители микропиксельных фотоумножителей приводят в документации коэффициент k , являющийся произведением $V_{bd}(T_0)$ на β и имеющий размерность K^{-1} . Тогда выражение (1) можно записать как

$$V_{bd}(T) = V_{bd}(T_0) + k(T - T_0), \quad (2)$$

где k — коэффициент температурной зависимости для V_{bd} .

При этом коэффициент усиления Si-ФЭУ пропорционален избыточному (overvoltage) напряжению, превышающему напряжение пробоя V_{ov} :

$$V_{ov} = V_b - V_{bd}, \quad (3)$$

где V_b — напряжение смещения источника питания.

В первом приближении усиление Si-ФЭУ линейно зависит от значения V_{ov} :

$$G = mV_{ov},$$

где G — коэффициент усиления, m — константа. Тогда из выражений (2) и (3) следует, что зависимость коэффициента усиления от температуры имеет вид

$$G(T) = m[(V_b - V_{bd}(T_0)) - mk(T - T_0)].$$

Значение m на практике велико (около $0.35 \cdot 10^6 \text{ B}^{-1}$), и величина $mk(T - T_0)$ вносит существенный вклад в стабильность коэффициента усиления. Так, для Si-ФЭУ КЕТЕК РМ3325-WB величина $k = 0.022 \text{ B} \cdot \text{K}^{-1}$, а $m = 0.34 \cdot 10^6$, и произведение mk будет порядка 7480 K^{-1} . При изменении температуры фотоумножителя от T_1 до T_2 разница в усилении ΔG составит

$$\Delta G(T_1 - T_2) = mk(T_1 - T_2).$$

При $T_1 = 10^\circ\text{C}$, $T_2 = 60^\circ\text{C}$ и максимальном коэффициенте усиления $G = 1.7 \cdot 10^6$ величина температурного изменения коэффициента усиления $G(T)$ уменьшится на 22%. При более низких значениях усиления G процентное изменение коэффициента усиления будет еще более значимым, вплоть до падения усиления до нуля.

Поэтому компенсация температурной зависимости коэффициента усиления Si-ФЭУ за счет пропорционального изменения напряжения смещения V_b является необходимым условием применения кремниевых фотоумножителей в фотометрии и оптико-электронном приборостроении.

На рис. 1 схематично изображена структура одного канала управления микропроцессорного термокомпенсированного источника напряжения смещения Si-ФЭУ. Масштабирование до многоканальной системы осуществляется увеличением числа каналов цифро-аналоговых (DAC) и аналого-цифровых преобразователей (ADC), а также пропорциональным увеличением количества модулей преобразования сопротивления

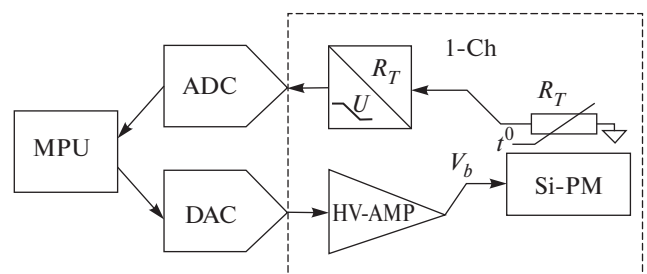


Рис. 1. Схематичное изображение микропроцессорного термокомпенсированного источника напряжения смещения для одного канала управления

термисторов в аналоговое напряжение ($R_T \backslash U$) и высоковольтных усилителей (HV-AMP).

Обратная связь для коррекции коэффициента усиления фотомножителя осуществляется изменением выходного напряжения смещения V_b в зависимости от температуры Si-ФЭУ. Значение температуры фотоприемника определяется миниатюрным малоинерционным термистором R_T при его тепловом контакте с Si-ФЭУ. Преобразование сопротивления R_T осуществляется при помощи модуля $R_T \backslash U$, далее ADC-данные о значении сопротивления поступают в микроконтроллер (MPU). Затем в зависимости от измеренной температуры посредством DAC и HV-AMP корректируется выходное значение напряжения смещения Si-ФЭУ.

Настройка параметров для каждого фотоприемника осуществляется с персонального компьютера записью коэффициентов температурной зависимости k для каждого Si-ФЭУ в энергонезависимую память MPU. Коррекция коэффициента k может потребоваться, если производитель не указал этот коэффициент в документации, а также из-за производственного технологического разброса. Кроме того, требуется коррекция данного коэффициента в зависимости от конкретных параметров теплового контакта термистора и Si-ФЭУ.

Кроме коэффициентов k также предусмотрена возможность корректировать калибровочные коэффициенты преобразования напряжения каналов DAC в напряжение смещения V_b . Это может потребоваться для учета разброса номиналов резисторов, задающих коэффициент усиления в модуле HV-AMP. Доступна также корректировка коэффициентов преобразования температуры в напряжение в зависимости от конкретных параметров используемых термисторов.

На рис. 2 представлена схема высоковольтного усилителя HV-AMP. Установочное напряжение V_{DAC} с выхода DAC поступает на схему преобразования униполярного сигнала в бипо-

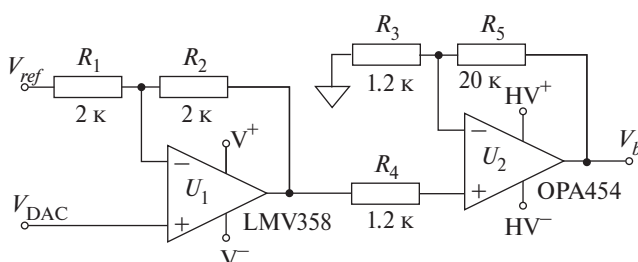


Рис. 2. Схема высоковольтного усилителя HV-AMP

лярный, реализованную на операционном усилителе LMV358. Затем сигнал усиливается при помощи высоковольтного операционного усилителя. В качестве микросхемы высоковольтного усилителя используется ОРА454 в режиме двухполярного питания. Схема позволяет использовать фотоприемники как с прямым, так и с обратным включением фотомножителя. Максимальное выходное напряжение схемы составляет ± 49 В, а при двухполярном питании равно ± 50 В. При переходе на однополярное питание диапазон выходного напряжения может быть увеличен вдвое. Дрейф входного напряжения смещения усилителя не превышает ± 4 мВ. При коэффициенте усиления 17.7 это обеспечивает дрейф выходного напряжения не более ± 71 мВ, что при значении выходного напряжения, равном 25 В, соответствует относительной нестабильности не хуже ± 0.28 %.

В качестве DAC использовалась 4-канальная 12-битная микросхема MCP4728 с внешним источником опорного напряжения V_{ref} .

Измерение сопротивления NTC-термистора выполняется с помощью резистивного делителя, сформированного прецизионными резисторами с допуском не более 0.1 % и стабильным опорным напряжением $V_{ref} = 2.5$ В (рис. 3). Для достижения суммарной погрешности измерения не более 1 % применяется источник опорного напряжения REF192, допускающий нестабильность не более ± 0.08 % во всем рабочем температурном диапазоне.

В качестве согласующего усилителя может применяться любой усилитель с однополярным питанием, способный работать возле нулевых напряжений по входу и имеющий не превышающее величину одного разряда АЦП напряжение

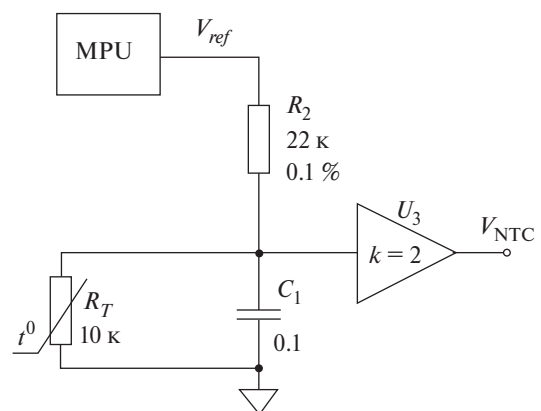


Рис. 3. Схема модуля преобразования температуры в напряжение

смещения. В реализованной схеме использован операционный усилитель LMV358 с типичным входным смещением 0.8 мВ. Температурный дрейф входного напряжения усилителя с коэффициентом усиления, равным 2, пренебрежимо мал ($2.7 \text{ мкВ} \cdot \text{K}^{-1}$) и не влияет на суммарную погрешность преобразователя.

Преобразователь обеспечивает измерение температуры в диапазоне от 10 до 60°C с использованием NTC-термистора номиналом 10 кОм. Выбор данного диапазона температур обусловлен областью применения фотоумножителей в составе лабораторных оптических приборов, не предназначенных для работы в условиях отрицательных температур.

В качестве ADC использовался 10-разрядный преобразователь, встроенный в микроконтроллер ATmega 328, с внешним источником опорного напряжения V_{ref} .

Примененные при разработке микропроцессорного термокомпенсированного источника напряжения смещения схемотехнические решения должны обеспечивать стабильность коэффициента усиления Si-ФЭУ не хуже $\pm 1\%$ в температурном диапазоне $10\text{--}60^\circ\text{C}$.

3. ТЕСТОВЫЙ СТЕНД

Для оценки реальной стабильности коэффициента усиления Si-ФЭУ с микропроцессорным термокомпенсированным источником опорного напряжения в диапазоне температур от 10 до 60°C был создан тестовый стенд, схематично представленный на рис. 4.

В ходе эксперимента фотоприемник первоначально охлаждался до 10°C , после чего в процессе нагрева до 60°C одновременно регистрировались:

– температура (с помощью NTC-термистора);

– амплитуда выходных импульсов V_{out} (цифровым осциллографом Tektronix TDS 3054).

Нагрев осуществляли как естественным путем за счет тепловыделения элементов платы фотоприемника, так и принудительно с использованием внешнего нагревателя для достижения более высоких температур. Стабильность коэффициента усиления Si-ФЭУ оценивалась по отношению к изменению амплитуды выходного сигнала фотоприемника V_{out} .

Оптический сигнал формировался светодиодом VD_1 BL-L502UBC с длиной волны 470 нм и источником импульсов на основе функционального генератора Hantek HDG 6202B. Длительность светового импульса была равна 1 мкс при частоте следования 10 кГц. Скважность сигнала в 1% обеспечивает полную перезарядку всех ячеек микропиксельного фотоумножителя между импульсами.

В экспериментах использовался кремниевый фотоэлектронный умножитель KETEK PM3325-WB-D0 (13 920 микроячеек, максимальный коэффициент усиления $1.74 \cdot 10^6$) в безвыводном исполнении, установленный на плату усилителя сигнала. С учетом технологического разброса напряжения пробоя V_{bd} для каждого экземпляра Si-ФЭУ индивидуально измерялись калибровочные параметры, которые затем записывались в энергонезависимую память микроконтроллера. Исследовались два образца фотоумножителя (с прямой и обратной полярностями включения) на одной и той же плате усилителя. Оптическая часть тестового стенда размещалась в светонепроницаемом корпусе для исключения влияния внешней засветки.

Для оценки долговременной стабильности излучающей оптической части проведены дополнительные исследования на установке, схематично показанной на рис. 5. Светодиод VD_1 был жестко закреплен внутри светонепроницаемой трубы напротив фотоприемника VD_2 на основе фотодиода ФД-24К. Фотодиод нагружен

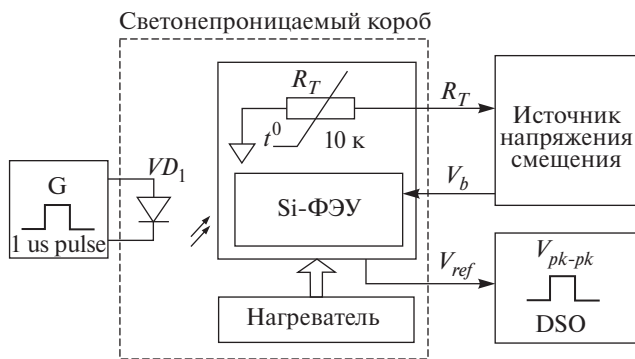


Рис. 4. Схема тестового стенда

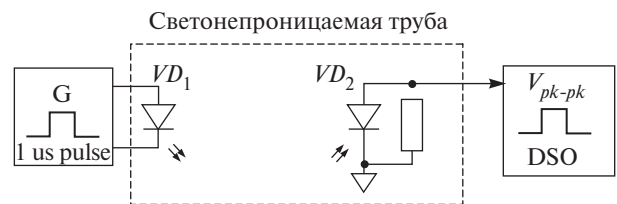


Рис. 5. Схема установки для исследования долговременной стабильности излучателя

резистором номиналом 10 кОм, выходной сигнал регистрировался осциллографом DSO.

В течение трех часов проводились измерения амплитуды сигнала с фотодиода. Изменения амплитуды сигнала в данном эксперименте не превышали 0.2 %. Столь малую нестабильность передающей части тестового стенда можно не учитывать в дальнейших экспериментах.

Кроме того, проводилось сравнение показаний NTC-термистора с эталонной термопарой К-типа. Расхождение между ними в диапазоне 25–70 °С не превышало 1.3 °С, что является приемлемым результатом для данного эксперимента.

Измерения стабильности коэффициента усиления проводились при четырех значениях избыточного напряжения V_{ov} : 0.5, 1, 2, 3 В. Дальнейшее повышение V_{ov} до максимально рекомендованного значения 5 В ограничено динамическим диапазоном выходного напряжения используемого усилителя. Полученные данные, тем не менее, достаточны для оценки работоспособности разработанного микропроцессорного термокомпенсированного источника напряжения смещения кремниевого фотоумножителя.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведены измерения стабильности выходного сигнала $V_{out}(T)$ Si-ФЭУ от температуры в диапазоне 10–60 °С. Температура и амплитуда выходных импульсов регистрировались с интервалом 10 с. Продолжительность одного цикла измерений составляла около 10 мин, в течение которых фотоприемник нагревался до 60 °С.

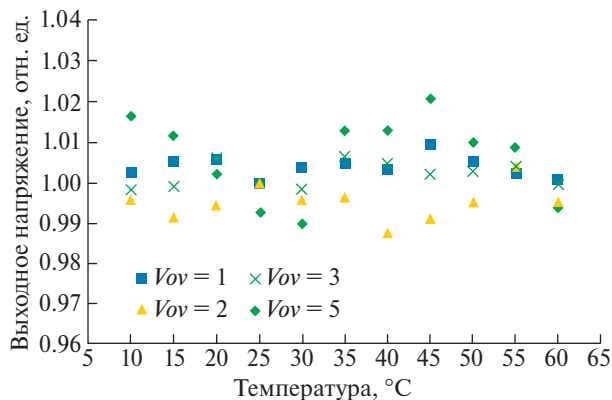


Рис. 6. Зависимость нормированных значений выходного импульсного напряжения от температуры для четырех значений V_{ov} (0.5, 1, 2 и 3 В) для образца Si-ФЭУ с прямым включением

На рисунках 6, 7 представлены зависимости вариации нормированных значений амплитуды выходных импульсов Si-ФЭУ от температуры для четырех значений избыточного напряжения V_{ov} для образцов с прямым и обратным включениями соответственно. Нормировка амплитуды выходного напряжения $V_{норм}(T)$ проводилась для значений температуры 25 °С: $V_{норм}(T) = V(T) / V(25^{\circ}\text{C})$.

Анализ представленных данных показывает, что в диапазоне температур 10–60 °С максимальное отклонение нормированной амплитуды выходных импульсов для образца с прямой полярностью включения не превышает $\pm 1.5\%$, а для образца с обратной полярностью не более $\pm 2.5\%$ при всех исследованных значениях V_{ov} .

Наихудшая стабильность наблюдается в обоих случаях при $V_{ov} = 0.5$ В. Согласно данным производителя, линейный рабочий режим Si-ФЭУ начинается с $V_{ov} \geq 2$ В. Тем не менее даже при низких значениях избыточных напряжений разработанный источник напряжения смещения демонстрирует приемлемые результаты. Исключение данных для $V_{ov} = 0.5$ В снижает максимальное отклонение нормированной амплитуды до $\pm 1.5\%$ для обоих образцов.

Для сравнения на рис. 8 представлены зависимости нормированной амплитуды выходных импульсов от температуры при $V_{ov} = 1$ В для некомпенсированного ($k = 0$) и скомпенсированного по температуре режимов работы Si-ФЭУ обоих типов полярности. В отсутствие температурной компенсации амплитуда сигнала как при прямом (P), так и при обратном (N) включении изменяется более чем в 20 раз в диапазоне 10–60 °С.

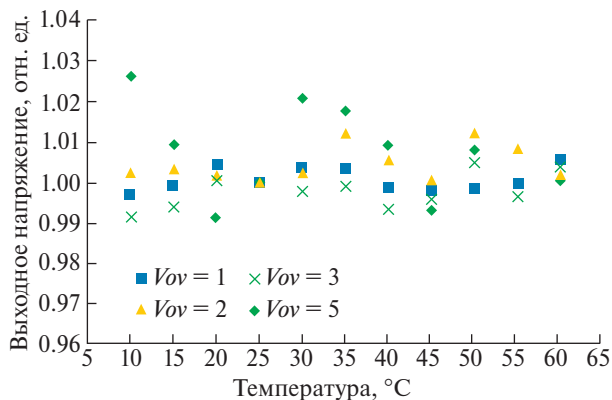


Рис. 7. Зависимость нормированных значений выходного импульсного напряжения от температуры для четырех значений V_{ov} (0.5, 1, 2 и 3 В) для образца Si-ФЭУ с обратным включением

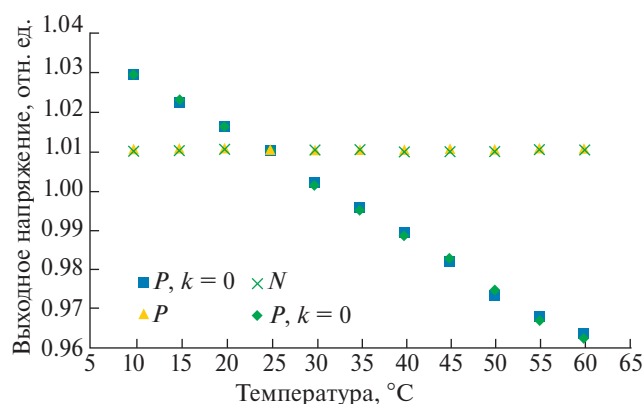


Рис. 8. Зависимость нормированных значений выходного импульсного напряжения от температуры между некомпенсированным ($k = 0$) и скомпенсированным режимами работы фотоприемника (P – прямое включение, N – обратное)

Дальнейшее повышение точности системы термокомпенсации возможно за счет следующих мер:

- более тщательного подбора элементов преобразователя сопротивление–напряжение (R_T/U);
- замены встроенного АЦП-микроконтроллера на внешний преобразователь с улучшенными метрологическими характеристиками;
- введения цепи обратной связи для контроля выходного напряжения модулей HV-AMP;
- построения индивидуальных таблиц коэффициентов компенсации k для разных значений избыточного напряжения V_{ov} .

Реализация указанных мер позволит улучшить температурную стабильность коэффициента усиления Si-ФЭУ до уровня не хуже $\pm 1\%$ во всем диапазоне V_{ov} .

Полученные результаты подтверждают возможность применения разработанного микропроцессорного термокомпенсированного источника напряжения смещения для управления Si-ФЭУ в задачах, критичных к стабильности коэффициента усиления.

Достигнутая стабильность превосходит характеристики серийных аналогов. В частности, для интегрированного модуля Hamamatsu C5658 с термокомпенсированным источником питания производитель гарантирует стабильность коэффициента усиления не хуже $\pm 5\%$ лишь в диапазоне $5–35\text{ }^{\circ}\text{C}$ [12], тогда как предложенное решение обеспечивает лучшую стабильность в существенно более широком диапазоне температур ($10–60\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Разработанный микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения

смещения эффективно устраняет значительную температурную зависимость коэффициента усиления кремниевых фотоэлектронных умножителей независимо от полярности их включения (прямой или обратной).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан микропроцессорный термокомпенсированный источник напряжения смещения для кремниевых фотоэлектронных умножителей, обеспечивающий стабильность коэффициента усиления Si-ФЭУ в широком температурном диапазоне.

Экспериментально подтверждено, что предложенное решение поддерживает отклонение коэффициента усиления на уровне не хуже $\pm 2.5\%$ в диапазоне температур $10–60\text{ }^{\circ}\text{C}$ как для прямой, так и для обратной полярности включения фотоприемника для всего диапазона переизбыточных напряжений.

Разработанная архитектура допускает масштабирование до многоканальных систем детектирования и может применяться для одновременной стабилизации усиления массива Si-ФЭУ-детекторов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-79-20007, <https://rscf.ru/project/25-79-20007/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grigoriev E., Akindinov A., Breitenmoser M. et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2007. V. 571. № 1-2. P. 130.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.046>
2. Otte A.N., Dolgoshein B., Hose J. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. № 2. P. 636.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2006.870575>
3. Dinu N. Photodetectors: Materials, Devices and Applications. Ed. by B. Nabet. Woodhead Publishing, 2016. Ch. 8. P. 255.
<https://doi.org/10.1016/B978-1-78242-445-1.00008-7>
4. Rakhmanov V.V., Dvornishnikov S.V., Meledin V.G., Pavlov V.A., Semenov D.O. J. Phys.: Conf. Ser. V. 2057. P. 012088.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2057/1/012088>
5. Рахманов В.В., Качурин С.К., Меледин В.Г., Бакакин Г.В. Интерэкспо Гео-Сибирь. 2025. Т. 8. № 1. С. 138.
<https://doi.org/10.33764/2618-981X-2025-8-138-145>

6. Аникин Ю.А. Исследование закрученного потока в кубическом контейнере доплеровским полупроводниковым анемометром для жидкостей с плохой оптической разрешимостью: дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 2011.
7. Chughtai M.T. Eng. Technol. Appl. Sci. Res. 2019. V. 9. № 1. P. 3774.
<https://doi.org/10.48084/etasr.2475>
8. Kaplan A. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2009. V. 610. № 1. P. 114.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.137>
9. Licciulli F, Marzocca C. IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. № 1. P. 228.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2015.2388580>
10. Chang-ge Zi, Jin-fan Chang, Ming-jie Yang, Feng-fan Yang, Yu-Sheng Wang, Radiat. Detect. Technol. Method. 2023. V. 7. P. 571.
<https://doi.org/10.1007/s41605-023-00422-z>
11. McKay K.G. Phys. Rev. 1954. V. 94. № 4. P. 877.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.94.877>
12. APD module C5658.
<https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/apd/apd-module/C5658.html>

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ И ИОННОЙ ОБРАБОТКИ ПОДЛОЖКИ В ВАКУУМЕ

© 2026 г. А. Д. Купцов*, С. В. Сидорова, А. М. Руденко, Г. А. Дьячков

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
Российская Федерация, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5*

**E-mail: alex-kouptsov@bmstu.ru*

Поступила в редакцию 01.12.2025

После доработки 19.02.2025

Принята к публикации 05.03.2026

Предложена система для повышения равномерности ионной обработки поверхности подложек и минимизации неоднородности толщины покрытий при магнетронном распылении. Апробирована система изменения угла падения ионов и позиционирования подложки, показывающая увеличение размеров зоны ионной обработки в 9 раз и повышение равномерности толщины при магнетронном распылении до 90 %.

DOI: 10.7868/S3034564226030186

1. ВВЕДЕНИЕ

Тонкие пленки толщиной от десятков нанометров до микрометра имеют широкое применение в современной электронике [1, 2], оптике и фотонике [3, 4] и других областях промышленности [5, 6]. Они обладают уникальными свойствами, которые отличаются от свойств массивных материалов того же состава [7]. С учетом миниатюризации электронных компонентов изделия приобретают уникальные свойства благодаря проявлению размерных эффектов в тонкопленочных покрытиях, размеры которых имеют порядок 100 нм.

В микроэлектронике тонкие пленки используются для создания проводников, диэлектриков и полупроводниковых слоев в интегральных микросхемах [8]. В оптике и фотонике они служат основой для создания просветляющих покрытий, фильтров и волноводов. Без развития технологий тонких пленок многие современные достижения в области информационных технологий, связи и медицины были бы просто невозможны.

В эпоху цифровизации и стремительного развития информационных технологий особое внимание уделяется оптическим и фотонным технологиям, которые реализуются с помощью

интегрально-оптических устройств. Их изготавливают с помощью тонкопленочных технологий на планарной подложке — это ионная подготовка подложек и последующее формирование структур методом магнетронного осаждения.

Целью работы является разработка системы обработки подложки и формирования тонкопленочных слоев в вакууме с высокими показателями равномерности.

2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Модернизация и разработка новых конструкторских решений предполагается для вакуумной технологической камеры установки МВТУ-11-1МС (рис. 1), расположенной на кафедре “Электронные технологии в машиностроении” МГТУ им. Н.Э. Баумана [9].

Система перемещения держателя подложки (рис. 2) предусматривает возможность его линейно-поступательного перемещения по вертикальной оси. Это позволяет изменять расстояние между источником ионов или магнетронным источником и подложкой. Кроме того, держатель подложки снабжен приводом, который перемещает подложку от одного источника к другому.



Рис. 1. Внешний вид установки MBTU-11-1MC

На верхнем фланце вакуумной камеры закреплен шаговый двигатель, передающий момент вращения на муфту через ввод вращения в объем вакуумной камеры. Линейный привод имеет рабочий ход штока до 60 мм. Это позволяет в едином вакуумном цикле изменять расстояние от источника ионов до подложки в диапазоне от 146 до 206 мм. Для контроля положения держателя подложки установлен оптический датчик расстояния. Точность перемещения обеспечивается за счет использования передачи винт-гайка внутри конструкции двигателя, которая уменьшает передаточное отношение поворота вала и его линейное перемещение. Этот привод установлен в герметичный металлический кожух. Механизм в сборе используется в вакуумной среде и совершает движение — вращение для позиционирования подложки над источником магнетрона или источником ионов. Вакуумная герметичность соединения поддерживается при использовании уплотнения Вильсона.

Разработанная конструкция для повышения эффективности обработки поверхности ион-

ным источником основана на использовании системы его наклона. Автоматизация реализована на программируемом контроллере семейства Atmega 2560. Датчик конечного положения и оптический датчик используются для определения нулевого положения, когда поток ионов перпендикулярен поверхности подложки. Это позволяет задавать угол наклона ионного столба в диапазоне до 15° с дискретностью угла до $5'$. При этом увеличивается площадь обработки от 5 до 45 см^2 , а равномерность скорости травления покрытий (90 %) повышает производительность процесса.

Элементы закреплены на алюминиевой раме, внешняя форма которой разработана с учетом топологической оптимизации для граничных условий: минимальная энергия деформации, симметричность относительно центральной оси, минимальная толщина стенки 5 мм. В качестве материала рамы выбран алюминий, обеспечивающий небольшую массу рамы (менее 2.3 кг) и достаточную жесткость (максимальное перемещение при нагрузке 50 Н составляет 0.68 мм).

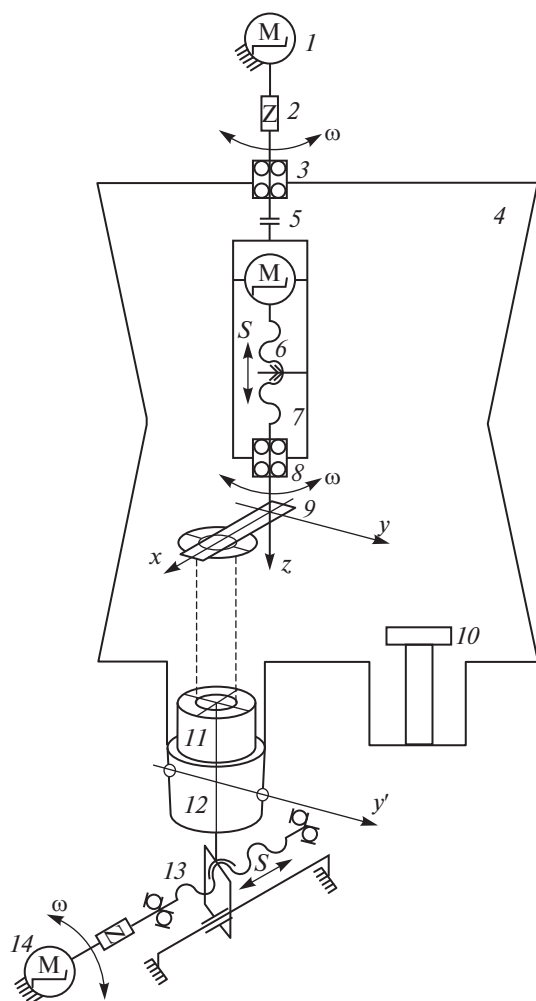


Рис. 2. Схема привода перемещения держателя подложки и поворота источника ионов: 1 – шаговый двигатель, 2 – муфта, 3 – ввод вращения, 4 – вакуумная камера, 5 – фланцевое соединение, 6 – линейный привод, 7 – корпус привода, 8 – уплотнение Вильсона, 9 – подложка, 10 – магнетрон, 11 – источник ионов, 12 – сильфон, 13 – передача винт-гайка, 14 – привод передачи винт-гайка

Позиционирование рамы происходит по плоскости дна вакуумной камеры и двум фланцам на ней. Привод вращательного движения передачи винт-гайка преобразует вращательное движение в линейно-поступательное, обеспечивая требуемый наклон ионного пучка. Основным структурным элементом является сильфон ISO 63 длиной 100 мм. Шаг винта и винтовой передачи составляет 2 мм, что является минимальным стандартным шагом для подобных кинематических систем. Это минимизирует погрешность позиционирования и обеспечивает контроль скорости перемещения и наклона ионного пучка.

Демонстрация эффективности и важности данной модификации оценивается с помощью процесса травления тонкопленочного медного покрытия толщиной 250 нм, результаты которого показаны на фотографиях (рис. 3). В едином вакуумном цикле ионным источником обработаны подложки ситалла с нанесенным медным слоем. Время обработки составляет 135 с. Расстояние от источника ионов до подложки составляет 146 мм (рис. 3а), 176 мм (рис. 3б) и 206 мм (рис. 3в). В данной конфигурации зоны травления имеют площади 677, 918 и 1310 мм² соответственно. Увеличение расстояния пропорционально увеличению размера зоны обработки, но расстояние 206 мм является максимальным от источника до подложки ввиду ограничения габаритов вакуумной камеры.

Площадь обработки зависит от времени воздействия ионного пучка логарифмическим образом. Фиксированным параметром является расстояние, время обработки – изменяемый параметр. При расстоянии 146 мм достичь максимальную площадь травления 1310 мм² можно при обработке подложки в течение 27.5 ч, но увеличение расстояния до 206 мм обеспечит эту же величину площади в 12 раз быстрее.

Зависимость площади травления от расстояния линейная:

$$S = 2.65h - 224, \quad (1)$$

где S [мм²] – площадь травления, h [мм] – расстояние от источника ионов до подложки.

Такая зависимость характеризует способ равномерной обработки поверхности подложки: уменьшение расстояния увеличивает скорость осаждения при распылении, а увеличение расстояния повышает равномерность обработки при травлении покрытий и равномерность толщины при осаждении.

На рис. 4 представлена схема процесса повышения площади обработки поверхности подложки. Тестирование разработанной системы проводилось с помощью предварительного нанесения на подложку методом магнетронного распыления тонкой пленки меди, которая затем путем ионного травления удаляется с поверхности подложки. Центральная зона соответствует диаметру ионного столба (рис. 4а) при обработке в статическом для ионного источника режиме.

Добавление дополнительного перемещения источника ионов позволяет расширить зону травления (рис. 4б). Равномерность скорости травления источником ионов 92 % достижи-

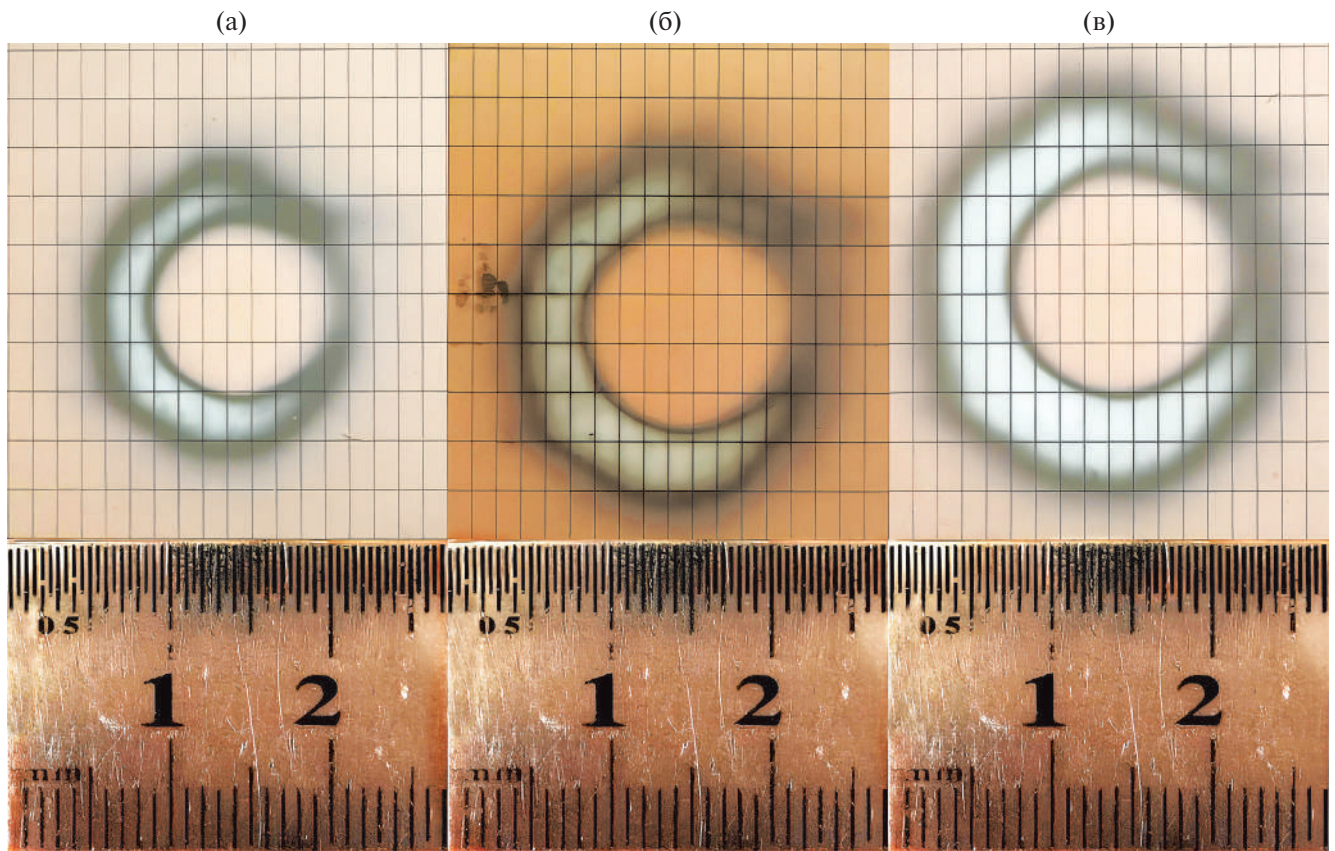


Рис. 3. Зона обработки источником ионов при фиксированном времени и расстоянии от источника ионов до подложки 146 мм (а), 176 мм (б) и 206 мм (в)

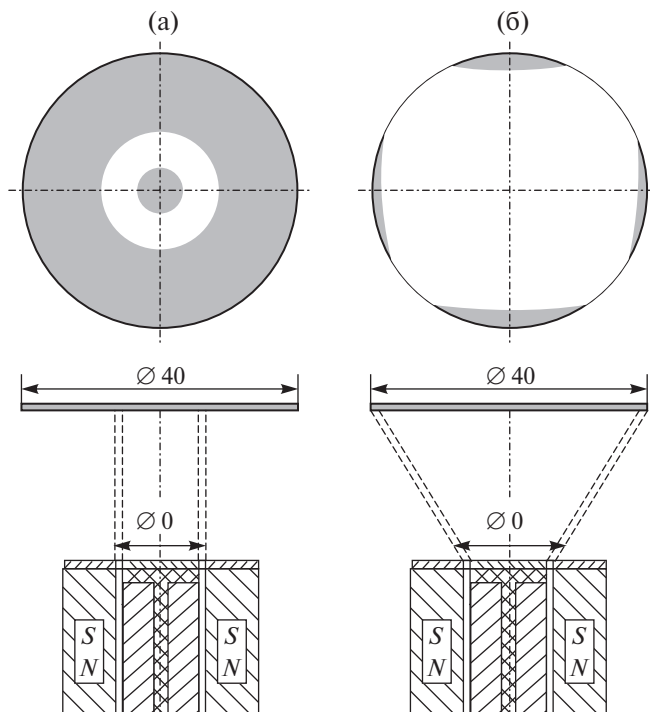


Рис. 4. Зона обработки источником ионов до (а) и после (б) модернизации

описывает поворот подложки на держателе и наклон источника ионов за счет движения каретки и передачи винт–гайка:

$$\omega = 0.147 v, \quad (2)$$

где ω [рад/с] – угловая скорость вращения подложки, v [мм/с] – линейная скорость движения каретки передачи винт–гайка.

На рис. 5 представлена подложка ситалла с медной тонкой пленкой после обработки источником ионов при комплексном движении держателя подложки. При расстоянии от источника ионов до подложки 176 мм и времени обработки 240 с данные параметры обеспечивают площадь обработки 1290 мм². Предварительная оценка производительности работы источника ионов в таком режиме показывает, что при неизменном времени работы модуля можно обрабатывать в 9 раз большую площадь, чем до модернизации.

Данная система позволяет расширить области применения технологического оборудования и повысить производительность процессов подготовки подложек и формирования тонкопленочных покрытий в вакууме.

ма при соблюдении закона скоростей, который

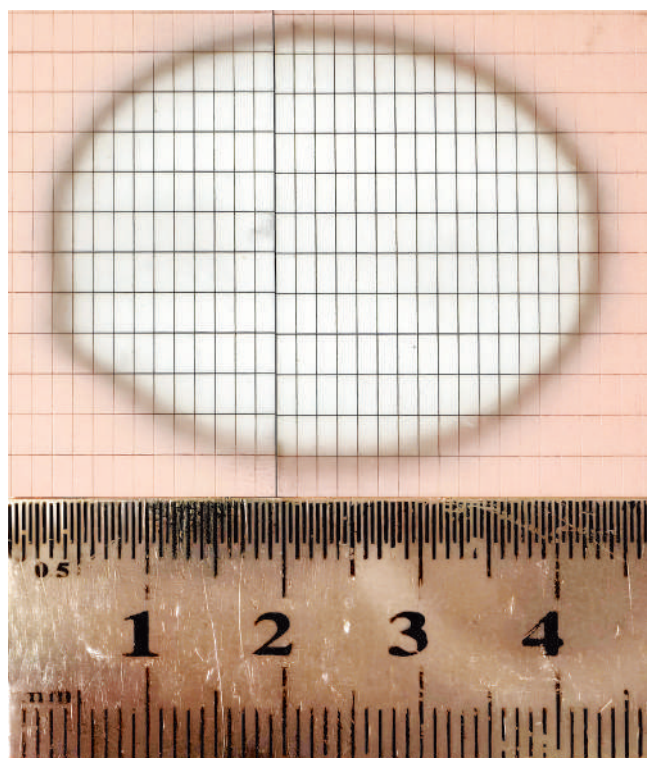


Рис. 5. Поверхность травления подложки при комбинированном движении во время обработки источником ионов

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами предложен вариант обработки подложки ионным источником и формирования тонкопленочных слоев в вакууме с высокими показателями равномерности по толщине и скорости травления, достигаемыми за счет движения ионного источника и держателя подложки соответственно.

Изменение расстояния от источника распыления до подложки без разгерметизации рабочей камеры повышает структурное совершенство покрытий, равномерность толщины и увеличивает производительность работы оборудования. Разработанный модуль наклона источни-

ка ионов увеличивает зону обработки от 677 до 1290 мм² при времени работы 450 с.

Изучение процесса распределения потока ионов по поверхности подложки демонстрирует схожий закон распределения ионов в сравнении с законом Кнудсена.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демихов К.Е., Панфилов Ю.В., Никулин Н.К. и др. Вакуумная техника: справочник. Москва: Машиностроение, 2009.
2. Handbook of Thin Film Technology. Ed. by L.I. Maisel and R. Glang. New York: McGraw-Hill. 1970. [Технологии тонких пленок (справочник). Пер. с англ. под ред. М.И. Елинсона, Г.Г. Смолко, Т. 2. Москва: Советское радио, 1977.]
3. Di Zhu, Linbo Shao, Mengjie Yu et al. Adv. Opt. Photonics. 2021. V. 13. № 2. P. 242. <https://doi.org/10.1364/AOP.411024>
4. Heavens O.S. Optical properties of thin solid films. New York: Dover Publications, 1991.
5. Ohring M. Materials science of thin films: deposition and structure. San Diego-New York – Boston – London – Sydney – Tokyo – Toronto: Academic press, 2002.
6. Nix W.D. Metall. trans. A. 1989. V. 20. № 11. P. 2217. <https://doi.org/10.1007/BF02666659>
7. Acosta E. Thin Films/Properties and Applications Thin Films. Ed. by A. Ares. eBook. 2021. <https://doi.org/10.5772/intechopen.95527>
8. Kouptsov A., Maltsev V., Sidorova S. 6th International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power. Moscow, 2024. <https://doi.org/10.1109/REEPE60449.2024.10479846>
9. Sidorova S.V., Kouptsov A.D. 6th International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power, Moscow, 2024. <https://doi.org/10.1109/REEPE60449.2024.10479951>

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 621.59 + 536.48

МИНИАТЮРНЫЙ ПРОТОЧНЫЙ ГЕЛИЕВЫЙ КРИОСТАТ ДЛЯ ГАММА-РЕЗОНАНСНЫХ, РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОБРАЗЦОВ В ВАКУУМЕ

© 2026 г. О. Н. Морозов, И. С. Любутин*, Ю. М. Дымшиц

*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Курчатовского комплекса кристаллографии
и фотоники Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Российская Федерация, 119333, Москва, Ленинский просп., 59*

** E-mail: lyubutinig@mail.ru*

Поступила в редакцию 15.12.2025

После доработки 21.01.2026

Принята к публикации 11.02.2026

Описана конструкция миниатюрного гелиевого криостата проточного типа, предназначенного для мессбауэровских, рентгеноструктурных и оптических исследований образцов в диапазоне температур 4.2–300 К. С одной стороны, миниатюрные размеры криостата позволяют сделать его максимально совместимым с другими устройствами, например с мессбауэровскими спектрометрами, магнитами, оптическими системами и т. п. С другой стороны, малая масса “холодного пальца”, на котором располагается образец, уменьшает расход гелия, необходимого для поддержания в криостате рабочей температуры. Это также делает его менее инерционным, т.е. ускоряет переход от одной температуры к другой.

DOI: 10.7868/S3034564226030194

1. ВВЕДЕНИЕ

Криостаты, работающие в гелиевом диапазоне температур, а также при более высоких температурах вплоть до комнатной, подразделяются на заливные, проточные и криостаты с замкнутым циклом охлаждения [1]. Пример криостата заливного типа, предназначенного для мессбауэровской спектроскопии, представлен в работе [2]. Стоимость проточных криостатов, как правило, ниже стоимости заливных криостатов, они имеют меньшие габариты и меньшую массу. Известные в настоящее время криостаты с замкнутым циклом очень дорогие. Из криостатов замкнутого цикла для мессбауэровской спектроскопии наиболее известен криостат фирмы Janis (США), имеющий паспортный рабочий диапазон температур 5–300 К. В нашей лаборатории создан и используется безжидкостный гелиевый криостат замкнутого цикла для мессбауэровских исследований в области температур 4.2–500 К [3, 4].

Одной из проблем криостатов замкнутого цикла является передача механических вибраций на исследуемый образец [5]. Особенно это актуально для мессбауэровской спектроскопии и оптических методов исследований, так как вибрации приводят к уширению спектральных линий. Путем откачки паров гелия можно получить более низкую температуру (примерно до 1.5 К), однако в этом случае может возникнуть дополнительное уширение спектральных линий из-за передачи вибрации от насоса к исследуемому образцу. Авторы работы [6] описывают криостат замкнутого цикла для диапазона температур 12–300 К, в котором уширение резонансных линий составляет 10 % для температуры 25 К.

Важным параметром при проведении гамма-резонансных измерений является совместимость криостата с другими приборами (мессбауэровскими спектрометрами, магнитами, оптическими системами и т. п.). В этом отношении проточные криостаты не имеют себе равных, так как они меньше по размерам и легче залив-

ных, более громоздких из-за наличия у них азотной рубашки. Кроме того, в отличие от заливных криостатов, проточные быстрее захлаждаются (примерно за 20 мин) и требуют меньше гелия.

Криостаты имеют две модификации — с образцом в вакууме и с образцом в потоке газа. Модели с образцом в вакууме могут работать при любой ориентации криостата в пространстве. Это важно при исследовании монокристаллов в различных ориентациях, а также при приложении к образцу внешних магнитных полей.

Характерной проблемой таких криостатов являются градиенты температур на “холодном пальце” и, как следствие, на образце. Эти градиенты появляются из-за того, что, во-первых, отвод тепла от “холодного пальца” проходит только с одной стороны (с той, которая принимает на себя поток парожидкостной гелиевой смеси), а во-вторых, “печка-нагреватель”, обеспечивающая работу прибора в диапазоне промежуточных температур, как правило, дает неравномерный нагрев. Также важной конструктивной задачей является расположение термодатчика (или термопары) достаточно близко к образцу, чтобы он измерял истинную температуру образца, а не самого держателя.

Эти проблемы в большой степени решены в конструкции нашего криостата МКПГ (миниатюрный криостат проточный гелиевый) [7]. При его создании важнейшей целью была миниатюризация криостата, которая позволяет сделать его максимально совместимым с другими устройствами, упомянутыми выше. В этом криостате оптимизированы конструкция держателя образца и геометрия “печки” (нагревателя) для максимально равномерного прогрева держателя и самого образца. Малая масса “холодного пальца” уменьшает расход гелия, необходимого для поддержания в криостате рабочей температуры, и делает его менее инерционным, т.е. ускоряет переход от одной температуры к другой.

Кроме гелия, представленный криостат может работать также с жидким азотом. В этом случае диапазон рабочих температур составляет 79–300 К при работе с избыточным давлением в питающем сосуде Дьюара и 65–300 К при откачке паров.

2. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ КРИОСТАТА И КРИОГЕННОЙ УСТАНОВКИ

Схема всей криогенной установки изображена на рис. 1. Установка состоит из криостата 1,

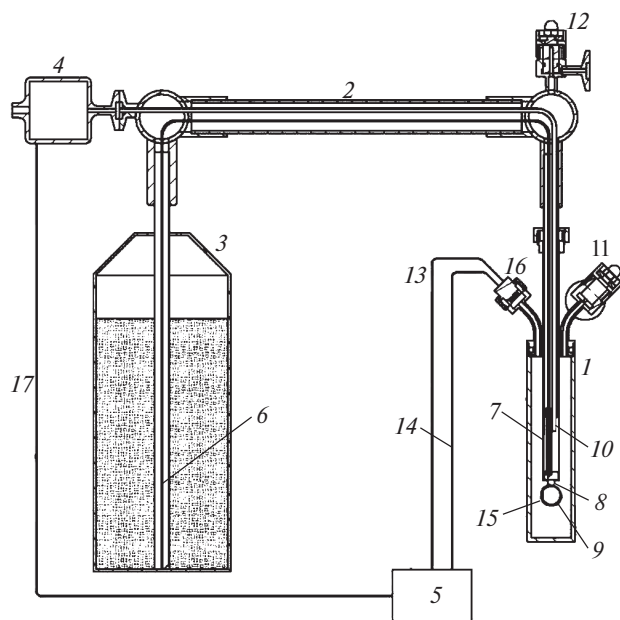


Рис. 1. Схема криогенной установки

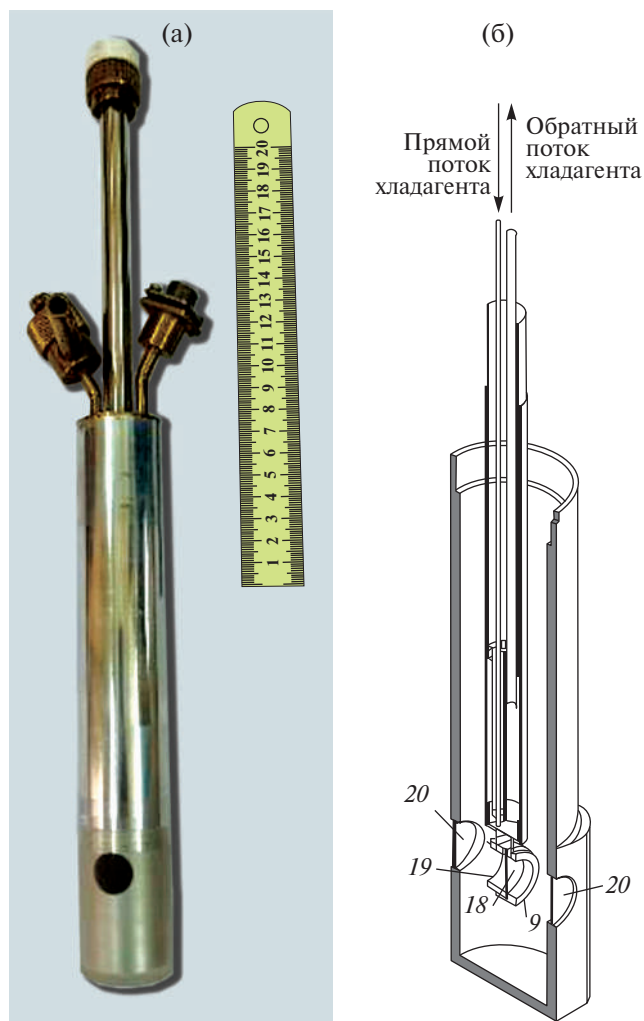


Рис. 2. а — Фотография криостата, б — схема внутреннего устройства криостата: 18 — исследуемый образец, 9 — держатель образца, 19 — прижимная гайка, 20 — окна криостата

переливного устройства 2, сосуда Дьюара с жидким гелием 3, откачного насоса 4 и блока управления 5.

Из сосуда Дьюара 3 жидкий гелий по переливному устройству 2 через питающую трубку 6 поступает в трубку 7, расположенную в криостате 1. В трубке 7 расположен “холодный палец” 8, который заканчивается держателем образца 9. Таким способом осуществляется охлаждение образца до нужной температуры.

Питающая трубка 6 расположена внутри вакуумного объема корпуса переливного устройства 2, и по ней в трубку 7 криостата поступает парожидкостная гелиевая смесь. Она охлаждает “холодный палец” 8, а через него и держатель образца 9. Далее “отработанная” гелиевая смесь уходит в выхлопную трубку 10 переливного устройства 2. По этой трубке газ через откачной насос 4 либо поступает в атмосферу либо собирается и сжижается для дальнейшего использования.

Таким образом, в корпусе переливного устройства 2 размещены оба канала — питающий и выхлопной. Во время работы установки корпус переливного устройства и корпус криостата откачаны до высокого вакуума (около 10^{-6} мм рт. ст.). Криостат откачивается через вентиль 11, а переливное устройство — через вентиль 12. Подача гелия может осуществляться либо наддувом гелия в сосуде Дьюара 3 путем его подогрева, либо от-

качкой паров гелия с помощью насоса 4, присоединенного к выхлопу переливного устройства 2.

При температурах выше гелиевой управление температурой осуществляется с помощью блока 5. Этот блок через электрический разъем 16 соединен линией 13 с датчиком температуры 15 (термопарой Fe + Au/Cu), а линией 14 — с нагревателем (“печкой”), который подогревает держатель образца 9 (см. детали на рис. 2б, 3). Проводом 17 блок управления 5 соединен с откачивающим насосом 4.

На блоке управления задается нужная температура, после чего этот блок уменьшает скорость откачки паров гелия (по линии 17) и включает нагреватель держателя образца, пока температура образца не достигнет заданной. Грубая регулировка осуществляется регулировкой потока откачиваемого газа, а тонкая — с помощью нагревателя.

Фотография самого криостата и детали его внутреннего устройства показаны на рис. 2а, б соответственно.

Исследуемый образец 18 помещается в держатель 9 и закрепляется прижимной гайкой 19, что обеспечивает тепловой контакт образца с держателем 9.

Гамма-резонансное (мессбауэровское), рентгеновское или оптическое облучение исследуемого образца происходит через окна 20. Эти окна находятся при комнатной температуре, они

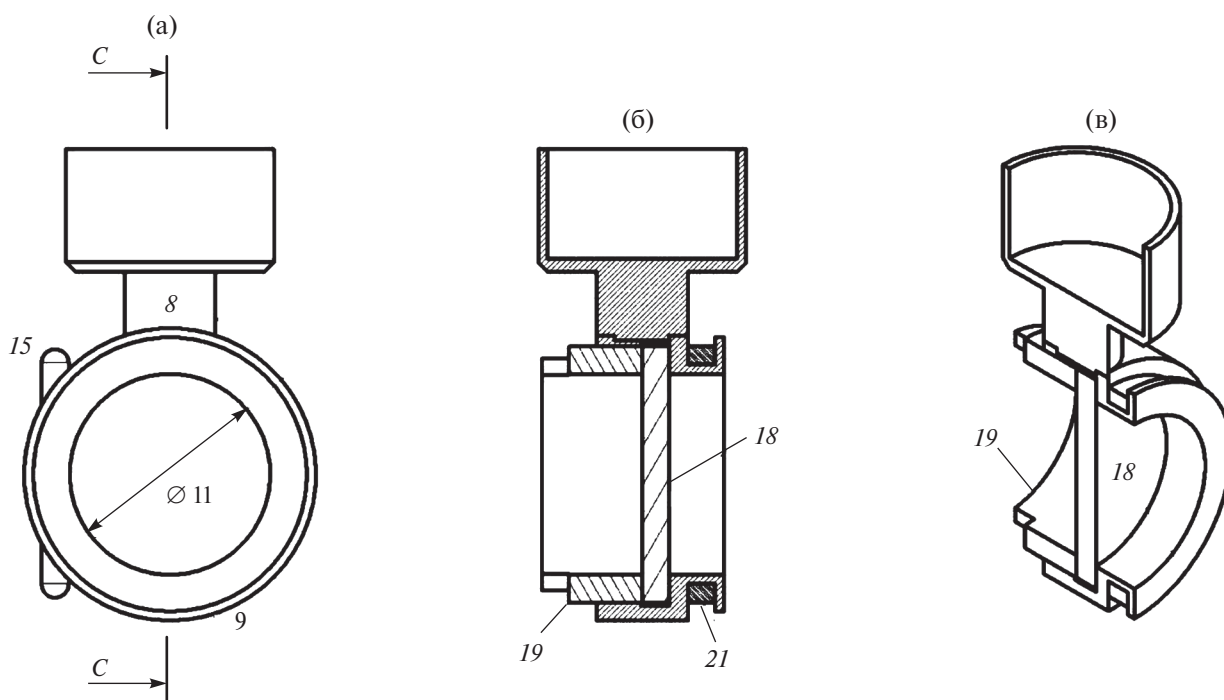


Рис. 3. Детали элементов держателя образца в криостате в различных проекциях (а–в): 8 — “холодный палец”, 9 — держатель образца, 15 — термодатчик, 18 — образец, 19 — прижимная гайка, 21 — нагреватель

не подвержены низкотемпературным нагрузкам. Держатель образца со всех сторон окружен “тепловым” экраном (не показан на рис. 2б), который имеет температуру “холодного пальца” и представляет собой медный стаканчик с окнами для пропускания излучения, оклеенный тонким майларом. Этот экран принимает на себя излучение теплых наружных стенок, на образец же оно не попадает.

В нашем мессбауэровском криостате окна выполнены из плексигласа, который клеивается в специальные оправки. Для изготовления окон также можно использовать майлар или бериллий [1]. Такие окна могут быть также использованы и для рентгеноструктурных исследований. Для оптических исследований окна могут быть выполнены из материала, имеющего область пропускания в диапазоне исследований, например, из оптического стекла, сапфира или кварца.

При проведении мессбауэровских экспериментов необходимо максимально сблизить источник γ -квантов с детектором, так как от этого зависят качество спектров и длительность экспериментов. Для этого необходимо минимизировать расстояние между наружными окнами криостата. В разработанном нами криостате расстояние между наружными окнами определяется диаметром корпуса криостата и составляет всего 36 мм (см. фотографию и масштаб на рис. 2а). Это обеспечивает его отличную совместимость с мессбауэровским спектрометром и другими приборами, например с магнитами. При этом эффективный размер исследуемого образца может достигать 11 мм (см. рис. 3).

Существенной особенностью данного криостата является устройство держателя образца. Оно подробно изображено на рис. 3.

Главными задачами при создании криостата МКПГ были устранение градиента температуры по образцу и стремление обеспечить измерение температуры максимально достоверным. Это было достигнуто тем, что сам держатель образца 9 (см. рис. 3) был сделан максимально миниатюрным и легким, он обеспечивал тепловой контакт с образцом по всему его периметру, а “холодный палец” 8 — максимально коротким и толстым. Это обеспечило оптимальный отток тепла от образца и наилучшее его захлаживание. На втулке держателя образца 9 монтируются нагреватель 21 и датчик температуры 15, которые используются для регулирования и измерения температуры образца.

Нагреватель образца 21 (резистивная “печка”) размещен в специальном П-образном углублении (имеющем цилиндрическую форму), охватывающем весь периметр образца 18 (см. рис. 3б). Это обеспечивает максимальную равномерность прогрева образца и позволяет избежать наличия градиентов температур по образцу. Датчик температуры 15 (рис. 3а) прижимной гайкой 19 плотно прижат к образцу 18 (рис. 3а). Это обеспечивает измерение истинной температуры образца, а не прилегающих частей.

Контроль за функционированием криостата осуществляют с помощью блока управления 5 (рис. 1), который соединен с датчиком температуры, нагревателем и насосами. Пары хладагента, испарившегося при контакте с держателем образца, отводятся из криостата через выхлопную трубку 10 в переливном устройстве 2 (рис. 1). В дальнейшем они либо выбрасываются в атмосферу, либо поступают в ожижитель.

Облучение образца, от которого регистрируется экспериментальный спектр, проходит через окно 20 в корпусе криостата (см. рис. 2а). Спектры излучения могут быть в оптическом, рентгеновском или гамма-диапазонах.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

При использовании нашего криостата в мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe обычно исследуемый образец имеет форму тонкой пластины, которая упакована в кювету из алюминиевой фольги. Такая фольга является прозрачной для гамма-лучей (проходящих через образец) с энергией 14.4 кэВ от радиоактивного источника ^{57}Co . Высокая теплопроводность алюминия обеспечивает равномерное распределение температуры по образцу, и градиент температуры фактически отсутствует.

При необходимости в конструкцию держателя образца можно добавить прокладку между корпусом 9 и образцом 18 кольцевой формы из индиевой или свинцовой фольги (рис. 3б, в). Прокладки из этих металлов благодаря их пластичности обеспечат максимальную площадь теплового контакта между корпусом и образцом.

Близким аналогом нашего криостата МКПГ является криостат (установка) CF1104 фирмы Oxford [8], в котором сделана попытка снизить градиент температуры путем увеличения массы “холодного медного пальца”. Предполагалось, что по массивному “медному пальцу” потоки

тепла будут распространяться быстрее, чем по более легкому, и градиенты сгладятся. Также считалось, что быстрые колебания температуры, сопровождающие переход от гелиевых к повышенным температурам, будут нивелироваться большой инертностью “холодного пальца”.

Конструкция “печки” (нагревателя) также была сделана в расчете на быстрое распространение потоков тепла по “холодному пальцу”. Нагреватель и датчик температуры в криостате CF1104 крепятся сбоку к держателю образца в предположении, что градиента температур по держателю образца нет [8]. Однако на противоположный край образца тепло может попасть только благодаря теплопередаче через весь образец. В этом случае неизбежен градиент температур на образце. В результате повышение массы “холодного пальца” привело лишь к увеличению расхода гелия [8].

4. ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КРИОСТАТА МКПГ В МЕССБАУЭРОВСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Испытания работы криостата в реальном эксперименте были проведены на мессбауэровском спектрометре при измерении спектров ядерного гамма-резонанса на ядрах изотопа ^{57}Fe в образцах высокотемпературных сверхпроводников на основе купратов серии 1–2–3 (YBC), в которых часть атомов меди замещалась атомами железа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7(^{57}\text{Fe})$ [9–13]. Было изучено магнитное поведение атомов Fe в соединениях $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})_3\text{O}_y$ в сверхпроводящем (СП) и не-сверхпроводящем состояниях (при электронном и дырочном допировании).

Образец в форме круглой пластины диаметром 8 мм и толщиной около 0.5 мм размещался в рабочем объеме криостата. После откачки и захлаживания криостата устанавливалась минимальная температура 4.2 К и проводилось первое измерение мессбауэровского спектра. Затем температура поэтапно повышалась путем уменьшения газового потока через криостат и подогрева образца с помощью резистивной печки с шагом 5 К, далее температура фиксировалась на определенном уровне. Измерение спектров проводилось при каждой фиксированной температуре в диапазоне от 4.2 до 298 К. Время измерения каждого спектра составило около 12 ч. Измере-

ния проводились круглосуточно. Полный цикл измерений одного образца составил 1 неделю.

Известно, что в структуре 1–2–3 (YBC) атомы железа могут частично входить в позиции меди Cu1 и Cu2, различающиеся числом атомов кислорода в ближайшем окружении [13]. На рис. 4 показаны мессбауэровские спектры при некоторых температурах образцов сверхпроводника, обогащенного кислородом, $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})_3\text{O}_{7.07}$ (рис. 4а), и этого же соединения после отгонки кислорода, $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})_3\text{O}_{6.36}$ (рис. 4б).

При низких температурах в спектрах обоих образцов наблюдается магнитное расщепление резонансных линий. Это указывает на магнитное упорядочение атомов железа. Магнитное упорядочение атомов Fe обнаружено как в позициях Cu1, так и в позициях Cu2. С ростом температуры расщепление линий уменьшается и спектры переходят в квадрупольные дублеты. Это указывает на магнитный фазовый переход из магнитно-упорядоченного состояния в парамагнитное.

По температурной зависимости магнитного сверхтонкого поля на ядрах железа рассчитано значение температуры магнитного упорядочения атомов железа T_m . Установлено, что в сверхпроводящем образце наблюдается одна точка магнитного упорядочения при температуре $T_{m1} \approx 16$ К для всех атомов Fe в узлах подрешетки Cu1 [11, 12]. Это указывает на сосуществование сверхпроводимости с магнитными корреляциями в Cu1-подрешетке [13].

В образце, обедненном кислородом, $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})_3\text{O}_{6.36}$, наблюдаются два магнитных фазовых перехода: низкотемпературный для подрешетки Cu1 при $T_{m1} \approx 20$ К и высокотемпературный для подрешетки Cu2 при $T_{m2} \approx 405$ К [11]. Установлено, что магнитный порядок в подрешетке Cu1 может быть порядком типа спинового стекла или может соответствовать антиферромагнитной структуре типа AF2, обнаруженной в системе, легированной кобальтом $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Co}_x)_3\text{O}_y$, тогда как Cu2-подрешетка упорядочивается антиферромагнитно, возможно, со структурой типа AF1 [11].

Проведенные эксперименты подтвердили целесообразность применения криостата для проведения исследований по заказам в области науки и техники.

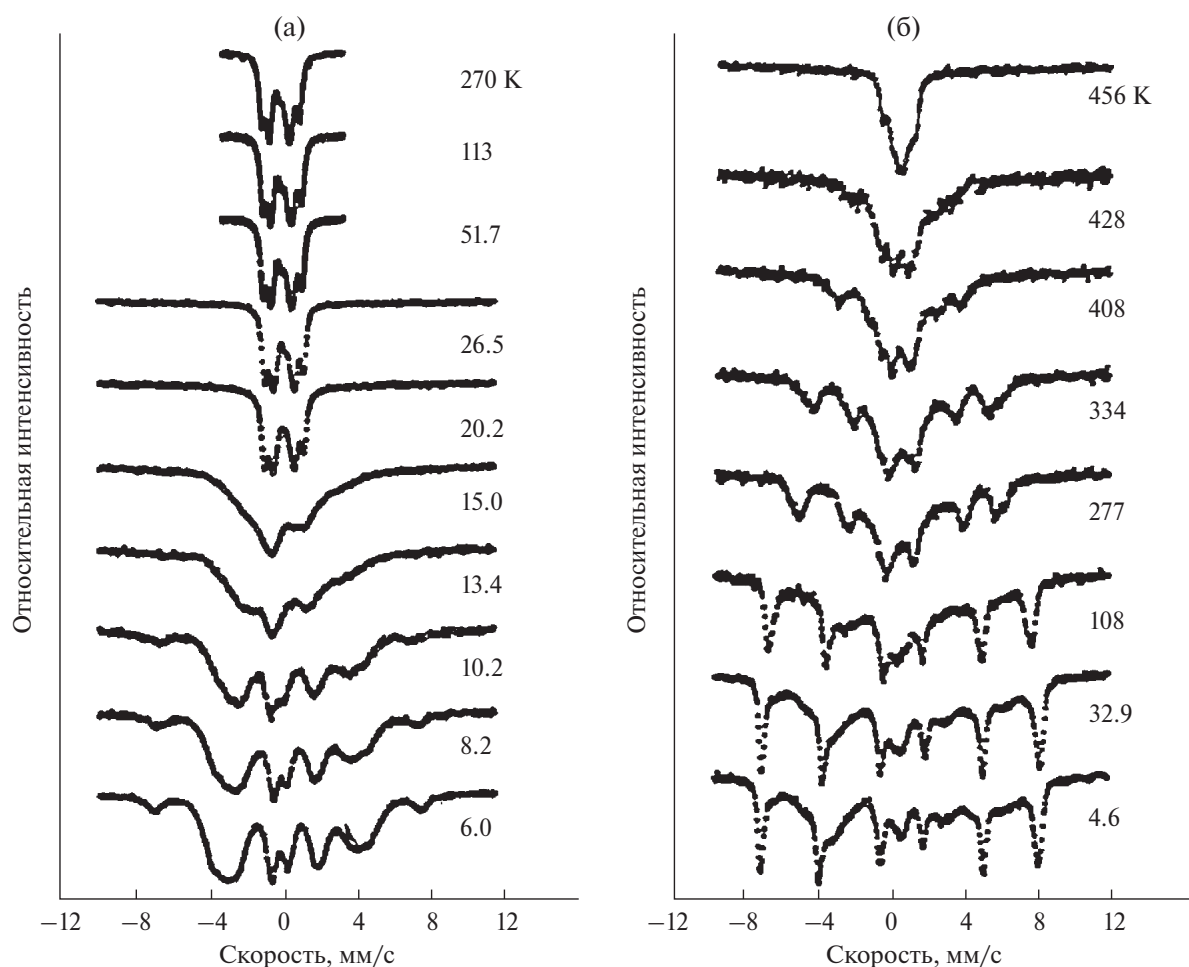


Рис. 4. Мессбауэровские спектры высокотемпературных сверхпроводников серии 1-2-3 (YBC), допированных атомами железа, $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_7$, при различных температурах: **а** – спектры сверхпроводника, обогащенного кислородом, $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})_3\text{O}_{7.07}$, **б** – спектры этого соединения после отгонки кислорода, $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})_3\text{O}_{6.36}$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана конструкция и изготовлен криостат, предназначенный для мессбауэровской спектроскопии, оптических и рентгеноструктурных исследований кристаллов с минимальным уровнем вибраций. Широкий диапазон рабочих температур (4.2–300 K) позволяет использовать криостат для комплексного исследования магнитных и оптических свойств, а также структурных и электронных превращений в различных материалах. Криостат успешно апробирован в ходе серии мессбауэровских экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уайт Г.К. Экспериментальная техника в физике низких температур (справочное руководство)/пер. с англ. под ред. А.И. Шальникова. Москва: Физматгиз, 1961 С. 203.
2. Williams J.M. Cryogenics (Guildf). 1975. V. 15. № 6. P. 307.
[https://doi.org/10.1016/0011-2275\(75\)90077-6](https://doi.org/10.1016/0011-2275(75)90077-6)
3. Наумов П.Г., Любутин И.С., Фролов К.В., Демиков Е.И. // ПТЭ. 2010. № 5. С. 158.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=15249455>
[Naumov P.G., Lyubutin I.S, Frolov K.V. and Demikhov E.I. Inst. Exp. Tech. 2010. Vol. 53. № 5. P. 770.
<https://doi.org/10.1134/S0020441210050301>.]
4. Старчиков С.С., Фунтов К.О., Заяханов В.А., Фролов К.В., Кленов М.Г., Бондаренко И.Ю., Любутин И.С. // ПТЭ. 2023. № 2. С. 1.
<https://doi.org/10.31857/S003281622302026X>

- [*Starchikov S.S., Funtov K.O., Zayakhanov V.A., Frolov K.V., Klenov M.G., Bondarenko I.Yu. and Lyubutin I.S.* Inst. Exp. Tech. 2023. V. 66. № 3. P. 497. <https://doi.org/10.1134/S0020441223020239>.]
5. Великанов Д.А., Юркин Г.Ю., Патрин Г.С. // Научное приборостроение. 2008. Т. 18. № 3. С. 88. <https://elibrary.ru/item.asp?id=11688374>
 6. Cryo Industries of America, Inc. Continuous Flow Cryogenic Workstation Cryostats. <http://www.cryoindustries.com/moss.htm>
 7. Любутин И.С., Морозов О.Н. Патент РФ № 2820222, 2024.
 8. Oxford Instruments Ltd “Oxford Laboratory Cryostats” (фирменный рекламный проспект).
 9. Любутин И.С., Терзиев В.Г., Морозов О.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 1146. [*Lyubutin I.S., Terziev V.G., Morozov O.N.* JETP Lett. 1990. V. 52. P. 550.]
 10. *Lyubutin I.S., Terziev V.G., Dmitrieva T.V. and Nasu S.* Hyperfine Interact. 1992. V. 70. P. 1203. <https://doi.org/10.1007/BF02397545>
 11. *Lyubutin I.S., Terziev V.G., Luchko S.V., Shapiro A.Ya., Balagurov A.M., Bonch-Osmolovski G.A.* Physica C. 1992. V. 199. P. 296. [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90414-8](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90414-8)
 12. *Lyubutin I.S., Terziev V.G., Dmitrieva T.V., Luchko S.V., Shapiro A.Ya.* Solid State Commun. 1993. V. 86. № 10. P. 651. [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(93\)90833-9](https://doi.org/10.1016/0038-1098(93)90833-9)
 13. Любутин И.С., Смирновская Е.М., Терзиев В.Г., Шапиро А.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 4. С. 196. [*Lyubutin I.S., Smirnovskaya E.M., Terziev V.G. and Shapiro A.Ya.* // JETP Lett. 1988. V. 47. № 4. P. 238.]

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.073.24

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ ПРОВОДЯЩИХ СФЕР

© 2026 г. Е. Г. Апушкинский, Е. В. Гольдберг*, В. П. Савельев, А. С. СклЯрова

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Российская Федерация, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29 лит. Б*

**E-mail: goldberg_ev@spbstu.ru*

Поступила в редакцию 04.12.2025

После доработки 22.12.2025

Принята к публикации 30.01.2026

Представлена конструкция установки, позволяющая провести эксперименты по проверке теории взаимодействия двух заряженных тел. Приведены описание отдельных элементов конструкции и их основные технические характеристики. Даются результаты испытания данной установки и сравнение их с расчетами. Конструкция применяется в качестве учебной лабораторной установки, а также может быть использована как прототип для электросепарации твердых смесей или электроочистки газов. Выполнение данной лабораторной работы возможно дистанционно.

DOI: 10.7868/S3034564226030202

1. ВВЕДЕНИЕ

Приведенная лабораторная установка используется для проведения работ студентами по исследованию явления возникновения силы взаимного притяжения двух заряженных металлических сфер при подаче напряжения на одну из сфер при заземлении второй. Поле изолированной заряженной сферы, как хорошо известно, выглядит так, как показано на рис. 1. Когда мы используем две сферы, заряд сообщается с верхней сферой (рис. 2) путем подключения ее к высоковольтному блоку питания (ВБП). Вторая сфера, находящаяся на весах, расположена на стойке, которая соединена проводом с заземлением на корпусе установки. При подаче напряжения на верхнюю сферу весы, на которых расположена заземленная сфера, показывают уменьшение веса сферы, что говорит о взаимном притяжении двух сфер.

Возьмем две проводящие сферы, одной из которых сообщим заряд, а другую поместим рядом и заземлим. На заземленной сфере появятся индуцированные заряды противоположных знаков. Они будут притягиваться. Если сферы разнести на расстояние, гораздо большее, чем

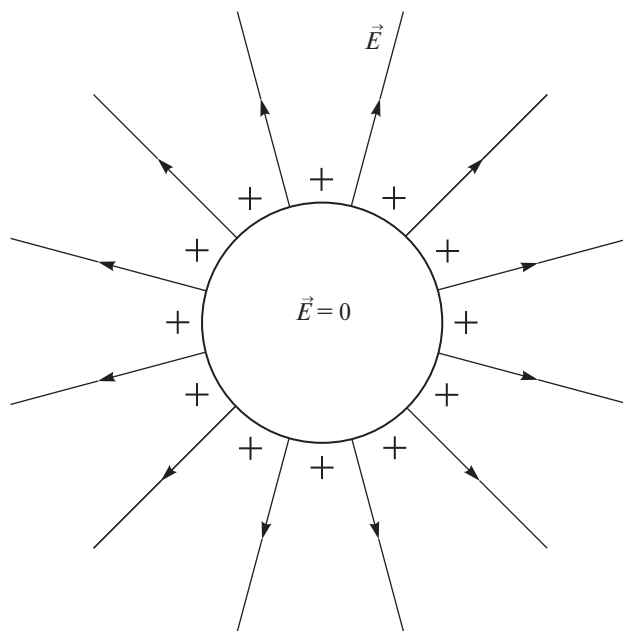


Рис. 1. Поле изолированной заряженной сферы

их радиусы, то снаружи электрическое поле исходно заряженной сферы не будет отличаться от поля точечного заряда, помещенного в ее центр.

Зарядить сферу можно, например подключив к ней источник внешнего напряжения. Тогда,

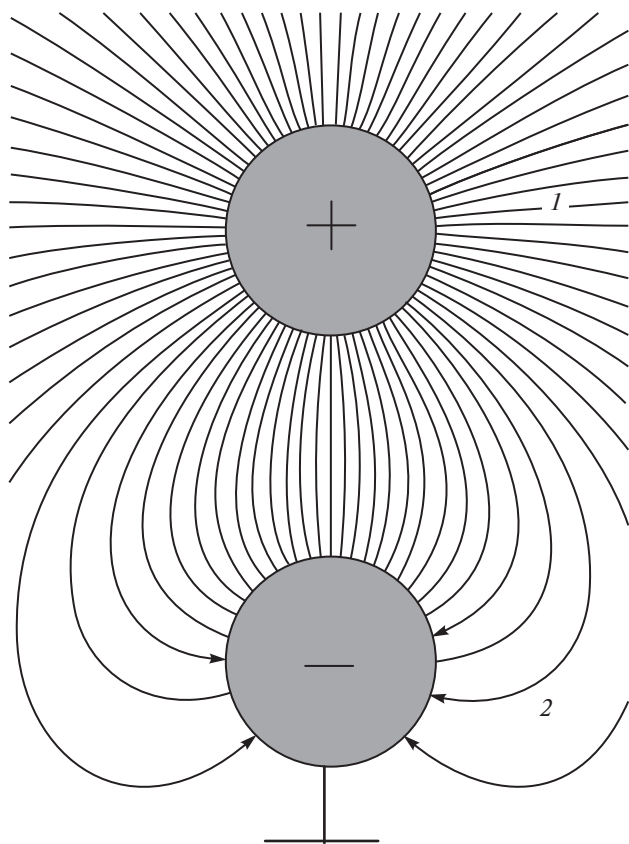


Рис. 2. Поле заряженной сферы 1 вблизи заземленной сферы 2

зная радиус сферы R , легко получить ее заряд q [1]:

$$q = 4\pi\epsilon_0 R\phi, \quad (1)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, R – радиус сферы, ϕ – потенциал сферы.

В некоторых случаях рассчитать индуцированный на проводнике заряд можно, используя метод изображений, который состоит в подборе фиктивных зарядов вне рассматриваемой области, таких что их совместное с реальными зарядами поле обеспечивает заданные граничные условия (потенциал на границе).

Когда источником внешнего электростатического поля служит проводящая сфера 1, заряженная до потенциала $\phi > 0$, а вторая проводящая сфера 2, расположенная вблизи сферы 1, не заряжена и заземлена (т. е. потенциал на поверхности второй сферы равен нулю), в обеих сферах создается множество зарядов-изображений, точки расположения которых от центров сфер рассчитываются из условия равенства нулю потенциала на поверхности сферы 2 и постоянства потенциала сферы 1. Аналитическое решение задачи взаимодействия данных сфер, располо-

женных на близком расстоянии, затруднительно и требует применения расчетов численными методами. Детальное рассмотрение этой задачи сделано в работе [2].

2. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ

На рис. 3 представлена схема экспериментальной установки с обозначением сил, действующих на сферы 1 и 2. На рис. 4 представлен общий вид установки.

В работе исследуется взаимодействие двух одинаковых проводящих сфер 1 и 2 радиусами 34 мм, толщина стенок 3 мм, материал АМр5. Сфера 1 закреплена сверху на приводе

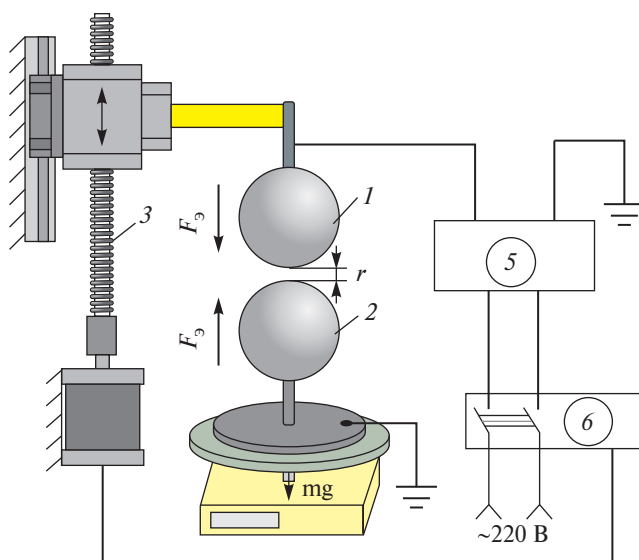


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – проводящие сферы, 3 – привод вертикального перемещения, 4 – лабораторные весы, 5 – высоковольтный источник напряжения, 6 – блок управления

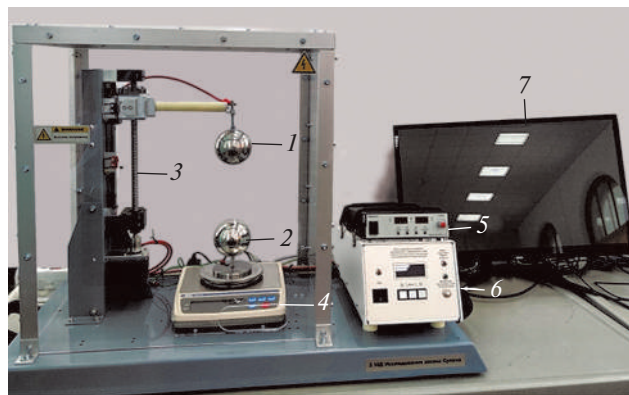


Рис. 4. Общий вид экспериментальной установки: 1, 2 – проводящие сферы, 3 – привод вертикального перемещения, 4 – лабораторные весы, 5 – высоковольтный источник напряжения, 6 – блок управления, 7 – компьютер

вертикального перемещения 3 и подключена к высоковольтному источнику напряжения 5 изолированным проводом. В установке использован высоковольтный блок питания Teslaman TSM6000i со следующими параметрами:

- максимальное выходное напряжение – 30 кВ;
- максимальная выходная мощность – 30 Вт;
- габаритные размеры (д×ш×в) – $217 \times 141.2 \times 40$ мм³;
- масса – 1.8 кг.

Сфера 2 расположена на лабораторных весах 4 и заземлена. Использованы электронные весы A&D EK-610I со следующими параметрами:

- НПВ – 600 г;
- дискретность – 0.01 г;
- размер платформы $d = 110$ мм;
- габаритные размеры (д×ш×в) – $190 \times 218 \times 55$ мм³;
- масса – 1.1 кг;
- класс точности – II (ГОСТ 53228-08);
- единиц измерения – 9 (грамм, карат, фунт, унция и др.).

Заряд верхней сферы можно изменять регулировкой подаваемого напряжения от источника 5, а воздействие ее на нижнюю сферу будет зависеть от их взаимного расстояния, изменяемого с помощью привода вертикального перемещения верхней сферы с помощью блока управления 6. В данном блоке для управления шаговым двигателем используется специализированный контроллер, построенный на основе готового промышленного силового драйвера и микроконтроллерной платы управления.

Максимально возможное расстояние между сферами равно 100 мм, а минимальное – 12 мм. Погрешности прямых измерений соответствуют погрешностям приборов. Точность воспроизведения результатов прямых измерений при повторении опытов лежит в пределах погрешности измерений.

В целях обеспечения требований техники безопасности сферы весы и привод вертикального перемещения помещены в прозрачный кожух, который перекрывает доступ к элементам установки, когда на них подается высокое напряжение.

В дистанционном варианте работы к лабораторной установке подключается компьютер 7 (рис. 4), позволяющий удаленно управлять установкой, и видеокамера для наблюдения за

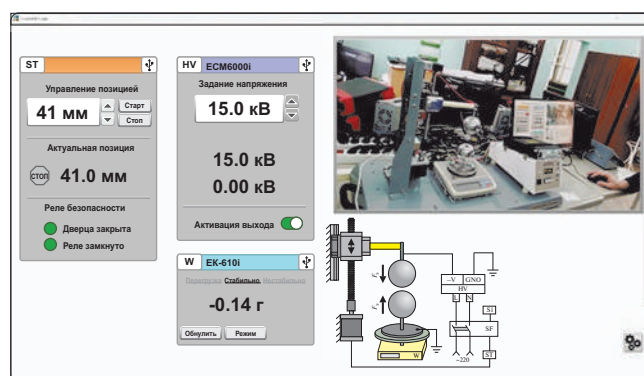


Рис. 5. Общий вид рабочего стола с запущенной программой управления

выполнением работы в режиме реального времени. Студентам для выполнения работы в дистанционном режиме потребуются персональные компьютеры с возможностью подключения к онлайн-конференциям. При этом можно дистанционно управлять рабочим столом со своего компьютера. Допуск к работе осуществляется через видеоконференцию в режиме управления удаленным рабочим столом. Для записи результатов измерений может использоваться как бумажный, так и электронный протокол (по решению преподавателя). Факт выполнения фиксируется видеозаписью собрания.

Вид рабочего стола персонального компьютера показан на рис. 5. Панели ST, HV и W приводом вертикального перемещения верхней сферы дублируют реальный блок управления 6, источник высоковольтного напряжения 5 и лабораторные весы 4 соответственно. В верхнем правом углу транслируется работа экспериментальной установки в режиме реального времени. В правом нижнем углу показана схема установки (рис. 3).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Результаты эксперимента представлены на рис. 6. Опыты были проведены для двух значений напряжения на верхней сфере. Вид экспериментальных зависимостей оказался почти одинаковым.

Сравнение экспериментальной кривой взаимодействия двух заряженных сфер с силой взаимодействия между сферами, вычисленной по закону Кулона, приведено на рис. 7. Для более удобного сравнения кривых величины сил и расстояния приведены в безразмерном виде: величины сил, экспериментально полученной

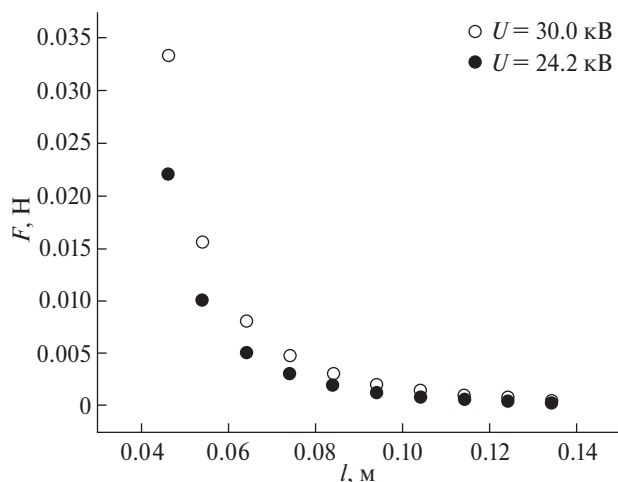


Рис. 6. Зависимость силы взаимодействия между сферами 1 и 2 от расстояния между центрами сфер при напряжении на сфере 1, равном 30 кВ (пустые кружки) и 24.2 кВ (заполненные кружки)

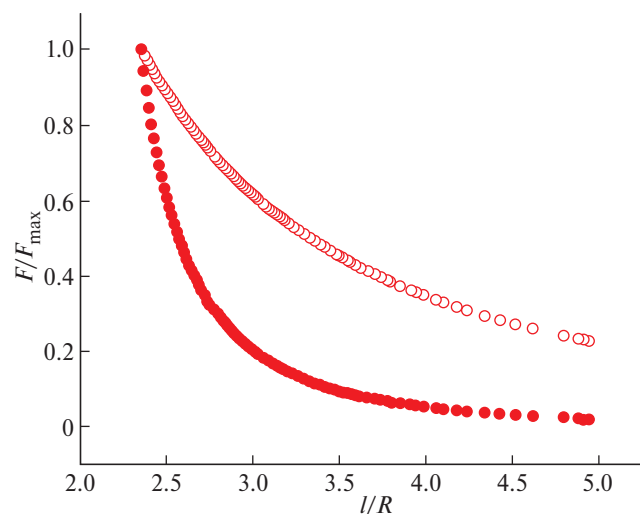


Рис. 7. Зависимость нормированной силы взаимодействия между сферами 1 и 2 от расстояния между центрами сфер, отнесенного к радиусу сферы (заполненные кружки), и теоретическая зависимость нормированной силы Кулона (пустые кружки). Напряжение на сфере равно 30 кВ

и рассчитанной, отнесены к их максимальным значениям, а вместо расстояния между сферами взято его отношение к радиусу сферы.

В связи с тем, что сферы имеют диаметры, которыми нельзя пренебречь при тех расстояниях, на которых анализируются их взаимодействия в данной работе, естественно ожидать отличия от кулоновского закона (зависимость силы взаимодействия между сферами от расстояния между этими сферами), что и демонстрируют эксперименты, проводимые на нашей установке (рис. 7). Однако детальный учет распределения заряда по

поверхностям этих сфер, который сделан, например, в работе [2], позволяет получить хорошее согласие теории и эксперимента. Тем не менее, если сфера 1 расположена на таком расстоянии от сферы 2, что ее можно считать точечным зарядом ($l \gg R$), проблема сводится к решению задачи о взаимодействии заземленной сферы с точечным зарядом. Эта задача проще, и можно получить аналитическую зависимость из работы [2] и сравнить с экспериментальными результатами, получаемыми на этой установке. Они хорошо коррелируют.

4. ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Конструкции, работающие на аналогичных принципах, но обычно имеющие другие формы заряженных поверхностей, используются в:

- электростатических сепараторах для разделения материалов;
- электростатических подвесах для бесконтактного удержания объектов;
- измерительных приборах для определения заряда или напряжения;
- копировальных аппаратах для переноса тона.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показанная установка используется в учебной лаборатории физики и математики СПбПУ Петра Великого для самостоятельной работы студентов. Установка позволяет двум студентам в течение двух академических часов работать в лаборатории под наблюдением преподавателя. В дистанционном режиме должен находиться лишь сотрудник, включающий и выключающий установку. Снятие показаний с приборов студенты проводят, руководствуясь учебным пособием [3], а обработку результатов ведут согласно работе [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов В.К. Физика. Электромагнетизм: учеб. пособие. СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2022.
2. Саранин В.А. // УФН. 1999. Т. 169. № 4. С. 453. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0169.199904f.0453>
3. Физика. Электромагнетизм. Практикум: учеб. пособие/под ред. Е.Г. Апушкинского. СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2024.
4. Физика. Практическая обработка экспериментальных данных: методические указания/сост. Б.Д. Агапьев, С.С. Козловский. СПб.: Изд. Санкт-Петербургского государственного политехнического университета, 2012.

ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 681.785.5

КОМПЛЕКСНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ СПЕКТРОМЕТРА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ JOBIN YVON RAMANOR U1000 ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ МИКРООБЪЕКТОВ

© 2026 г. М. Н. Коваленко, Д. В. Кохнюк, Е. А. Чесновская, К. В. Козадаев

Поступила в редакцию 12.12.2025

После доработки 05.01.2026

Принята к публикации 19.02.2026

DOI: 10.7868/S3034564226030210

Спектрометр RAMANOR U1000, разработанный в 1980-х годах компанией Jobin Yvon, характеризуется высоким спектральным разрешением ($\sim 0.1 \text{ см}^{-1}$) и эффективным подавлением побочного рассеянного света (до $10\text{--}14$ на расстоянии 10 см^{-1} от линии возбуждения) в диапазоне длин волн от 200 до 1100 нм, что обеспечивается применением двойного монохроматора с фокусным расстоянием 1 м и голографическими дифракционными решетками (1800 штр/мм), а также наличием промежуточной камеры фильтрации рассеянного света. В базовой версии спектрометра Jobin Yvon U1000 использовались фотоэлектронные умножители (ФЭУ) в режиме счета фотонов, а источником возбуждения служил газовый лазер (например, аргонный лазер с длиной волны 488 или 514 нм). Управление осуществлялось вручную или полуавтоматически [1]. Таким образом, наиболее существенными недостатками оригинального прибора являлись устаревшая система регистрации и отсутствие системы автоматизированного прецизионного перемещения образцов. Современные задачи спектроскопического анализа [2] обусловили необходимость обновления прибора в соответствии с развивающимися стандартами оборудования в области исследования комбинационного рассеяния света (КРС) [3].

Аппаратура модернизированного спектрометра КРС размещена на специально разработанном оптическом столе из профилей (рис. 1), обеспечивающем необходимую жесткость, термо- и вибростабильность оптической системы. В модернизированный спектрометр интегрирован тринокулярный оптический микроскоп Nikon Eclipse LV150 [4]. В качестве нового источ-

ника установлен твердотельный одномодовый лазер LCS-DTL-317 (длина волны 532 нм, полуширина спектральной линии генерации 10^{-5} нм , мощность до 54 мВт). Лазер работает в непрерывном режиме и оснащен воздушным охлаждением. Диаметр пятна фокусировки лазерного излучения не превышает 1 мкм (рис. 2а). Излучение лазера поступает через светофильтр в телескоп – расширитель пучка и через поляризационный кубик и объектив направляется на образец. Излучение образца собирается этим же объективом, проходит через поляризационный кубик без изменения направления, отражается светоделителем в спектрометр для анализа спектрального состава рассеянного света (рис. 2).

Полученные данные фиксируются с помощью спроектированной и изготовленной системы регистрации, смонтированной в едином блоке, который питается от сети напряжением



Рис. 1. Общий вид модернизированного спектрометра комбинационного рассеяния Jobin Yvon U1000

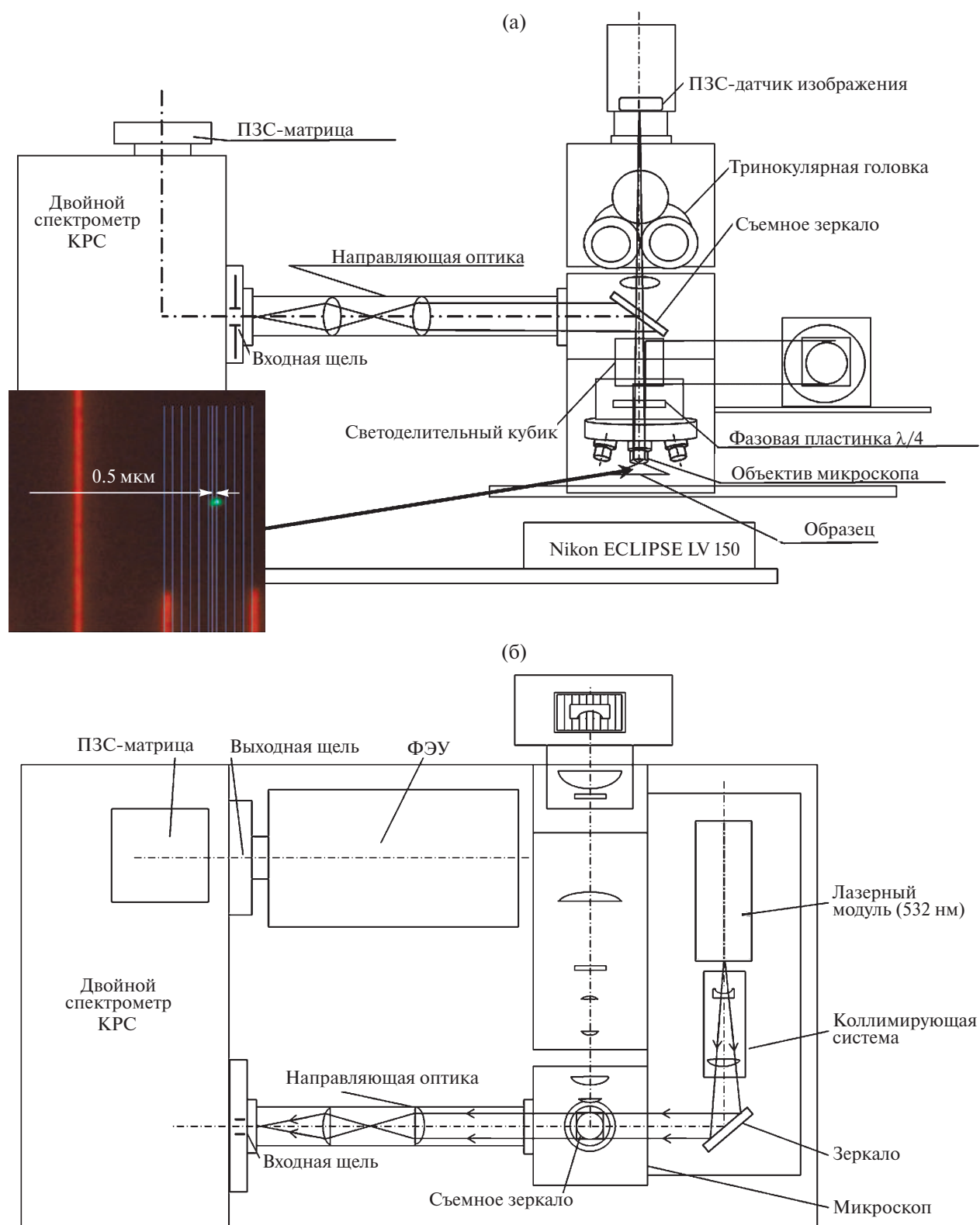


Рис. 2. Схема модернизированного прибора Ramanor U1000: **а** – фронтальный вид и изображение лазерного пятна на объект-микрометре, **б** – вид сверху

220–230 В. Дополнительно разработаны модули, обеспечивающие управление шаговыми приводами монохроматоров и столика образца, а также параметрами лазера, включая регулировку выходной мощности.

В системе реализованы несколько режимов оптимизации регистрации данных. При регистрации слабых спектров КРС низкоразмерных структур для повышения полезного сигнала используется режим объединения пикселей (биннинг), позволяющий группировать заряды с соседних пикселей до этапа оцифровки, на котором возникает шум. Высокую скорость процесса измерения обеспечивает режим работы с областями интереса: считывание данных происходит только с определенных участков матрицы, на которые проецируется спектр. Компьютеризированный блок регистрации (рис. 3) обеспечивает работу с двумя типами детекторов, которые были спроектированы и изготовлены в лаборатории.

Детектор излучения на базе ФЭУ типа R928 (Hamamatsu) предназначен для регистрации в спектральном диапазоне от 185 до 900 нм в режиме счета фотонов. Детектор установлен в термостатируемый корпус, охлаждаемый при помощи элемента Пельтье, с принудительным водяным охлаждением. Такая конструкция обеспечивает компактность и низкий уровень темнового сигнала (до 5 темновых отсчетов в секунду при охлаждении до -60°C), что гарантирует высокое качество получаемых данных. Для предварительного усиления и обработки сигналов фотоприемника разработан и изготовлен усилитель-дискриминатор, который позволяет работать на частотах до 400 МГц и регистрировать однофотонные импульсы во временном интервале порядка 10 нс, что, кроме прочего, дает возможность работать с возбуждающим лазером, генерирующим в импульсном режиме.

Многоканальный детектор сигналов КРС на базе прибора с зарядовой связью (ПЗС) линейки S10141-1108s (Hamamatsu) предназначен для регистрации оптического излучения в спектральном диапазоне от 200 до 1100 нм с возможностью длительного накопления сигнала. Многоканальный детектор также укомплектован одноступенчатым охлаждением ПЗС-линейки при помощи элемента Пельтье. Фотоприемник применяется для одновременной регистрации участка спектра шириной 30 нм, он имеет высокое пространственное разрешение (количество пикселей по длине равно 2048, по высоте – 250) при их сравнительно небольшом размере 12×12 мкм. Высокая чувствительность обуславливается применением технологии “подсветки” пикселей (back-illuminated [3]), его квантовая эффективность в максимуме достигает 90 %.

Для обработки сигналов разработан программно-аппаратный модуль на базе программируемой логической матрицы, реализующий двухканальный режим счета фотонов и двухканальный аналоговый интерфейс к фотоприемникам типа фотодиод. Блок регистрации оснащен встроенным компьютером на базе процессора класса ARM9, обеспечивающим автономность и гибкость управления. Блок регистрации сопряжен со специально разработанным программным обеспечением, позволяющим автоматизировать процедуру измерений. Для передачи данных используется скоростной интерфейс 1000 Мбит/с Ethernet, при этом большой объем внутренней оперативной памяти (до 128 Мб) позволяет эффективно обрабатывать и хранить значительные массивы информации.

На представленном спектре микрокристалла алмаза (рис. 4) отчетливо виден характерный пик, свидетельствующий о высокой чувствительности и спектральном разрешении модер-

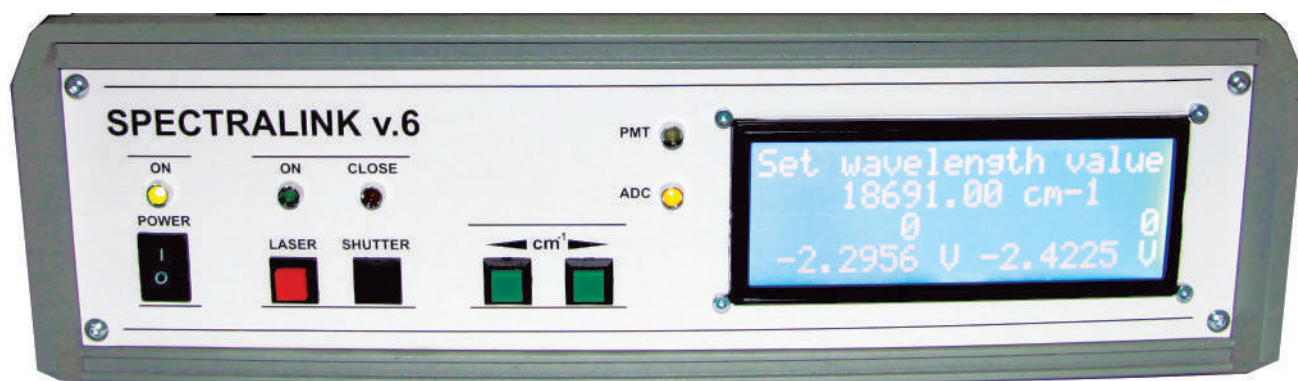


Рис. 3. Передняя панель блока регистрации и управления

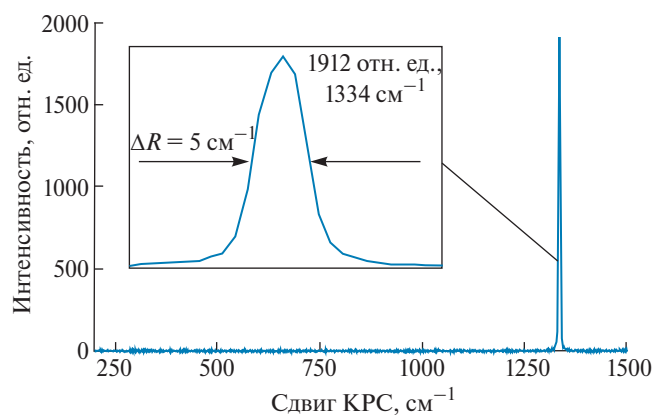


Рис. 4. Спектр микрокристалла алмаза, полученный на модернизированном приборе (время накопления сигнала 100 мс)

низированного спектрометра. Уровень шума варьируется в пределах от 3 до 13 отн. ед. и составляет менее 1% интенсивности характерного пика.

Адрес для справок: Республика Беларусь, 220030, Минск, пр. Независимости, 4. Белорусский государственный университет, НИЛ спектроскопических систем. E-mail: kovalenkom@bsu.by

Проведенная глубокая модернизация Jobin Yvon U1000 охватывает как аппаратную, так и программную части, что позволило значительно расширить его функциональность. Результаты модернизации демонстрируют способность спектрометра эффективно анализировать микрообъекты, обеспечивая надежные данные для исследования их молекулярной структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jobin Yvon RAMANOR U1000 manual. Paris: HORIBA Jobin Yvon, 1978.
2. Дидковский Я.И., Коваленко М.Н., Минько А.А., Последович М.Р. // Вестник БГУ. Сер. 1. 2013. № 1. С. 20.
3. Singh D.K., Pradhan M., Materny A. Modern Techniques of Spectroscopy. Singapore: Springer, 2022.
4. Industrial Microscopes LV150/150 A/100D. Tokyo: Nikon Corporation, 2006.

**ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ,
ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ**

УДК 53.07

**НАЗЕМНЫЙ ПРИЕМОПЕРЕДАТЧИК КОМАНДНОЙ
РАДИОЛИНИИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ КОМПЛЕКСАМИ НАУЧНЫХ
КОСМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

© 2026 г. Д. В. Лисин

Поступила в редакцию 14.01.2026

После доработки 19.01.2026

Принята к публикации 30.01.2025

DOI: 10.7868/S3034564226030228

Несмотря на тенденцию ухода космических радиолиний во все более высокочастотные СВЧ-диапазоны, актуальность радиолиний, работающих в диапазоне метровых волн, продолжает сохраняться. Главное их преимущество — возможность организовать информационный контакт с комплексом аппаратуры с использованием ненаправленной антенны в условиях неопределенности точного местоположения космического аппарата. Такая ситуация может сложиться, например, при одновременном выводе на орбиту сразу нескольких малых спутников, а также в случае значительных отклонений параметров запуска от расчетных. В этих случаях, как показала практика, зачастую нет возможности оперативно получить высокоточные орбитальные параметры движения конкретного космического аппарата, а значит, и организовать его сопровождение автоматизированной системой управления следящей направленной антенной, что делает невозможным работу классической СВЧ-радиолинии.

Основными недостатками использования метрового диапазона являются значительная зашумленность промышленными и бытовыми помехами как в районе наземных станций, так и на борту самого космического аппарата, относительная сложность развертывание бортовых антенн по сравнению с компактными антеннами СВЧ-диапазона, чрезвычайно низкие по современным меркам скорости передачи данных. Тем не менее вопросы электромагнитной совместимости на борту в большинстве случаев могут быть решены, схемы разворачивания метровых ненаправленных антенн достаточно отработаны предприятиями

космической промышленности, а предлагаемой скорости передачи данных вполне достаточно для оперативной закладки команд управления комплексом научной аппаратуры и снятия с него телеметрии, позволяющей оценить основные параметры функционирования.

Разработанный в лаборатории центра космических информационных технологий ИЗМИ РАН приемопередатчик ТР-137-60 предназначен для работы в составе наземного комплекса аппаратуры, также разработанной в ИЗМИ РАН в ходе выполнения ряда проектов орбитальных космических исследований Солнца и ионосферы Земли [1], он рассчитан на работу в комплексе с бортовым приемопередатчиком, предназначенным для установки на борту космического аппарата [2]. Приемопередатчик имеет следующие характеристики:

- несущая частота, перестраиваемая в диапазоне 137–138 МГц;
- точность настройки и уход частоты — $8 \cdot 10^{-5}$;
- чувствительность приемника не хуже 2.5 мкВ;
- модуляция частотная; бифазный код 4 кбит/с “вверх”; 64 кбит/с “вниз”;
- девиация равна 20 кГц;
- диапазон АРУ составляет не менее 60 дБ;
- подавление внеполосных каналов не менее 50 дБ;
- излучаемая мощность передатчика равна 60 Вт;
- напряжение питания — 12 В;
- габаритные размеры — $198 \times 195 \times 90$ мм³;
- выходные разъемы — управление РС32; антенные N-типа;
- интерфейс управления — цифровая логика КМОП-уровня 5 В.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stepanov A.I., Lisin D.V., Kuznetsov V.D., Afanas'ev A.N., Osin A.I., Schwarz J.* On-Board and Ground-Based Complexes for Operating the Science Payload of the CORONAS-F Space Mission. The Coronas-F Space Mission. Ed. by V.D. Kuznetsov. P. 457. Berlin—Heidelberg: Springer-Verlag 2014.
2. *Лисин Д.В.* ПТЭ. 2021. № 5. С. 159.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040236>

Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, Троицк, Калужское ш., 4, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук. Центр космических информационных технологий. E-mail: lisindv@izmiran.ru

**ПРИБОРЫ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ,
ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ**

УДК 534.6

ПОВЫШЕНИЕ ПОМЕХОЗАЩИЩЕННОСТИ КОМБИНИРОВАННОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРИЕМНИКА КГП10

© 2026 г. А. О. Щербина

Поступила в редакцию 03.12.2025

После доработки 17.12.2025

Принята к публикации 12.01.2026

DOI: 10.7868/S3034564226030236

Рассмотрены практические методы улучшения помехозащищенности комбинированных гидроакустических приемников соколеблющегося типа КГП10 производства ВНИИФТРИ. Представлены меры по улучшению экранирования измерительного тракта. Рассмотрена замена комплектного предварительного усилителя, построенного по типу усилителя заряда, на высокоимпедансный усилитель напряжения. В результате работы удалось полностью избавиться от всех видов электрических помех и повысить отношение сигнал/шум с 15 до 36 дБ.

Для определения направления на источники гидроакустических сигналов помимо антенных решеток могут применяться комбинированные приемники, позволяющие выполнять эту задачу, регистрируя сигнал в одной точке пространства [1]. В ИКИР ДВО РАН используются комбинированные гидроакустические приемники КГП10 производства ВНИИФТРИ. Конструктивно приемник состоит из сферического корпуса диаметром 53 мм, в котором размещены трехкомпонентный преобразователь градиента акустического давления и всенаправленный преобразователь акустического давления. Кабелем длиной 1.5 м прибор соединяется с экранированным герметичным предварительным усилителем, сигнал с которого передается по кабелю длиной 200 м на приемный пункт с устройством оцифровки и записи сигналов. Все компоненты датчиков реализованы с использованием пьезо-керамических элементов.

Направление на источник сигналов определяется с использованием векторно-фазовых методов [1]. При этом точность определения направления на источник существенно зависит от амплитуды электромагнитных помех, действующих на цепи прохождения сигналов.

В ходе эксплуатации было установлено, что при регистрации сигналов геоакустической эмиссии в озере Микижа (полуостров Камчатка) корпус приемника и кабель, соединяющий его с предварительным усилителем, не обеспечивают достаточную помехозащищенность. Вследствие этого в регистрируемом сигнале присутствуют различные электрические помехи с большой амплитудой (рис. 1а), а отношение сигнал/шум не превышает 10–15 дБ. Использовать такой сигнал для определения направления на источник невозможно, требуется снижение уровня помех.

Закрепить дополнительный экран на корпус приемника нельзя, так как нарушится заводская градуировка преобразователя градиента давления из-за изменения массы прибора. Поэтому приемник был помещен внутрь отдельного экранирующего корпуса цилиндрической формы с диаметром основания 0.2 и высотой 0.25 м, изготовленного из латунной сетки с размером ячейки 3 мм, которая не препятствует прохождению акустических сигналов. Корпус экрана соединен с корпусом предусилителя гибким рукавом из экранирующей медной сетки, внутри которого свободно помещен соединительный кабель.

Был усовершенствован корпус предусилителя, который в изначальном варианте представлял собой один экранированный объем, содержащий схемы предварительного усиления, формирования выходных сигналов и фильтрации питания. Доработанный вариант состоит из трех отдельных экранированных объемов, каждый из которых содержит по одной из перечисленных схем.

В результате дополнительного экранирования удалось устранить помехи промышленной

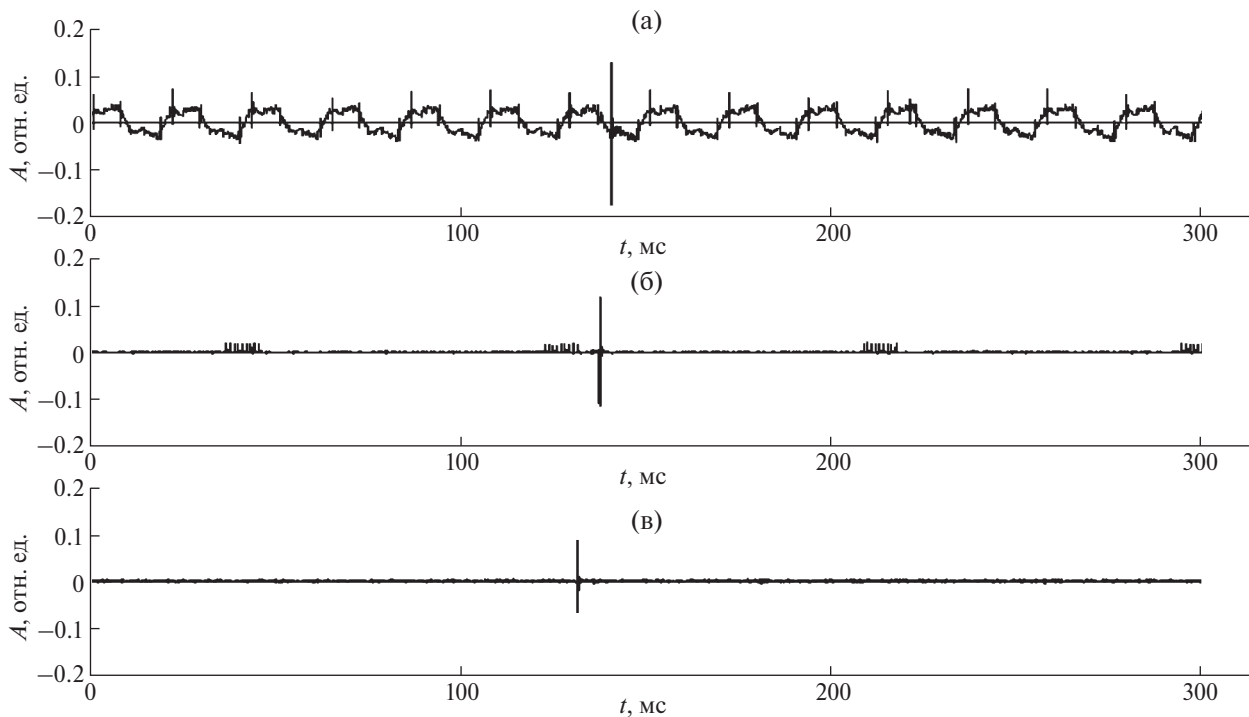


Рис. 1. Пример исходного сигнала (а), сигнала после улучшения экранирования (б) и сигнала после замены предварительного усилителя (в)

частоты и снизить импульсную составляющую на 10 дБ (рис. 1б).

Для большего снижения уровня помех был заменен предварительный усилитель приемника. Наиболее часто для работы с пьезокерамическими датчиками используется один из двух типов усилителей: усилители заряда и высокоимпедансные усилители напряжения [2, 3]. Комплектный усилитель приемника, построенный по типу усилителя заряда (рис. 2а), был заменен высокоимпедансной схемой (рис. 2б). На представленной схеме сопротивления R_1 и R_2 равны, а операционный усилитель оснащен входом на

полевых транзисторах. Для пьезокерамических элементов с емкостью более 300 пФ номинал пленочного конденсатора C_1 может быть 0.01 мкФ или более, в ином случае он должен быть равен емкости пьезокерамического элемента [3].

Результаты принятого комплекса мер представлены на рис. 1в. Как видно, удалось полностью избавиться от всех видов электрических помех и повысить отношение сигнал/шум до 36 дБ. Полученное качество данных позволяет успешно применять векторно-фазовые методы для определения направления на источники сигналов.

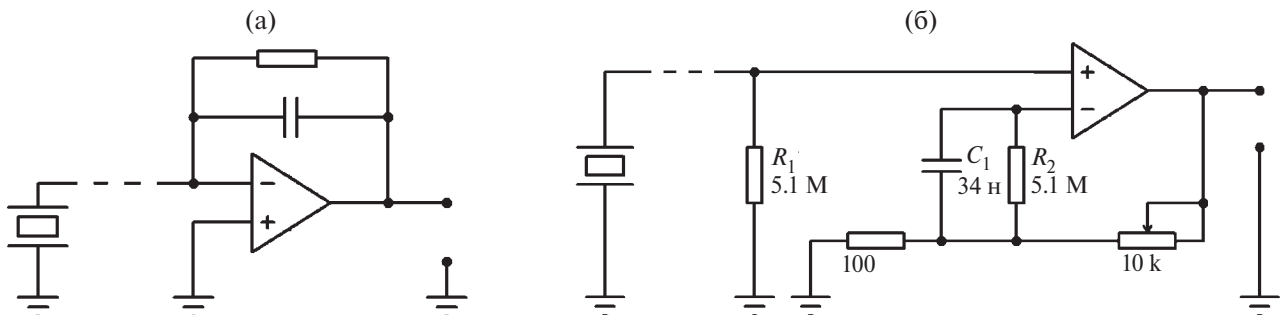


Рис. 2. Принципиальная схема комплектного усилителя заряда (а) и примененная в работе схема высокоимпедансного усилителя напряжения (б)

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания ИКИР ДВО РАН (№ 124012300245-2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. Москва: Физматлит, 2007.
2. Пейтон А.Дж., Воли В. Аналоговая электроника на операционных усилителях. Москва: Бином, 1994.
3. Методы практического конструирования при нормировании сигналов с датчиков: материалы семинара Practical design techniques for sensor signal conditioning.
<https://studfile.net/preview/5028067/>

Адрес для справок: Россия, 684034, Камчатский край, Елизовский район, с. Паратунка, ул. Мирная, 7. Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН. E-mail: albert_rkat@mail.ru

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ,
НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.7868/S3034564226030244

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Алексеев В.И., Ахмад С.М., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С. Четырехканальный амплитудно-координатный сцинтилляционный спектрометр. — 9 с., 5 рис.

Представлены результаты калибровки на пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН четырехканального амплитудно-координатного сцинтилляционного спектрометра толщиной $0.36X_0$, включающего амплитудную и временную системы регистрации на основе фотоэлектронных умножителей ФЭУ-49 и ФЭУ-87 соответственно. Минимальное относительное энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра составило $\delta \sim 12\%$ при энергии электронов $E \sim 30$ МэВ. В диапазоне энергий электронов от 12 до 47 МэВ координатное разрешение в центре спектрометра составило $\sigma \sim 1.3$ см. Обнаружена сложная зависимость среднего канала временного спектра от энергии

Бусыгина И.А., Григорьева И.Г., Кушин В.В., Кузнецов А.П., Салахутдинов Г.Х. Исследования характеристик термолюминесцентных детекторов для спектрометрии импульсного рентгеновского излучения. — 14 с., 3 рис.

Приводятся результаты исследования основных характеристик термолюминесцентных детекторов. Представлена конструкция спектрометра импульсного рентгеновского излучения, созданного на основе термолюминесцентных детекторов. Описаны основные эксперименты, где были использованы разработанные и созданные спектрометры.

Васильев О.А., Горбунов А.В., Карманов Д.Е., Ковалев И.М., Курганов А.А., Подорожный Д.М., Турундаевский А.Н. Методика определения масс изотопов в кремниевом многослойном калориметре полного поглощения. — 23 с., 9 рис.

Представлена методика определения масс изотопов ядер с применением многослойного кремниевого калориметра полного поглощения. Показана работоспособность этой методики на примере экспериментальных данных, полученных на пучке ядер аргона ($Z = 18$). По представленной методике выполнены оценки точности определения масс изотопов сверхтяжелых ядер ($Z > 26$), которые применены к экспериментальным данным, полученным на пучке ядер ксенона ($Z = 54$). В целом работа позволяет оценить границы применимости многослойного калориметра полного поглощения для идентификации изотопов сверхтяжелых ядер в потоках космических лучей. В качестве примера подобный анализ выполнен для планируемого эксперимента “Нуклон-2”.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Корженевский А.В., Туйкин Т.С. Самозапуск полевых транзисторов в твердотельном наносекундном генераторе Аркадьева—Маркса. — 8 с., 11 рис.

Генераторы Аркадьева—Маркса широко применяются для создания высоковольтных импульсов. В них накопительные конденсаторы заряжаются параллельно, а затем последовательно соединяются с помощью коммутаторов и разряжаются на нагрузку. С появлением высоковольтных транзисторов стало возможным использовать их вместо традиционных разрядников. Однако такие генераторы требуют сложных систем управления для каждого транзистора. В этой статье представлен высоковольтный генератор Аркадьева—Маркса с карбид-кремниевыми (SiC) полевыми транзисторами, который не нуждается в отдельных источниках запуска для каждой ступени. Управляющая схема подает сигнал только на нижнюю ступень, а остальные транзисторы открываются через пассивные цепочки, создающие импульсы на их затворах. Это обеспечивает синхронизацию выходного импульса с управляющим сигналом с разбросом менее 1 нс и длительность фронта импуль-

са менее 10 нс. Дальнейшее укорочение фронта примерно до 2 нс достигается использованием неуправляемого обостряющего разрядника на выходе.

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Козлов К.А., Коротков Д.А. Исследование зависимости коммутационных потерь энергии в динисторах с ударной ионизацией от температуры их структур. — 7 с., 6 рис.

Приведены результаты исследований промышленно выпускаемых динисторов с ударной ионизацией ДУИ-113-10 в режиме коммутации импульсов тока с амплитудой 2000 А и длительностью 300 нс при изменении температуры их структур в диапазоне от -30 до $+80$ °С. Показано, что в этом режиме коммутационные потери энергии в динисторах малы и монотонно увеличиваются в диапазоне от 40 до 80 мДж. При испытаниях ДУИ-113-10 в режиме коммутации импульсов тока с амплитудой 1.3 кА и длительностью 200 нс, следующих с частотой 200 Гц, получен малый нагрев их структур. В естественных условиях без принудительного охлаждения он составил примерно 15 °С.

Костычев Ю.А. Метод повышения точности емкостной диэлектрической спектроскопии материалов. — 11 с., 5 рис.

Разработан новый метод обработки результатов емкостных измерений при определении спектров комплексной диэлектрической проницаемости материалов. Метод отличается от известных аналогов восстановлением комплексной диэлектрической проницаемости по измеренной проводимости емкостной измерительной ячейки в широкой полосе частот без применения приближения малых потерь. Проведены экспериментальное исследование метода и сравнение его точностных характеристик с таковыми для известных методов с использованием измерительных ячеек на базе коаксиальной и симметричной полосковой линий. Показана эффективность применения разработанного метода для материалов со значением тангенса угла диэлектрических потерь, превышающим 0.01, в расширенном частотном диапазоне при увеличении верхней частоты измеряемого спектра комплексной диэлектрической проницаемости не менее чем в 1.3 раза и повышении точности для его мнимой части не менее чем в 1.5 раза в сравнении с известными методами.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Бруль А.В., Вахрушев Р.В., Константинов С.Г., Кузьмин Е.И., Куркучев В.В., Орешонок В.В., Павлюченко В.А., Скляров В.Ф., Сорокин А.В., Старостенко А.А., Усов П.В., Цыганов А.С., Чуркин И.Н., Шиховцев И.В. Стенд для испытаний имплантерных ионных источников. — 11 с., 8 рис.

Представлено описание специализированного экспериментального стенда, разработанного в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН для исследования ионных источников, применяемых в системах ионной имплантации полупроводниковых структур. Стенд предназначен для отработки технологий формирования и транспортировки ионных пучков с параметрами, критичными для производства полупроводниковых элементов, используемых в микроэлектронной промышленности: энергия до 80 кэВ, ток до 100 мА, эмиттанс около $5.2 \cdot 10^{-3}$ л·мм·мрад (для ионов аргона). Описаны ключевые компоненты стенда: модульная высоковольтная система питания, базовые методы диагностики ионного пучка, а также автоматизированная вакуумная система.

Геликонов В.М., Ксенофонов С.Ю., Шилигин П.А., Ромашов В.Н., Геликонов Г.В. Использование оптической когерентной томографии для исследования зависимости констант распространения поляризационных мод от растяжения оптоволокна. — 13 с., 5 рис.

Предложен метод исследования влияния растяжения поддерживающего поляризацию оптоволокна (Polarization Maintaining, РМ-волокна) с относительным удлинением 10^{-3} на его двулучепреломление с помощью низкокогерентной спектральной интерферометрии, которая широко используется в оптической когерентной томографии. Способ обеспечивает одновременную регистрацию удлинения геометрической и оптической длин и связанного с этим изменения констант распространения (групповых задержек) поляризационных мод при продольном растяжении РМ-волокна. При этом гарантируется отсутствие таких факторов, как изгиб, кручение и боковое давление, которые дополнительно могут повлиять на двулучепреломление. В отличие от традиционных поляризационных методов исследования, этот

метод не требует точного согласования интенсивностей ортогональных мод. Получено значение коэффициента $Q \approx 21.2$, равное отношению разности фазовых сдвигов мод, вызванной изменением собственного двулучепреломления при растяжении волокна, к разности, вызванной увеличением его геометрической длины.

Кириченко А.С., Кузин С.В., Перцов А.А., Червинский В.И., Трифонов А.В., Золотов Д.А., Кривоносов Ю.С., Лобода И.П., Рева А.А., Богачёв С.А. Радиационная стойкость рентгеновского изображающего спектрометра на базе коммерческой КМОП-матрицы SONY IMX265. — 10 с., 7 рис.

Разработан рентгеновский изображающий спектрометр на базе коммерческой матрицы Sony IMX265. Исследованы процессы деградации детектора в результате воздействия коротковолнового ионизирующего излучения. Определены изменения уровней темнового тока в зависимости от радиационной нагрузки при разных значениях температуры. Проведена попытка восстановления характеристик матрицы за счет длительного отжига. Показано, что при интегральной плотности энергии излучения, попавшего на матрицу, порядка 10^7 эрг/см² матрица сохраняет свою работоспособность, а ее характеристики эффективно восстанавливаются за счет отжига, а также при существенном охлаждении при эксплуатации.

Котов В.М. Управляемое изменение фазы излучения, формируемого на выходе акустооптического интерферометра. — 14 с., 4 рис.

Рассмотрен эффект изменения фазы световой волны, выходящей из акустооптического интерферометра, обусловленный разной длиной оптических путей, проходимых составляющими выходного луча в процессе изменения частоты звуковой волны. Разная длина оптических путей обусловлена функциональными особенностями акустооптического интерферометра. Эксперименты, выполненные на основе акустооптического интерферометра, в котором использована ячейка из кристалла парателлурита, выявили изменение фазы оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм от нуля примерно до 1000° при изменении частоты звука от 40 до 40.1 МГц.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Постельга А.Э., Шароватов В.О., Гейт О.Д. Метод контроля качества реминерализующей терапии зубной эмали. — 9 с., 5 рис.

Представлен метод оценки качества зубной эмали с использованием ближнеполевого СВЧ-микроскопа, работающего в автодинном режиме. Предлагаемый метод позволяет провести сравнительный анализ состояния зубной эмали до и после процедуры и помочь врачу стоматологу принять решение об ее эффективности. Экспериментальная установка на базе СВЧ-автодина с диодом Ганна обеспечивает высокую точность измерений и пространственное разрешение. Полученные результаты показывают различие эффективности реминерализации в разных участках зуба, особенно в пришеечной области, где обработка осложнена анатомическими особенностями. Преимуществом данного метода является то, что он может использоваться как в контактном, так и в бесконтактном режиме, при этом применение в контактном режиме не оказывает разрушающего воздействия на образец. Этот подход обладает потенциалом для широкого применения в стоматологии и научных исследованиях, что позволяет стоматологам и ученым проводить точный контроль состояния зубной эмали и изучать воздействие на нее реминерализующих веществ.

Турьянский А.Г., Бабокин В.Е., Чжо Зо Лин, Сенкова В.М., Тонконогов Ю.М. Определение площади внутреннего просвета сосуда методом абсорбционной рентгеновской спектроскопии в области К-края рентгеновского фотопоглощения контрастирующего агента. — 11 с., 6 рис.

Предложен метод количественного определения площади внутреннего просвета сосуда методом абсорбционной рентгеновской спектроскопии в области К-края рентгеновского фотопоглощения контрастирующего агента. Регистрируется набор энергодисперсионных спектров линейной проекции поперечного среза анализируемого сосуда. По величине отношения коэффициентов пропускания при энергиях $EJ - \Delta E$ и $EJ + \Delta E$, где EJ — энергия скачка фотопоглощения контрастирующего элемента, определяются значения длины пути излучения в анализируемом сосуда. По данным измерения калиброванных тест-объектов, имитирующих

сосуд, показано, что метод позволяет получать наиболее точные количественные результаты о площади внутреннего просвета сосуда и концентрации контрастирующего агента.

Тягунов Д.С., Шестаков А.Ф. Аппаратурно-методические особенности регистрации ультранизкочастотных сигналов электромагнитного излучения, генерируемых образцами горных пород в процессе их разрушения. — 10 с., 3 рис.

Представлены результаты аппаратурно-методического сопровождения эксперимента, позволившего осуществлять регистрацию сигналов электромагнитного излучения в диапазоне частот 0.01–200 Гц, наблюдаемых при разрушении образцов горных пород в процессе их одноосного нагружения на фоне магнитного шума техногенного происхождения в лабораторных условиях. Приведено описание аппаратуры, использующей магнитомодуляционные преобразователи магнитной индукции, а также сопутствующего оборудования и методики измерений. Рассмотрены примеры одноосного нагружения двух различных образцов горной породы. При близких режимах нагрузки испытуемых образцов амплитуда записи магнитограмм первого образца сопоставима с фоновыми значениями техногенного магнитного шума, а второго в несколько раз их превышающих. Сделан вывод о том, что чувствительность магнитомодуляционного преобразователя с автопараметрическим усилением сигнала позволяет применять его для регистрации ультранизкочастотных сигналов электромагнитного излучения в процессе разрушения образцов горных пород в условиях помех техногенного магнитного шума.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Адамьян Ю.Э., Губкин Г.Е., Кузнецов И.Б., Кривошеев С.И., Магазинов С.Г. Установка для исследования комбинированных электрических и механических воздействий на диэлектрики. — 11 с., 5 рис.

Представлено описание экспериментальной установки для исследования влияния механического нагружения пленочных диэлектриков на их импульсную электрическую прочность. Новизна работы состоит в использовании для механического нагружения магнитно-импульсного метода, позволяющего расширить диапазон механических напряжений в образцах в об-

ласть пластического течения. Система создания механической нагрузки обеспечивает уровень точности воспроизведения деформации $\pm 5\%$. Точность определения средней величины пробивного напряжения определяется статистическим разбросом свойств диэлектрика. Для создания механической нагрузки образцов используется генератор импульсных токов, питающий два многовитковых спиральных индуктора. Импульсы электрического воздействия имеют форму фронта, близкую к линейно нарастающей. Проведенная серия измерений на образцах из полиэтилентерефталатной пленки толщиной 90 мкм показала, что максимум электрической прочности примененных образцов наблюдается при уровне относительной деформации порядка 1.0–1.1 %, при котором пластичность материала еще заметно не проявляется.

Кирсанов А.В., Проявин М.Д., Орловский А.А., Котомина В.Е., Ананичев А.А. Фотополимерная калориметрическая нагрузка для гиротронов низкого уровня средней мощности СВЧ. — 8 с., 5 рис.

Для измерения мощности гиротронов миллиметрового диапазона предложена, разработана и экспериментально исследована конструкция проточного водяного калориметра, в котором составные части (корпус, волноводная вставка и крышка) изготовлены методом фотополимерной 3D-печати из пластика с применением технологии последующего омеднения (CMPS). Поскольку теплопроводность пластика на три порядка ниже, чем у традиционно используемых металлов, выход такого калориметра на стационарный режим (как в процессе калибровки, так и в процессе проведения измерений СВЧ-мощности) происходит в несколько раз быстрее. В результате минимизируется влияние временных уходов температуры поступающей воды, а также температуры окружающего воздуха, что позволяет повысить точность проводимых измерений. Последнее обстоятельство особенно важно для измерения мощности импульсных гиротронов с низкой средней мощностью.

Нырк Н.Ю., Головчан А.В., Тодрис Б.М., Ковалев О.Е., Шевелёва А.В., Сафонов Р.А., Грибанова И.Ф., Каманцев А.П. Лабораторная установка для измерения *in situ* намагниченности, магнитострикции и тем-

пературы магнетиков в импульсных магнитных полях — 9 с., 11 рис.

Представлено описание лабораторной установки импульсного магнитометра для комплексного исследования магнитоструктурных фазовых переходов в функциональных магнитных материалах. Установка предназначен для одновременного измерения *in situ* намагниченности, магнитострикции и температуры образца магнетика в импульсных магнитных полях до 15 Тл с частотой дискретизации до 1 МГц.

Магнитное поле создается разрядом конденсаторной батареи на соленоид через тиристорный ключ. Намагниченность измеряется индукционным методом с использованием системы встречно включенных измерительной и компенсационной катушек. Температура контролируется закрепленной на образце дифференциальной микротермопарой. Приведены конструктивные особенности основных узлов — генератора импульсов, соленоида и измерительной системы. Даны технические характеристики установки и результаты тестовых измерений.